

р. 6.1
358

TALLINNA POLÜTEHNILISE
INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО
ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

№ 358

ТРУДЫ ПО РАДИОТЕХНИКЕ

Сборник статей

1

Ep. 6.7

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА
№ 358 1974

УДК 621

ТРУДЫ ПО РАДИОТЕХНИКЕ

Сборник статей

1

Таллин 1974

0211-2007, 57

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOimetised
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

1974

№ 888

УДК 621

ТРУДЫ ПО РАДИОТЕХНИКЕ

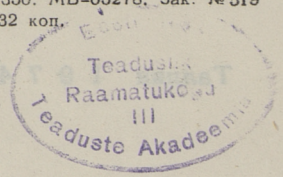
Сборник статей

© ТПИ, Таллин, 1974

Труды по радиотехнике. Сборник статей 1. Утвержден Коллегией Трудов ТПИ 4.12.1973.

Ответственный редактор И. Эйскоп.
Редактор Е. Ракеева.

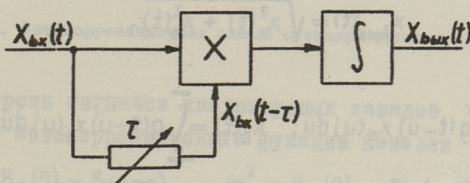
Подписано к печати 21.8.1974. Бумага 60x90/16. Печ. л. 4+ прилож. 0,5.
Учетно-изд. л. 3,16. Тираж 350. МВ-05278, Зак. № 519
Ротапринт ТПИ. Цена 32 коп.



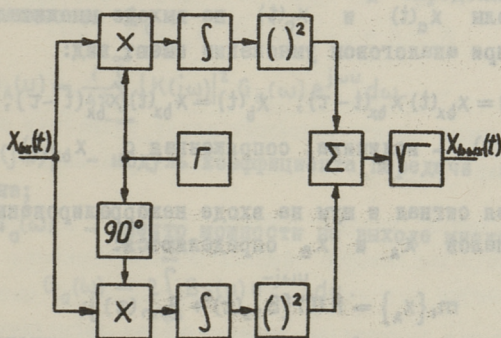
Хейнрихсен В.Р., Кангур О.Э., Мартверк П.Э., Таттер А.А.

АНАЛИЗ АВТОКОРРЕЛЯЦИОННОГО ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО
 УСТРОЙСТВА С КВАДРАТУРНЫМИ КАНАЛАМИ

В измерительной технике применяются для измерения параметров слабых периодических сигналов как авто-, так и взаимокорреляционные методы. Хорошо известна [1,2] автокорреляционная схема (фиг. 1), где выделение периодического сигнала обусловлено подбором времени задержки τ .



Фиг. 1. Автокорреляционная схема.



Фиг. 2. Взаимокорреляционная схема с квадратурными каналами.

С другой стороны, для выделения периодических сигналов с неизвестной фазой широко применяется [1,2] взаимокорреляционная схема с квадратурными каналами (фиг. 2), где выделение составляющих периодического сигнала осуществляется выбором частоты генератора Γ . В обеих рассмотренных схемах необходимо иметь регулируемые элементы, которые усложняют схему и увеличивают время измерения. Совмещение положительных качеств этих схем приводит к инвариантной по частоте сигнала автокорреляционной схеме с квадратурными каналами (фиг. 3). Алгоритм обработки центрированного входного сигнала

$$x_{bx}(t) = s(t) + n(t), \quad (1)$$

состоящего из аддитивной смеси периодического сигнала $s(t)$ и нормального шума $n(t)$, имеет вид:

$$x_{вых}(t) = \sqrt{x_A^2(t) + x_B^2(t)}, \quad (2)$$

где

$$x_A(t) = \int_{-\infty}^{\infty} g(t-u) x_a(u) du; \quad x_B(t) = \int_{-\infty}^{\infty} g(t-u) x_b(u) du \quad (3)$$

- выходные процессы квадратурных каналов;

$g(t)$ - импульсная характеристика интегрирующего звена. При этом сигналы $x_a(t)$ и $x_b(t)$ на выходе множительного устройства при аналоговом умножении имеют вид:

$$x_a(t) = x_{bx}(t) x_{bx}(t-\tau); \quad x_b(t) = x_{bx}(t) \hat{x}_{bx}(t-\tau), \quad (4)$$

где $\hat{x}_{bx}(t)$ - величина, сопряженная с $x_{bx}(t)$ по Гильберту.

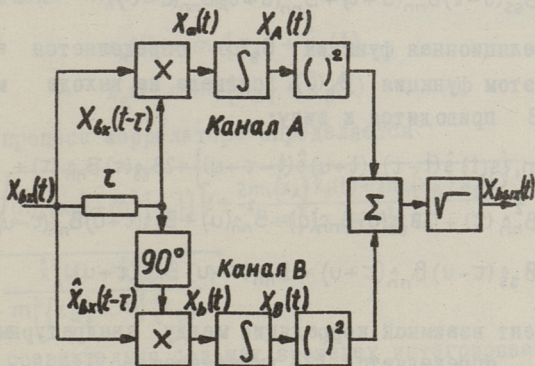
Считая сигнал и шум на входе некоррелированными, моменты сигналов x_A и x_B определяются:

$$m_1\{x_A\} = K(0) [B_{ss}(\tau) + B_{nn}(\tau)];$$

$$m_1\{x_B\} = K(0) [-B_{ss}(\tau) - B_{nn}(\tau)], \quad (5)$$

где $k(0) = \int_{-\infty}^{\infty} g(t-u) du$;

$B_{ss}(\tau)$ и $B_{nn}(\tau)$ - функции корреляции сигнала и шума с их сопряженными значениями по Гильберту.



Фиг. 3. Автокорреляционная схема с квадратурными каналами.

