

УДК 621.383

Свойства корреляторов тепловых и фотоиндуцированных случайных полей концентраций и токов подвижных носителей заряда в ИК-фотодиодах

А. Ю. Селяков, И. Д. Бурлаков, А. М. Филачёв

Проведен сравнительный анализ свойств корреляторов стационарных тепловых и фотоиндуцированных случайных полей (СП) концентраций и токов подвижных носителей заряда в ИК-фотодиодах и гомогенных полупроводниках. Показано, что корреляторы тепловых и фотоиндуцированных СП концентраций подвижных носителей заряда определяются одинаковыми по смыслу выражениями при любой структуре p - n -перехода и произвольной полярности приложенного напряжения, в то время как корреляторы СП фотоиндуцированных и темновых токов определяются одинаковыми по смыслу выражениями только в случае обратносмещенного p - n -перехода с длинной базой.

PACS: 27.40.+w, 72.70.+m

Ключевые слова: шум, флуктуации, случайное поле, p - n -переход, фотодиод.

Введение

Фотодиоды на основе различных узкозонных полупроводников в настоящее время являются наиболее распространенными твердотельными фотоприемниками для регистрации электромагнитного излучения инфракрасного (ИК) диапазона [1—3]. Фундаментальными факторами, ограничивающими пороговые характеристики и рабочую температуру фотодиодов коротковолнового, средневолнового и длинноволнового ИК-диапазона являются флуктуации темнового тока и фототока, что обуславливает актуальность исследования флуктуационных явлений в таких приборах.

В недавно опубликованных работах [4—6] на основе метода Ланжевена проанализированы собственные и фотоиндуцированные шумы ИК-фотодиодов с короткой базой. В работах [7—9] на основе метода Ланжевена в низкочастотном пределе ($\omega\tau \ll 1$, где ω — круговая частота, τ — время жизни неосновных носителей в базе) развита корреляционная теория тепловых и фотоиндуцированных стационарных случайных полей (СП) концентраций и токов подвижных носителей заря-

да в ИК-фотодиодах и гомогенных полупроводниках. Целью данной работы является сравнительный анализ корреляционных свойств таких СП.

Стационарная модель фотодиода

В качестве основы для модели мы будем рассматривать фотодиод длинноволнового ИК-диапазона на основе тройного твердого раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x \approx 0,2$), у которого p - n -переход сформирован ионной имплантацией в подложке p -типа. Такие p - n -переходы имеют структуру n^+-n-p [3], причем n -область имеет толщину несколько микрон и является эффективно слаболегированной. Основные приближения и допущения, использованные в стационарной модели p^+-n -перехода (темновой ток которого определяется процессами тепловой генерации и рекомбинации в квазинейтральной области (КНО) n -типа и на котором поддерживается постоянное смещение V произвольной полярности), изложены в работах [4, 6]. Структура рассматриваемого p^+-n -перехода изображена на рис. 1 работы [8]. Ось x направлена от n -области, толщина которой равна d , к p^+ -области, а точка $x = 0$ расположена на границе раздела КНО n -типа и области пространственного заряда (ОПЗ). В работах [4—9] рассмотрены случаи короткой ($d < L_p$, где $L_p = \sqrt{D_p\tau}$ — диффузионная длина неосновных носителей в базе, D_p — коэффициент диффузии дырок) и длинной ($d \geq L_p$) базы, а также два типа контакта (граничного условия) в точке $x = -d$, а именно, омический и блокирующий. Монохроматическое излучение падает на рассматриваемый p^+-n -переход со стороны p^+ -области,

Селяков Андрей Юрьевич, научный сотрудник¹.

E-mail: ayusel@mail.ru

Бурлаков Игорь Дмитриевич, зам. генерального директора по инновациям и науке².

Филачёв Анатолий Михайлович, генеральный директор².

¹Филиал АО «ПО «УОМЗ «Урал-Геофизика».

Россия, 111123, Москва, ул. Плеханова, 4, стр. 1.

²АО «НПО «Орион».

Россия, 111123, Москва, ул. Косинская, 9.

Тел. (499) 374-51-41. E-mail: orion@orion-ir.ru

Статья поступила в редакцию 20 августа 2015 г.

© Селяков А. Ю., Бурлаков И. Д., Филачёв А. М., 2015

причем считается, что отражением от поверхности p^+ -области можно пренебречь, равно как и поглощением излучения в КНО p^+ -типа и ОПЗ.

