

СТАТИСТИКА ФЛУКТУАЦИЙ ТОКА ФОТОДЕТЕКТОРА ПРИ ПРИЕМЕ ИЗЛУЧЕНИЯ, ПРОШЕДШЕГО ТУРБУЛЕНТНУЮ АТМОСФЕРУ

Р. А. КАЗАРЯН, А. В. ОГАНЕСЯН

В работе [1] приводится распределение флуктуаций тока на выходе фотодетектора при приеме амплитудно-стабилизированного излучения в присутствии аддитивных шумов, обусловленных шумами Джонсона в нагрузочном сопротивлении фотодетектора. При этом когда дисперсия флуктуаций тока, обусловленного принимаемой интенсивностью, много меньше дисперсии тока, обусловленного тепловыми шумами*, распределение суммарного тока i дается выражением [1]

$$P(i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_T}} \exp\left[-\frac{(i-i_S)^2}{2\sigma_T^2}\right], \quad (1)$$

где σ_T^2 — дисперсия флуктуаций теплового тока, i_S — среднее значение тока, обусловленного принимаемой интенсивностью.

Между тем известно [2], что в турбулентной атмосфере интенсивность I амплитудно-стабилизированного излучения претерпевает флуктуации, описываемые логарифмически-нормальным распределением. В этом случае для времен τ , значительно меньших, чем время когерентности турбулентного канала, i_S в (1) будет случайной величиной, линейно связанной с I . Для получения стационарного распределения флуктуаций тока выражение (1) следует усреднить по ансамблю реализаций i_S , которые в силу линейной зависимости i_S от I также будут подчиняться логарифмически-нормальному распределению

$$P(i_S) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_S} i_S} \exp\left[-\frac{(\ln i_S/\bar{i}_S + \sigma_S^2/2)^2}{2\sigma_S^2}\right]. \quad (2)$$

В (2) σ_S^2 и \bar{i}_S соответствуют дисперсии флуктуаций $\ln i_S$ и среднему значению i_S . Таким образом, стационарное распределение флуктуаций i запишется в виде**

$$P_0(i) = \frac{1}{2\pi\sigma_T\sigma_S} \int_0^\infty \frac{\exp\left[-\frac{(i-i_S)^2}{2\sigma_T^2} - \frac{(\ln(i_S/\bar{i}_S) + \sigma_S^2/2)^2}{2\sigma_S^2}\right]}{i_S} di_S. \quad (3)$$

* Указанное условие в довольно широких пределах выполняется для фотодетекторов без внутреннего усиления.

** Предполагается, что верхняя граничная частота f последетекторного низкочастотного фильтра, образуемого нагрузочным сопротивлением и паразитной емкостью соединений, больше величины $1/\tau$ и что частота измерения i по порядку величины совпадает с $1/\tau$.

Для вычисления интеграла в (3) применим метод наискорейшего спуска [3]. Перейдем к переменной интегрирования $\ln i_s$ и представим подынтегральное выражение в виде $\exp[\psi(i_s)]$, где $\psi(i_s)$ соответствует выражению, стоящему в квадратных скобках в (3). Разложив $\psi(i_s)$ в ряд Тейлора вокруг точки максимума ($\ln i_{s0}$), определяемой из условия

$$[\psi(i_s)]'_{\ln i_s = \ln i_{s0}} = 0, \quad (4)$$

и ограничившись первыми двумя отличными от нуля членами, перепишем (3) в виде

$$P_0(i) = \frac{1}{2\pi\sigma_T\sigma_S} \exp\left[-\frac{(i-i_{s0})^2}{2\sigma_T^2} - \frac{(\ln(i_{s0}\bar{i}_s) + \sigma_S^2/2)^2}{2\sigma_S^2}\right] \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[\varphi(i_{s0}) \frac{(\ln i_s - \ln i_{s0})^2}{2}\right] d(\ln i_s), \quad (5)$$

где $\varphi(i_{s0})$ соответствует второй производной $\psi(i_s)$ в точке ($\ln i_{s0}$). Воспользовавшись условием (4), для $\varphi(i_{s0})$ можно записать следующее выражение:

$$\varphi(i_{s0}) = -\left(\frac{i_{s0}}{\sigma_T}\right)^2 + (\ln(i_{s0}\bar{i}_s) + \sigma_S^2/2)/\sigma_S^2 - 1/\sigma_S^2. \quad (6)$$

При этом i_{s0} в (5) и (6) согласно (4) будет определяться из уравнения

$$-(i_{s0}/\sigma_T)^2 + i_{s0}/\sigma_T^2 - (\ln(i_{s0}\bar{i}_s) + \sigma_S^2/2)/\sigma_S^2 = 0. \quad (7)$$

Для сходимости интеграла в (5) достаточно, чтобы при любых i_{s0} $\varphi(i_{s0}) < 0$. Для выполнения этого условия достаточно потребовать, чтобы в точке своего максимума i_{s0}^m , являющегося и точкой наибольшего значения функции, $\varphi(i_{s0}^m) < 0$. Найдя единственную экстремальную точку и подставив найденное значение i_{s0} в (6), придем к следующему условию существования интеграла в (5):

$$\ln(\sqrt{2}\bar{i}_s\sigma_S) + 1,5 > \ln\sigma_T + 0,5\sigma_S^2. \quad (8)$$