Дисперсии сигналов квадратурных каналов σ_A^2 и σ_B^2 определяют автокорреляционные функции каналов

$$\sigma_A^2 = B_A(0) - B_A(\infty), \quad \sigma_B^2 = B_B(0) - B_B(\infty), \quad (6)$$

где автокорреляционная функция канала B_a определяется через спектр мощности G_a :

$$B_A(u) = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |K(j\omega)|^2 G_a(\omega) e^{j\omega u} d\omega. \quad (7)$$

Здесь: $|K(j\omega)|$ - модуль коэффициента передачи интегрирующего звена;

$G_a(\omega)$ - спектр мощности на выходе множителя.

$$G_a(\omega) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} B_a(u) e^{-j\omega u} du. \quad (8)$$

Автокорреляционная функция $B_a(u) = m_1 \{x_a(t)x_a(t+u)\}$ на выходе множителя при некоррелированном сигнале и шуме может быть приведена к виду:

$$\begin{aligned}
 B_a(u) = & m_1 \{ s(t) s(t-\tau) s(t+u) s(t-\tau+u) \} + 2 B_{ss}(\tau) B_{nn}(\tau) + \\
 & + B_{nn}^2(\tau) + 2 B_{ss}(u) B_{nn}(u) + B_{nn}^2(u) + B_{ss}(u+\tau) B_{nn}(u-\tau) + \\
 & + B_{ss}(u-\tau) B_{nn}(u+\tau) + B_{nn}(u+\tau) B_{nn}(u-\tau). \quad (9)
 \end{aligned}$$

Автокорреляционная функция $B_a(u)$ определяется аналогично. При этом функция $B_b(u)$ сигнала на выходе множителя канала В приводится к виду:

$$\begin{aligned}
 B_b(u) = & m_1 \{ \hat{s}(t) \hat{s}(t-\tau) \hat{s}(t+u) \hat{s}(t-\tau+u) \} + 2 B_{\hat{s}\hat{s}}(\tau) B_{\hat{n}\hat{n}}(\tau) + \\
 & + B_{\hat{n}\hat{n}}^2(\tau) + 2 B_{\hat{s}\hat{s}}(u) B_{\hat{n}\hat{n}}(u) + B_{\hat{n}\hat{n}}^2(u) + B_{\hat{s}\hat{s}}(\tau+u) B_{\hat{n}\hat{n}}(\tau-u) + \\
 & + B_{\hat{s}\hat{s}}(\tau-u) B_{\hat{n}\hat{n}}(\tau+u) + B_{\hat{n}\hat{n}}(\tau+u) B_{\hat{n}\hat{n}}(\tau-u). \quad (10)
 \end{aligned}$$

Коэффициент взаимной корреляции между квадратурными каналами R_{AB} определяется [3] выражением:

$$R_{AB} = \frac{B_{AB}(0) - m_1 \{ x_A \} \cdot m_1 \{ x_B \}}{\sqrt{\sigma_A^2 \cdot \sigma_B^2}}, \quad (11)$$

где функция взаимной корреляции $B_{AB}(u)$ между каналами А и В определяется выражением:

$$B_{AB}(u) = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |K(j\omega)|^2 G_{ab}(\omega) e^{j\omega u} d\omega. \quad (12)$$

Взаимный спектр мощности между сигналами на выходе множителей $G_{ab}(\omega)$ определяется выражением:

$$G_{ab}(\omega) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} B_{ab}(u) e^{-j\omega u} du, \quad (13)$$

где взаимная функция корреляции между сигналами на выходах множителей:

$$\begin{aligned}
 B_{ab}(u) = & m_1 \{ x_a(t) x_b(t+u) \} = \\
 = & m_1 \{ s(t) s(t-\tau) s(t+u) \hat{s}(t-\tau+u) \} - B_{ss}(\tau) B_{n\hat{n}}(\tau) -
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - B_{s\hat{s}}(\tau) B_{nn}(\tau) + B_{s\hat{s}}(u) B_{n\hat{n}}(u) + B_{s\hat{s}}(u) B_{nn}(u) + \\
& + B_{s\hat{s}}(u+\tau) B_{n\hat{n}}(u-\tau) + B_{s\hat{s}}(u-\tau) B_{nn}(u+\tau) - B_{nn}(\tau) B_{n\hat{n}}(\tau) + \\
& + B_{nn}(u) B_{n\hat{n}}(u) + B_{nn}(u+\tau) B_{nn}(u-\tau). \quad (I4)
\end{aligned}$$

Исходя из (2) и выражая $x_A(t)$, $x_B(t)$ через центрированные сигналы $\hat{x}_A(t)$, $\hat{x}_B(t)$ и средние значения

$$x_A(t) = m_1 \{x_A\} + \hat{x}_A(t)$$

$$x_B(t) = m_1 \{x_B\} + \hat{x}_B(t)$$

выходной процесс коррелятора определяется

$$\begin{aligned}
x_{\text{вых}}(t) = & \sqrt{(m_1^2 \{x_A\} + m_1^2 \{x_B\}) \left[1 + \frac{2m_1 \{x_A\} \hat{x}_A(t) + 2m_1 \{x_B\} \hat{x}_B(t)}{m_1^2 \{x_A\} + m_1^2 \{x_B\}} + \right.} \\
& \left. + \frac{\hat{x}_A^2(t) + \hat{x}_B^2(t)}{m_1^2 \{x_A\} + m_1^2 \{x_B\}} \right]}. \quad (I5)
\end{aligned}$$

При сравнительно больших временах интегрирования и отношениях сигнал/шум, т.е. при выполнении неравенства:

$$\hat{x}_A(t), \hat{x}_B(t) \ll m_1 \{x_A\}$$

или

$$\hat{x}_A(t), \hat{x}_B(t) \ll m_1 \{x_B\}$$

моменты выходного процесса определяются:

$$m_1 \{x_{\text{вых}}\} = \sqrt{m_1^2 \{x_A\} + m_1^2 \{x_B\} + \sigma_A^2 + \sigma_B^2}, \quad (I6)$$

$$\sigma_{x_{\text{вых}}}^2 = \frac{m_1^2 \{x_A\} \sigma_A^2 + m_1^2 \{x_B\} \sigma_B^2 + 2m_1 \{x_A\} m_1 \{x_B\} \sigma_A \sigma_B R_{AB}}{m_1^2 \{x_A\} + m_1^2 \{x_B\}} \quad (I7)$$

Рассмотрим в качестве примера случай, когда на вход совместно с ограниченным по спектру нормальным шумом, имеющим дисперсию σ_n^2 , поступает гармонический сигнал:

$$s(t) = A \cos(\omega t + \varphi)$$

для которого

$$\hat{s}(t) = A \sin(\omega t + \varphi).$$

Частотные и временные параметры нормированы относительно верхней граничной частоты ω_k шумового спектра. При этом получается нормированная частота сигнала $\omega_n = \omega/\omega_k$; нормированная задержка $\tau_n = \tau \cdot \omega_k$ и нормированное время интегрирования $T_n = T \cdot \omega_k$, а функции корреляции имеют вид, соответственно:

$$B_{ss}(\tau) = A_{эфф}^2 \cos \omega_n \tau_n; \quad B_{nn}(\tau) = \frac{A_{эфф}^2 \cdot \sin \tau_n}{K_{sn} \tau_n},$$

где K_{sn} - отношение сигнал/шум, $K_{sn} = A_{эфф}^2 / \sigma_n^2$.