Для расчета стационарной концентрации дырок $p_s(x, V)$ в базе рассматриваемого p - n -перехода необходимо решить уравнение непрерывности в амбиполярной форме, которое (при использовании допущения о линейной модели рекомбинации) имеет вид:

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

где $\Delta p(x, V) = p_s(x, V) - p_0$ — концентрация неравновесных дырок, p_0 — концентрация равновесных дырок в n области, α — коэффициент поглощения, J — плотность потока фотонов падающего излучения. В случае омического контакта в точке $x = -d$ граничное условие к уравнению (1) имеет вид $\Delta p^\infty(-d, V) = 0$, а в случае блокирующего — $(\partial \Delta p^0(x, V) / \partial x)|_{x=-d} = 0$. Граничное условие к амбиполярному уравнению непрерывности на границе раздела КНО n -типа с ОПЗ, т. е. в точке $x = 0$, имеет вид $\Delta p(0, V) = p_0 e_1(V)$ [10, 11], где $e_1(V) = \exp((qV) / (kT)) - 1$, q — заряд электрона, k — постоянная Больцмана, T — температура.

Уравнение (1) представляет собой линейное неоднородное дифференциальное уравнение второго порядка, вследствие чего концентрация дырок и плотность дырочного тока в базе рассматриваемого p - n -перехода $p_s^{\infty(0)}(x, V)$ и $J_p^{\infty(0)}(x, V) = -qD_p(\partial p_s^{\infty(0)}(x, V) / \partial x)$ соответственно для случая омического и блокирующего контакта к базе могут быть представлены в виде суммы двух слагаемых: $p_s^{\infty(0)}(x, V) = p_d^{\infty(0)}(x, V) + p_{ph}^{\infty(0)}(x)$, $J_p^{\infty(0)}(x, V) = J_d^{\infty(0)}(x, V) + J_{ph}^{\infty(0)}(x)$ соответственно. Первые слагаемые данных выражений определяются процессами тепловой генерации и рекомбинации в базе p - n -перехода при отсутствии засветки $p_d^{\infty(0)}(x, V) = p_s^{\infty(0)}(x, V)|_{J=0}$, $J_d^{\infty(0)}(x, V) = J_p^{\infty(0)}(x, V)|_{J=0}$ и определяются формулами (1)–(4) работ [7, 8] соответственно, т. е. величины $J_d^{\infty(0)}(x, V)$ и $J_{ph}^0(x, V)$ представляют собой плотности диффузионных токов в базе рассматриваемого p - n -перехода для случая омического и блокирующего контакта к n -области соответственно. В свою очередь, концентрация $p_d^{\infty(0)}(x, V)$ темновых дырок в базе рассматриваемого p^+ - n -перехода также мо-

жет быть представлена в виде суммы двух слагаемых, а именно, равновесного, не зависящего от смещения, и неравновесного, обращающегося в нуль при $V = 0$ (см. уравнения (1) и (3) работы [8]). Вторые слагаемые величин $p_s^{\infty(0)}(x, V)$ и $J_p^{\infty(0)}(x, V)$ обусловлены воздействием падающего излучения и определяются выражениями (6)–(9) работы [9], т. е. величины $J_{ph}^{\infty(0)}(x)$ и $J_{ph}^0(x)$ представляют собой плотности фототока в базе рассматриваемого p^+ - n -перехода для случая омического и блокирующего контакта к n -области соответственно. В случае p^+ - n -перехода с длинной базой ($d \rightarrow \infty$) концентрация темновых дырок и плотность диффузионного тока определяются выражениями (5) и (6) работы [8], а концентрация фотоиндуцированных дырок и плотность фотоиндуцированного дырочного тока в КНО n -типа определяются выражениями (10) и (11) работы [9] соответственно.

