

УДК 621 391.822 3 621 378

ШУМЫ ФОТОДЕТЕКТИРОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НЕИДЕАЛЬНОГО ОКГ

Х. В. Хинрикус

Получено выражение для шума фотопреобразования в режиме прямого фотодетектирования и гетеродинного приема излучения неидеального ОКГ (с учетом многомодовости и технических шумов) в предположении непواسсоновской статистики фотоотчетов. Рассчитаны отношения сигнал/шум. Проведено сравнение двух методов приема с учетом неидеальности гетеродинного ОКГ.

Дробовой шум в фотоприемниках описывается хорошо известной формулой Шоттки:

$$\overline{i_{ш}^2} = 2e \bar{i} \Delta f, \quad (1)$$

где e — заряд электрона, \bar{i} — среднее значение фототока и Δf — полоса фотоприемника. В случае генерационно-рекомбинационного шума в фотосопротивлениях в выражение (1) войдет коэффициент, равный двум. Общепринятая форма формулы дробового шума получена в предположении пуассоновской статистики фотоотчетов, обусловленных падающим на фотоприемник излучением. Целью настоящей работы является рассмотрение шума фотоэлектрического преобразования в случае непواسсоновской статистики фотоотчетов.

Пуассоновская статистика фотоотчетов соответствует широкому классу световых сигналов [2, 3]: излучению идеального одномодового ОКГ, излучению тепловых источников (из-за крайне малых времен корреляции теплового излучения). Однако наличие технических шумов (плазменные, вибрационные и др.), уровень которых намного выше естественного шума ОКГ, а также многомодовый режим работы ОКГ приводят к отличию статистики излучения реального ОКГ от идеального. Сильные флуктуации лазерного излучения появляются и при прохождении через турбулентную атмосферу. Во всех этих практически важных случаях непواسсоновского сигнала формула Шоттки в виде (1), вообще говоря, неприменима.

В общем случае флуктуации числа фотоэлектронов (или носителей тока) в процессе фотоэлектрического преобразования определяются как вероятностным характером этого процесса, так и флуктуациями числа падающих на фотодетектор фотонов. В работе [1] приведена формула, справедливая для малых временных интервалов T , связывающая дисперсию числа фотоэлектронов σ_n^2 с дисперсией флуктуаций интенсивности светового сигнала $\sigma_c^2 = \overline{I_c^2} - (\overline{I_c})^2$:

$$\sigma_n^2 = \eta T \overline{I_c} + \eta^2 T^2 [\overline{I_c^2} - (\overline{I_c})^2], \quad (2)$$

где η — квантовая эффективность фотодетектора.

Для излучения идеального ОКГ распределение вероятности интенсивности является дельта-функцией, что приводит к пуассоновской ста-

тистике фотоотчетов [1]. Тогда выражение (2) упрощается к виду $\sigma_n^2 = \sigma_0^2 = \eta T \bar{I}_c$, и дисперсия совпадает со средним числом сигнальных электронов $\bar{n} = \eta T \bar{I}_c$. При переходе к шумам фототока получим формулу (1).

В общем случае излучения неидеального ОКГ, при наличии избыточных по отношению к пуассоновским флуктуаций фотоотчетов, выражение (2) можно записать в удобном для практического применения виде:

$$\sigma_n^2 = \bar{n}(1 + \eta F_c), \quad (3)$$

где $F_c = T \frac{\sigma_c^2}{\bar{I}_c} = \frac{1}{\eta} \frac{\sigma_n^2 - \sigma_0^2}{\sigma_0^2}$ — параметр, характеризующий степень отличия закона распределения вероятности флуктуаций фотоотчетов от закона Пуассона. Формула (1) в этом случае преобразуется к виду

$$\bar{i}_{ш}^2 = 2e \bar{i}(1 + \eta F_c) \Delta f. \quad (4)$$

Второй член в скобках учитывает избыточный по сравнению с соотношением (1) шум, обусловленный статистическими свойствами оптического сигнала. При $F_c = 0$ формула (4) совпадает с выражением (1).

При прямом фотодетектировании излучения неидеального ОКГ отношение сигнал/шум по мощности на выходе фотодетектора

$$\frac{S}{N} = \frac{(\bar{i})^2}{\bar{i}_{ш}^2} = \frac{\eta T \bar{I}_c}{2(1 + \eta F_c) \Delta f}. \quad (5)$$