При этом $B_{s\hat{s}}(\tau) = A_{эфф}^2 \sin \omega_n \tau_n$; $B_{n\hat{n}}(\tau) = \frac{A_{эфф}^2 \cdot (1 - \cos \tau_n)}{K_{sn} \tau_n}$.
Считая, что $K(0) = 1$ и учитывая (5), моменты процессов x_A и x_B выражаются:

$$m_1\{x_A\} = A_{эфф}^2 \left(\cos \omega_n \tau_n + \frac{1}{K_{sn}} \frac{\sin \tau_n}{\tau_n} \right)$$

$$m_1\{x_B\} = A_{эфф}^2 \left(-\sin \omega_n \tau_n - \frac{1}{K_{sn}} \frac{1 - \cos \tau_n}{\tau_n} \right).$$

Используя выражения (6 - 10), определяем дисперсии каналов:

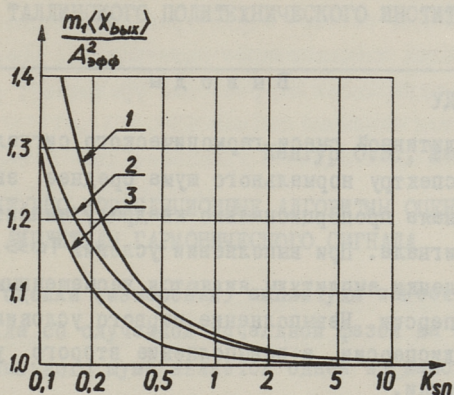
$$\sigma_A^2 = A_{эфф}^4 \frac{\pi}{T_n} \left[\frac{T_n}{2\pi(1 + \omega_n^2 T_n^2)} + \frac{1}{K_{sn}} (1 + \cos 2\omega_n \tau_n) + \frac{1}{2K_{sn}^2} \left(1 + \frac{\sin 2\tau_n}{2\tau_n}\right) \right]$$

$$\sigma_B^2 = A_{эфф}^4 \frac{\pi}{T_n} \left[\frac{T_n}{2\pi(1 + \omega_n^2 T_n^2)} + \frac{1}{K_{sn}} (1 - \cos 2\omega_n \tau_n) + \frac{1}{2K_{sn}^2} \left(1 + \frac{\sin 2\tau_n}{2\tau_n}\right) \right].$$

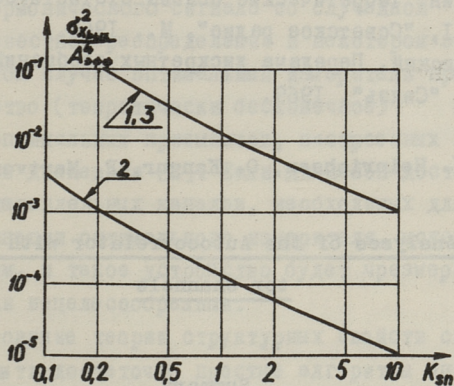
Коэффициент корреляции, определяемый выражением (II), с учетом (I2-I4) равен:

$$R_{AB} = \frac{-\frac{1}{K_{sn}} \sin 2\omega_n \tau_n - \frac{1}{2K_{sn}^2} \frac{\sin^2 \tau_n}{\tau_n}}{\sigma_A \cdot \sigma_B}.$$

Используя вышеприведенные соотношения по (I6) и (I7), определили среднее значение и дисперсию выходного процесса при гармоническом входном сигнале. Соответствующие графики приведены на фиг. 4 и 5.



Фиг. 4. Зависимость среднего значения выходного сигнала от соотношения сигнал/шум при $\omega_H = 0,5\xi$
 1 - $T_H = 2\pi \cdot 10^2$, $T_H = 2\pi \cdot 10$, 2 - $T_H = 2\pi \cdot 10^4$, $T_H = 2\pi \cdot 10^2$, 3 - $T_H = 2\pi \cdot 10^2$, $T_H = 2\pi \cdot 10^2$.



Фиг. 5. Зависимость дисперсии выходного сигнала от соотношения сигнал/шум при $\omega_H = 0,5\xi$: 1 - $T_H = 2\pi \cdot 10^2$, $T_H = 2\pi \cdot 10$, 2 - $T_H = 2\pi \cdot 10^4$, $T_H = 2\pi \cdot 10^2$.

В ы в о д ы

При аддитивной смеси гармонического сигнала и ограниченного по спектру нормального шума среднее значение выходного сигнала пропорционально квадрату амплитуды гармонического сигнала. При выполнении условий $T\omega \gg 1$, $\tau_n K_{sn} \gg 1$ и $T \gg \tau$ оценки амплитуды являются несмещенными с минимальной дисперсии. Невыполнение первого условия приводит к увеличению дисперсии, а невыполнение второго условия - к смещению оценки.

Л и т е р а т у р а

1. А.А. Харкевич. Борьба с помехами. "Наука", М., 1965.
2. В.С. Лезин. Оптимальные фильтры и накопители импульсных сигналов. "Советское радио", М., 1969.
3. Б.Р. Левин. Теоретические основы статистической радиотехники, I, "Советское радио", М., 1969.
4. Д.Д. Кловский. Передача дискретных сообщений по радиоканалам. "Связь", 1969.

V. Heinrichsen, O. Kangur, P. Martverk, A. Tatter

The Analyses of the Autocorrelator with Quadrator Channels

Summary

The estimating of the amplitude of the wave in added gaussian noise by the mean autocorrelator with quadratic channels is discussed.

The functions of the mean and the dispersion of output process depending on signal/noise ratio and some results of computing have been given.

УДК 621.391.1

Кангур О.Э., Мартверк П.Э.

СТРУКТУРНО-КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ АЛГОРИТМЫ ОЦЕНКИ
АМПЛИТУДЫ ГАРМОНИЧЕСКОГО СИГНАЛА

Задача оценки (измерения) амплитуды известного сигнала или сигнала со случайной начальной фазой на фоне аддитивного нормального шума является одной из наиболее простых и хорошо изученных задач в теории статистических оценок параметров сигналов [1,2]. Оптимальный измеритель в этих случаях представляет собой соответственно оптимальный когерентный или некогерентный приемник и является сравнительно простым устройством.

В приложениях, однако, часто возникает задача оценки амплитуды гармонического сигнала со случайной частотой, имеющей неизвестное распределение в некотором заданном диапазоне. В этом случае оптимальный измеритель представляет собой множество (теоретически бесконечное) параллельно включенных оптимальных приемников, настроенных на каждую частоту этого диапазона [2]. Если диапазон достаточно широк, число параллельных каналов, необходимых для приближенной реализации оптимального измерителя, может стать очень большим, и такое устройство будет чрезмерно сложным и практически нецелесообразным.

Использование теории структурных свойств сигналов позволяет получить достаточно простые алгоритмы оценки амплитуды гармонического сигнала, обладающие свойством асимптотической инвариантности^х (при увеличении отношения сигнала к шуму) к неизвестным частоте и начальной фазе сигнала. В области достаточно больших отношений сигнала к шуму такие измерители оказываются предпочтительнее многоканальных квазиоптимальных устройств.