Стохастическая модель фотодиода

В рамках сделанных допущений, при анализе флуктуационных явлений в рассматриваемом p - n -переходе можно ограничиться решением уравнения Ланжевена в амбиполярной форме, которое имеет вид [5]:

$$\frac{\partial^2 \delta p_\omega(x, V)}{\partial x^2} - \frac{\delta p_\omega(x, V)}{L_{p,\omega}^2} = -\frac{1}{D_p} \left(\gamma_{p,\omega} + \gamma_{g,\omega} + \frac{\partial j_{p,\omega}}{\partial x} \right), \quad (2)$$

где $\delta p_\omega(x, V)$ — Фурье-трансформанта флуктуации концентрации дырок, $L_{p,\omega} = L_p(1 + i\omega\tau)^{-1/2}$ — кинетическая диффузионная длина дырок в n -области, I — мнимая единица, $\gamma_{p,\omega}$ — Фурье-трансформанта случайного источника, соответствующего случайному характеру процесса тепловой генерации и процесса рекомбинации, $\gamma_{g,\omega}$ — Фурье-трансформанта случайного источника, соответствующего случайному характеру процесса фотогенерации и $j_{p,\omega}$ — Фурье-трансформанта случайного источника, соответствующего случайному характеру процессов рассеяния. В точке $x = 0$ стохастическое граничное условие к уравнению (2) имеет вид $\delta p_\omega(0, V) = 0$ [4, 6], причем данное стохастическое граничное условие ограничивает пределы применимости соответствующего ему решения условием $\omega \ll t_{fl}^{-1}$, где t_{fl} — время пролета дырок через ОПЗ. Для p^+ - n -перехода на ос-

нове тройного твердого раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x \approx 0,2$), сформированного низкоэнергетичной ионной обработкой, частотный диапазон применимости данного граничного условия простирается вплоть до нескольких гигагерц [5]. В случае омического контакта в точке $x = -d$ стохастическое граничное условие имеет вид $\delta p_\omega^\infty(-d, V) = 0$, а в случае блокирующего контакта в данной точке стохастическое граничное условие имеет вид $(\partial \delta p_\omega^0(x, V) / \partial x)|_{x=-d} = 0$ [4, 6]. В КНО n -типа Фурье-трансформанта флуктуации плотности дырочного тока определяется уравнением $(1/q)\delta J_{p,\omega}(x) = -D_p \partial \delta p_\omega(x) / \partial x - j_{p,\omega}(x)$ [5]. Решение уравнения (2) для случая омического и блокирующего контакта к базе фото диода определяется выражениями (13)—(16) работы [9].

Корреляторы флуктуационных полей

Корреляторы СП концентрации и тока подвижных носителей заряда в базе рассматриваемого p - n -перехода, определенные по положительным частотам $\omega \geq 0$, $S_{p,\omega}(x_1, x_2, V)$ и $S_{Jp,\omega}(x_1, x_2, V)$ соответственно определяются выражениями [9]:

$$\begin{aligned} \langle \delta p_\omega(x_1, V) \delta p_{\omega'}^*(x_2, V) \rangle &= \pi \delta(\omega' - \omega) S_{p,\omega}(x_1, x_2, V), \\ \langle \delta J_{p,\omega}(x_1, V) \delta J_{p,\omega'}^*(x_2, V) \rangle &= \\ &= \pi \delta(\omega' - \omega) S_{Jp,\omega}(x_1, x_2, V). \end{aligned} \quad (3)$$

При этом рассматриваемые корреляторы могут быть записаны в виде суммы двух величин [9]:

$$\begin{aligned} S_{p,\omega}(x_1, x_2, V) &= S_{pd,\omega}(x_1, x_2, V) + S_{pph,\omega}(x_1, x_2), \\ S_{Jp,\omega}(x_1, x_2, V) &= S_{Jd,\omega}(x_1, x_2, V) + S_{Jph,\omega}(x_1, x_2), \end{aligned}$$

где величины $S_{pd,\omega}(x_1, x_2, V)$ и $S_{Jd,\omega}(x_1, x_2, V)$ обусловлены флуктуационными процессами, не зависящими от засветки (тепловыми шумами), а величины $S_{pph,\omega}(x_1, x_2)$ и $S_{Jph,\omega}(x_1, x_2)$ обусловлены фотоиндуцированными шумами. Коррелято-

