ISSN 0136-3549
0320-3441

TALLINNA
POLÜTEHNILISE INSTITUUDI
TOIMETISED

TPI '87

639

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО
ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО
ИНСТИТУТА

ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ПРИКЛАДНОЙ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ

639

TPI '87

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

УДК 621

ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ПРИКЛАДНОЙ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ

Радиотехника XУ

Таллин 1987

Содержание

ТАЛЛИНСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
Труды ТПИ № 639

ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ПРИКЛАДНОЙ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ
Радиотехника ХУ
На русском языке
Отв. ред. Я. Умборг. Техн. ред. А.Андриевская
Сборник утвержден коллегией Трудов ТПИ 17.04.87
Подписано к печати 21.09.87
МВ- 00099
Формат 60х90/16. Печ. л. 3.75+0,25 приложение
Уч.-изд. л. 3,4 . Тираж 400. Зак. № 372
Цена 70 коп.
Таллинский политехнический институт,
200108, Таллин, Эхитаяте теэ, 5
Ротапринт ТПИ, 200006, Таллин, ул. Коскла, 2/9

№ 639

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

УДК 621.391.822

Х.В. Хинрикус

ШУМЫ КОГЕРЕНТНОГО ФОТОДЕТЕКТИРОВАНИЯ ЧАСТИЧНО НЕКОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Известны работы, в которых рассматриваются флуктуации фототока и отношение сигнал-шум при гетеродинном приеме оптического излучения в предположении полной когерентности принимаемой и опорной волн, когда шумы обусловлены дробовым шумом опорного излучения [1] или в случае частичной некогерентности сигнальной волны и полной когерентности опорной волны [2, 3]. В то же время известно, что в диапазоне СВЧ шумы при гетеродинном приеме определяются главным образом шумами источника гетеродинного излучения (для их подавления применяются балансные схемы смесителей). В [4] рассматривается влияние флуктуаций интенсивности гетеродинного источника на шумы фотодетектирования, но не учитывается неполная пространственно-временная когерентность излучения.

В данной работе рассматривается влияние неполной пространственно-временной когерентности как сигнальной, так и опорной волн на шумы когерентного фотодетектирования с учетом пространственной неоднородности фоточувствительности детектора.

Пусть падающая на фотодетектор сигнальная волна $E(x,y,z,t)$ с круговой частотой ω имеет флуктуирующие в пространстве и во времени амплитуду $E_0(x,y,t)$ и фазу $\varphi(x,y,t)$. В комплексном виде

$$E(x,y,z,t) = E_0(x,y,t)\exp[i\varphi(x,y,t) + i\omega t].$$

Опорная волна от гетеродинного источника $E_г(x,y,z,t)$ с круговой частотой $\omega_г$ имеет также флуктуирующие в пространстве и во времени амплитуду $E_{г0}(x,y,t)$ и фазу $\varphi_г(x,y,t)$.

В комплексном виде

$$E_г(x,y,z,t) = E_{г0}(x,y,t)\exp[i\varphi_г(x,y,t) + i\omega_г t].$$

Общее поле, воздействующее на фотодетектор, равняется сумме полей сигнального и гетеродинного излучений

$$E_\Sigma(x,y,z,t) = E(x,y,z,t) + E_г(x,y,z,t) =$$
$$= E_0(x,y,t)\exp[i\varphi(x,y,t) + i\omega t] +$$
$$+ E_{г0}(x,y,t)\exp[i\varphi_г(x,y,t) + i\omega_г t].$$

Предполагаем, что фотодетектор имеет квантовую эффективность $\eta(x,y,t)$, которая в пределах фоточувствительной площадки меняется. Известно [2], что вероятность фотоэмиссии с элемента площадки $dxdy$ за время t в пределах короткого интервала dt определяется соотношением

$$\eta(x,y,t)\,I(x,y,t)\,dt\,dx\,dy,$$

где $I(x,y,t)$ мгновенное значение нормированной интенсивности поля, воздействующего на фотодетектор. В данном случае ненормированная интенсивность поля

$$I'(x,y,t) = h\nu I(x,y,t) = E_\Sigma(x,y,z,t)\,E^*_\Sigma(x,y,z,t) =$$
$$= 2E_0(x,y,t)\,E_{г0}(x,y,t)\exp[i\varphi(x,y,t) -$$
$$- i\varphi_г(x,y,t)]\exp[i(\omega-\omega_г)t] + E_0^2(x,y,t) + E_{г0}^2(x,y,t).$$

При условии $E_{г0} \gg E_0$, что обычно выполняется, вторым членом в этом выражении можно пренебречь. Точечный фотодетектор, обладающий постоянной времени $T \ll 2\pi(\omega-\omega_г)^{-1}$, регистрирует интерференционную картину в точке пространства. Фототок точечного фотодетектора

$$i(t,x,y) = e\int_0^T \eta(x,y,t)\,I(t,x,y)\,dt,$$

где e – заряд электрона.

Полный фототок с фоточувствительной поверхности

$$i(t) = \frac{e}{h\nu}\int_0^T\!\!\int_S \eta(x,y,t)\,I'(t,x,y)\,dt\,ds = \frac{e}{h\nu}\int_0^T\!\!\int_S \eta(x,y,t)\cdot$$
$$\cdot\left\{2\mathrm{Re}\,E_0(t,x,y)\,E^*_{г0}(t,x,y)\exp[i\varphi(t,x,y) - i\varphi_г(t,x,y)]\cdot\right.$$
$$\left.\cdot\exp[i(\omega-\omega_г)t] + E^2_{г0}(t,x,y)\right\}dt\,ds. \qquad (I)$$

Составляющая тока на разностной частоте имеет максимальную величину при $\varphi(t,x,y)-\varphi_г(t,x,y)=0$ или π. Для этого требуется точное совмещение волновых фронтов сигнального и гетеродинного излучений в пределах всей поверхности фотодетектора, относительная стабильность их фаз, а также постоянство фазовых соотношений по всей поверхности фотодетектора.

Корреляционная функция фототока, заданного выражением (I), определяется выражением

$$
\begin{aligned}
Q_i(\Delta t,\Delta x,\Delta y) &= \overline{i(t_1,x_1,y_1)\, i^*(t_2,x_2,y_2)} = \\
&= e^2\bar{\eta}^2 \int\limits_0^T\!\!\int\limits_S \gamma_\eta(\Delta x,\Delta y,\Delta t)\,[2\bar{I}\bar{I}_г\,\gamma(\Delta t,\Delta x,\Delta y)\cdot \\
&\cdot \gamma_г(\Delta t,\Delta x,\Delta y) + 2\sqrt{\bar{I}\bar{I}_г}\,\bar{I}_г\,\gamma_г(\Delta t,\Delta x,\Delta y) + \\
&+ \bar{I}_г^2\,\gamma_г^2(\Delta t,\Delta x,\Delta y)]\cdot dt_1\,dt_2\,ds_1\,ds_2 ,
\end{aligned} \tag{2}
$$

где $\bar{\eta}=(TS)^{-1}\int\limits_0^T\!\!\int\limits_S \eta(x,y,t)\,dt\,ds$ – среднее значение квантовой эффективности

$$\bar{I}=(TS)^{-1}\int\limits_0^T\!\!\int\limits_S E_0(x,y)\cdot E_0^*(x,y)\,dt\,ds$$

и

$$\bar{I}_г=(TS)^{-1}\int\limits_0^T\!\!\int\limits_S E_{г0}(x,y)\cdot E_{г0}^*(x,y)\,dt\,ds$$

средние значения интенсивности сигнального и гетеродинного излучений в плоскости фотокатода.

Нормированная пространственно-корреляционная функция поля сигнального излучения –

$$\gamma(\Delta t,\Delta x,\Delta y)=\frac{\overline{E_0(t_1,x_1,y_1)E_0^*(t_2,x_2,y_2)\times}}{\bar{E}(t_1,x_1,y_1)\,E(t_2,x_2,y_2)}\,\cdot$$

$$\cdot\,\overline{\times\exp[i\omega(t_1-t_2)]\cdot\exp[i\varphi_1(t_1,x_1,y_1)-i\varphi(t_2,x_2,y_2)]}\,.$$

Нормированная пространственно-временная корреляционная функция поля гетеродинного излучения –

$$\gamma_г(\Delta t,\Delta x,\Delta y)=\frac{\overline{E_г(t_1,x_1,y_1)\,E_{г0}^*(t_2,x_2,y_2)}}{\bar{E}_г(t_1,x_1,y_1)}\times$$

$$\times\frac{\overline{\exp[i\varphi_г(t_1,x_1,y_1)-i\varphi_г(t_2,x_2,y_2)]\exp[i\omega_г(t_2-t_1)]}}{\bar{E}_г(t_2,x_2,y_2)}\,.$$

Нормированная пространственно-временная корреляционная функция квантовой эффективности –

$$\gamma_\eta(\Delta t,\Delta x,\Delta y)=\frac{\overline{\eta(t_1,x_1,y_1)\,\eta(t_2,x_2,y_2)}}{\bar\eta(t_1,x_1,y_1)\,\bar\eta(t_2,x_2,y_2)}\,.$$

При независимости пространственных и временных флуктуаций корреляционные функции поля сигнального и гетеродинного излучения и квантовой эффективности разделяются

$$\gamma(\Delta t,\Delta x,\Delta y)=\gamma(\Delta t)\,\gamma(\Delta x,\Delta y)$$

$$\gamma_\Gamma(\Delta t,\Delta x,\Delta y)=\gamma_\Gamma(\Delta t)\,\gamma_\Gamma(\Delta x,\Delta y)$$

$$\gamma_\eta(\Delta t,\Delta x,\Delta y)=\gamma_\eta(\Delta t)\,\gamma_\eta(\Delta x,\Delta y)\,.$$

Если постоянная времени фотодетектора T намного меньше времен корреляции сигнального $T \ll \tau_c$ и гетеродинного $T \ll \tau_\Gamma$ излучений, то корреляционная функция фототока может быть представлена в виде

$$\begin{aligned}Q_i(\Delta t,\Delta x,\Delta y)&=e^2\bar\eta^2T^2\bar I_\Gamma N_\eta^{-1}\int_0^T|\gamma_\eta(\Delta t)|^2dt\cdot\Big[2\bar I\int_S\gamma(\Delta x,\Delta y)\,\gamma(\Delta t)\cdot\\&\cdot\gamma_\Gamma(\Delta x,\Delta y)\,\gamma_\Gamma(\Delta t)\cdot ds_1ds_2+2\sqrt{\bar I\,\bar I_\Gamma}\int_S\gamma_\Gamma(\Delta x,\Delta y)\cdot\\&\cdot\gamma_\Gamma(\Delta t)\,ds_1ds_2+\bar I_\Gamma N_\Gamma^{-1}\int_0^T|\gamma_\Gamma(\Delta t)|^2dt\Big],\end{aligned}\tag{3}$$

где $N_\Gamma=S\Big[\int_S|\gamma_\Gamma(\Delta x,\Delta y)|^2ds_1ds_2\Big]^{-1}$ – число когерентных областей гетеродинного излучения на поверхности фотодетектора и

$$N_\eta=S\Big[\int_S|\gamma_\eta(\Delta x,\Delta y)|^2ds_1ds_2\Big]^{-1}$$

число независимых областей фоточувствительной поверхности детектора.

При $\bar I_\Gamma \gg \bar I$ и малости флуктуаций квантовой эффективности в выражении (3) доминирует последний член.

Дисперсия фототока с учетом дробового шума и $I_\Gamma \gg I$ в предположении $N_\eta=1$ равняется

$$\begin{aligned}\sigma_i^2&=2e^2\bar\eta\,\bar I_\Gamma T+\int_0^\infty Q(\Delta t,\Delta x,\Delta y)\,dt=\\&=2e^2\bar\eta\,\bar I_\Gamma I\Big(1+\bar\eta T\frac{\sigma_\Gamma^2}{\bar I_\Gamma N_\Gamma}\Big)=2e^2\,\bar I_\Gamma\,\bar\eta\,T\Big(1+\frac{\bar\eta F_\Gamma}{N_\Gamma}\Big),\end{aligned}\tag{4}$$

где σ_Γ^2 -дисперсия флуктуаций интенсивности;

$F'_\Gamma=T\sigma_\Gamma^2/\bar I_\Gamma$ – коэффициент избыточного шума гетеродинного излучения.

Таким образом в режиме гетеродинного приема шумы фотодетектирования определяются главным образом дробовым шумом за счет гетеродинного излучения и избыточными флуктуациями гетеродинного излучения. Флуктуации интенсивности гетеродинного излучения имеют максимальное влияние при пространственной когерентности излучения, их влияние уменьшается с ростом числа независимых областей когерентности на фоточувствительной поверхности. С другой стороны, величина сигнала на промежуточной частоте также уменьшается с разрушением когерентности на фоточувствительной поверхности. Отношение сигнал-шум с учетом влияния когерентности полей на величину сигнала и соотношения (4) запишется в виде

$$\frac{c}{ш}\bigg| = \frac{\bar{\eta}\, T\, \bar{I}\, \left|{}_s\!\int \gamma(\Delta x,\Delta y)\,\gamma_г(\Delta x,\Delta y)\,ds_1\,ds_2\right|^2}{1+\eta F_г N_г^{-1}} . \qquad (5)$$

В случае выполнения оптимальных фазовых соотношений и когерентности полей сигнального и гетеродинного излучений в пределах фоточувствительной поверхности нормированные функции когерентности превращаются в единицу, также $N_г=1$ и отношение максимальной нормированной мощности сигнала к максимальному уровню шума

$$\frac{c}{ш}\bigg|_0 = \frac{\bar{\eta}\,\bar{I}\,T}{1+\eta F_г} .$$

Последнее выражение, учитывающее только флуктуации интенсивности гетеродинного излучения, совпадает с полученным в работе [4] без учета влияния пространственной некогерентности полей соотношением.

Проведенный анализ показывает, что при когерентном фотодетектировании доминирующим источником шума являются флуктуации излучения гетеродинного источника; в том числе флуктуации его интенсивности.

Литература

1. Mandel L., Wolf E. Optimum conditions for heterodyne detection of light // Journ. of the Opt. Soc. of America. - 1975. - V. 65, N 4.- P. 413-420.

2. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. - М.: Наука, 1981. - 640 с.

3. Оптические системы передачи информации по атмосферному каналу / Р.А. Казарян, А.В. Оганесян, К.П. Погосян, Е.Р. Милютин. - М.: Радио и связь, 1985. - 207 с.

4. Х и н р и к у с Х.В. Шумы фотодетектирования излучения неидеального ОКГ // Изв. вузов СССР. Сер. Радиофизика. - 1975. - Т. 28, № 10. - С. 1438-1441.

H. Hinrikus

The Noise of Coherent Photodetection of Partially Noncoherent Irradiation

Abstract

The problem of the noise of heterodyne detection of a partially noncoherent optical wave taking into account the amplitude and phase fluctuations of a local oscillator field, is examined. It is shown that the heterodyne photodetection noise is determined by the local oscillator field fluctuations.

№ 639

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

УДК 621.391.822

К.Б. Мейгас, Б.В. Захаров, Х.В. Хинрикус

ШУМЫ ФОТОДЕТЕКТИРОВАНИЯ ПРИ НЕПРЕРЫВНОМ СОВМЕЩЕННОМ РЕЖИМЕ РАБОТЫ ЛАЗЕРА

Известно, что в полудуплексных системах связи, где источниками используются полупроводниковые лазеры или светодиоды, может быть применен совмещенный режим передачи-приема [I]. В режиме передачи полупроводниковый диод излучает, в режиме приема работает как фотодетектор. Фотодетектирование происходит благодаря нелинейным свойствам структуры излучателя.