^х Под инвариантностью алгоритма к неизвестным параметрам будем понимать независимость результата измерения от значений этих параметров.

Основой для синтеза структурно-корреляционных алгоритмов является использование производящих уравнений сигналов, т.е. однородных операторных уравнений, решением которых является заданный сигнал [3].

Составим производящее уравнение для гармонического сигнала

$$s(t) = A \cos(\omega t + \varphi). \quad (1)$$

Введем следующие обозначения:

L - оператор некоторой линейной цепи с постоянными параметрами,

$l(\tau)$ - импульсная характеристика и

$\mathcal{L}(p)$ - передаточная функция этой цепи.

Тогда для сигнала (1) с произвольными значениями амплитуды A и начальной фазы φ выполняется равенство:

$$Ls - \operatorname{Re} \mathcal{L}(i\omega) \cdot s + \operatorname{Im} \mathcal{L}(i\omega) \cdot \hat{s} = 0, \quad (2)$$

где $Ls = \int_{-\infty}^{\infty} l(t-\tau)s(\tau)d\tau$ - реакция цепи на сигнал $s(t)$,
 $\hat{s}(t)$ - сигнал, сопряженный с $s(t)$ по Гильберту.

Выражение (2) определяет класс линейных производящих уравнений сигнала (1) при заданной частоте ω и произвольных амплитуде и начальной фазе. Для того, чтобы на основе уравнения (2) получить алгоритмы, связывающий оценку \tilde{A} амплитуды с наблюдаемой реализацией входной смеси $x(t) = s(t) + n(t)$ сигнала с шумом, необходимо в уравнении (2) заменить $s(t)$ на $x(t)$, исключить коэффициенты $\operatorname{Re} \mathcal{L}(i\omega)$ и $\operatorname{Im} \mathcal{L}(i\omega)$, зависящие от неизвестной частоты сигнала, и ввести в полученное соотношение оценку амплитуды. При замене $s(t)$ на $x(t)$ в уравнении (2) правая часть становится отличной от нуля. Найдем оценки коэффициентов уравнения, минимизирующие средний квадрат случайной ошибки в правой части уравнения. Согласно методу наименьших квадратов [4, 5], эти оценки находятся из системы уравнений

$$\left. \begin{aligned} \overline{\operatorname{Re} \mathcal{L}(i\omega) \cdot [x, x] - \operatorname{Im} \mathcal{L}(i\omega) \cdot [x, \hat{x}]} &= [x, Lx], \\ \overline{\operatorname{Re} \mathcal{L}(i\omega) \cdot [\hat{x}, x] - \operatorname{Im} \mathcal{L}(i\omega) \cdot [\hat{x}, \hat{x}]} &= [\hat{x}, Lx], \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где

скобки [] - скалярное произведение функций,
знак \sim - оценка соответствующего параметра.

Если считать, как обычно, что число периодов сигнала за время наблюдения T много больше единицы, то выполняются приближенные равенства:

$$\left. \begin{aligned} [x, \hat{x}] &\approx 0 \\ [\hat{x}, \hat{x}] &\approx [x, x] = \frac{\tilde{A}^2 T}{2} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Подставляя (4), возводим левые и правые части уравнений (3) в квадрат и складываем их. В результате получаем выражение

$$\tilde{A}^4 = \frac{4}{T^2 |\mathcal{L}(i\omega)|^2} \{ [x, Lx]^2 + [\hat{x}, Lx]^2 \}, \quad (5)$$

определяющее класс алгоритмов оценки амплитуды гармонического сигнала, содержащий произвольный оператор линейной цепи L . В алгоритмы (5) входят оценки взаимных энергий (значений взаимно-корреляционных функций) некоторых преобразований входного сигнала. Поэтому эти алгоритмы могут быть названы структурно-корреляционными.

В алгоритмы (5) входит оценка значения квадрата модуля передаточной функции цепи на частоте сигнала, которую можно выразить через некоторые преобразования наблюдаемого процесса. Однако если ограничиться такими цепями (операторами L), у которых модуль передаточной функции не зависит от частоты, алгоритмы оценки амплитуды получаются гораздо проще. Различным операторам L в этом случае соответствуют различные фазовые характеристики цепей.

Например, если L является оператором поворота фазы на угол $\alpha = 0$ или $\pi/2$ (фазовая характеристика постоянна), получаем алгоритм, на основе которого работают все широкополосные вольтметры:

$$\tilde{A}^2 = \frac{2}{T} [x, x]. \quad (6)$$

Если L является оператором задержки на время τ (фазовая характеристика линейна), получаем алгоритм автокоррелятора с квадратурными каналами:

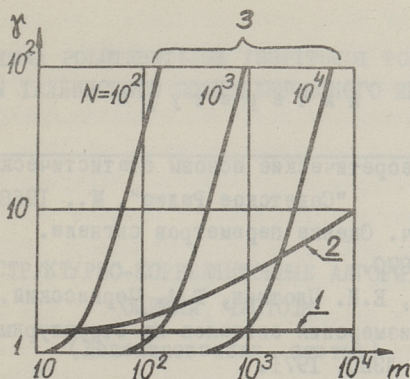
$$\tilde{A}^4 = \frac{4}{\tau^2} \cdot \{ [x, x_\tau]^2 + [\hat{x}, x_\tau]^2 \}. \quad (7)$$

Рассмотренный подход к синтезу алгоритмов оценки параметров на основе производящих уравнений сигналов не дает однозначного решения задачи, а приводит к множеству алгоритмов, различающихся произвольным (при некоторых ограничениях) оператором L . Задача определения оптимального оператора, который обеспечивает максимальную эффективность оценки, достаточно сложна и не решена в общем виде.

Можно показать, что оценки по алгоритмам (5) являются в общем случае смещенными, причем смещение не зависит от времени наблюдения. Дисперсия этих оценок уменьшается пропорционально времени наблюдения так же, как дисперсия оптимальной оценки максимального правдоподобия. Из-за смещенности относительная эффективность [I] структурно-корреляционных оценок, в общем случае, уменьшается с ростом времени наблюдения. Однако, если оператор L выбран таким, что различные преобразования шума не коррелированы, т.е.

$m_1 \{ n \cdot Ln \} = m_1 \{ \hat{n} \cdot Ln \} = 0$, то смещение отсутствует, и относительная эффективность является постоянной величиной. Такой оператор может считаться квазиоптимальным. Для шума, белого в ограниченной полосе $0 \div \omega_{\max}$, таким оператором является оператор задержки на время $\tau = \frac{2\pi}{\omega_{\max}}$.