ры фотоиндуцированных СП не зависят от смещения на p - n -переходе [9]. В низкочастотном пределе ($\omega \tau \ll 1$) корреляторы $S_{pd,\omega}(x_1, x_2, V)|_{\omega \tau \ll 1}$ и $S_{Jd,\omega}(x_1, x_2, V)|_{\omega \tau \ll 1}$ для случая омического и блокирующего контакта к базе определяются формулами (18), (19) и (20), (21) работы [8] соответственно, а корреляторы $S_{pph,\omega}(x_1, x_2, V)|_{\omega \tau \ll 1}$ и $S_{Jph,\omega}(x_1, x_2, V)|_{\omega \tau \ll 1}$ — формулами (26), (27) и (28), (29) работы [9] соответственно. Корреляторы тепловых и фотоиндуцированных СП концентрации и тока подвижных носителей заряда в базе рассматриваемого p^+ - n -перехода обладают свойством эрмитовой сопряженности и в низкочастотном пределе удовлетворяют соотношениям $S_{p(pph)}^{\infty(0)}(x_1, x_2) = S_{p(pph)}^{\infty(0)}(x_2, x_1)$ и $S_{Jd(ph)}^{\infty(0)}(x_1, x_2) = S_{Jd(ph)}^{\infty(0)}(x_2, x_1)$ [8, 9]. Вместе с тем, вследствие неоднородности тепловых и фотоиндуцированных СП концентрации и тока подвижных носителей заряда в базе рассматриваемого p^+ - n -перехода, корреляторы $S_{p(pph)}^{\infty(0)}(x_1, x_2)$ и $S_{Jd(ph)}^{\infty(0)}(x_1, x_2)$ зависят не от разности координат $\Delta x = x_2 - x_1$ точек x_1 и x_2 а от координаты каждой точки на оси абсцисс [8, 9]. (Координаты точек x_1 и x_2 удовлетворяют соотношению $|x_1| > |x_2|$ (см. рис. 1 работы [8])). Более того, в случае отсутствия засветки и нулевого смещения на p - n -переходе, когда концентрация и ток подвижных носителей заряда в базе рассматриваемого p - n -перехода не зависят от координаты ($p_d^{(\infty)0}(x, 0) = p_0$, $J_d^{(\infty)0}(x, 0) = 0$), тепловые СП концентрации и тока подвижных носителей заряда в базе p - n -перехода являются неоднородными, т. е. $S_{pd}^{\infty(0)}(x) \neq const$ и $S_{Jd}^{\infty(0)}(x) \neq const$ [8].

Корреляторы тепловых случайных полей концентрации и тока подвижных носителей заряда в КНО n -типа p^+ - n -перехода с короткой базой для случая блокирующего контакта определяются выражениями (4)—(7), а для случая омического контакта определяются выражениями (8)—(11) соответственно [8]:

$$S_{pd}^0(x_1, x_2, V) = \frac{2\tau}{AL_p} \text{sch}\left(\frac{d}{L_p}\right) \text{sh}\left(-\frac{x_2}{L_p}\right) \text{ch}\left(\frac{d+x_1}{L_p}\right) (p_s^0(x_1, V) + p_s^0(x_2, V)), \quad (4)$$

$$S_{Jd}^0(x_1, x_2, V) = \frac{4kT}{A} \text{ch}\left(\frac{x_2}{L_p}\right) \frac{\partial J_p^0(x_1, V)}{\partial V} \Big|_{V=0} + \frac{2q}{A} J_p^0(x_1, V), \quad (5)$$

$$S_{pd}^0(x, V) = \frac{4\tau}{AL_p} p_s^0(x, V) \operatorname{sch}\left(\frac{d}{L_p}\right) \operatorname{sh}\left(-\frac{x}{L_p}\right) \operatorname{ch}\left(\frac{d+x}{L_p}\right), \quad (6)$$

$$S_{J_d}^0(x, V) = \frac{4kT}{A} \operatorname{ch}\left(\frac{x}{L_p}\right) \frac{\partial J_p^0(x, V)}{\partial V} \Big|_{V=0} + \frac{2q}{A} J_p^0(x, V), \quad (7)$$

$$S_{pd}^\infty(x_1, x_2, V) = \frac{2\tau}{AL_p} \operatorname{csch}\left(\frac{d}{L_p}\right) \operatorname{sh}\left(-\frac{x_2}{L_p}\right) \operatorname{sh}\left(\frac{d+x_1}{L_p}\right) (p_s^\infty(x_1, V) + p_s^\infty(x_2, V)), \quad (8)$$

$$S_{J_d}^\infty(x_1, x_2, V) = \frac{4kT}{A} \operatorname{ch}\left(\frac{x_2}{L_p}\right) \frac{\partial J_p^\infty(x_1, V)}{\partial V} \Big|_{V=0} + \frac{2q}{A} J_p^\infty(x_1, V), \quad (9)$$

$$S_{pd}^\infty(x, V) = \frac{4\tau}{AL_p} p_s^\infty(x, V) \operatorname{csch}\left(\frac{d}{L_p}\right) \operatorname{sh}\left(-\frac{x}{L_p}\right) \operatorname{sh}\left(\frac{d+x}{L_p}\right), \quad (10)$$

$$S_{J_d}^\infty(x, V) = \frac{4kT}{A} \operatorname{ch}\left(\frac{x}{L_p}\right) \frac{\partial J_p^\infty(x, V)}{\partial V} \Big|_{V=0} + \frac{2q}{A} J_p^\infty(x, V), \quad (11)$$