Своеобразный вариант совмещенного режима работы может быть использован также в системах с применением непрерывно излучающих источников, например, газовых лазеров. Основное отличие поочередного совмещенного режима и непрерывного совмещенного режима заключается в характере фотодетектирования. При поочередном совмещенном режиме при приеме источник не излучает, на диоде имеется только принимаемое излучение, и происходит прямое некогерентное фотодетектирование. При непрерывном совмещенном режиме процессы излучения и приема происходят одновременно. Тогда в лазере встречаются две волны, генерируемая (опорная) и принимаемая, и в нелинейной среде лазера происходит когерентное фотодетектирование.

При непрерывном совмещенном режиме работы газового лазера принимаемая сигнальная волна, модулированная по частоте, фазе или амплитуде, попадает в активную среду лазера, используемого в режиме приема. Оптическая волна сигнального излучения распространяется внутри лазера вместе с генерируемой в нем опорной волной. Из теории известно, что активная среда лазера является нелинейной [2]. Макроскопическая поляризация среды П связана с напряженностью электрического поля E зависимостью

$$П = A_1 E + A_2 E^2 + A_3 E^3 + \ldots \qquad (I)$$

Коэффициенты A_i определяются из теории в результате применения i-го приближения. Распространяющиеся в нелинейной активной среде лазера сигнальная и опорная волны взаимодействуют между собой. Для обеспечения их взаимодействия достаточно знать, что A_2, A_3 и т.д. не равняются нулю.

Пусть сигнальная волна E_1 с круговой частотой ω_1 является плоской, но имеет флуктуирующие во времени амплитуду $E_{10}(t)$ и фазу $\varphi_1(t)$. В комплексном виде

$$E_1 = E_{10}(t)\, e^{i[\omega_1 t + \varphi_1(t)]}.$$

Генерируемая в лазере опорная волна E_2 с частотой ω_2 также предположительно является плоской и имеет флуктуирующие во времени амплитуду $E_{20}(t)$ и фазу $\varphi_2(t)$.

$$E_2 = E_{20}(t)\, e^{i[\omega_2 t + \varphi_2(t)]}.$$

Суммарное поле двух волн, распространяющихся в активной среде лазера

$$E = E_1 + E_2 = E_{10}(t)\, e^{i[\omega_1 t + \varphi_1(t)]} + E_{20}\, e^{i[\omega_2 t + \varphi_2(t)]}$$

Из-за нелинейности среды лазера, согласно (I), в нем возникают различные составляющие макроскопической поляризации. Когерентное фотодетектирование происходит за счет квадратического члена в (I), поэтому ограничимся для комплексной поляризации вторым приближением

$$П = A_1 E + A_2 E^2 = A_1 E_{10}(t)\, e^{i[\omega_1 t + \varphi_1(t)]} +$$
$$+ A_1 E_{20}(t)\, e^{i[\omega_2 t + \varphi_2(t)]} + A_2 E_{10}^2(t)\, e^{i2[\omega_1 t - \varphi_1(t)]} +$$
$$+ A_2 E_{20}^2(t)\, e^{i2[\omega_2 t + \varphi_2(t)]} + 2A_2 E_{10}(t) E_{20}(t)\, e^{i[(\omega_1 - \omega_2)t + \varphi_1(t) - \varphi_2(t)]}. \qquad (2)$$

При условии $E_{20} \gg E_{10}$ можно пренебречь первым и третьим членами в этом выражении. Корреляционная функция макроскопической поляризации

$$Q_П(\Delta t) = \overline{П(t_1) П^*(t_2)} = A_1^2 \bar{I}_2 \gamma_{22}(\Delta t) +$$

$$+A_2^2\bar{I}_2^2\gamma_{22}^2(\Delta t)+4A_2^2\bar{I}_1\bar{I}_2\gamma_{11}(\Delta t)\gamma_{22}(\Delta t)+$$

$$+4A_2^2\bar{I}_2\sqrt{\bar{I}_1\bar{I}_2}\,\gamma_{22}(\Delta t)\gamma_{12}(\Delta t), \qquad (3)$$

где $\Delta t = t_1 - t_2$, $\bar{I}_1 = \overline{E_1(t)\,E_1^*(t_2)}$ – средняя величина интенсивности сигнального излучения;

$\bar{I}_2 = \overline{E_2(t_1)\,E_2^*(t_2)}$ – средняя величина интенсивности опорного излучения.

Нормированная автокорреляционная функция сигнального поля

$$\gamma_{11}(\Delta t) = \frac{E_{10}(t_1)\,E_{10}^*(t_2)\exp[i\omega\Delta t + i\varphi_1(t_1) - i\varphi_1(t_2)]}{\overline{E_1(t_1)}\;\overline{E_1(t_2)}} =$$

$$= \tilde{\gamma}_{11}(\Delta t)\,e^{i\omega_1\Delta t}$$

и опорного поля

$$\gamma_{22}(\Delta t) = \frac{E_{20}(t_2)\,E_{20}^*(t_2)\exp[i\omega\Delta t + i\varphi_2(t_1) - i\varphi_2(t_2)]}{\overline{E_2(t_1)}\;\overline{E_2(t_2)}} =$$

$$= \tilde{\gamma}_{22}(\Delta t)\,e^{i\omega_2\Delta t}.$$

Нормированная функция взаимной корреляции

$$\gamma_{12}(\Delta t) = \frac{E_{10}(t_1)\,E_{20}^*(t_2)\exp[i\omega_1 t_1 - i\omega_2 t_2 - i\varphi_1(t_1) - i\varphi_2(t_2)]}{\overline{E_1(t_1)}\;\overline{E_2(t_2)}} =$$

$$= \tilde{\gamma}_{12}(\Delta t)\,e^{i(\omega_1-\omega_2)\Delta t}.$$

Здесь $\tilde{\gamma}_{11}(\Delta t)$, $\tilde{\gamma}_{22}(\Delta t)$ и $\tilde{\gamma}_{12}(\Delta t)$ реальные части корреляционных функций.

Энергетический спектр флуктуаций поляризации в предположении симметрии спектров сигнальной и опорной волн

$$P_\Pi(\omega) = \frac{1}{\pi}\int_0^\infty Q_\Pi(\Delta t)\,e^{-i\omega t}\,dt =$$

$$= \frac{1}{\pi}A_1^2\bar{I}_2\int_0^\infty \tilde{\gamma}_{22}(\Delta t)\,e^{i\omega t}dt + \frac{1}{\pi}A_2^2\bar{I}_2^2\int_0^\infty \gamma_{22}^2(t)\,e^{i\omega t}dt +$$

$$+\frac{4}{\pi}A_2^2\bar{I}_1\bar{I}_2\int_0^\infty \tilde{\gamma}_{11}(\Delta t)\,\tilde{\gamma}_{22}(\Delta t)\,e^{i(\omega_1-\omega_2+\omega)t}\,dt +$$

$$+\frac{4}{\pi}A_2^2\bar{I}_2\sqrt{\bar{I}_1\bar{I}_2}\int_0^\infty \tilde{\gamma}_{22}(\Delta t)\,\gamma_{12}(\Delta t)\,e^{i(\omega_1-\omega_2+\omega)t}\,dt. \qquad (4)$$

Первые два члена, описывающие флуктуации поля опорной волны, имеют несмещенный спектр. Третий и четвертый члены учитывают флуктуации опорной и сигнальной волн со сдвигом их спектра на $\omega_1 - \omega_2$.

Дисперсия макроскопической поляризации

$$\sigma_п^2 = \int_0^\infty Q_п(\Delta t)\,dt = A_1^2 \bar{I}_2 \int_0^\infty \gamma_{22}(\Delta t)\,dt + A_2^2 \sigma_2^2 + 4A_2^2 \bar{I}_1 \bar{I}_2 \int_0^\infty \gamma_{11}(\Delta t)\,\gamma_{22}(\Delta t)\,dt + 4A_2^2 \bar{I}_2 \sqrt{\bar{I}_1 \bar{I}_2} \int_0^\infty \gamma_{22}(\Delta t)\,\gamma_{12}(\Delta t)\,dt. \tag{5}$$

При выводе последнего выражения предполагался гауссовый характер флуктуаций опорного поля. При этом дисперсия флуктуации интенсивности опорного поля

$$\sigma_2^2 = \bar{I}_2^2 \int_0^\infty \gamma_{22}^2(\Delta t)\,dt.$$

В выражении (5) доминируют флуктуации опорного поля. Это обусловлено тем, что при выводе корреляционной функции (3) предполагалась малость сигнального поля по сравнению с опорным. По сравнению с шумами гетеродинного приема [3] в формуле (5) имеется добавочный, четвертый, член, учитывающий увеличение флуктуаций за счет взаимной корреляции между сигнальной и опорной волнами. Этот член может существенно сказываться в системах, где сигнальное и опорное излучение имеют источником один и тот же лазер.

Отношение сигнал-шум при непрерывном совмещенном режиме приема, определенное как отношение средней мощности сигнальной компоненты макроскопической поляризации на разностной частоте к полной дисперсии поляризации

$$\frac{с}{ш} = \frac{4A_2^2 \bar{I}_1 \bar{I}_2}{\sigma_п^2} = \frac{4\bar{I}_1}{\dfrac{A_1^2}{A_2^2}\displaystyle\int_0^\infty \gamma_{22}(\Delta t)\,dt + \dfrac{\sigma_2^2}{\bar{I}_2} + 4\bar{I}_1 \int_0^\infty \gamma_{11}(\Delta t)\,\gamma_{22}(\Delta t)\,dt + \ldots}$$

$$+4\sqrt{\bar{I}_1\bar{I}_2}\int_0^\infty \gamma_{22}(\Delta t)\,\gamma_{12}(\Delta t)\,dt\ . \qquad (6)$$

Когда разностная частота $\omega_1-\omega_2$ относительно низкая и не выходит за пределы энергетического спектра флуктуаций опорного излучения, а также при гомодинном детектировании, спектр принимаемых частот включает спектр шумов опорного излучения. Тогда, с учетом $\bar{I}_2 >> \bar{I}_1$, в знаменателе выражения (6) доминирует второй член, описывающий непосредственно флуктуации интенсивности опорного поля и

$$\frac{c}{ш}\Big|_0 \approx \frac{4\bar{I}_1\bar{I}_2}{\sigma_2^2} = \frac{4\bar{I}_1 T}{F_2}, \qquad (7)$$

где F_2 – коэффициент избыточных шумов источника опорного излучения [4];

T – постоянная времени регистрации.

Если разностная частота $\omega_1-\omega_2$ существенно выше частот энергетического спектра флуктуаций опорного излучения, то в выражении (5) первые два члена, описывающие шумы опорного излучения с несмещенным спектром, не попадают в спектр принимаемых частот и существенно не сказываются. В этом случае в выражении (6) определяющими становятся члены, описывающие шумы на разностной частоте. Тогда с учетом $\bar{I}_2 >> \bar{I}_1$ в знаменателе выражения (6) доминирует четвертый член и

$$\frac{c}{ш}\Big|_{\omega_1-\omega_2} \approx \sqrt{\frac{\bar{I}_1}{\bar{I}_2}}\,\frac{1}{\int_0^\infty \gamma_{22}(\Delta t)\,\gamma_{12}(\Delta t)\,dt}\ . \qquad (8)$$

По сравнению выражений (7) и (8) можно заключить, что переход на более высокую разностную частоту позволяет уменьшить влияние флуктуаций опорного излучения. Однако и в этом случае отношение сигнал-шум определяется главным образом шумами опорного излучения. Непрерывный совмещенный режим приема требует использования высокостабильных когерентных источников опорного излучения.

Литература

1. Hubbard W.M., Kehlenbeck H.E. Light-emitting diodes (LEDS) as receivers with avalanche gain // Electron. Lett. - 1978. - V. 14, N 8. - P.553-554.

2. М е й т л е н д А., Д а н н М. Введение в физику лазеров: Пер. с англ. /Под ред. С.И. Анисимова. - М.: Наука, 1978. - 407 с.

3. Х и н р и к у с Х.В. Шумы когерентного фотодетектирования частично некогерентного излучения. (См. наст. сб. с. 3-8).

4. Х и н р и к у с Х.В. Шумы в лазерных информационных системах. - М.: Радио и связь, 1987. - 112 с.

K. Meigas, B. Zakharov, H. Hinrikus

The Noise of Photodetection Using Continuous Wave Joint Effect Laser

Abstract

The problem of signal wave and reference wave interaction in continuous wave joint effect laser has been discussed. It is shown that for a sufficiently strong reference wave field the detectability of the signal is determined by fluctuations of laser radiation (reference field).

№ 639

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

УДК 621.378.9:
621.391.833.22

Б.В. Захаров

СРАВНИТЕЛЬНАЯ ОЦЕНКА ФОТОПРИЕМНИКОВ НА ОСНОВЕ ВНЕШНЕГО И ВНУТРЕННЕГО ФОТОЭФФЕКТА

Исторически сложилась ситуация, когда в качестве фоточувствительных элементов (ФЧЭ) в фотоприемных устройствах (ФПУ) используются фотоэлектронные умножители (ФЭУ). Обладая высокой чувствительностью, ФЭУ, однако, имеют ряд недостатков: высокие питающие напряжения, микрофонный эффект, большие габариты, зависимость выходного сигнала от магнитных полей, а также не высокую квантовую эффективность, особенно в участке спектра 0,7-1,0 мкм [1], [2], [4].

С другой стороны, в последние годы разработаны твердотельные ФЧЭ, такие как $p-i-n$ фотодиоды (ФД), которые по своим параметрам сравнимы с ФЭУ. Поэтому интересно провести сравнение ФЭУ и ФД и выяснить условия, при которых ФД могут заменить ФЭУ при построении высокочувствительных ФПУ.

ФЭУ можно представить в виде фотокатода, имеющего некоторый ток $i^{фк}_{общ}$, вызванный как сигналом i_c, так и темновым током $i_т$ и током фона $i_ф$:

$$i^{фк}_{общ} = i^{фк}_т + i^{фк}_ф + i^{фк}_c,$$

причем

$$i^{фк}_c = \frac{P_c e}{h\nu}\eta_{фк} \quad \text{и} \quad i^{фк}_ф = \frac{P_ф e}{h\nu}\eta_{фк},$$

где P_c и $P_ф$ – мощность сигнала и фона соответственно;
e – заряд электрона;
h – постоянная Планка;
ν – частота падающего излучения;
$\eta_{фк}$ – квантовая эффективность фотокатода ФЭУ, и усилителя с коэффициентом шума $1+B = 2,5$ [5].

ФД также можно рассматривать как ФЧЭ, имеющий ток

$$\dot{i}^{\Phi D}_{общ} = \dot{i}^{\Phi D}_{T} + \dot{i}^{\Phi D}_{C} + \dot{i}^{\Phi D}_{\Phi},$$

где $\dot{i}^{\Phi D}_{C} = \frac{P_C e}{h\nu}\eta_{\Phi D}$ – ток, вызванный сигналом,

$\dot{i}^{\Phi D}_{\Phi} = \frac{P_\Phi e}{h\nu}\eta_{\Phi D}$ – ток, вызванный фоном,

$\dot{i}^{\Phi D}_{T}$ – темновый ток ФД,

$\eta_{\Phi D}$ – квантовая эффективность ФД,

включенный на вход усилителя, причем современная элементная база и методы построения электронных схем позволяют создавать усилители с коэффициентом шума не выше чем у диодной системы ФЭУ [6].

Таким образом устройства последующего усиления как у ФЭУ, так и ФД вносят одинаковый вклад в шумы ФПУ в целом.

Шумы ФЭУ, а следовательно, и предельная чувствительность, определяются дробовым шумом суммарного тока фотокатода. Под предельной чувствительностью понимается такая величина тока сигнала $\dot{i}_c$, которая равна средней величине шумового тока за счет дробового эффекта

$$\dot{i}^{min}_{C} = \sqrt{2e(i_C + i_\Phi + i_T)\Delta f}\,.$$

И, соответственно, так как

$$\dot{i}^{min}_{C} = \eta\,\frac{P^{min}_{C}e}{h\nu},\ \text{то}\ P^{min}_{C} = \frac{h\nu}{e}\,\frac{\dot{i}^{min}_{C}}{\eta}\,.$$

Величину дробового тока фотокатода можно записать в виде:

$$\dot{i}^{\Phi K}_{Ш} = \sqrt{2e(\dot{i}^{\Phi K}_{T} + \dot{i}^{\Phi K}_{\Phi} + \dot{i}^{\Phi K}_{C})\Delta f}\,,$$

где Δf – полоса частот электрического тракта.