Результаты расчета относительной эффективности различных оценок иллюстрируются графиками на фиг. I. При расчете принято, что спектр шума равномерен в полосе $0 \div \omega_{\max}$, частота сигнала распределена равномерно в полосе $\omega_{\min} \div \omega_{\max}$, причем $\omega_{\min} \ll \omega_{\max}$. Отношение мощностей сигнала и шума на входе $\rho^2 = 100$. По оси абсцисс отложено число периодов максимальной частоты за время наблюдения $m = \frac{\omega_{\max} T}{2\pi}$. По оси ординат отложено отношение χ среднеквадратических ошибок данной оценки и оценки максимального правдоподобия, равное обратному значению квадратного корня из относительной эффективности оценки.



Фиг. 1. Относительная эффективность оценок.

Прямая 1, проходящая на уровне $\chi = \sqrt{2}$, характеризует ошибку структурно-корреляционного алгоритма с оператором задержки (7). Кривая 2 относится к структурно-корреляционному алгоритму с оператором поворота фазы (6). Кривые 3 относятся к приближенной реализации оптимального алгоритма максимального правдоподобия с помощью конечного числа каналов. Параметр N равен числу каналов.

Графики показывают, что оценка по алгоритму (7) сравнительно немного уступает оптимальной оценке при $\rho^2 \gg 1$. Уменьшение относительной эффективности оценки (δ) с ростом времени наблюдения вызвано смещенностью оценки, которая проявляется тем сильнее, чем больше отношение $\frac{m}{\rho^2}$. Устройство с конечным числом параллельных каналов может считаться оптимальным лишь при $N \gg m$. При $N \approx m$ относительная эффективность оценки резко падает. При увеличении отношения сигнала к шуму ρ^2 кривые 3 сдвигаются влево, а кривая 2 — вправо.

Таким образом, при малом числе каналов квазиоптимального устройства и большом отношении сигнала к шуму структурно-корреляционные оценки амплитуды гармонического сигнала в широком диапазоне частот, несомненно, оказываются предпочтительнее. Выбор квазиоптимального оператора L , "согласованного" с корреляционной функцией шума, обеспечивает малое ухудшение структурно-корреляционной оценки по сравнению с эффективной оценкой.

Л и т е р а т у р а

1. Б.Р. Левин. Теоретические основы статистической радиотехники, т.2, "Советское Радио", М., 1968.
2. С.Е. Фалькович. Оценка параметров сигнала. "Советское Радио", М., 1970.
3. А.М. Заездный, Е.И. Плоткин, Ю.А. Черкасский. Основы разделения и измерения сигналов по структурным свойствам. Л., Изд. ЛЭИС, 1971.
4. Ю.М. Козлов, Р.М. Дсупов. Беспойсковые самонастраиваемые системы. М., "Наука", 1969.
5. Ю.В. Линник. Метод наименьших квадратов и основы теории обработки наблюдений. Физматгиз, М., 1958.

O. Kangur, P. Martverk

The Correlation Algorithms for Estimating the Sine Wave Amplitude

Summary

The algorithms for estimating the sine wave amplitude with unknown frequency and phase are synthesized. The algorithms are asymptotically invariant to the values of unknown parameters. The relative efficiency of estimates has been analyzed and it is shown that under certain conditions the correlation estimates have some preferences.

СТРУКТУРНО-КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ АЛГОРИТМЫ
ОЦЕНКИ ЧАСТОТЫ

(Депонированная статья)

Использование структурной модели сигналов позволяет оптимизировать оценку частоты гармонического сигнала с неизвестными параметрами на фоне шума с неизвестным распределением. Структурной моделью гармонического сигнала является уравнение

$$L^2 s - 2 \operatorname{Re}l(i\omega) \cdot Ls + |l(i\omega)|^2 \cdot s = 0, \quad (I)$$

где

L - оператор произвольной линейной цепи с постоянными параметрами,

$l(p)$ - передаточная функция этой цепи.

Подставляя в (I) вместо сигнала $s(t)$ смесь сигнала с шумом $x(t)$ и определяя неизвестную частоту ω по методу наименьших квадратов, получаем оптимизированные алгоритмы оценки частоты с различными операторами L . Например, если L - оператор задержки на время τ , то такой алгоритм имеет вид:

$$\tilde{\omega} = \frac{1}{\tau} \arccos \frac{\int_0^T [x(t) + x(t-2\tau)] x(t-\tau) dt}{2 \cdot \int_0^T x^2(t-\tau) dt}, \quad (2)$$

где T - время измерения.

Анализ статистических характеристик полученных оценок, названных структурно-корреляционными оценками, показывает, что эти оценки, в общем случае, смещены, причём смещение не стремится к нулю при $T \rightarrow \infty$; дисперсия этих оценок уменьшается пропорционально T .

Можно поставить задачу определения оптимального оператора \hat{f} , например, по критерию минимума среднего квадрата ошибки оценки в заданном диапазоне частот.

Вывод структурно-корреляционных алгоритмов не основан на обычно принимаемом допущении о большом числе периодов сигнала за время измерения. Это открывает принципиальную возможность оценки частоты за малое число периодов сигнала или даже за доли периода, что невозможно при помощи обычных фильтров или счётчиков нулей. Указанное свойство структурно-корреляционных алгоритмов может оказаться особенно ценным при измерении в диапазоне инфранизких частот.

O. Kangur

The Correlation Algorithms for Estimating
the Frequency

Summary

The problem of the sine wave frequency estimation in the presence of noise with unknown distribution has been solved using the signal structural model. The derived algorithms are asymptotically invariant to the signal amplitude and phase and have fast operation in the case of the high signal-to-noise ratio. The statistical properties of estimates have been analyzed and the calculation results have been given.

СТРУКТУРНАЯ МОДЕЛЬ СИГНАЛОВ В ЗАДАЧАХ ИЗМЕРЕНИЯ
 ПАРАМЕТРОВ

(Депонированная статья)

Задача измерения (оценки) параметров сигналов в условиях малой априорной информации о статистических характеристиках случайных параметров и помех не имеет в настоящее время оптимального решения. Один из возможных путей решения основывается на использовании структурной модели сигналов. Структурная модель детерминированного сигнала $s(t)$ может быть представлена в виде уравнения

$$L(s) = 0,$$

где L — некоторый оператор, который может быть выбран таким, чтобы он зависел от измеряемого информационного параметра и не зависел от неизвестных, мешающих параметров сигнала. Если $x(t)$ — смесь сигнала $s(t)$ с шумом, то

$$L(x) \neq 0.$$

Минимизируя норму (энергию) ошибки $\varepsilon = L(x) - L(s)$ по измеряемому параметру α , находим такое значение α^* этого параметра, при котором смесь $x(t)$ в некотором смысле наиболее близка к полезному сигналу $s(t; \alpha^*)$. Это значение является оптимальной (в указанном смысле) оценкой параметра α .