где A — нормировочная площадь.

Из уравнений (4)—(11) видно, что при отсутствии засветки выражения для корреляторов СП концентрации и тока подвижных носителей заряда в базе ИК-фотодиода состоят из двух слагаемых: неравновесного, зависящего от смещения на p - n -переходе, и равновесного, не зависящего от V . При этом, случайные источники, обусловленные случайным характером процессов генерации — рекомбинации и процессов рассеяния, вносят вклад в каждое из этих слагаемых. Из уравнений (5), (7), (9) и (11) видно также, что неравновесные слагаемые в выражениях для корреляторов СП тока неосновных носителей заряда в базе p - n -перехода пропорциональны току неосновных носи-

телей, а равновесные слагаемые пропорциональны дифференциальной проводимости базы, обусловленной неосновными носителями. При $x = 0$ уравнения (7) и (11) определяют низкочастотный предел спектральной плотности собственного шума несимметричного p - n -перехода с короткой базой для случая блокирующего и омического контакта к базе соответственно. Они представляют собой обобщение формулы Ван-дер-Зила [12] на случай таких p - n -переходов. При $x = 0$ и $V = 0$ уравнения (7) и (11) переходят в формулы Найквиста [12] для p - n -переходов с соответствующей структурой.

В случае p - n -перехода с длинной базой ($d \rightarrow \infty$) выражения (4)—(7), а также (8)—(11) можно преобразовать к виду [8]:

$$S_{pd}^{inf}(x_1, x_2, V) = \frac{\tau}{AL_p} \left(1 - \exp\left(-\frac{2x_2}{L_p}\right)\right) \exp\left(-\frac{x_1 - x_2}{L_p}\right) (p_s^{inf}(x_1, V) + p_s^{inf}(x_2, V)), \quad (12)$$

$$S_{pd}^{inf}(x, V) = \frac{2\tau}{AL_p} p_s^{inf}(x, V) \left(1 - \exp\left(-\frac{2x}{L_p}\right)\right), \quad (13)$$

$$S_{J_d}^{inf}(x_1, x_2, V) = \frac{4kT}{A} \operatorname{ch}\left(\frac{x_2}{L_p}\right) \frac{\partial J_p^{inf}(x_1, V)}{\partial V} \Big|_{V=0} + \frac{2q}{A} J_p^{inf}(x_1, V), \quad (14)$$

$$S_{J_d}^{inf}(x, V) = \frac{4kT}{A} \operatorname{ch}\left(\frac{x}{L_p}\right) \frac{\partial J_p^{inf}(x, V)}{\partial V} \Big|_{V=0} + \frac{2q}{A} J_p^{inf}(x, V). \quad (15)$$

При $x = 0$ уравнение (15) представляет собой низкочастотный предел формулы Ван-дер-Зила [12] для спектральной плотности собственного шума несимметричного p - n -перехода с длинной базой.

Положив $x_2 = x_1 + \Delta x$ и рассчитав пределы выражений (12) и (14) при $x_1 \rightarrow -\infty$, получим формулы для низкочастотных пределов корреляторов равновесных СП концентрации и тока неосновных носителей заряда в бесконечно протяженном гомогенном полупроводнике n -типа [8]:

$$S_{pd}(\Delta x) = \frac{2p_0\tau}{AL_p} \exp\left\{-\frac{\Delta x}{L_p}\right\}, \quad (16)$$

$$S_{J_d}(\Delta x) = \frac{2q^2 p_0 L_p}{A\tau} \exp\left\{-\frac{\Delta x}{L_p}\right\}. \quad (17)$$

Из уравнений (16) и (17) видно, что в объеме гомогенного полупроводника равновесные тепловые СП концентрации и тока подвижных носителей заряда в низкочастотном пределе являются пространственно-однородными в широком смысле и характеризуются экспоненциальной функцией корреляции, с радиусом корреляции, равным L_p .