В режиме гетеродинного приема возникает необходимость, кроме избыточных по отношению к пуассоновским флуктуациям сигнала, учитывать также избыточные флуктуации излучения ОКГ гетеродина. Если гетеродинное излучение со средней интенсивностью $\bar{I}_{гет}$ имеет дисперсию $\sigma_{гет}^2$ и выполнено условие $\bar{I}_{гет} \gg \bar{I}_c$, то результирующая интенсивность падающего на фоточувствительный элемент сигнального и гетеродинного излучений может быть представлена в виде

$$\bar{I} = \bar{I}_{сг} + 2\sqrt{\bar{I}_c \bar{I}_{гет}}. \quad (6)$$

Сигнальный ток на разностной частоте \bar{i}_c обусловлен вторым слагаемым в выражении (6):

$$\bar{i}_c = 2e \eta T \sqrt{\bar{I}_c \bar{I}_{гет}}. \quad (7)$$

Шумы при гетеродинировании складываются из двух составляющих, определяемых двумя слагаемыми в выражении для интенсивности (6). Шумы за счет гетеродинного излучения, согласно формуле (4),

$$\bar{i}_{ш гет}^2 = 2e^2 \eta T \bar{I}_{сг} (1 + \eta F_{гет}) \Delta f, \quad (8)$$

где параметр $F_{гет} = T \frac{\sigma_{гет}^2}{\bar{I}_{гет}}$ имеет такой же смысл, как аналогичный параметр F_c в выражении (4).

Шумы, описываемые вторым членом в выражении (6), могут быть вычислены по исходной формуле (2). Соответствующая дисперсия фотоэлектронов

$$\begin{aligned} \sigma_{nc}^2 &= 2\eta T \sqrt{\bar{I}_c \bar{I}_{\text{гет}}} + \eta^2 T^2 \left(\frac{\bar{I}_{\text{гет}}}{\bar{I}_c} \sigma_c^2 + \frac{\bar{I}_c}{\bar{I}_{\text{гет}}} \sigma_{\text{гет}}^2 \right) = \\ &= \eta T \bar{I}_{\text{гет}} \left(2 \sqrt{\frac{\bar{I}_c}{\bar{I}_{\text{гет}}}} + \eta F_c + \eta \frac{\bar{I}_c}{\bar{I}_{\text{гет}}} F_{\text{гет}} \right). \end{aligned} \quad (9)$$

При $\bar{I}_{\text{гет}} \gg \bar{I}_c$ соответствующая шумовая компонента фототока включает практически только усиленные при гетеродинамировании флуктуации сигнального излучения:

$$\bar{i}_{\text{ш.с}}^2 = 2e^2 \eta^2 T \bar{I}_{\text{гет}} F_c \Delta f. \quad (10)$$

Суммарные шумы при гетеродинамном приеме с учетом (8) и (10)

$$\bar{i}_{\text{ш.с}}^2 = \bar{i}_{\text{ш.гет}}^2 + \bar{i}_{\text{ш.с}}^2 = 2e^2 \eta T \bar{I}_{\text{гет}} (1 + \eta F_c + \eta F_{\text{гет}}) \Delta f. \quad (11)$$

Отношение сигнал/шум по мощности при гетеродинамном приеме равно

$$\frac{S}{N} \Big|_{\text{гет}} = \frac{(\bar{i}_c)^2}{2\bar{i}_{\text{ш}}^2} = \frac{\eta T \bar{I}_c}{(1 + \eta F_c + \eta F_{\text{гет}}) \Delta f}. \quad (12)$$

Выигрыш в отношении сигнал/шум при гетеродинамном приеме по сравнению с прямым фотодетектированием согласно (5) и (12) определяется соотношением

$$\frac{\frac{S}{N} \Big|_{\text{гет}}}{\frac{S}{N}} = \frac{2(1 + \eta F_c)}{1 + \eta F_c + \eta F_{\text{гет}}} \leq 2. \quad (13)$$

В предельном случае идеального ОКГ в качестве гетеродина, когда $F_{\text{гет}} = 0$, выигрыш при гетеродинамном приеме достигает максимального значения, равного двум.

Избыточные шумы гетеродинамного ОКГ значительно уменьшают качество гетеродинамного приема. Преимущество гетеродинамирования выражается, в основном, в усилении по мощности сигнала, что уменьшает влияние шума радиотракта. Как следует из (13), гетеродинамирование дает несколько больший эффект при малой квантовой эффективности приемника. В случае конкретного приемника с заданной η из соотношений (12) и (13) могут быть определены требования к уровню флуктуаций излучения гетеродинамного лазера. Экспериментально параметр F может быть определен путем сравнения дисперсии флуктуаций сигнала от ОКГ с дисперсией сигнала от черного тела, которому при реальных постоянных времени фотодетекторов соответствует пуассоновское распределение фотоотчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Клаудер, Э. Сударшан, Основы квантовой оптики, изд. Мир, М., 1970.
2. L. Mandel, Progress in optics, II, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1963.
3. Р. Глаубер, сб. Квантовая оптика и квантовая радиофизика, изд. Мир, М., 1966.

NOISES OF PHOTODETECTING OF A NONIDEAL LASER EMISSION

H. V. Hinrikus

An expression is derived for phototransformation noises under the conditions of direct photo-detecting and heterodyne reception in the case of non-Poisson photo-count statistics characteristic of reception of a nonideal laser emission (multi-mode phenomena and inherent noises being taken into account). The signal-noise ratio is calculated. Two methods of reception with taking into account nonideal heterodyne laser are compared.