Общим свойством таких оценок (при соответствующем выборе оператора L) является их асимптотическая инвариантность к значениям мешающих параметров. Их статистические характеристики (смещённость и т.п.) зависят от вида оператора L и должны исследоваться в каждом конкретном случае отдельно. В частных случаях эти оценки совпадают с известными. Следует подчеркнуть, что для нахождения оптимальных оценок по указанному методу не нужны сведения о распреде-

лениях помех и случайных параметров; в то же время, по со-
ображениям простоты реализации алгоритмов, их использова-
ние может оказаться целесообразным и при полной априорной
статистической информации.

О. Kangur

The Structural Model of Signals in the Para-
meters Measurement Problems

Summary

The use of the structural model of signals for solving
the parameters measurement (estimation) problems is consi-
dered. The optimum criterion adequate to the conditions
of little a priori information has been given.

The example has been given and the estimates properties
are discussed.

К ВОПРОСУ О ДИСКРЕТИЗАЦИИ МНОГОМЕРНОГО СООБЩЕНИЯ

В [1,2] указывается, что при отображении n -мерного сообщения на m -мерном носителе информации в условиях, когда $m < n$, необходима дискретизация сообщения, по крайней мере, по $n - m$ аргументам. Необходимость дискретизации обуславливает ограничение в точности отображения сообщений, спектр которых не ограничен. Покажем, что подобное различие в размерностях само по себе не приводит к необходимости дискретизации сообщения. Кроме того, вскроем особенности отображения многомерного сообщения на носителе информации меньшей размерности без дискретизации.

Обозначим сообщение через

$$q(x_1, x_2, \dots, x_n) = q(\bar{x}_n); \quad n > m.$$

Примем $m = 1$, а отображенное на носителе информации сообщение обозначим через $u(t)$. Из множества возможных операторов преобразования

$$T\{q(\bar{x}_n)\} = u(t)$$

выберем оператор, который разлагается на два сомножителя.

$$T = T'' \cdot T'.$$

Из них первый описывает преобразование, связанное с переходом от n -мерного аргумента \bar{x}_n к одномерному аргументу t , т.е.

$$T'\{q(\bar{x}_n)\} = q(t)$$

где

$$t = t(\bar{x}_n). \quad (I)$$

Второй сомножитель описывает преобразование, связанное с переходом от величины q к величине u , т.е.

$$T''\{q(t)\} = u(t),$$

где

$$u = u(q).$$

Выбранный вариант преобразования типичен для телевизионных систем, где он соответствует преобразованию изображения в электрический сигнал.

Очевидно, что проблема дискретизации связана в этом случае с отображением множества точек n -мерного пространства с координатами x_1, x_2, \dots, x_n на множестве точек одномерного пространства t . Это отображение описывается функцией (I). Преобразование сообщения без дискретизации осуществимо, если это отображение может быть взаимно-однозначным при непрерывных x_1, x_2, \dots, x_n .

Для взаимно-однозначного отображения одного множества на другом необходимо, чтобы мощность исходного множества не превышала мощности второго множества. Множество $\{t\}$ может рассматриваться при непрерывном t как множество действительных чисел, а множество $\{x_1, x_2, \dots, x_n\}$ как множество последовательностей из n действительных чисел. В теории множеств доказывается, что множество действительных чисел и множество последовательностей конечного числа действительных чисел имеют одинаковую мощность — мощность континуума [3]. Отсюда непосредственно следует принципиальная возможность описываемого в (I) отображения при непрерывных x_1, x_2, \dots, x_n и t без дискретизации, что и требовалось доказать.

Из эквивалентности множеств точек n -мерного и одномерного пространств следует эквивалентность множеств точек n - и m -мерного пространств при любых конечных n и m . Следовательно, вывод о возможности отображения без дискретизации многомерного сообщения на одномерном носителе распространяется и на случай $m > 1$.

Уточним теперь характер функции (I). Это удобнее сделать применительно к обратной ей функции

$$\vec{x}_n = \vec{x}_n(t). \quad (2)$$

Данная функция описывает закон движения зондирующей (развертывающей) точки в n -мерном пространстве аргументов сообщения при его преобразовании в $q(t)$,

$$q(\bar{x}_n) = q[\bar{x}_n(t)] = q(t).$$

В теории множеств доказывается, что при взаимной однозначности отображения \bar{x}_n в t функция (2) будет содержать в конечном интервале изменения t бесконечное число разрывов. В месте разрыва скорость движения зондирующей точки в n -мерном пространстве аргументов бесконечно велика. Физически подобное движение не реализуемо, если оно связано с перемещением материальной точки (с переносом энергии) в реальном пространстве.

Ценой отказа от взаимной однозначности отображения (I) можно получить непрерывную функцию (2). Известным примером такой зависимости является линия Пеано [4]. Однако невозможно одновременно обеспечить и непрерывность и взаимную однозначность отображения (I).

Итак, различия в размерностях сообщения и носителя информации сами по себе не обуславливают необходимости дискретизации и, следовательно, точность отображения по этой причине не ограничена. Необходимость в дискретизации и вытекающие отсюда ограничения в точности отображения вытекают обычно из дополнительных условий, ограничивающих мощность множества независимо от задаваемых точек пространства аргументов и самих значений функции, описывающих носитель информации. Для электрического сигнала такие дополнительные условия сводятся обычно к ограничению спектра $u(t)$ по частоте и ограничению диапазона изменений и точности фиксации значений u . Именно эти дополнительные условия, а не различия в размерности обуславливают принципиальную необходимость дискретизации многомерного сообщения.

Л и т е р а т у р а

И. Н.К. Игнатъев. Дискретизация многомерных сообщений. Научные доклады высшей школы. "Радиотехника и электроника", 1958, № I, 1963.

2. Д.С. Лебедев, И.И. Цуккерман. Телевидение и теория информации. "Энергия", 1965.
3. И.П. Макаров. Теория функции действительного переменного. "Высшая школа", 1962.
4. А.С. Пархоменко. Что такое линия. Гос.изд.техн. - теор. лит., 1954.

E. Schults

On Sampling the Multidimensional Message

Summary

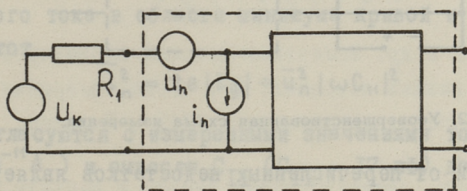
It is pointed out that the messages having n dimension can be reflected on the information carrier of a lesser dimension without any sampling. A need for sampling is arising from additional conditions which restrict the properties of the information carrier and of the device used for reflection.

УДК 621.317.346.029.51:621.382.3.012

Таммет Х.А.