Положив $\Delta x = 0$, из уравнений (16) и (17) получим выражения для низкочастотного предела спектральных плотностей флуктуаций равновесных СП концентрации и тока неосновных носителей заряда в бесконечно протяженном гомогенном полупроводнике n -типа [8]:

$$S_{pd} = \frac{2p_0\tau}{AL_p}, \quad (18)$$

$$S_{J_d} = \frac{2q^2 p_0 L_p}{A\tau}, \quad (19)$$

Из выражения (19) следует, что спектральная плотность флуктуаций равновесного СП тока неосновных носителей заряда в бесконечно протяженном гомогенном полупроводнике n -типа $S_{I_p} = A^2 S_{J_d}$ определяется формулой Найквиста $S_{I_p} = 4kTG$, где $G = q\mu_p p_0 A / (2L_p)$ — проводимость полупроводникового резистора площадью A и длиной $2L_p$, обусловленная неосновными носителями.

Отметим, что при $V = 0$ уравнения (12)–(15) определяют также корреляторы равновесных тепловых СП концентрации и тока неосновных носителей в полубесконечном слое гомогенного полупроводника n -типа в случае бесконечной скорости поверхностной рекомбинации на грани $x = 0$. Вместе с тем, при $V = 0$ уравнения (8)–(11) определяют также корреляторы равновесных тепловых СП концентрации и тока неосновных носителей в слое гомогенного полупроводника n -типа толщиной d в случае бесконечной скорости поверхностной рекомбинации на обеих гранях, (при $x = 0$ и при $x = -d$). А уравнения (4)–(7) в рассматриваемом случае определяют аналогичные величины в случае бесконечной скорости поверхностной рекомбинации на грани $x = 0$ и нулевой скорости поверхностной рекомбинации на грани $x = -d$. Таким образом, в отличие от объема гомогенного полупроводника, в приповерхностных областях равновесные СП концентрации и тока подвижных носителей заряда являются неоднородными и при нулевой, и при бесконечной скорости поверхностной рекомбинации.

Корреляторы фотоиндуцированных СП концентрации подвижных носителей заряда в КНО n -типа p^+ - n -перехода с короткой базой для случая омического контакта к базе определяются выражениями (20), (21), а для случая блокирующего контакта — выражениями (22), (23) [9]:

$$S_{pph}^\infty(x_1, x_2) = \frac{2\tau}{AL_p} \operatorname{csch}\left(\frac{d}{L_p}\right) \operatorname{sh}\left(-\frac{x_2}{L_p}\right) \operatorname{sh}\left(\frac{d+x_1}{L_p}\right) (p_{ph}^\infty(x_1) + p_{ph}^\infty(x_2)), \quad (20)$$

$$S_{pph}^\infty(x) = \frac{4\tau}{AL_p} p_{ph}^\infty(x) \operatorname{csch}\left(\frac{d}{L_p}\right) \operatorname{sh}\left(-\frac{x}{L_p}\right) \operatorname{sh}\left(\frac{d+x}{L_p}\right), \quad (21)$$

$$S_{pph}^0(x_1, x_2) = \frac{2\tau}{AL_p} \operatorname{sch}\left(\frac{d}{L_p}\right) \operatorname{sh}\left(-\frac{x_2}{L_p}\right) \operatorname{ch}\left(\frac{d+x_1}{L_p}\right) (p_{ph}^0(x_1) + p_{ph}^0(x_2)), \quad (22)$$

$$S_{pph}^0(x) = \frac{4\tau}{AL_p} p_{ph}^0(x) \operatorname{sch}\left(\frac{d}{L_p}\right) \operatorname{sh}\left(-\frac{x}{L_p}\right) \operatorname{ch}\left(\frac{d+x}{L_p}\right). \quad (23)$$

В случае p - n -перехода с длинной базой ($d \rightarrow \infty$) выражения (20), (21), а также (22), (23) можно преобразовать к виду [9]:

$$S_{pph}^{inf}(x_1, x_2) = \frac{\tau}{AL_p} \left[1 - \exp\left(-\frac{2x_2}{L_p}\right) \right] \exp\left(-\frac{x_1 - x_2}{L_p}\right) (p_{ph}^{inf}(x_1) + p_{ph}^{inf}(x_2)), \quad (24)$$

$$S_{pph}^{inf}(x) = \frac{2\tau}{AL_p} \left[1 - \exp\left(-\frac{2x}{L_p}\right) \right] p_{ph}^{inf}(x). \quad (25)$$

Таким образом, из формул (4), (6), (8), (10), (12) и (13) а также формул (20)–(25) следует, что корреляторы СП концентраций темновых и фотоиндуцированных носителей в базе p - n -перехода определяются одинаковыми по смыслу выражениями и в случае короткой и в случае длинной базы вне зависимости от полярности приложенного напряжения.