Для оценки чувствительности ФЧЭ можно взять отношение сигнала к шуму как для ФЭУ, так и для ФД.

Величина отношения сигнала к шуму для ФЭУ

$$K_{\Phi ЭУ} = \frac{\frac{P_C e}{h\nu}\eta_{\Phi K}}{\sqrt{2e(\dot{i}^{\Phi K}_{T} + \dot{i}^{\Phi K}_{\Phi} + \dot{i}^{\Phi K}_{C})\Delta f}}\,.$$

Шумы ФД также определяются дробовым шумом суммарного тока

$$\dot{i}^{\Phi D}_{Ш} = \sqrt{2e(\dot{i}^{\Phi D}_{T} + \dot{i}^{\Phi D}_{\Phi} + \dot{i}^{\Phi D}_{C})\Delta f}\,.$$

Отношение сигнала к шуму для ФД будет таким

$$K_{\phi D} = \frac{\frac{P_c e}{h\nu}\eta_{\phi D}}{\sqrt{2e(i_T^{\phi D} + i_\phi^{\phi D} + i_c^{\phi D})\Delta f}}.$$

Для сравнения ФД и ФЭУ можно воспользоваться относительным коэффициентом

$$K = \frac{K_{\phi эу}}{K_{\phi D}}.$$

В случае, если $K > 1$ преимущество имеет ФЭУ, в противном случае при $K < 1$ преимущество имеет ФД, так как обеспечивает лучшее отношение сигнала к шуму.

Таким образом

$$K = \frac{\eta_{\phi к}}{\eta_{\phi D}}\sqrt{\frac{i_{общ}^{\phi D}}{i_{общ}^{\phi к}}}.$$

В том случае, если чувствительность ФПУ ограничена фоном, то есть основным источником шума является фон $i_\phi > i_T + i_c$, можно записать

$$K = \frac{\eta_{\phi к}}{\eta_{\phi D}}\sqrt{\frac{i_\phi^{\phi D}}{i_\phi^{\phi к}}} = \frac{\eta_{\phi к}}{\eta_{\phi D}}\sqrt{\frac{\frac{P_\phi e}{h\nu}\eta_{\phi D}}{\frac{P_\phi e}{h\nu}\eta_{\phi к}}} = \sqrt{\frac{\eta_{\phi к}}{\eta_{\phi D}}}.$$

Так как $\eta_{\phi к}$ значительно меньше $\eta_{\phi D}$, то в условиях ограничения фоном ФД дает всегда выигрыш в отношении сигнала к шуму.

Так в области спектра от 0,4 до 0,7 мкм величина $\eta_{\phi к} \leq 0{,}2$, а $\eta_{\phi D} = 0{,}8$ [3], [5], $K = 0{,}5$. Для диапазона 0,8–I,I мкм $\eta_{\phi к} \leq 10^{-2}$, $\eta_{\phi D} = 0{,}8$ [3], [5] $K = 0{,}1$. То есть в этом случае применение ФД приводит к выигрышу в отношении сигнала к шуму тем большему, чем выше квантовая эффективность ФД по сравнению с ФЭУ.

Рассмотрим теперь случай, когда шумы фона не являются преобладающими. В этом случае относительный коэффициент можно записать в виде

$$K = \sqrt{\frac{\eta_{\phi к}}{\eta_{\phi D}} \cdot \frac{1 + \frac{P_\phi}{P_c} + \frac{i_T^{\phi D}}{P_c \eta_{\phi D}}\frac{h\nu}{e}}{1 + \frac{P_\phi}{P_c} + \frac{i_T^{\phi к}}{P_c \eta_{\phi к}}\frac{h\nu}{e}}}.$$

Нас интересует предельная чувствительность ФПУ, в этом случае $\frac{P_c}{P_\phi} = 1$, тогда

$$K = \sqrt{\frac{\eta_{\phi\kappa}}{\eta_{\phi D}}\left(\frac{1+\frac{i_T^{\phi D}}{2P_c\eta_{\phi D}}\frac{h\nu}{e}}{1+\frac{i_T^{\phi\kappa}}{2P_c\eta_{\phi\kappa}}\frac{h\nu}{e}}\right)}$$

Воспользовавшись этим выражением можно построить график зависимости K от P_c для различных типов приемников, то есть для различных $i_T^{\phi\kappa}$ и $\eta_{\phi\kappa}$, положив при этом $i^{\phi D} = 10^{-8}$ А и $\eta_{\phi D} = 0{,}8$ как типичные значения для $p-i-n$ ФД [3].

Так для ФЭУ с фотокатодом типа S-20, имеющим максимум спектральной характеристики на 0,4 мкм и $\eta_{\phi\kappa} = 0{,}3$ при темновом токе $i_T^{\phi\kappa} = 10^{-15}$ А [5], имеем

Таблица I

Pc Вт	10^{-7}	10^{-8}	10^{-9}	10^{-10}	10^{-11}	10^{-12}	10^{-13}	10^{-14}
К	0,6	1,05	2,78	8,6	27	86	265	700
Pc Вт	10^{-15}	10^{-16}	10^{-17}	10^{-18}	10^{-19}			
К	1100	1200	1200	1200	1200			

Для ФЭУ с фотокатодом типа S-I с максимумом спектральной характеристики на $\lambda = 0{,}8$ мкм и темновым током $i_T^{\phi\kappa} = 10^{-13}$ А при $\eta_{\phi\kappa} = 3 \cdot 10^{-3}$ [5] имеем

Таблица 2

Pc Вт	10^{-7}	10^{-8}	10^{-9}	10^{-10}	10^{-11}	10^{-12}	10^{-13}	10^{-14}	10^{-15}
К	0,06	0,08	0,14	0,18	0,19	0,19	0,19	0,19	0,19

Графические зависимости, построенные по этим данным, приведены на рис. I.

На основании этих зависимостей можно сказать, что ФЭУ имеющие в видимой области квантовую эффективность $\eta_{\phi\kappa} = 0{,}3$, имеют преимущество перед фотодиодами до значений $P_c < 10^{-8}$ Вт, однако начиная с длины волны 0,7 мкм, где квантовая эффективность ФЭУ мала, ФД имеют преимущество во всем диапазоне принимаемых сигналов. Обобщая все вышеизложенное, можно сказать, что при работе с предельно малыми сигналами в спектральном диапазоне до 0,7 мкм при мощности фона $P_\phi < 10^{-8}$ Вт

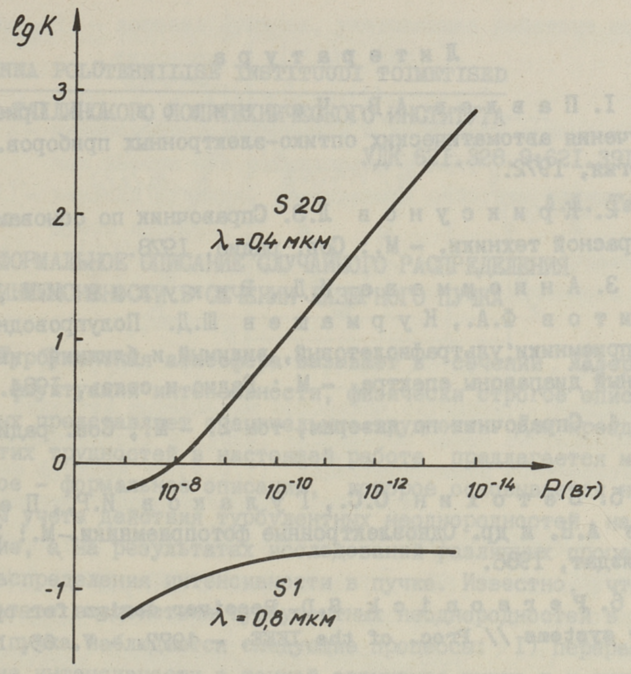

Рис. 1. Сравнительные характеристики ФЭУ и *p-i-n* фотодиодов.

ФЭУ имеют преимущество перед ФД по чувствительности, если их квантовая эффективность сравнима с квантовой эффективностью ФД. В случае, если $\eta_{\phi к} \leq 10^{-2}$, преимущество по чувствительности проявится при мощностях фона $P_{\phi} < 10^{-9}$ вт.

Для диапазона длин волн 0,7-1,1 мкм (фотокатод типа S1) преимущество по чувствительности имеют ФД во всем диапазоне принимаемых мощностей.

И в том случае, если приходится работать в режиме ограничения фоном, то ФД имеют преимущество во всем спектральном диапазоне, где могут работать ФЭУ.

Величину фона можно вычислить воспользовавшись данными [7], где приведены экспериментальные данные по фону неба в дневное и ночное время. Мощность фона, попадающего на ФЧЭ, зависит от конкретной оптической системы (угловое поле зрения, площадь входного зрачка, полоса пропускания оптического фильтра) и может варьировать в широких пределах.

Литература

I. Павлов А.В., Черников А.И. Приемники излучения автоматических оптико-электронных приборов. - М.: Энергия, I972.

2. Криксунов Л.З. Справочник по основам инфракрасной техники. - М.: Сов. радио, I978.

3. Анисимова И.Д., Викулин И.М., Заитов Ф.А., Курмашев Ш.Д. Полупроводниковые фотоприемники: ультрафиолетовый, видимый и ближний инфракрасный диапазоны спектра. - М.: Радио и связь, I984.

4. Справочник по лазерам, том 2. - М.: Сов. радио, I978.

5. Ветохин С.С., Гулаков И.Р., Перцев А.Н. и др. Одноэлектронные фотоприемники.-М.: Энергоатомиздат, I986.

6. Personick S.D. Receiver design for optical fiber systems // Proc. of the IEEE. - 1977. - V. 65, N 12.

7. Копейка С., Бордонья Дж. Фоновые шумы в оптических системах связи. ТИИЭР, том 58. - I970. - С. I79.

B. Zakharov

Comparative Study of Photoreceivers with Internal and External Photoeffect

Abstract

A comparative study of photoreceivers with internal and external photoeffect is carried out. The analysis of the results of the study shows the superiority of photodetector with internal photoeffect when the background noise is dominant.

№ 639

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

УДК 621.328.9:621.391.133

А.А. Таклая

ФОРМАЛЬНОЕ ОПИСАНИЕ СЛУЧАЙНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ В СЕЧЕНИИ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА

Турбулентная атмосфера вызывает в сечении лазерного пучка флуктуации интенсивности, физически строгое описание которых представляет значительные трудности. Для преодоления этих трудностей в настоящей работе предлагается менее строгое - формальное описание, которое основывается не на прямом учете действия турбулентных неоднородностей на излучение, а на результатах исследований различных процессов перераспределения интенсивности в пучке. Известно, что в результате воздействия турбулентных неоднородностей в сечении пучка наблюдаются следующие процессы: I) перераспределение интенсивности в тонкой структуре пучка т.н. сцинтилляции, 2) блуждание центра тяжести пучка, 3) расширения пучка. Зависимости этих процессов от турбулентности изучены раздельно. Блуждание пучка рассмотрено, например в [I], а его влияние на интенсивность в центре блуждания в [2, 3]. Сцинтилляции на пучке изучены в [4], расширения в [5]. Кроме того могут действовать процессы, не связанные с атмосферой, например, модуляционные шумы лазера.

Для описания действия совокупности этих процессов на рис. I представлено мгновенное распределение интенсивности излучения, распространяющегося в турбулентной атмосфере при пространственно неограниченной и ограниченной волне. Показаны как сцинтилляции и отклонение пучка ρ, так и расширение пучка R_s. Подобное описание наводит на мысль, что случайное распределение интенсивности $I_b(x,y,t)$ в пучке на приемной плоскости можно формально представить как произведение двумерного бесконечного случайного распределения интенсивности $I_\infty(x,y,t)$ на некую детерминированную двумерную безразмерную функцию $m_1(x,y,t)$, описывающую среднее распределение интенсивности в сечении пучка,

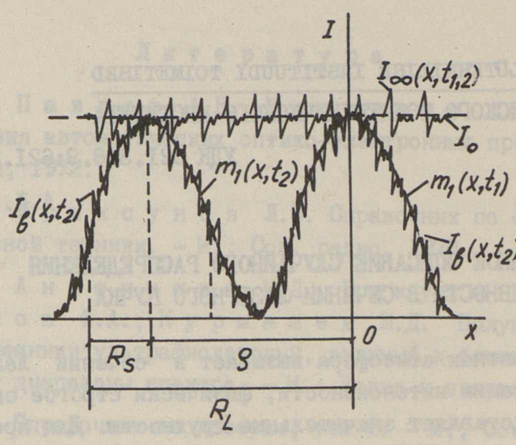

Рис. 1.

$$I_b(x,y,t) = I_\infty(x,y,t) \cdot m_1(x,y,t). \qquad (I)$$

Центр функции $m_1(x,y,t)$ совмещают с центром тяжести блуждающего пучка. Ширину распределения принимают равной диаметру $2R_S = 2\langle R_M \rangle$ кратковременно расширенного пучка, когда рассматривается действие блуждания, и $2R_M$ (R_M – мгновенное значение радиуса пучка), когда учитывается действие флуктуации ширины пучка. Тем самым с помощью безразмерной весовой функции $m_1(x,y,t)$ описывается действие процессов блуждания и вариации ширины пучка.

Оценивая соответствие такого формального описания ограниченности пучка к действительности, отметим, что по такому представлению относительные флуктуации интенсивности сцинтилляции по сечению пучка должны остаться постоянными. Но в [6] показано, что относительные флуктуации растут к краю пучка. В названной работе флуктуации исследовались в сечении долговременно уширенного пучка (с радиусом R_L) и включили эффекты от блуждания пучка ($R_L^2 = R_S^2 + \bar{\rho}^2$). Если вычесть действие блуждания [7], то рост относительных флуктуаций к краю пучка оказывается меньшим.

В принципе и $I_\infty(x,y,t)$ можно предетавить как произведение

$$I_\infty(x,y) = I_L(t) \cdot m_2(x,y,t), \qquad (2)$$

где $I_L(t)$ – интенсивность лазерного излучения в плоскости приема при отсутствии сцинтилляции,

$m_2(x,y,t)$ – весовая функция, учитывающая действие сцинтилляции, а $I_L(t)$ как

$$I_L(t) = I_0 m_3(t), \tag{3}$$

где I_0 – интенсивность излучения в плоскости приема в случае лазера без технических шумов;

$m_3(t)$ – весовая функция, учитывающая действие технических шумов лазера.

Подставляя (3) в (2), а затем (2) в (I), получаем в итоге для интенсивности пространственно органиченного пучка в плоскости приема

$$I_b(x,y,t) = I_0 m_3(t) \cdot m_2(x,y,t) \cdot m_1(x,y,t), \tag{4}$$

что и является формальным описанием случайного распределения интенсивности в пучке, выражаемое через безразмерные весовые функции $m_i(x,y,t)$, характеризующие соответственно воздействие рассматриваемых процессов.