В этом случае интеграл в (5) сводится к стандартному табличному интегралу вида [4]

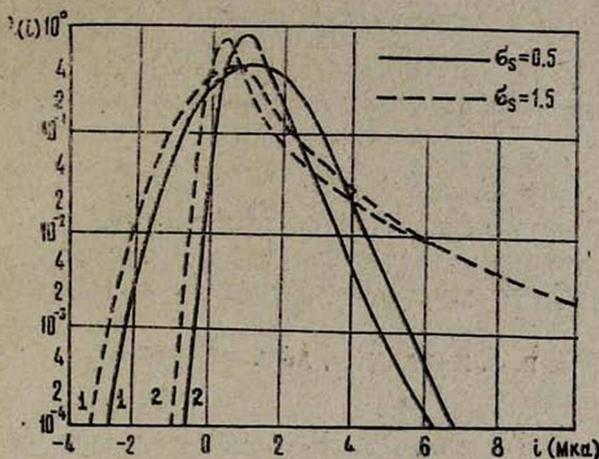
$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp[-r^2x^2] dx = \sqrt{\pi}/r, \quad (9)$$

и для $P_0(i)$ получаем

$$P_0(i) = \frac{\exp\left[-\frac{(i-i_{s0})^2}{2\sigma_T^2} \left(1 + \left(\frac{i_{s0}\sigma_S}{\sigma_T}\right)^2\right)\right]}{\sqrt{2\pi} [2(i_{s0}\sigma_S)^2 - i_{s0}\sigma_S^2 + \sigma_T^2]}, \quad (10)$$

где i_{s0} для i определяется из (7).

На рисунке приведены кривые плотности распределения, соответствующие (10) и (7). Анализируя эти кривые, можно прийти к следующим выводам: во-первых, в силу своей асимметрии они отличаются от



По оси абсцисс отложены значения тока i в микроамперах (μA), по оси ординат — значения плотности распределения $\rho_0(i)$. Индексу 1 соответствует $\sigma_T^2 = 0,8 (\mu\text{A})^2$, индексу 2 — $\sigma_T^2 = 0,08 (\mu\text{A})^2$. Для всех кривых $\bar{i}_S = 1 \mu\text{A}$.

гауссова вида, соответствующего (1), и с возрастанием уровня турбулентности ($\sigma_S = 1,5$) асимметрия сильно увеличивается; во-вторых, из сопоставления пунктирных кривых для $\sigma_T^2 = 0,8 \mu\text{A}^2$ и $\sigma_T^2 = 0,08 \mu\text{A}^2$ при больших относительно \bar{i}_S значениях i ($i > 5 \mu\text{A}$) следует, что при высоких уровнях турбулентности статистика флуктуаций i в области больших отклонений i от \bar{i}_S определяется, в основном, уровнем турбулентности атмосферы.

В заключение следует отметить, что при флуктуациях i_S временами может нарушаться условие малости дисперсии тока, обусловленного принимаемой интенсивностью, по сравнению с σ_T^2 , однако в силу малости вероятности таких ситуаций обусловленная ими ошибка в значениях плотности распределения в (10) будет незначительной. Это подтверждается и модельной проверкой задачи на ЭВМ.

Институт физических исследований АН АрмССР

Поступила 30.III.1978

ЛИТЕРАТУРА

1. В. К. Пратт. Лазерные системы связи, Изд. Связь, М., 1972.
2. В. И. Татарский. Распространение волн в турбулентной атмосфере, Изд. Наука, М., 1967.
3. P. Diamant, M. C. Teich. JOSA, 60, 1489 (1970).
4. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, ГИФМЛ, М., 1962.

ՖՈՏՈԸՆԳՈՒՆԻՉԻ ՀՈՍԱՆՔԻ ՖԼՈՒԿՏՈՒՑԻՄԱՆԵՐԻ ՎԻՃԱԿԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆԸ
ՏՈՒՐՔՈՒԼԵՆՏ ՄԹՆՈԼՈՐՏՈՎ ԱՆՑԱԾ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ ԸՆԳՈՒՆԵԼԻՍ

Ռ. Ա. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Ա. Վ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

Դիտարկվում է տուրբուլենտ մթնոլորտի ազդեցությունը շերմային աղմուկներով սահմանափակված ուժեղացված ֆոտոընդունիչի ելքի հոսանքի ֆլուկտուացիաների ստացիոնար բաշխման վրա:

THE STATISTICS OF PHOTODETECTOR CURRENT
FLUCTUATIONS AT THE DETECTION OF RADIATION
PASSING THROUGH TURBULENT ATMOSPHERE

R. A. KAZARYAN, A. V. OGANESYAN

The influence of turbulent atmosphere on the stationary distribution of current fluctuations at the output of the photodetector, operating in the thermal noise limitation regime, is considered.