ИЗМЕРЕНИЕ ТОКОВОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ВХОДНОГО
ШУМА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ

Шумовые свойства полупроводникового прибора (ПП) (транзистора, интегральной схемы) часто характеризуются приведенными ко входу ПП эквивалентными шумовыми генераторами напряжения u_n и тока i_n и коэффициентом корреляции $c_n = c_{nn} + jc_{ni}$ [2,5]. Явно, что для раздельного измерения шумовых генераторов необходимо создать на входе ПП условия короткого замыкания или холостого хода соответственно, либо произвести измерения коэффициента шума при трех (или четырех) значениях проводимости входной нагрузки и рассчитать искомые величины [1,4].



Фиг. 1. Схема измерения токовой составляющей шума.

При непосредственном измерении шумового тока i_n простейшая схема (фиг. 1) состоит из резистора R_1 (который служит и для подачи смещения на вход ПП) и калибровочного (шумового или синусоидального) генератора с напряжением U_k . Измеряя напряжение на выходе ПП при включенном генераторе (причем U_k значительно выше собственных шумов ПП)

$U_{\text{вк}}$ и при выключенном генераторе $U_{\text{вм}}$, можем определить шумовой ток (для краткости записи пользуемся значениями напряжения и тока, измеренных в единичной полосе частот $\Delta f = 1$ Гц):

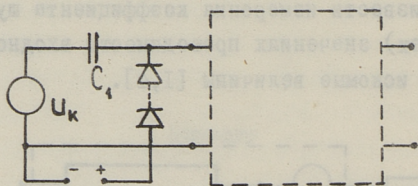
$$\bar{i}_n^2 = \frac{\bar{U}_{\text{вм}}^2}{\bar{U}_{\text{вк}}^2} \cdot \frac{\bar{U}_k^2}{R_1^2} - \frac{\bar{U}_n^2}{R_1^2} - \frac{2C_{\text{пр}}}{R_1} \sqrt{\bar{U}_n^2 \bar{i}_n^2} - \bar{i}_1^2 = \frac{\bar{U}_{\text{вм}}^2}{\bar{U}_{\text{вк}}^2} \cdot \frac{\bar{U}_k^2}{R_1^2} - \delta \cdot \bar{i}_n^2, \quad (I)$$

где ток термшума $\bar{i}_1^2 = 4kT/R_1$.

Для уменьшения относительной систематической погрешности измерения δ необходимо увеличить R_1 , что вызовет рост падения напряжения на резисторе R_1 от входного тока ПП I_1

$$U_1 = R_1 I_1.$$

При большом разбросе входного тока измеряемых ПП (например, у полевых транзисторов с р-п переходом $10^{-9} < I_1 < 10^{-12}$ А) напряжение U_1 может достичь сотни вольт или необходимо в каждом случае подбирать значение резистора R_1 .



Фиг. 2. Усовершенствованная схема измерения.

Свободной от перечисленных недостатков является схема измерения (фиг. 2), где калибровочный сигнал подается через качественный конденсатор C_1 (имеющий очень малые термшумы), а смещение — через цепочку из N последовательно включенных прямосмещенных кремниевых диодов [3]. Результат измерения в данном случае следующий:

$$\bar{i}_n^2 = \frac{\bar{U}_{\text{вм}}^2}{\bar{U}_{\text{вк}}^2} \bar{U}_k^2 |y_1|^2 - \bar{U}_n^2 |y_1 + y_2|^2 - 2 [\text{Re}(y_1 + y_2) C_{\text{пр}} + \text{Im}(y_1 + y_2) C_{\text{ни}}] \cdot \sqrt{\bar{U}_n^2 \bar{i}_n^2} - \bar{i}_1^2, \quad (2)$$

где

$$y_1 = j\omega C_1$$

$$y_2 = \frac{1}{r_d N} + j\omega \frac{C_d}{N}$$

r_d, C_d - сопротивление, емкость диода.

Шумовой ток последовательно включенных диодов, учитывая статистическую независимость шумов отдельных диодов, \bar{i}_g^2 :

$$\bar{i}_g^2 = \bar{i}_g^2 / N. \quad (3)$$

Уравнения (2,3) показывают, что относительная погрешность уменьшается с увеличением числа диодов N .

Указанная схема была применена для измерения входного шумового тока полевых транзисторов с $p-n$ переходом типа КП101 в диапазоне частот $1-10^4$ Гц. В схеме были применены диоды Д105А $N = 25$, конденсатор $C_1 = 2,0$ пФ. Если считать [5], что минимальный уровень шумового тока i_n определяется дробовым шумом тока затвора I_g

$$\bar{i}_n^2 = 2e (|I_{g-}| + |I_{g+}|),$$

так же, как и шум диодов

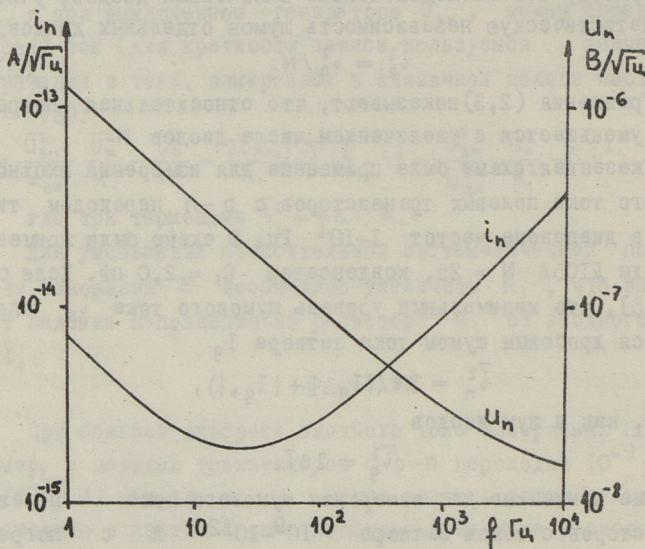
$$\bar{i}_g^2 = 2eI,$$

то схема применима для измерения шумового тока полевых транзисторов с током затвора 10^9-10^{12} А с погрешностью измерения до 20 % (расчитано по уравнению (2)). При этом падение напряжения на диодной цепочке доходит только до 4-8 В. Измеренная зависимость тока i_n от частоты одного экземпляра транзистора КП101 приведена на фиг.3, где указана и зависимость шумового напряжения $u_n(f)$. Значения шумового тока в области минимума кривой и в области высоких частот

$$\bar{i}_n^2 = 2e |I_g| + \bar{u}_n^2 / \omega C_{II}^2$$

хорошо согласуются с измеренными значениями тока затвора ($I_g = 1.10^{-14}$ А) и емкости C_{II} ($C_{II} = 17$ пФ) данного транзистора.

Автор благодарит инженера Н.Куймет и студента П.Уусмаа за монтаж схемы и проведение измерений.