Если нас интересуют флуктуации интенсивности в определенной точке, например $x=0$, $y=0$, то из (4) получаем

$$I_b(0,0,t) = I_0 m_3(t) \cdot m_2(0,0,t)\; m_1(0,0,t), \tag{5}$$

или, опуская пространственные координаты,

$$I(t) = I_0 \prod_{i=1}^{n} m_i(t). \tag{6}$$

Если учитываемые процессы и тем самым случайные весовые функции $m_i(t)$ в (6) статистически независимы и известны распределения плотности вероятности $W_{m_i}(m_i)$, то можно определить общее распределение $W(I)$ тремя способами, через преобразования Меллина [8] в распределении $W_{m_i}(m_i)$, через характеристические функции распределения $W_{\ell n m_i}(\ell n m_i)$, а при двух функциях, например $m_1(t)$ и $m_2(t)$ ($I = I_0 m_1 m_2 = I_1 m_2$), через свертку [9]

$$W(I) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\omega} W_{I_1}\left(\frac{I}{\omega}\right) W_{m_2}(\omega)\, d\omega \cdot \tag{7}$$

С использованием выражения (7) автором в [10] получено распределение $W(I)$ при релеевском блуждании в среднем гауссового пучка ($W_{m_1}(m_1,\alpha)$ – степенная функция [2]) с логнормальным сцинтиляциями ($W_{m_2}(m_2,\sigma)$ – логнормальное распределение). Результирующее выражение $W(I) = W(I,\sigma,\alpha)$ содержит характерные частным процессам параметры σ и α, дисперсию логарифма флуктуации интенсивности от сцинтилляции и нормированную на квадрат радиуса пучка дисперсию блуждания пучка ($\alpha = \overline{\rho^2} / R_s^2$) соответственно. Не трудно определить зависимости обоих параметров от степени турбулентного воздействия среды, которая в первом приближении характеризуется значением радиуса когерентности сферической волны ρ_0.

Применимость предложенного формального описания подтверждается экспериментом [7], где, согласно показанному в [10], получено увеличение вероятности глубоких замираний при блуждании пучка.

Литература

1. Mironov V.L., Nosov V.V. On the theory of spatially limited light beam displacements in a randomly inhomogeneous medium // J.O.S.A. - 1977. - V. 67, N 8. - P. 1073-1080.

2. Fried D.L. Statistics of laser beam fade induced by pointing jitter // Appl. Opt. - 1973. - V. 12, N 2. - P. 422-423.

3. Таклая А.А. Флуктуации интенсивности при блуждании лазерного пучка. Квантовая электроника. - 1977. - Т. 4, № 2. - С. 916-919.

4. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. - М.: Наука, 1967. - 548 с.

5. Yura H.T. Short-term average optical-beam spread in a turbulent medium // J.O.S.A. - 1973. - V. 63, N 5. - P. 567-572.

6. Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.А. Хмелевцов С.С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере./ Отв. ред. В.И. Татарский - М.: Наука, 1976.- 277 с

7. Tamir M., Halavee U., Azoulay E. Power fluctuations caused by laser beam wandering and shift // Appl. Opt. - 1981. - V. 20, N 5. - P. 734-735.

8. Dolan B.E. The Mellin transform for moment-generation and for the probability density of products and quotients of random variables // Proc. IEEE. - 1963. - V. 50, N 12. - P. 1745-1746.

9. Левин Б.Р. Теоретические основы статистической радиотехники. - М.: Сов. Радио, 1973. - 504 с.

10. Таклая А.А. Блуждающий лазерный пучок в турбулентной атмосфере. I. Распределение плотности вероятности флуктуации мощности // Квантовая электроника. - 1978. - Т. 5, № 1. - С. 152-155.

11. Dunphy J.R., Kerr J.R. Turbulence effects on target illumination by laser sources: phenomenological analysis and experimental results // J.O.S.A. - 1966. - V. 16, N 5. - P. 1345-1358.

A. Taklaja

Formal Description of Random Distribution of Intensity in the Laser Beam Cross-section

Abstract

A simple model is developed to describe the joint effect of intensity redistribution processes, studied elsewhere, such as scintillation, beam wandering, beam spread with variations of radius and also phenomena unrelated to the turbulent atmosphere - technical noises of the laser. The model represents the random intensity distribution of beam through product of space-time weighting functions, each of which takes into account the process under consideration. Predicted by the model the increase of probability of deep fadings caused by wandering has been observed in experiment.

№ 639

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

УДК 621.382.

Т. Ранг

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Точное моделирование концентрации носителей заряда в полупроводниковых структурах является очень важным моментом при адекватном численном моделировании. Ниже рассматриваются некоторые теоретические аспекты моделирования концентрации носителей, а также моделирование таких физических процессов, которые имеют наибольшее влияние на концентрацию носителей.

Теоретические аспекты. Фундаментальные уравнения полупроводника впервые были описаны в работе [1]. На этих уровнях базируется большинство современных численных моделей полупроводниковых структур. Уравнения следующие:

$$\operatorname{div}\operatorname{grad}\psi = \frac{q}{\varepsilon\varepsilon_0}(n-p-N), \tag{1}$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q}\operatorname{div}\vec{J}_n - R, \tag{2}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q}\operatorname{div}\vec{J}_p - R, \tag{3}$$

$$\vec{J}_n = q(n\mu_n\vec{E}_n + D_n\operatorname{grad} n), \tag{4}$$

$$\vec{J}_p = q(p\mu_p\vec{E}_p - D_p\operatorname{grad} p). \tag{5}$$

Как видно из уравнений (1)-(5) их точное и физически правильное решение зависит главным образом от правильного и адекватного моделирования концентрации носителей электронов и дырок. Предполагая, что зонная структура является параболической и изотермической, плотности состояний можно выразить через энергию. Если использовать результаты работы [2], они получат следующий вид:

$$\rho_c(\varepsilon) = A_n\sqrt{\varepsilon-\varepsilon_c}, \tag{6}$$

$$\rho_v(\mathcal{E}) = A_p\sqrt{\mathcal{E}_v-\mathcal{E}}, \qquad (7)$$

где $A_v = \dfrac{4\pi(2m_v^*)^{3/2}}{h^3}$ и $\mathcal{E}_g = \mathcal{E}_c - \mathcal{E}_v$.

Концентрации электронов и дырок, с учетом уравнения (6) и (7), определяются при помощи интегрирования в пространстве энергии:

$$n = \int_{\mathcal{E}_c}^{\infty} \rho_c(\mathcal{E}) f_n(\mathcal{E})\, d\mathcal{E}, \qquad (8)$$

$$p = \int_{-\infty}^{\mathcal{E}_v} \rho_c(\mathcal{E}) f_p(\mathcal{E})\, d\mathcal{E}, \qquad (9)$$

где $f_n(\mathcal{E})$ и $f_p(\mathcal{E})$ – функции Ферми.

Введя понятие уровни энергии Ферми для электронов и дырок, уравнения (8) и (9) можно переписать:

$$n = B_c F_{1/2}\left(\frac{\mathcal{E}_{fn}-\mathcal{E}_c}{kT}\right), \qquad (10)$$

$$p = B_v F_{1/2}\left(\frac{\mathcal{E}_v-\mathcal{E}_{fp}}{kT}\right), \qquad (11)$$

где $B_\eta = \dfrac{2N_\eta}{\sqrt{\pi}}$ и N_η–эффективные плотности состояний в зоне проводимости или в валентной зоне. Функция $F_{1/2}(x)$ является интегралом Ферми порядка 1/2, который не имеет прямого решения:

$$F_{1/2}(x) = \int_0^{\infty} \frac{\sqrt{y}}{1-e^{y-x}}\, dy. \qquad (12)$$

Уравнение $F_{1/2}(x)$ часто аппроксимируется с экспоненциальной или степенной функцией, как показано например на рис. I. Уравнение взято из работы [3]. В литературе можно встретить и другие приближения, например [4–9].

Предполагая, что $\left|\dfrac{\mathcal{E}_{fv}-\mathcal{E}_\eta}{kT}\right| << |1|$ при первом приближении (рис. I) получаем сразу статистику Больцмана, и концентрации электронов и дырок определяются:

$$n = N_c \exp\left(\frac{\mathcal{E}_{fn}-\mathcal{E}_c}{kT}\right), \qquad (13)$$

$$p = N_v \exp\left(\frac{\varepsilon_v - \varepsilon_{fp}}{kT}\right). \qquad (14)$$

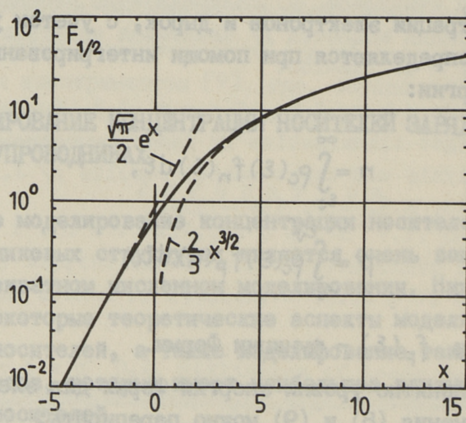

Рис. 1. Интеграл Ферми порядка 1/2 и его приближение (——— численное решение, — — — — приближение).

Далее мы должны связать границы зон ε_η и уровни Ферми для носителей ε_{hv}. Используя методику из работы [3] и вводя понятие изменения границ зон, возникших из-за неоднородности распределения примеси и квази-Ферми уровней для носителей, получим после некоторых математических преобразований следующее соотношение, причем уравнение для собственного полупроводника при отсутствии внешних сил примет вид $p - n = 0$ $(\psi = \varphi_v = 0)$:

$$N_c \exp\left(\frac{\varepsilon_i - \varepsilon_c}{kT}\right) = N_v \exp\left(\frac{\varepsilon_v - \varepsilon_i}{kT}\right). \qquad (15)$$

Для большинства полупроводников ε_i лежит в середине запрещенной зоны и поэтому статистика Больцмана действительна для собственного полупроводника. Во многих практических случаях принято дефинировать собственную концентрацию как геометрически среднюю величину концентрации носителей в состоянии равновесия, т.е. $n_i^2 = np$. Следовательно, для статистики Больцмана справедливо:

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-\frac{\varepsilon_g}{2kT}\right). \qquad (16)$$

Учитывая уравнение (I6), концентрации электронов и дырок определяются:

$$n = n_i \exp\left(\frac{\psi - \varphi_n}{\varphi_T}\right), \tag{I7}$$

$$p = n_i \exp\left(\frac{\varphi_p - \psi}{\varphi_T}\right). \tag{I8}$$

На высоких концентрациях($N \geq 10^{18}$ см$^{-3}$) статистика Больцмана становится неправильной и поэтому в этих случаях целесообразно использовать статистику Ферми-Дирака. Но, как известно, в этом случае уравнение Пуассона усложняется и его решение возможно только численным путем.

Большинство полупроводниковых структур состоит из областей, где концентрация намного превышает концентрацию 10^{18} см$^{-3}$ и транспорт через эти сильно легированные области влияет на характеристики структуры. Следовательно, в моделях эффекты высокого легирования должны быть моделированы таким образом, что физика этих эффектов будет четко отражена.

Функции состояния электронов и дырок определяются с учетом следующих двух категорий механизма:

- взаимное влияние между носителями и между носителями и ионизированными атомами;

- флуктуация электростатического потенциала.

Механизмы первой категории вызывают сдвиг края зоны проводимости к границе валентной зоны, а второй категории изменяют форму плотности функции состояния электронов и дырок.

Учитывая вышесказанное, из уравнений (6) и (7) получаются следующие уравнения [I0]:

$$\rho_c(\varepsilon) = A'_n Y\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_c}{\sigma_{cv}}\right), \tag{I9}$$

$$\rho_v(\varepsilon) = A'_p Y\left(\frac{\varepsilon_v - \varepsilon}{\sigma_{cv}}\right), \tag{20}$$

где $A'_v = A_v \sqrt{\sigma_{cv}}$, $Y(x) = \frac{1}{\pi} \int\limits_{-\infty}^{x} \sqrt{x - \xi}\, \exp(-\xi^2)\, d\xi$ и

- стандартные отклонения распределения Гаусса.

Более прогматичное приближение для $Y(x)$ приведено в [II]:

$$Y(x) = \begin{cases} \frac{1}{2\sqrt{\pi}} e^{-x^2}\left[1{,}225 - 0{,}906\left(1 - e^{2x}\right)\right], & x \le 0{,}601 \\ \sqrt{x}\left(1 - \frac{1}{16x^2}\right), & x \ge 0{,}601. \end{cases} \tag{21}$$

В работе [I2] найдено наилучшее приближение для σ_{cv}:

$$\sigma_{cv} = C\exp\left(-\frac{a}{2x}\right), \tag{22}$$

где $C = \frac{q}{\varepsilon\varepsilon_0}\sqrt{\frac{(N_D^+ + N_A^-)\lambda}{4\pi}}$,

λ - длина экранизации,

a - постоянная решетки.

В работе [I2] приведена практическая модель преобразования уровня примеси на зону при высоких концентрациях примеси.

Модели концентрации носителей, включающие статистику Ферми, деформации зоны проводимости и валентной зоны, а также формирование примесных зон, к сожалению, являются очень сложными с точки зрения математики и поэтому их использование в численных моделях полупроводниковых структур является неоправданным. Более привлекательным является подход использования т.н. эффективной собственной концентрации, который также учитывает все вышеупомянутые моменты. Концентрация носителей в этом случае определяется:

$$n = n_{ie}\exp\left(\frac{\psi - \varphi_n}{\varphi_T}\right), \tag{23}$$

$$p = n_{ie}\exp\left(\frac{\varphi_p - \psi}{\varphi_T}\right). \tag{24}$$

Моделирование параметров модели. Первый параметр это ширина запрещенной зоны. Температурная зависимость ширины запрещенной зоны слаболегированного кремния и арсенида галлия хорошо аппроксимируется линейной зависимостью:

$$\varepsilon_g(T) = \varepsilon_{g0} + \alpha_g T, \tag{25}$$

где ε_{g0} и α_g - параметры модели (см. табл. I и рис. 2).

Однако, как установлено экспериментально [I3], при более высоких температурах ширина запрещенной зоны кремния с ростом температуры уменьшается не по линейному закону, а быстрее.

В работе [I4] предлагается модель, которая имеет следующий вид:

$$\varepsilon_g(T) = \varepsilon_{g0} + \alpha_{g1}\frac{T}{300} + \alpha_{g2}\left(\frac{T}{300}\right)^2, \qquad (26)$$

где $\varepsilon_{g0} = I,I785$ [эВ], $\alpha_{g1} = -9,025 \cdot I0^{-5}$,
$\alpha_{g2} = -3,05 \cdot I0^{-7}$.

Таблица I

Материал	ε_{g0} [эВ]	α_g [эВК$^{-I}$]	ε_g [эВ] T=300 K	Источник
Германий	I,78I	$-3,7 \cdot I0^{-4}$	0,67	[3]
	0,832	$-4,4 \cdot I0^{-4}$	0,6997	[I5]
Кремний	I,2I	$-4,I \cdot I0^{-4}$	I,09	[I5]
	I,20I	$-2,7 \cdot I0^{-4}$	I,I2	[3]
	I,205	$-2,84 \cdot I0^{-4}$	I,I2	[I6]
	I,I92	$-2,4 \cdot I0^{-4}$	I,I2	[I7]
	I,2I	$-3,6 \cdot I0^{-4}$	I,I02	данная работа
Арсенид галлия	I,5	$-5,0 \cdot I0^{-4}$	I,35	[3]
	I,53	$-5,0 \cdot I0^{-4}$	I,38	[I8]
	I,575	$-5,0 \cdot I0^{-4}$	I,425	[I9]
	I,559	$-4,3 \cdot I0^{-4}$	I,43	[I7]
	I,522	$-3,95 \cdot I0^{-4}$	I,4035	[20]
	I,53	$-4,3 \cdot I0^{-4}$	I,40I	[2I]
	I,536	$-4,59 \cdot I0^{-4}$	I,398	данная работа
Фосфид индия	I,398	$-4,6 \cdot I0^{-4}$	I,26	[I5]
	I,42	$-2,9 \cdot I0^{-4}$	I,333	[20]
	I,4I	$-4,5 \cdot I0^{-4}$	I,275	[2I]
	I,42I	$-4,5 \cdot I0^{-4}$	I,286	[22]
	I,4I2	$4,I25 \cdot I0^{-4}$	I,288	данная работа
Фосфид галлия	2,405	$-5,5 \cdot I0^{-4}$	2,24	[I5]

Следующим параметром является эффективная собственная концентрация. Общая модель следующая:

$$n_{ie}(N,T) = n_i(T) \cdot F(N), \qquad (27)$$

где $F(N)$ по [23] имеет вид:

$$F(N) = \exp \frac{V_1\left[\ln\left(\frac{N_D^+ \; N_A^-}{N_0}\right)\right] + \sqrt{\left[\ln\left(\frac{N_D^+ + N_A^-}{N_0}\right)\right]^2 + C}}{2\varphi_T} \qquad (28)$$

и $V_1 = 9 \cdot 10^{-3}$ В, $N_0 = 10^{17}$ см$^{-3}$ и $C = 0{,}5$, а в работе [24] для $F(N)$ предложена другая модель:

$$F(N) = \exp\left[\frac{3q^2}{32\pi(\varepsilon\varepsilon_0 kT)^{3/2}}\sqrt{N_D^+ + N_D^-}\right]. \qquad (29)$$

Для определения $n_i(T)$ используется следующая модель:

$$n_i(T) = N_{I0}\left(\frac{T}{300}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{T_{I0}}{T}\right), \qquad (30)$$

где N_{I0} и T_{I0} – параметры модели.