Выражения для корреляторов СП фотоиндуцированных токов неосновных носителей заряда в КНО n -типа p^+ - n -перехода с длинной базой можно записать в виде:

$$S_{J_{ph}}^{inf}(x_1, x_2) = \frac{2q^2}{A} \exp\left(-\frac{x_1}{L_p}\right) \operatorname{ch}\left(\frac{x_2}{L_p}\right) \{g_{ph}(x_1) + g_{ph}(x_2)\} L_{eff} - \frac{2q}{A} \exp\left(-\frac{x_1 - x_2}{L_p}\right) J_{ph}^{inf}(x_2). \quad (26)$$

$$S_{J_{ph}}^{inf}(x) = \frac{4q^2}{A} \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) \operatorname{ch}\left(\frac{x}{L_p}\right) g_{ph}(x) L_{eff} - \frac{2q}{A} J_{ph}^{inf}(x), \quad (27)$$

где $g_{ph}(x) = \alpha J \exp(\alpha x)$ — скорость фотогенерации в базе p - n -перехода в точке x , а $L_{eff} = L_p / (1 + \alpha L_p)$ — эффективная длина сбора фотоносителей. Заметим, что при больших обратных смещениях ($|qV| \gg 3kT$) формулы (14) и (15), определяющие корреляторы СП диффузионного тока в КНО n -типа p^+ - n -перехода с длинной базой могут быть записаны в виде:

$$S_{J_d}^{inf}(x_1, x_2) = \frac{4q^2}{A} \exp\left(-\frac{x_1}{L_p}\right) \operatorname{ch}\left(\frac{x_2}{L_p}\right) g_T L_p - \frac{2q}{A} \exp\left(-\frac{x_1 - x_2}{L_p}\right) J_d^{inf}(x_2), \quad (28)$$

$$S_{J_d}^{inf}(x) = \frac{4q^2}{A} \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) \operatorname{ch}\left(\frac{x}{L_p}\right) g_T L_p - \frac{2q}{A} J_d^{inf}(x), \quad (29)$$

где $g_T = p_0 / \tau$ — скорость тепловой генерации, а $J_d^{inf}(x) = \{qL_p p_0 / \tau\} \exp(x / L_p)$ — плотность дырочного тока в КНО n -типа p^+ - n -перехода с длинной базой. Таким образом, из формул (26), (27) и (28), (29) видно, что в случае обратносмещенного p^+ - n -перехода с длинной базой выражения для корреляторов СП концентраций и токов темновых и фотоиндуцированных подвижных носителей в КНО n -типа определяются одинаковыми по смыслу выражениями.

Заключение

Проведен сравнительный анализ корреляционных свойств стационарных тепловых и фотоиндуцированных СП концентраций и токов подвижных носителей заряда в ИК-фотодиодах и гомогенных полупроводниках в низкочастотном пределе ($\omega\tau \ll 1$). Показано, что стационарные тепловые и фотоиндуцированные СП концентраций подвижных носителей заряда в базе p - n -перехода имеют одинаковые корреляционные свойства. В то же время корреляционные свойства стационарных СП диффузионного тока и фототока в базе p - n -перехода одинаковы только при выполнении определенных условий. Установлено, что в объеме гомогенного полупроводника равновесные тепловые СП концентрации и тока подвижных носителей заряда в низкочастотном пределе являются пространственно-однородными в широком смысле и характеризуются экспоненциальной функцией корреляции, с радиусом корреляции, равным L_p . В то же время, в отличие от объемной области, в приповерхностных областях гомогенного полупроводника равновесные СП концентрации и тока подвижных носителей заряда являются неоднородными и при нулевой, и при бесконечной скорости поверхностной рекомбинации.

Работа выполнена при поддержке Президента Российской Федерации (грант государственной поддержки ведущих научных школ НШ-2787.2014.9).