Численные величины приведены в таблице 2 (см. рис. 3).

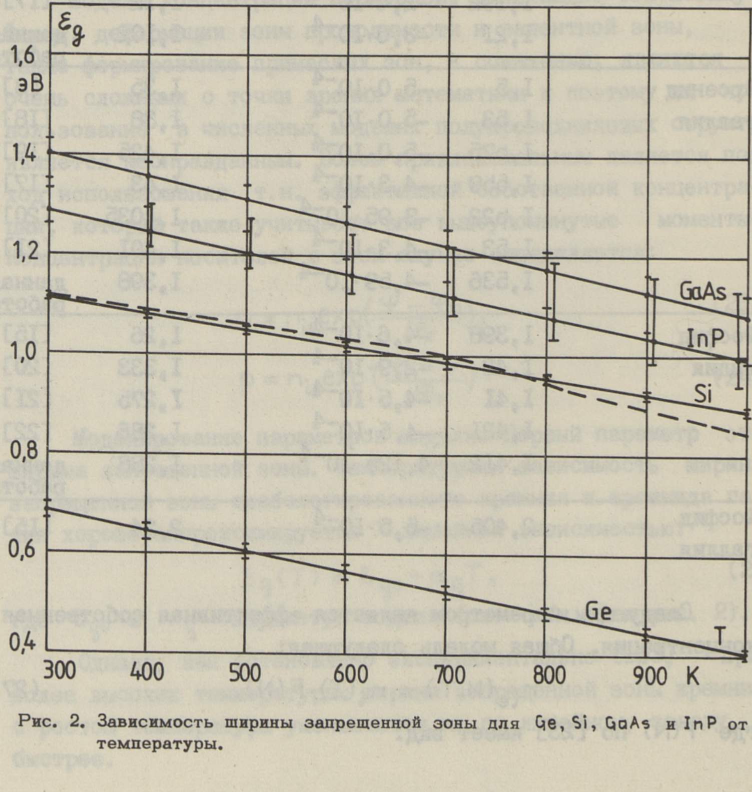

Рис. 2. Зависимость ширины запрещенной зоны для Ge, Si, GaAs и InP от температуры.

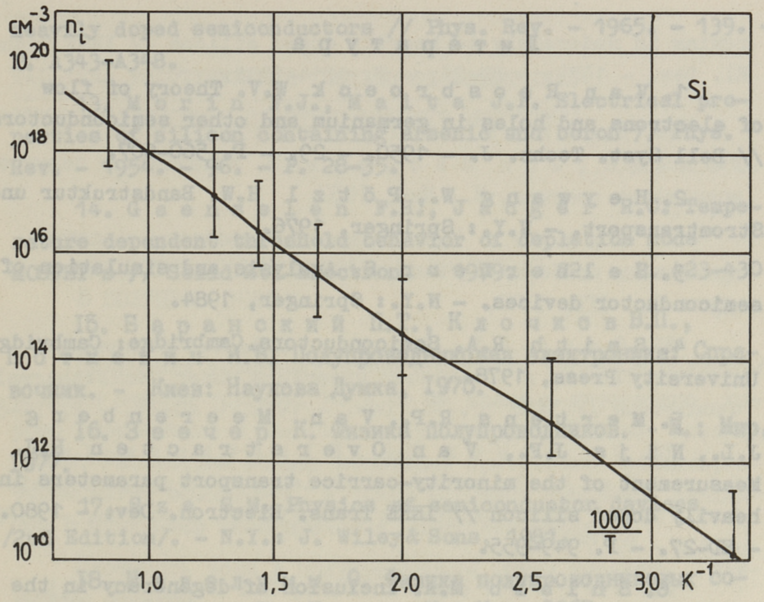

Рис. 3. Зависимость собственной концентрации кремния от температуры.

Итак, в данной работе были рассмотрены проблемы, связанные с численным моделированием полупроводниковых структур. Получены новые, более точные параметры в моделях ширины запрещенной зоны и эффективной концентрации.

Таблица 2

Материал	N_{I0} [см$^{-3}$]	T_{I0} [К]	n_i [см$^{-3}$] T = 300	Источник
Si	$2,790 \cdot 10^{21}$	6997	$2,07 \cdot 10^{11}$	[25]
	$5,427 \cdot 10^{20}$	6450	$2,49 \cdot 10^{11}$	[26]
	$2,020 \cdot 10^{20}$	7000	$1,49 \cdot 10^{10}$	[27]
	$1,610 \cdot 10^{20}$	6991,5	$1,22 \cdot 10^{10}$	[28]
	$3,340 \cdot 10^{19}$	6470	$1,44 \cdot 10^{10}$	[29]
	$2,012 \cdot 10^{20}$	7021	$1,38 \cdot 10^{10}$	[13]
	$1,294 \cdot 10^{20}$	6870	$1,46 \cdot 10^{10}$	данная работа
GaAs	$3,460 \cdot 10^{19}$	9120	$2,17 \cdot 10^{6}$	[19]
	$1,950 \cdot 10^{18}$	8254	$2,19 \cdot 10^{6}$	[31]

Литература

1. Van Roosbroeck W.V. Theory of flow of electrons and holes in germanium and other semiconductors // Bell Syst. Techn. J. - 1950. - 29. - P. 560-607.

2. Heywang W., Pötzl H.W. Bandstruktur und Stromtransport. - N.Y.: Springer, 1976.

3. Selberherr S. Analysis and simulation of semiconductor devices. - N.Y.: Springer, 1984.

4. Smith R.A. Semiconductors.Cambridge: Cambridge University Press, 1978.

5. Mertens R.P., Van Meerenberg J.L., Nijs J.F., Van Overstracten R.J. Measurement of the minority-carrice transport parameters in heavily doped silicon // IEEE Trans. Electron. Dev. - 1980. - ED-27. - P. 949-955.

6. Shibib M.A. Inclusion of degeneracy in the analysis of heavily doped region in silicon solar cells and other semiconductor devices // Solar Cells. - 1981. - 3. - P. 81-85.

7. Lue J.T. Theory of Schottky barrier heights of amorphous MIS solar cells // Solid St. Electron. - 1982. - 25. - P. 869-874.

8. Blakemore J.S. Approximations for Fermi-Dirac integrals, especially the function $F_{1/2}(x)$ used to describe electron density in semiconductors // Solid St. Electron. - 1982. - 25. - P. 1067-1076.

9. Aymerich-Humett X., Serra-Mestres F., Millan J. An analytical approximation for the Fermi-Dirac integral $F_{3/2}(x)$ // Solid St. Electron. - 1981. - 24. - P. 981-982.

10. Kane E.O. Thomas Fermi approach to impure semiconductor band structure // Phys. Rev. - 1963. - 131. - P. 79-88.

11. Slotboom J.W. The pn-product in silicon // Solid St. Electron. - 1977. - 20. - P. 279-283.

12. Morgan T.N. Broadening of impurity bands in

heavily doped semiconductors // Phys. Rev. - 1965. - 139. - P. A343-A348.

13. M o r i n F.J., M a i t a J.P. Electrical properties of silicon containing arsenic and boron // Phys. Rev. - 1954. - 96. - P. 28-35.

14. G a e n s s l e n F.H., J a c g e r R.C. Temperature dependent threshold behavior of depletion mode MOSFET's // Solid St. Electron. - 1979. - 22. - P. 423-430.

15. Б а р а н с к и й П.Т., К л о ч к о в В.П., П о т к е в и ч И.В. Полупроводниковая электроника: Справочник. - Киев: Наукова Думка, 1975.

16. З е е ч е р К. Физика полупроводников. - М.: Мир, 1977.

17. S z e S.M. Physics of semiconductor devices /2nd Edition/. - N.Y.: J. Wiley & Sons, 1981.

18. М а д е л у м м О. Физика полупроводниковых соединений элементов Ш и У групп.-М.: Мир, 1967.

19. M e y e r J.R., K r u e r M.R., B a r t o l i F.J. Optical heating in semiconductors: laser damage in Ge, Si, InSb and GaAs // J. Appl. Phys. - 1980. - 51. - P. 5513-5522.

20. H a r r i s o n J.W., H a u s e r J.R. Theoretical calculations of electron mobilities in terray III-V compounds // J. Appl. Phys. - 1976. - 47. - P. 292-300.

21. T a k e s h i m a M. Auger recombination in InAs, GaAs, InP and GaSB // J. Appl. Phys. - 1972. - 43. - P. 4114-4119.

22. T a k e s h i m a M. Unified theory of the impurity and phonon scatterimg effects on Auger recombination in semiconductors // Phys. Rev. - 1982. - B25. - P. 5390-5414.

23. S l o t b o o m J.W., D e G r a a f H.C. Measurements of bandgap narrowing in Si bipolar transistors // Solid-St. Electron. - 1976. - 19. - P. 857-862.

24. L a n y o n H.P.D., T u f t R.A. Bandgap nar-

rowing in moderately to heavily doped silicon // IEEE Trans. El. Dev. - 1979. - ED-26. - P. 1014-1018.

25. Д ж е н т р и Ф, Г у т ц в и л л е р Ф., Х о л о н я к Н., Ф о н З а с т р о в Э. Управляемые полупроводниковые вентили.-М.; Мир, 1967.

26. Г р е х о в И.В. Физические процессы в мощных кремниевых приборах с p-n-переходами: Дис. ... д-ра техн. наук: Л., ФТИ, 1972.

27. G a u r S.P., N a v o n D.N. Two-dimensional carrier flow in a transistor structure under nonisothermal conditions // IEEE Tr. El. Dev. - 1976. - ED-23. - P. 50-57.

28. D e G r a a f H.C., S l o o t b o o m J.W., S h m i t z A. The emitter efficiency of bipolar transistors. Theory and experiments // Solid-St. Electron. - 1977. - 20. - P. 515-521.

29. G a e n s s e l e n F.H., R i d e o u t V.L., W a l k e r E.J., W a l k e r J.J. Very small MOSFET's for low temperature operation // IEEE Tr. El. Dev. - 1977. - ED-24. - P. 218-229.

30. H r i v n a k L. Bandgap narrowing in semiconductors insulating GaAs // Phys. St. Sol. /b/. - 1985. - 127. - P. K165-K170.

T. Rang

Modelling of the Concentration of the Charge Carriers in Semiconductors

Abstract

Some theoretical aspects of the carrier concentration modelling in semiconductors are discussed. The models for the band gap and effective intrinsic carrier concentration are carried out. The new, more precise model parameters are derived.

№ 639

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

УДК 621.382.

Т. Ранг

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРАНСПОРТНЫХ УРАВНЕНИЙ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Получение уравнений токов носителей заряда в полупроводнике задача трудная, но в то же время в литературе хорошо разработана и поэтому на этих вопросах мы не остановимся. Рассмотрим только некоторые критические моменты, которые могут возникнуть, а также коснемся проблемы, связанной с функциями распределения носителей заряда.

Плотность тока в полупроводнике можем выразить следующим образом:

$$\vec{j}_\gamma = \pm q \gamma \vec{v}_\gamma , \qquad (1)$$

где $\gamma = n$ или p и "+" соответствует дыркам и "-" электронам.

Главными проблемами являются трудности, которые появляются при попытке связать среднюю скорость носителей $\vec{v}_\gamma$ с вектором напряженности электрического поля E и с концентрацией носителей (n или p).

Как известно [1], дрейфовая скорость $\vec{v}_\gamma$ связывается с концентрацией с помощью функции распределения f_γ в фазовом пространстве.

Не останавливаясь на вопросах полупроводниковой физики (см. также [1]) и на некоторых математических подробностях, транспортное уравнение Больцмана можем представить в виде:

$$\frac{\partial f_\gamma}{\partial t} + \frac{d\vec{k}_{\gamma e}}{dt} \operatorname{grad}_k f_\gamma + \frac{d\vec{x}_\gamma}{dt} \operatorname{grad} f_\gamma =$$

$$= -\int\limits_{V_k} \left[f_\gamma (1-f'_\gamma) S_\gamma - f'_\gamma (1-f_\gamma) S_\gamma \right] d\vec{k}' , \qquad (2)$$

где $d\vec{k}_{\gamma e}/dt$ выражает силы внешних макроскопических полей,

S_ν - вероятность рассеивания носителя с состоянием $\vec{k}$.

Уравнение (2) является семипараметровым интегродифференциальным уравнением. Решить его можно только с помощью численных методов и поэтому в моделях полупроводниковых структур использование этого уравнения затруднительно. Это уравнение можно решать с помощью метода Монте-Карло. Уравнение (2) справедливо только при следующих предположениях (см. например [2-4]):

1. Вероятность рассеивания не зависит от внешних сил.
2. Столкновения мгновенные.
3. Взаимное влияние частиц незначительное.
4. Внешние силы считаются постоянными в интервале свободного пробега частиц.

Из вышесказанного следует, что выражение уравнения в чисто дифференциальном виде наиболее рационально. Как показано в [5], при предположении, что полупроводник является не дегенерированным и рассеивание является эластичным, уравнение Больцмана перепишется так:

$$\frac{\partial f_\nu}{\partial t} + \frac{dk_{\nu e}}{dt} \operatorname{grad}_k f_\nu + \frac{d\vec{x}_\nu}{dx} \operatorname{grad}_x f_\nu = -\frac{f_\nu - f_{\nu 0}}{\tau_\nu}. \qquad (3)$$

Решением уравнения является:

$$f_\nu = f_{\nu 0}^{\vec{k}} + (f_\nu - f_{\nu 0}^{\vec{k}}) e^{-\frac{t}{\tau_\nu}}, \qquad (4)$$

где $f_{\nu 0}$ - функция распределения в состоянии равновесия;
τ_ν - время возвращения из состояния возбуждения в равновесное, которое называется временем релаксации.

Не останавливаясь на подробностях можем сказать, что для дрейфовых скоростей носителей справедливо следующее дифференциальное уравнение:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\nu \vec{v}_\nu) \mp \frac{q}{m_\nu^*} \nu \vec{E} + \frac{1}{m_\nu^*} \operatorname{grad}(\nu k T) = -\frac{\nu \vec{v}_\nu}{\tau_\nu}. \qquad (5)$$

Уравнение (5) интегрируется для электронов и дырок отдельно как уравнение баланса макроскопических (внешних) сил. Прямое решение опять все-таки невозможно, и для получения приблизительного решения вводится понятие эффективной подвижности носителей $\mu_\nu = (q\tau_\nu) m_\nu^*$. После некоторых преобразований уравнение (5) получит вид:

$$\tau_\nu \frac{\partial \vec{j}_\nu}{\partial t} + \vec{j}_\nu = q\mu_\nu \nu[\vec{E} \mp \frac{1}{\nu} \mathrm{grad}(\nu\varphi_T)]. \tag{6}$$

Учитывая то обстоятельство, что времена рассеивания бывают очень короткими (в пределах нескольких пикосекунд), выражение (6) может быть интегрировано только для однократных возмущений. Для членов нулевого порядка плотности токов можем написать:

$$\vec{j}_{\nu 0} = q\mu_\nu \nu[\vec{E} + \frac{1}{\nu} \mathrm{grad}(\nu\varphi_T)], \tag{7}$$

учитывая $\vec{j}_\nu(\tau_\nu) = \sum_{i=0}^{\infty} \vec{j}_{\nu i}(\tau_\nu)^i$.

Предполагая, что температура решетки постоянная и действительно соотношение Эйнштейна $D_\nu = \mu_\nu \varphi_T$, получаем для плотности тока следующее выражение:

$$\vec{j}_\nu \cong q\nu\mu_\nu E \mp q D_\nu \mathrm{grad}\nu. \tag{8}$$

Предположения, которые надо учитывать при получении из уравнения Больцмана транспортных уравнений, следующие:

1. Процессы рассеивания считаются эластичными.
2. Эффекты дегенерации не учитываются.
3. Пространственное изменение внешних сил не учитывается.
4. Силы Лоренца не учитываются.
5. Для решетки и частиц предполагается равная температура.
6. Энергетические зоны считаются параболическими.
7. Полупроводник является бесконечным.

Более точный математический обзор последних предположений дан, например, в работе [6].

Из статистики полупроводников известно, что функцией равновесного распределения для электронов и дырок является функция Ферми $f_{\nu 0}^{\vec{k}}$. Предполагая, что $\mathrm{grad}_x T = 0$, а $f_{\nu 0}^{\vec{k}} << 1$ и после некоторых математических преобразований получаем выражения для плотностей токов:

$$\vec{j}_\nu = \pm \frac{q}{4\pi^3} \int_{V_k} \frac{d\vec{x}_\nu}{dt} f_\nu d\vec{k} = q\mu_\nu \nu \,\mathrm{grad}\varphi_\nu, \tag{9}$$

где φ_ν - квази-Ферми уровень носителей.

Введя эффективную собственную концентрацию носителей (см. например [7]) и используя эти зависимости при определении уровня Ферми, для плотностей токов получаем:

$$\vec{j}_\nu = q\nu\mu_\nu\vec{E} \mp qD_\nu \mathrm{grad}\,\nu \pm q\mu_\nu\nu\{\varphi_T \mathrm{grad}[\ln(n_{ie})]\}, \quad (10)$$

где последний член описывает изменения ширины запрещенной зоны.

Дефинируя эффективную напряженность электрического поля, уравнение (10) можно переписать:

$$\vec{j}_\nu = q\nu\mu_\nu\vec{E}_\nu \mp qD_\nu \mathrm{grad}\,\nu, \quad (11)$$

где $\vec{E}_\nu = \vec{E} - \varphi_T \mathrm{grad}[\ln(n_{ie})]$.

Уравнение (11) не учитывает туннелирование через потенциальный барьер, которое является очень важным механизмом в токопереносе, например, в барьерах Шоттки.

Для учета туннелирования мы соприкоснемся с некоторыми принципиальными положениями в транспортных уравнениях Больцмана. Туннелирование, по сущности, является квантомеханическим явлением, в то время как диффузия и дрейф понимаются как макроскопические явления. Следовательно, надо найти возможность соединить туннелирование и диффузио-дрейф в уравнениях Больцмана. Это уже сделано в работах [8, 9], результатом является:

$$\vec{j}_\nu = q\nu\mu_\nu\vec{E}_\nu \mp qD_\nu \mathrm{grad}\,\nu \mp q\int_{V_k} \vec{E}_\nu S_\nu P_\nu \,\mathrm{sgn}(\vec{k}-\vec{k}')\,dV_k,$$

где S_ν – т.н. дополнительная функция, гарантирующая пригодность туннелирования в уравнении Больцмана,

P_ν – вероятность проникновения частиц через потенциальный барьер.

В вышеупомянутых уравнениях учитывается статистика Больцмана и выполняется соотношение Эйнштейна.

Для учета электронно-дырочного рассеивания (ЭДР) в полупроводниковой структуре в работе [10] предложен подход к транспортным уравнениям, основывающийся на идеях работ [11, 12]:

$$\vec{j}_\nu = \beta^{p}_{\nu\nu}\vec{j}^{\,*}_\nu - \beta^{n}_{\nu\nu}\vec{j}^{\,*}_\nu, \quad (13)$$

где $\beta_{\nu\nu}$ - учитывают "перекрестные" взаимодействия между потоками электронов и дырок, токи $\vec{j}^*_\nu$ не зависят от ЭДР и совпадают с уравнением (II).

При таком обсуждении соотношение Эйнштейна не действительно.

Чтобы учесть температурные влияния, хорошим методом может служить модифицирование уравнений плотностей токов следующим образом:

$$\vec{j}_\nu = q\nu\mu_\nu\vec{E} \mp qD_\nu \mathrm{grad}\,\nu \mp q\nu D^T_\nu \mathrm{grad}\,T, \qquad (I4)$$

где последние члены в уравнении (I4) обозначают дрейфовый ток, вызванный полем температуры. При получении уравнения (II) обычно предполагают постоянную температуру, чтобы вывести классические дрейфово-диффузионные уравнения для носителей. Величина D^T_ν обозначает термические коэффициенты диффузии, определяемые $D^T_\nu = D_\nu/2T$.

Итак, рассмотрены важнейшие моменты при получении транспортных уравнений в полупроводниках. Показано, что в некоторых случаях с помощью статистики Больцмана можно описать процессы туннелирования и электронно-дырочного рассеивания. Вышеприведенное справедливо, когда производные более высокой степени квази-Ферми потенциалов не учитываются, функция распределения зависит от градиента квази-Ферми потенциала линейно.

Литература

I. Киреев П.С. Физика полупроводников. - М.: Высшая школа, 1975.

2. Baccarani G. Physics of submicron devices // Proc. VLSI Process and Device Modeling. Katholieke Universiteit Leuven, 1983. - P. 1-23.

3. Capasso F., Pearsell T.P., Thornber K.K. The effect of collisional broadening on Monte Carlo simulation of high-field transport in semiconductor devices // IEEE El. Dev. Lett. - 1981. - EDL-2. - P. 295.

4. Ансельм А. Введение в теорию полупроводников. / ГИФМЛ. - М.-Л., 1962.

5. З е е г е р К. Физика полупроводников. - М.: Мир, 1977.

6. S e l b e r h e r r S. Analysis and simulation of semiconductor devices. - N.Y.: Springer, 1984.

7. Р а н г Т. Моделирование концентрации носителей заряда в полупроводниках // Тр. Таллинск. политехн. ин-та. - 1983. - № 558. - С. 69-74. (См. наст. сб. с. 26-36).

8. Р а н г Т. Расчет туннельного тока в переходах металл-полупроводник // Тр. Таллинск. политехн. ин-та, - 1983. - № 558. - С. 69-74.

9. R a n g T. One-dimensional numerical simulation of complementary power Schottky structures // IEE Proc. Pt. I, Solid St. and Electron Dev. - 1985. - 132. - P. 253-256.

10. В е л м р е Э.Э., П и р о ж е н к о А.А., У д а л А.Э. Численное моделирование электрофизических процессов в полупроводниках с учетом электронно-дырочного рассеивания. // Электронное моделирование. -1985. - Т. 7. С. 66-71.

11. M e y e r J.R. Effect of electron-hole scattering on ambipolar diffusion in semiconductors // Phys. Rev. - 1980. - 21. - P. 1554-1558.

12. А в а к ь я н ц Т.М., М у р ы г и н В.И., С а н д л е р Л.С., Т е ш а б а е в А., Ю р о в с к и й А.В. Прямая ветвь вольт-амперной характеристики тонких диодов при высоких уровнях инжекции // Радиотехника и электроника. - 1963. - Т. 8. - С. 1919-1926.

T. Rang

Modelling of the Transport Equations in Semiconductors

Abstract

Derivation of transport equations in semiconductors is a very cumbersome task. The most important moments of the derivation of transport equations in semiconductors are discussed. The transport, including tunneling and electron-hole scattering (EHS) taking into account the validity of Boltzmann's statistics, is carried out.

№ 639

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

УДК 621.378.35

И.С. Манак, А.М. Лисенкова,
А.Н. Бондаренко,
Н.В. Фалькова

ИНЕРЦИОННЫЕ СВОЙСТВА GaP-СВЕТОДИОДОВ В ОТДЕЛЬНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПОЛОСАХ

При рассмотрении инерционных свойств полупроводниковых источников излучения сложился определенный стереотип, когда даже при учете барьерной емкости р-п перехода амплитудно-частотные, фазово-частотные и переходные характеристики считают зависящими от одной постоянной времени, которая, в свою очередь, может быть выражена через временные параметры, характеризующие скорость рекомбинационных процессов в источнике излучения. Однако теоретический анализ релаксации неравновесных носителей в источниках, где процесс излучательной рекомбинации идет через примесные состояния в запрещенной зоне полупроводника, показывает, в частности, что его амплитудно-частотная характеристика зависит от двух постоянных времени, а сам излучатель может быть представлен апериодическим звеном второго рода. К таким источникам излучения можно отнести светодиоды на основе непрямозонных полупроводников (например, GaP). Для исследования нами выбран серийно выпускаемый светодиод АЛ-102БМ. Спектр его состоит из двух полос: доминирующей полосы красного излучения ($h\nu_m$= 1,78 эВ) и слабой полосы зеленого излучения ($h\nu_m$= 2,2 эВ), причем интенсивность в зеленой области при паспортных режимах работы примерно на два порядка меньше, чем в красной. Красная полоса при 300 К обусловлена главным образом аннигиляцией связанных на примесных уровнях экситонов, но значительная доля излучения генерируется в процессе излучательной рекомбинации свободных дырок с электронами, захваченными центрами Zn-O, играющими роль изоэлектронных ловушек [1]. Зеленая полоса излучения связывается с излучательной рекомбинацией электронов, находящихся на примесных уровнях N (или S) с дырками, локализованными на далеких акцепторах (Zn) [2].

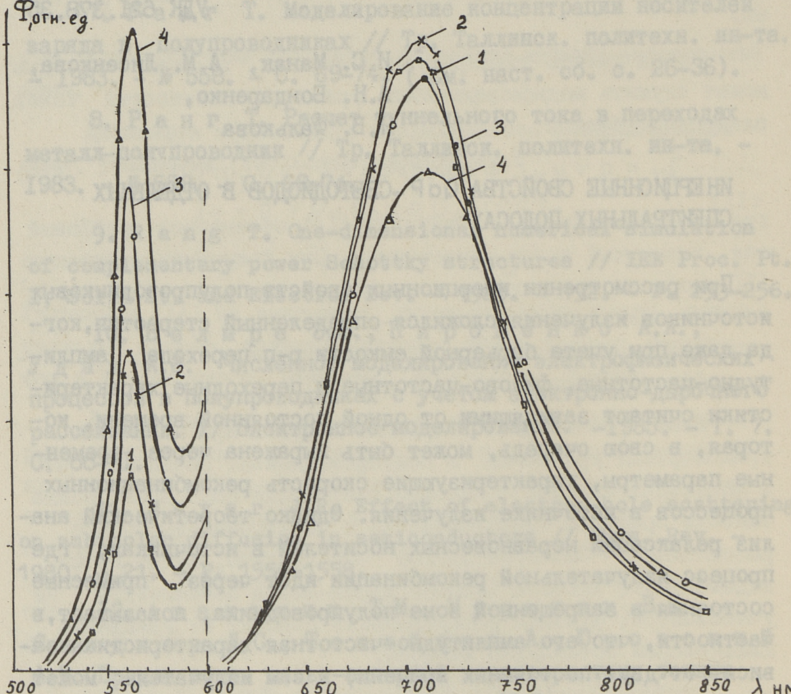

Рис. 1. Спектральные характеристики GaP:Zn,O -светодиодов при токах смещения:
$1 - I_1 = 20$ мА, $2 - I_2 = 30$ мА, $3 - I_3 = 45$ мА, $4 - I_4 = 60$ мА.
(Кривые в зеленой и красной областях спектра сняты при различных чувствительностях приемной аппаратуры)

Спектры излучателей из фосфида галлия (рис. I) прописывались на установке "Spex pluorolog", в которой осуществлен автоматический ввод коэффициентов коррекции в диапазоне 265-900 нм, компенсирующий влияние неравномерной чувствительности приемника излучения. Спектр GaP:Zn, O-светодиодов состоит из двух полос: доминирующей красной ($\lambda_m \approx$ ≈ 700 нм) и слабой полосы зеленого излучения ($\lambda_m \approx 560$ нм).

При малых токах через р-п переход максимум спектра излучения в обоих спектральных участках смещается в коротковолновую область с ростом тока (рис. 2), что можно объяснить эффектом Бурштейна-Мосса. При токах, превышающих паспорт-

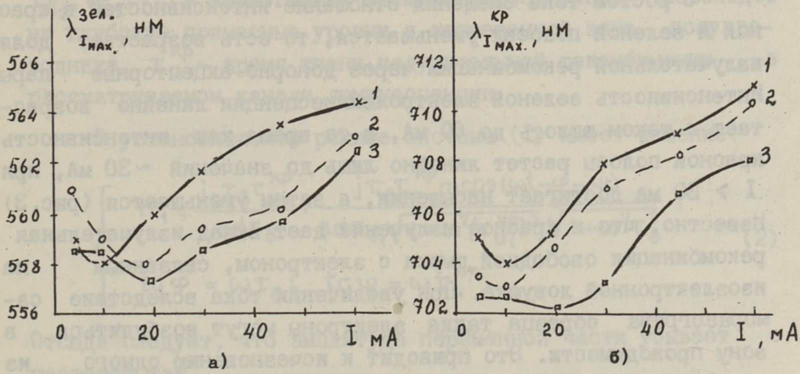

Рис. 2. Смещение максимума спектра GaP – светодиодов с током в зеленой (а) и красной (б) полосах излучения: 1 – диодов № 1, 2 – № 2, 3 – № 5.

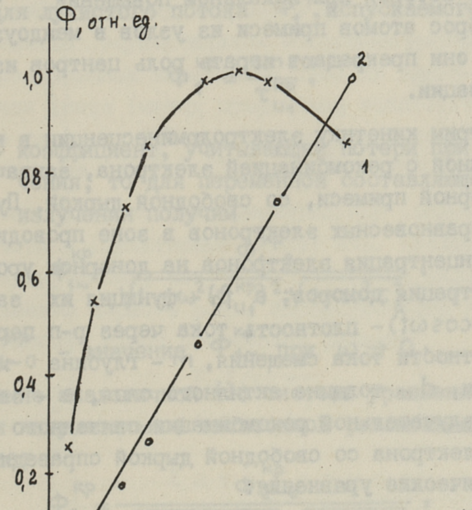

Рис. 3. Нормированные световые характеристики GaP –светодиода № 1 в красной (1) и зеленой (2) полосах излучения.

ные значения (30-60 мА), вследствие температурного сужения энергетического зазора между примесными зонами (этот процесс конкурирует со сдвигом Бурштейна-Мосса), спектр смещается в длинноволновую область.

С ростом тока смещения отношение интенсивностей в красной и зеленой полосах уменьшается, то есть возрастает доля излучательной рекомбинации через донорно-акцепторные пары. Интенсивность зеленой электролюминесценции линейно возрастает с током вплоть до 60 мА, в то время как интенсивность красной полосы растет линейно лишь до значений $\sim$30 мА, при $I > 30$ мА достигает насыщения, а затем уменьшается (рис.3). Известно, что в красное излучение дает вклад излучательная рекомбинация свободной дырки с электроном, связанным на изоэлектронной ловушке. При увеличении тока вследствие саморазогрева образца такие электроны могут возбудиться в зону проводимости. Это приводит к исчезновению одного из каналов красной электролюминесценции и уменьшению интенсивности излучения. Не исключается также модель Голда-Вайсберга, согласно которой при локальном повышении температуры возможен выброс атомов примеси из узлов в междоузлие. В этом случае они прекращают играть роль центров излучательной рекомбинации.