ЛИТЕРАТУРА

1. Филачев А. М., Таубкин И. И., Трищенко М. А. Твердотельная фотоэлектроника. Фотодиоды. — М.: Физматкнига, 2011.
2. Филачев А. М., Таубкин И. И., Трищенко М. А. Современное состояние и магистральные направления развития современной фотоэлектроники. — М.: Физматкнига, 2010.
3. Rogalski A. *Infrared detectors*. — Boca Raton, London, New York.: CRC Press, 2011.
4. Селяков А. Ю. // Прикладная физика. 2010. № 2. С. 55.
5. Селяков А. Ю. // Прикладная физика. 2009. № 6. С. 127.
6. Селяков А. Ю. // Прикладная физика, 2009. № 6. С. 137.
7. Селяков А. Ю., Бурлаков И. Д., Шабаров В. В. // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 4. С. 477.
8. Селяков А. Ю., Бурлаков И. Д., Пономаренко В. П. и др. // Прикладная физика. 2013. № 6. С. 25.
9. Селяков А. Ю., Бурлаков И. Д., Филачев А. М. // Успехи прикладной физики. 2014. Т. 2. № 4. С. 383.
10. Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. — М.: Наука, 1977.
11. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. — М.: Мир, 1984.
12. Букингем М. Шумы в электронных приборах и системах. — М.: Мир, 1986.

Correlator's properties for thermal and photo-induced stochastic fields of mobile charge carriers concentrations and currents in IR photodiodes

A. Yu. Selyakov¹, I. D. Burlakov², and A. M. Filachev²

¹Branch of AO PO UOMZ Ural-Geofizika
Bld. 1, 4 Plekhanov str., Moscow, 111123, Russia
E-mail: ayusel@mail.ru

²Orion R&P Association, Inc.
9 Kosinskaya str., Moscow, 111538, Russia
E-mail: orion@orion-ir.ru

Received August 20, 2015

Consideration is given to a comparative analysis of correlator's properties of thermal and photoinduced stochastic field (SF) of mobile charge carrier concentration and currents in IR photodiodes and in homogenous semiconductors. It is established that the correlators of thermal and photoinduced SFs of mobile charge carriers concentration were determined by the equal expressions under any $p - n$ junction structure and polarity of a bias. It is shown that correlators of thermal and photoinduced SFs of mobile charge carriers currents was determined by the equal expressions under a back bias of $p - n$ junction with long base only.

PACS: 27.40.+w, 72.70.+m

Keywords: noise, fluctuations, stochastic field, $p - n$ junction photodiode.

REFERENCES

1. A. M. Filachev, I. I. Taubkin, and M. A. Trishenkov, *Solid-State Photoelectronics. Photodiodes*. (Fizmatkniga, Moscow, 2011) [in Russian].
2. A. M. Filachev, I. I. Taubkin, and M. A. Trishenkov, *The Current Status and Main-Line Trackage for Development of Photoelectronics* (Fizmatkniga, Moscow, 2010) [in Russian].
3. A. Rogalski, *Infrared Detectors* (Boca Raton, London, New York.: CRC Press, 2011).
4. A. Yu. Selyakov, *Prikladnaya Fizika*, No. 2, 55 (2010).
5. A. Yu. Selyakov, *Prikladnaya Fizika*, No. 6, 127 (2009).
6. A. Yu. Selyakov, *Prikladnaya Fizika*, No. 6, 137 (2009).
7. A. Yu. Selyakov, I. D. Burlakov, and V. V. Shabarov, *Uspekhi Prikladnoi Fiziki* **1**, 477 (2013).
8. A. Yu. Selyakov, I. D. Burlakov, V. P. Ponomarenko, et al., *Prikladnaya Fizika*, No. 6, 25 (2013).
9. A. Yu. Selyakov, I. D. Burlakov, and A. M. Filachev, *Uspekhi Prikladnoi Fiziki* **2**, 383 (2014).
10. V. L. Bonch-Bruевич and S. G. Kalashnikov, *Physics of Semiconductors* (Nauka, Moscow, 1977) [in Russian].
11. S. M. Sze, *Physics of Semiconductors Devices* (Wiley, 2007; Mir, Moscow, 1984).
12. M. Buringem, *Noises in Electronic Devices and Systems* (Mir, Moscow, 1986) [in Russian].