Рассмотрим кинетику электролюминесценции в красной полосе, связанной с рекомбинацией электрона, захваченного на уровень донорной примеси, со свободной дыркой. Пусть n -концентрация неравновесных электронов в зоне проводимости, $n_1 = N_g f_0$ - концентрация электронов на донорном уровне, где N_g - концентрация доноров; а f_0 - функция их заполнения; $j = j_0(1 + m\cos\omega t)$ - плотность тока через p-п переход, j_0 - величина плотности тока смещения, m - глубина модуляции тока инжекции, d - толщина активного слоя, е - заряд электрона. Для излучательной рекомбинации связанного на донорном уровне электрона со свободной дыркой справедливы следующие кинетические уравнения:

$$\begin{cases} \dfrac{dn}{dt} = \dfrac{j_0}{ed}(1 + m\cos\omega t) - \dfrac{n}{\tau_\delta}; \quad \dfrac{1}{\tau_\delta} = \dfrac{1}{\tau_{\delta_1}} + \dfrac{1}{\tau_{\delta_2}} + \dfrac{1}{\tau_{\delta_3}} + \ldots; \\ \dfrac{dn_1}{dt} = \dfrac{n}{\tau_\delta} - \dfrac{n_1}{\tau_u^{кр}}. \end{cases} \tag{I}$$

Здесь через τ_δ обозначено базызлучательное время жизни неравновесных электронов в зоне проводимости, τ_{δ_1} - безызлучательное время жизни неравновесных электронов относительно перехода в рассматриваемое состояние донорной примеси, $\tau_{\delta_2}, \tau_{\delta_3}, \dots$ - аналогичные времена относительно переходов на глубокие примесные уровни в запрещенной зоне полупроводника, $\tau_u^{кр}$ - время жизни излучательной рекомбинации в рассматриваемом канале люминесценции.

В установившемся режиме система (I) имеет решение:

$$\begin{cases} n_1 = \dfrac{j_0 \tau_\delta \tau_{u_1}^{кр}}{ed\tau_\delta} + \dfrac{j\tau_\delta \tau_{u_1}^{кр} m\cos(\omega t - \varphi - \psi)}{ed\tau_{\delta_1}\sqrt{1+\omega^2(\tau_{u_1}^{кр})^2}\sqrt{1+\omega^2\tau_\delta^2}}; \\ \operatorname{tg}\varphi = \omega\tau_\delta; \quad \operatorname{tg}\psi = \omega\tau_u^{кр}. \end{cases} \tag{2}$$

Отсюда следует, что амплитуда переменной части убывает с частотой как

$$\frac{1}{\sqrt{1+\omega^2(\tau_u^{кр})^2}\sqrt{1+\omega^2\tau_\delta^2}}.$$

Так как для лучистого потока $\Phi_1^{кр}$, испускаемого диодом, имеем

$$\Phi_1^{кр} = \frac{\alpha n_1}{\tau_{u_1}^{кр}}, \tag{3}$$

где α - коэффициент, учитывающий потери при выходе излучения, то для переменной составляющей в потоке излучения получим

$$\Phi_{1\sim}^{кр} = \frac{\Phi_{1\sim 0}^{кр}}{\sqrt{1+\omega^2(\tau_{u_1}^{кр})^2}\sqrt{1+\omega^2\tau_\delta^2}}, \tag{4}$$

где $\Phi_{1\sim 0}^{кр}$ - значение $\Phi_{1\sim}^{кр}$ при $\omega \to 0$.

Решение аналогичной (I) системы уравнений для переменной части излучательной экситонной рекомбинации в красной полосе дает

$$\Phi_{2\sim}^{кр} = \frac{\Phi_{2\sim 0}^{кр}}{\sqrt{1+\omega^2(\tau_{u_2}^{кр})^2}\sqrt{1+\omega^2\tau_\delta^2}}, \tag{5}$$

где смысл принятых обозначений понятен из предыдущих рассуждений, а суммарный поток красной люминесценции

$$\Phi_\Sigma^{кр} = \Phi_1^{кр} + \Phi_2^{кр}. \tag{6}$$

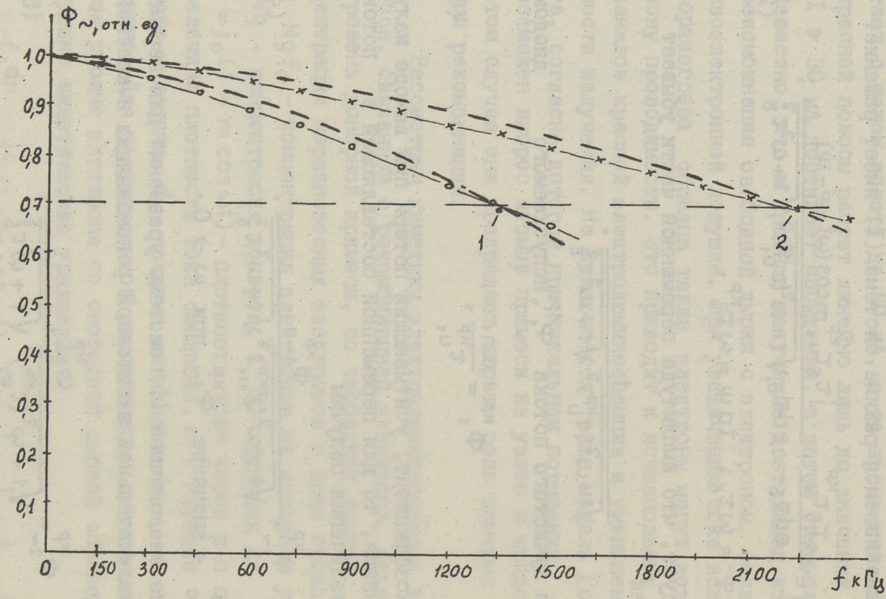

Рис. 4. Амплитудно-частотные характеристики GaP -светодиода № 1 в красной (1) и зеленой (2) областях спектра. Пунктиром даны расчетные зависимости по измеренным на уровне $0,7Ф_{\sim 0}$ граничным частотам модуляции.

Рассмотрение кинетики люминесценции, связанной с аннигиляцией донорно-акцепторных пар, дает решение

$$\Phi_{\sim}^{зел} = \frac{\Phi_{\sim 0}^{зел}}{\sqrt{1+\omega^2(\tau^{зел})^2}\sqrt{1+\omega^2\tau_б^2}}. \qquad (7)$$

Анализ решений (4), (5), (7) позволяет сделать вывод, что

I) быстродействие GaP -светодиодов нельзя описать одной постоянной времени;

2) если $\tau_u^{кр}$ и $\tau_u^{зел}$ - различны, то различны и граничные частоты модуляции, определенные, например, на уровне $0{,}7\,\Phi_{\sim 0}$.

Нами были экспериментально изучены амплитудно-частотные характеристики GaP-светодиодов в различных спектральных полосах. Модулированное излучение через монохроматор поступало на фотокатод ФЭУ-69, к анодной нагрузке которого подсоединялся селективный микровольтметр. Контроль постоянства амплитуды модулирующего напряжения на р-п переходе светодиода осуществлялся косвенным методом, основанным на использовании нелинейных свойств вольт-амперной характеристики диода (метод приращения тока). Установлено существенное различие АЧХ светодиодов в красной и зеленой областях спектра ($f_{гр}^{кр} \sim 1350$, $f_{гр}^{зел} \sim 2250$ кГц) (рис. 4).

Заметно различие экспериментальных (сплошные линии) и теоретических (пунктирные линии) АЧХ. Последние рассчитаны в предположении, что GaP -светодиод является апериодическим звеном первого рода, быстродействие которого может быть описано одной постоянной времени

$$\tau_u = \frac{1}{2\pi f_{гр}}$$

(определялось на уровне $0{,}7\,I_{\sim 0}$).

Литература

I. Грачев В.М., Естропов В.В., Елисеева Н.М., Ковырева Н.И., Коган Л.М., Курлянд Б.И., Либов Л.Д., Марина Л.И., Нашельский А.Я., Твирова Э.А., Царенков Б.В. Высокоэффективные диодные источники красного излучения из GaP// ФТП. - 1968. - Т. 2. - вып. 7. - С. 1055-1057.

2. Берг А., Дин П. Светодиоды. - М.: Мир, 1979. - 686 с.

J. Manak, A. Lisenkova,
A. Bondarenko, N. Falkova

The Inertial Properties of GaP-LED in the Separated Spectral Bands

Abstract

A theoretical and experimental analysis of amplitude-frequency characteristics of GaP light-emitting diodes in separate spectral bands, and their spectral and light characteristics are given. The physical interpretation of observing characteristics is discussed.

№ 639

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

УДК 621.328.9:621.391.133

А.А. Таклая

ЗАКОНЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАМИРАНИЙ ОПТИЧЕСКОГО СИГНАЛА В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

Несмотря на многолетние исследования точный вид закона распределения замираний интенсивности лазерного излучения, распространяющегося в турбулентной атмосфере, до настоящего времени не установлен.

На сегодняшний день в литературе можно найти для аппроксимации распределения плотности вероятности флуктуаций амплитуды поля A и интенсивности $I = A^2$ следующие законы:

1. Логнормальный для A и I [1, 2, 3, 4].
2. Райса-Накагами распределение для A и соответствующее распределение для I [5, 6, 7].
3. Райса-Накагами для $\ln I$ [5].
4. Гамма-распределение для I [8].
5. m-распределение для I [8].
6. k-распределение для I [8, 2].
7. Экспоненциально-Бесселево распределение для I [9].
8. Нормальное для I [10].
9. Степенное для I [11].
10. Распределение Хойта для I [12].
11. Распределение для I в случае суммы полей, амплитуды которых характеризуются:
    а) m- и M-распределениями [13];
    б) Райса-Накагами и логнормальными распределениями [14];
    в) Релея и логнормальными распределениями [14, 15];
12. Распределение для I в случае произведения поля с распределением Райса-Накагами на случайный параметр, имеющий логнормальное распределение [16].

Обширный, но далеко не полный список предложенных законов распределений свидетельствует о том, что ситуация выбора закона замираний сигнала действительно не однозначна.

Рассмотрим причины возникновения такого большого числа разных законов. Известно [1], что с увеличением степени турбулентности растут флуктуации интенсивности. Как показано теоретически в [17], для плоской волны при относительной дисперсии β_I^2

$$\beta_I^2 = \langle I^2 \rangle / \langle I \rangle^2 - 1 \ll 1, \qquad (1)$$

флуктуации описываются логнормальным законом

$$W(I) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_I I} \exp - (\ln I - \langle \ln \rangle)^2 / 2\sigma_I^2, \qquad (2)$$

где $\langle \ln I \rangle$ и σ_I^2 – среднее и дисперсия $\ln I$.

При однородной турбулентности на трассе длиной L дисперсия логарифма интенсивности равна

$$\sigma_I^2 = k\, c_n^2 k^{7/6} L^{11/6}, \qquad (3)$$

где k – коэффициент порядка единицы, зависящий от вида излучаемых волн.

Если флуктуации логнормальные, то

$$\sigma_I^2 = \ln(\beta^2 + 1). \qquad (4)$$

Как показывает эксперимент [2], выражение (2) справедливо при $\sigma_I^2 < 1$. При росте значений σ_I^2 в области $\sigma_I^2 > 1$ дисперсия флуктуаций β_I не растет, а насыщается на уровне $\beta_I \approx 1,5$. В области $\sigma_I^2 \sim 1$ в эксперименте [2] наблюдаются наиболее существенные отклонения от логнормального закона, которые снижаются как при уменьшении, так и при увеличении σ_I^2. Теоретически показано [18], что при $\sigma_I^2 \to \infty$ предположение о логнормальности флуктуаций противоречит закону сохранения энергии и что малые отклонения закона распределения от логнормального достаточны для удовлетворения закона сохранения энергии. Трудностями теоретического определения [17] и экспериментального измерения закона, связанными как с ограниченными динамическими возможностями измерительной аппаратуры, так и с существенной нестационарностью атмосферных процессов, можно объяснить большое число предложенных распределений в области $\sigma_I^2 > 1$. в то время, как для области $\sigma_I^2 < 1$ большинство авторов считает флуктуации логнормальными.

Характерными являются итоги экспериментальных и теоретических работ. В результате теоретической работы [19] утверждается, ято в настоящее время наиболее адекватные модели законов распределений вероятностей флуктуаций интенсивности следует ожидать из экспериментальных данных. В то же время в экспериментальной работе [2] отмечается, что без соответствующей теории сделать окончательные заключения о виде функции распределения и ее зависимости от параметра σ_I^2 не представляется возможным из-за конечности выборки в эксперименте.

Как правило, каждому распределению в списке сопоставлена обоснованная его автором модель, в которой случайные поля с определенными законами распределения плотности вероятности флуктуаций амплитуды и фазы суммируются или на них действуют каким-то случайным параметром.

Характеризуя дальше список распределений, отметим, что первые десять законов можно условно называть основными. На основе части этих законов выведены распределения II а,б,в с помощью суммирования случайных полей с известными законами, а распределение I2 - произведением.

Несмотря на многообразие законов, характеризующих сцинцилляции интенсивности, можно, основываясь на результатах экспериментальных работ [2, 3, 4], считать логарифмически нормальный закон наиболее универсальным при различных степенях турбулентности на трассе.

Литература

I. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. - М.: Наука, I967. - 548 с.

2. Грачева М.Е., Гурвич А.С., Ломадзе С.О., Покасов Вл. В., Хрупин А.С. Распределение вероятностей "сильных" флуктуаций интенсивности света в атмосфере // Изв. вузов. Радиофизика, - I974. - Т. I7, № I. - С. I05-II2.

3. Таклая А.А. Экспериментальное исследование распределения вероятности атмосферных флуктуаций интенсивности лазерного излучения при приеме на круглую апертуру // Тезисы докладов Ш Всесоюзного симпозиума по распростра-

нению лазерного излучения в атмосфере. - Томск, 1975. - С. 181-182.

4. Fried D.L. Mevers G.E., Keister M.P. Measurements of laser-beam scintillation in the atmosphere // J.O.A. - 1967. - V. 57, N 6. - P. 787-797.

5. Прохоров А.М., Бункин Ф.В., Гочелашвили К.С., Шишов В.И. Распространение лазерного излучения в случайно-неоднородных средах // УФН 1974. - Т. 114, вып. 3, № 11. - С. 415-456.

6. Valley G.C., Brown W.P. Intensity statistics for propagation through a turbulent layer // Appl. Opt. - 1982. - V. 21, N 16. - P. 3002-3004.

7. Shaft P.D. On the relationship between scintillation index and Rician fading // IEEE Trans. on Comm. - 1974. - COM-22, N 5. - P. 731-732.

8. Majumdar A.K., Hideya G. Statistical measurements of irradiance fluctuations of a multipass laser beam propagated through laboratory-simukated atmospheric turbulence // Appl. Opt. - 1982. - V. 21, N 12. - P. 2229-2234.

9. Bissonette L.R., Wizinowich P.L. Probability distribution of turbulent irradiance in a saturation regime // Appl. Opt. - 1979. - V. 18, N 10. - P. 1590-1599.

10. Höhn D.H. Effects of atmosphere turbulence on the transmission of a laser beam at 6328 A. 1 - Distribution of Intensity // Appl. Opt. - 1966. - V.5, N 9. - P. 1427-1431.

11. Furutsu K. Statistical theory of wave propagation in a random medium end the irradiance distribution // J.O.S.A. - 1972. - V. 62, N 2. - P. 240-254.

12. Gudimetla R.S.V., Holmes J.F. Probability density function of the intensity for a laser-generated speckle field after propagation through the turbulence atmosphere // J.O.S.A. - 1982. - V. 72, N 9, - P. 1213-1218.

13. Phillips R.L., Andrews L.C. Mea-

sured statistics of laser-light scattering in atmospheric turbulence // J.O.S.A. - 1981. - V. 71, N 12. - P. 1440-1445.

14. D e W o l f D. Waves in turbulent air: a phenomenological model // Proc. IEEE. - 1974. - V. 62, N 11. - P. 1523-1529.

15. М и л ю т и н Е.Р., Я р е м е н к о Ю.И. О законе распределения флуктуации интенсивности оптического излучения, распространяющегося в турбулентной атмосфере // Радиотехника и электроника, 1980. - Т. 25, № II. - С. 2273-2278.

16. W a n g T., S t r o h b e h n J.W. Perturbed log-normal distribution of irradiance fluctuations // J.O.S.A. - 1974. - V. 64, N 7. - P. 994-999.

17. Б а р а б а н е н к о в Ю.Н., К р а в ц о в Ю.А., Р ы т о в С.М., Т а т а р с к и й В.И. Состояние теории распределения волн в случайно-неоднородной среде // УФН, 1970. - Т. 102, вып. I, № 9. - С. 3-42.

18. S t r o h b e h n J.W., W a n g T., S p e c k J.P. On the probability distribution of line-of-sight fluctuations of optical signals // Radio Science. - 1975. - V. 10, N 1. - P. 59-70.

19. Распространение лазерного пучка в атмосфере / Под ред. Д. Стробена. - М.: Мир. - 1981. - 278 с.

A. Taklaja

Probability Density Distributions of Optical Signal Fadings in Turbulent Atmosphere

Abstract

In spite of the strong efforts during the last two decades the exact probability density distribution of fading of laser radiation in turbulent atmosphere has not yet been determined.

The twelve distributions are presented and a situation which causes such a big number of distributions is observed.

№ 639

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

УДК 621.378.9

У.У. Круселль

КРИТЕРИИ ВЫБОРА ПОЛОСЫ ПРОПУСКАНИЯ ФОТОПРИЕМНИКА ДЛЯ ИМПУЛЬСНОГО РЕЦИРКУЛЯЦИОННОГО ДАЛЬНОМЕРА

Разработке критериев выбора полосы предусилителя фотоприемника для оптических линий связи посвящено множество работ [1]. Но поскольку измерительные системы имеют свою специфику, в том числе и дальномеры, то отличаются и критерии выбора полосы пропускания фотоприемника для такого типа систем.

В данной работе разрабатывается критерий выбора полосы пропускания предусилителя к фотоэлектрическому преобразователю для рециркуляционного дальномера. Принцип работы дальномера этого типа заключается в измерении частоты импульсного генератора, в обратную связь которого включен оптический тракт между дальномером и объектом. Частота определяется временем прохода импульса $\tau_{опт}$ до объекта и обратно и еще добавляется время задержки импульса в аппаратуре $\tau_{ап}$. Задержку $\tau_{ап}$ определяют шумы, амплитуда импульсов, значение порога, инерционность электронных схем.

Предполагаем, что амплитуда импульсов в течение времени измерения не меняется, то есть $I_{(s)} = const$, тогда $\tau_{ап(i)}$ равно:

$$\tau_{ап(i)} = \tau_{пр(i)} + \Delta\tau_{ш(i)} + \tau_{эл(i)}, \qquad (1)$$

где $\tau_{пр(i)}$ - задержка сигнала в приемнике;

$\Delta\tau_{ш(i)}$ - средняя абсолютная ошибка, обусловленная шумами;

$\tau_{эл(i)}$ - задержка в схеме обработки.

Первый член $\tau_{пр(i)}$ характеризует частотные свойства приемника, главным образом связанные с полосой пропускания приемника. В практике удобно характеризовать частотные свойства через комплексную амплитудно-частотную передаточную функцию $K_{(j\omega)}$, которая является фильтром нижних частот (НЧ) N порядка.

Усилители с данной характеристикой обусловливают линейные искажения принимаемого импульса $S_{(t)}$. Выходной импульсный сигнал в этом случае будет

$$S_{V(t)} = S_{(t)} * h_{(t)}, \tag{2}$$

где знак $*$ обозначает свертку;

$h_{(t)}$ - импульсная характеристика.

Используя обратное преобразование Фурье, получаем импульсную характеристику приемника

$$h_{(t)} = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} K_{(j\omega)} e^{i\omega t} d\omega. \tag{3}$$

На выходе предусилителя, как правило, находится пороговое устройство. При известном значении порога, время отклика устройства определяется формой линейно искаженного импульса.

Если частотную характеристику предусилителя можно представить в виде НЧ фильтра первого порядка и порог настроить на половинное значение от максимума сигнала, то время между откликом порогового устройства и моментом единичного сигнала на входе предусилителя равно [2]

$$\tau_{np(i)} = 0{,}65 \cdot \frac{1}{B}, \tag{4}$$

где B - полоса пропускания приемника [Гц] на уровне $-3dB$.

Второй член выражения (I) $\Delta\tau_{ш(i)}$ показывает действие шума на точность измерения. Когда известен уровень шумов, определенный через эффективное значение тока i_m, амплитуда сигнала $I_{(s)}$ и задержка $\tau_{np(i)}$, тогда имеет место уравнение [3]

$$\frac{\Delta\tau_{ш(i)}}{\tau_{np(i)}} = C_1 \cdot \frac{i_m}{I_{(s)}}, \tag{5}$$

где C_1 - коэффициент пропорциональности.

В данной системе целесообразно применить фотоприемник с фотодиодом. Тогда для расчета i_m можно использовать уравнение [I]

$$i_m^2 = \frac{4kTA^2}{R_T} + J_{n_1}A^2B + \frac{J_{n_2}A^2B}{g_m}\left[\frac{(2\pi C_T)^2 B^2}{3} + \frac{1}{R_T}\right], \tag{6}$$

где $к$ - коэффициент Больцмана;

T - абсолютная температура K^0;

A - полный коэффициент передачи;

R_T - эквивалентное сопротивление нагрузки [$O_м$];

C_T - эквивалентная емкость входной цепи [Ф];

J_{n_1} - спектральная плотность шумового тока; входного источника $\left[\frac{A^2}{Гц}\right]$;

J_{n_2} - спектральная плотность тока выходного источника шума $\left[\frac{A^2}{Гц}\right]$;

g_m - крутизна усилителя $\left[\frac{A}{B}\right]$.

Из работы [I] можно сделать вывод, что в полосе частот 0,I МГц < B < I0 МГц минимизация шумов ведет к применению полевого транзистора и эффективное значение шумового тока равно:

$$i_m=\sqrt{\frac{(2\pi c_T)^2B^3}{3}\cdot\frac{2,8\,кT}{g_m}} \quad C_2\sqrt{B^3}, \tag{7}$$

где
$$C_2=\sqrt{\frac{(2\pi c_T)^2B^3}{3}\cdot\frac{2,8\,кT}{g_m}}.$$

Возвращаясь к формуле (5) и применив выражение (7), можем для $\Delta\tau_{ш(i)}$ записать уравнение

$$\Delta\tau_{ш(i)}=\tau_{np(i)}\cdot C_1\cdot C_2\,\frac{\sqrt{B^3}}{I_{(s)}}. \tag{8}$$

Третий член в уравнении (I) мы рассматриваем подробно потому, что он не характеризует приемник и считаем $\tau_{эл(i)}=\tau_{эл}=const$. Используя выражения (8) и (I), получим

$$\tau_{an(i)}=0,65\cdot\frac{1}{B}\left(1+\frac{C_2\sqrt{B^3}}{I_s}\right)+\tau_{эл}. \tag{9}$$

Дальномер накапливает за время измерения n импульсов и усредняет их. Это можно выразить в виде [4]

$$\tau_{an}=\sum_{i=1}^{n}\tau_{an(i)}=\sum_{i=1}^{n}\frac{\tau_{np(i)}}{n}+\sqrt{\frac{(\Delta\tau_{ш(1)})^2+\Delta\tau_{ш(2)}+\ldots+(\Delta\tau_{ш(n)})^2}{n}}+\sum_{i=1}^{n}\frac{\tau_{эл(i)}}{n}. \tag{10}$$

Первый член $\sum_{i=1}^{n}\tau_{np(i)}$

надо рассматривать подробнее. Эксперимент показывает, что $\tau_{np(i)}$ является случайной величиной времени. Как случай-ную величину его можно характеризовать через среднее значение $\overline{\tau_{np}}$ и через относительную ошибку α. Тогда сумму можно представить в виде [4]

$$\sum_{i=1}^{n} \frac{\tau_{np(i)}}{n} = \overline{\tau_{np}} \pm \alpha \tau_{np} . \qquad (11)$$

Значение α можно легко найти экспериментально и оно характеризует временную нестабильность. Используя выражения (10), (8), (11), (4), получаем

$$\tau_{an} = \frac{0{,}65}{B} + \frac{0{,}65\alpha}{B} + \frac{0{,}65 C_1 \cdot C_2 \sqrt{B}}{I} \pm \tau_{эл} . \qquad (12)$$

Случайный характер носят второй и третий члены. Они определяют ошибку $\Delta\tau_{an}$.

Запишем

$$\Delta\tau_{an} = \frac{0{,}65\alpha}{B} + \frac{0{,}65\, C_1 \cdot C_2 \sqrt{B}}{I_{(s)}} . \qquad (13)$$

Для минимизаций ошибок надо найти производную $(\Delta\tau_{an})'$ по полосе B и приравнять ее к нулю $(\Delta\tau_{an})' = 0$

$$-\frac{0{,}65\alpha}{B^2} + \frac{0{,}65\, C_1 C_2}{2\sqrt{B} \cdot I_{(s)}} = 0 . \qquad (14)$$

Отсюда оптимальная полоса будет такой

$$B = 0{,}48 \sqrt{\frac{n \cdot g_m \cdot \alpha^2 \cdot I_{(s)}^2 \cdot C_1}{c_T^2 \cdot k \cdot T}} , \qquad (15)$$

где n – число усреднений;

g_m – крутизна предусилителя;

α – коэффициент относительной нестабильности задержки сигнала в приемнике;

$I_{(s)}$ – амплитуда импульсов сигнала;

c_T – эквивалентная емкость входной цепи;

k – коэффициент Больцмана;

T – абсолютная температура;

C_1 – коэффициент пропорциональности, зависит от значения порога срабатывания электроники обработки.

Можно заключить, что при известном на входе фотоприемника сигнале, оптимальная полоса зависит от параметров электронной схемы, что и естественно, а также от числа усреднений n. Это позволяет оптимизировать полосу при заданном времени усреднения.

Литература

1. P e r z o n i c k S.D. Receiver design for optical fiber systems // Proc. of the IEE. - 1977. - V. 65, N 12.

2. Т и т ц е У., Ш е н к. Полупроводниковая схемотехника. - М.: Мир, 1983.

3. Справочник по теоретическим основам радиоэлектроники, том 2. - М.: Энергия, 1977.

4. К о р н Г., К о р н Т. Справочник по математике. - М.: Наука, 1974.

U. Krusell

Criteria for Determining the Bandwidth of Photoreceiver for Recirculating Pulse Laser Rangemeter

Abstract

The specific features of pulse rangemeter photoreceiver are presented in relationship with the communication systems photoreceiver.

The relations between the precision and receiver noise bandwidth of rangemeter are clarified.

№ 639

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ПРИКЛАДНОЙ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ

РАДИОТЕХНИКА XУ

УДК 621.391.822

Шумы когерентного фотодетектирования частично некогерентного излучения. Хинрикус Х.В. - Труды Таллинского политехнического института, 1987, № 639, с. 3-8.

Исследуется проблема шумов гетеродинного детектирования частично некогерентной оптической волны с учетом амплитудных и фазовых флуктуаций поля источника-гетеродина. Показано, что шумы гетеродинного фотодетектирования определяются флуктуациями излучения гетеродинного источника.

Библ. наименований - 4.

УДК 621.391.822

Шумы фотодетектирования при непрерывном совмещенном режиме работы лазера. Мейгас К.Б., Захаров Б.В., Хинрикус Х.В. - Труды Таллинского политехнического института 1987, № 639, с. 9-14.

Рассмотрена проблема взаимодействия сигнальной волны и опорной волны в работающем в непрерывном совмещенном режиме лазере. Показано, что в случае достаточно сильной опорной волны обнаружение сигнала определяется флуктуациями излучения лазера (опорной волны).

Библ. наименований - 4.

УДК 621.378.9:621.391.833.22

Сравнительная оценка фотоприемников на основе внешнего и внутреннего фотоэффекта. Захаров Б.В. - Труды Таллинского политехнического института, 1987, № 639, с. 15-20.

Проводится сравнительный анализ фотоприемников на основе внешнего и внутреннего фотоэффекта. Показано преимущество фотодиодов при доминировании фоновых шумов.

Рис. - 1, табл. - 2, библ. наименований - 7.

УДК 621.328.9:621.391.133

Формальное описание случайного распределения интенсивности в сечении лазерного пучка. Таклая А.А. - Труды Таллинского политехнического института, 1987, № 639, с. 21-25.

Разработана простая модель для описания таких процессов перераспределения интенсивности в сечении лазерного пучка распространяющегося в турбулентной атмосфере, как сцинтилляция интенсивности, блуждание пучка и вариации его ширины. Модель представляет случайное распределение в пучке в виде случайных пространственно-временных функций, каждый из которых учитывает соответственно один из процессов. Описываемое моделью явление увеличения вероятности глубоких замираний при блуждании пучка наблюдается в эксперименте.

Рис. - 1, библ. наименований - 11.

УДК 621.382

Моделирование концентрации носителей заряда в полупроводниках. Ранг Т. - Труды Таллинского политехнического института, 1987, № 639, с. 26-36

Точное моделирование концентрации носителей в полупроводниковых приборах является одним из важных моментов при адекватном моделировании полупроводниковых приборов численными методами. Рассматриваются теоретические основы определения концентрации электронов и дырок исходя из функции Ферми. Рассматривается влияние изменения ширины запрещенной зоны на величину и распределение концентрации носителей. Дается оценка разным моделям определения собственной концентрации в полупроводниках.

Рис. - 3, табл. - 2, библ. наименований - 30.

УДК 621.382

Моделирование транспортных уравнений в полупроводниках. Ранг Т. - Труды Таллинского политехнического института, 1987, № 639, с. 37-42

Получение транспортных уравнений для численных моделей полупроводников, исходя из уравнений Максвелла является трудной задачей. Рассматриваются важнейшие моменты получения транспортных уравнений с учетом статистики Больцмана. Приводятся транспортные уравнения, учитывающие туннелирование и электронно-дырочное рассеивание (ЭДР)

Библ. наименований - 12.

УДК 621.378.35

Инерционные свойства GaP-светодиодов в отдельных спектральных полосах. Манака И.С., Лисенкова А.М., Бондаренко А.Н., Фалькова Н.В. - Труды Таллинского политехнического института, 1987, № 639, с. 43-50.

На основе представления -светодиода в виде апериодического звена второго рода получены аналитические выражения для амплитудно-частотных характеристик в зеленой и красной областях спектра для отдельных каналов излучательной рекомбинации. Экспериментально изучены спектральные,световые и модуляционные характеристики -светодиодов и дана интерпретация наблюдаемым зависимостям.

Рис. - 4, библ. наименований - 2.

УДК 621.328.9:621.391.133

Законы распределения замирания оптического сигнала в турбулентной атмосфере. Таклая А.А. - Труды Таллинского политехнического института, 1987, № 639 с. 51-55.

Несмотря на многолетние исследования точный вид закона распределения замираний интенсивности лазерного излучения, распространяющегося в турбулентной атмосфере, до настоящего времени не установлен.

Представляется двенадцать разных распределений и обсуждаются причины, вызывающие такое множество законов.

Библ. наименований - 19.

УДК 621.378.9

Критерии выбора полосы пропускания фотоприемника для импульсного лазерного рециркуляционного дальномера. Круселль У.У. - Труды Таллинского политехнического института, 1987, № 639, с. 56-60.

Представлена специфика фотоприемника дальномера в отношении фотоприемника для систем связи.

Получены соотношения, связывающие точность измерения с шумовой полосой фотоприемника.

Библ. наименований - 4.

Hind 70 kop.