Фиг. 3. Зависимость шумового тока и напряжения полевого транзистора КР101 от частоты.

Л и т е р а т у р а

1. Ю.Г. Астафьев и др. Измерение шумовых параметров транзисторов на низких частотах. Сб. Радиоизмерения. Материалы научно-техн. конференции, 1969. Вильнюс, 1969, стр. 310-312.
2. Е.П. Дементьев. Элементы общей теории и расчета шумящих линейных цепей. Госэнергоиздат, М., 1963.
3. Н. Нисида. Анализатор шумов полупроводниковых триодов. Дэнси дзайрё, 1969, 8, № 8, стр. 113-116.
4. Н.В. Терпугов. Метод определения шумовых параметров четырехполюсников. "Радиотехника", 1962, 17, № 11, стр. 14-22.
5. A.van der Ziel. Noise: Sources, Characterization, Measurement. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J., 1970.

Measurement of the Input Noise Current of
Semiconductor Devices

Summary

In the article two circuits for measuring the input noise current of semiconductor devices are analyzed. The more advanced circuit consists of a low value capacitor (2 pF) and of 25 silicon diodes connected in series. The circuit was used to measure the frequency dependence of input noise current of a p-n junction FET in the frequency range of 1 to 10^4 Hz.

Арро И.О., Агафонников Д.М., Жуковец И.Я.

ЧИСЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЧЕТЫРЁХПАРАМЕТРИЧЕСКОГО
 РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФАЗЫ

Для анализа работы различных фазовых систем представляет интерес четырёхпараметрическая дифференциальная функция распределения фазы и её числовые характеристики. Например, в случае двухканального автоматического радиопеленгатора [1] с одновременным сравнением амплитуд функция распределения пеленга (азимута) при однократном отсчёте полностью совпадает с рассматриваемым законом распределения фазы.

В литературе [2,3] приводится лишь функция распределения, которая может быть записана в виде:

$$W(\varphi) = \frac{\sigma_x \sigma_y}{2\pi(\sigma_y^2 \cos^2 \varphi + \sigma_x^2 \sin^2 \varphi)} \exp\left[-\frac{m_x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{m_y^2}{2\sigma_y^2}\right] \cdot [1 + k\sqrt{2\pi} \cdot F(k) \cdot \exp\left(\frac{k^2}{2}\right)], \quad (I)$$

где $\left. \begin{matrix} \sigma_x^2 \\ \sigma_y^2 \end{matrix} \right\}$ - дисперсии помех в каналах X и Y соответственно,

$\left. \begin{matrix} m_x \\ m_y \end{matrix} \right\}$ - средние значения реализации в каналах X и Y соответственно,

$$k = \frac{\cos \varphi m_x \sigma_y^2 + \sin \varphi m_y \sigma_x^2}{\sigma_x \sigma_y \sqrt{\sigma_y^2 \cos^2 \varphi + \sigma_x^2 \sin^2 \varphi}},$$

$F(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x e^{-\frac{z^2}{2}} dz$ - функция Лапласа.

Вводим обозначения:

$$\sigma_y^2 m_x = R_0 \cos \varphi_0, \quad \sigma_x^2 m_y = R_0 \sin \varphi_0,$$

$$R_0 = \sqrt{\sigma_y^4 m_x^2 + \sigma_x^4 m_y^2}, \quad \varphi_0 = \arctg \frac{\sigma_x^2 m_y}{\sigma_y^2 m_x},$$

$$a^2 = \sigma_y^2 \cos^2 \varphi + \sigma_x^2 \sin^2 \varphi = \sigma_x^2 + (\sigma_y^2 - \sigma_x^2) \cos^2 \varphi,$$

тогда

$$W(\varphi) = \frac{\sigma_x \sigma_y}{2\pi a^2} \exp \left[-\frac{m_x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{m_y^2}{2\sigma_y^2} \right] \cdot \left\{ 1 + \sqrt{2\pi} \frac{R_0 \cos(\varphi - \varphi_0)}{a \sigma_x \sigma_y} \cdot F \left(\frac{R_0 \cos(\varphi - \varphi_0)}{a \cdot \sigma_x \sigma_y} \right) \cdot \exp \left[\frac{R_0^2 \cos^2(\varphi - \varphi_0)}{2a^2 \sigma_x^2 \sigma_y^2} \right] \right\}. \quad (2)$$

Если $\sigma_x^2 = \sigma_y^2$, то формула (2) совпадает с формулой (3.81) из [4].

Для вычисления числовых характеристик функции распределения (2) воспользуемся выражением (1.68) [2] с учётом введённых обозначений:

$$W(\varphi) = \frac{1}{2\pi \sigma_x \sigma_y} \exp \left[-\frac{m_x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{m_y^2}{2\sigma_y^2} \right] \cdot \int_0^\infty \gamma \exp \left[-\frac{\gamma^2(\sigma_x^2 + \sigma_y^2)}{4\sigma_x^2 \sigma_y^2} \right] \cdot \exp \left[-\frac{\gamma^2(\sigma_y^2 - \sigma_x^2)}{4\sigma_x^2 \sigma_y^2} \cos 2\varphi \right] \cdot \exp \left[\gamma \frac{R_0 \cos(\varphi - \varphi_0)}{\sigma_x^2 \sigma_y^2} \right] d\gamma. \quad (3)$$

Поскольку

$$e^{\lambda \cos x} = I_0(\lambda) + 2 \sum_{m=1}^{\infty} I_m(\lambda) \cos mx$$

$$I_m(-x) = (-1)^m I_m(x),$$

$$I_m(x) = \left(\frac{x}{2}\right)^m \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\left(\frac{x}{2}\right)^{2k}}{k! \Gamma(m+k+1)},$$

то после вычисления интеграла (3) получаем:

$$W(\varphi) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} a_{mn} \cdot \cos 2m\varphi \cdot \cos [n(\varphi - \varphi_0)], \quad (4)$$

где

$$a_{mn} = \frac{C_{mn}}{2\pi \sigma_x \sigma_y} \exp \left(-\frac{m_x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{m_y^2}{2\sigma_y^2} \right) \cdot \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\Gamma(4k+2m+n+2)}{k! \Gamma(m+k+1)} \cdot \left(\frac{\beta}{2}\right)^{2k+m} \cdot \left(\frac{b}{2a}\right)^n \cdot \exp \left[\frac{b^2}{4a^2} \right] \cdot F_1 \left[\frac{n-(4k+2m+2)}{2} + 1, n+1, -\frac{b^2}{4a^2} \right],$$

$$\alpha^2 = \frac{\sigma_x^2 + \sigma_y^2}{4\sigma_x^2 \sigma_y^2}, \quad \beta = \frac{\sigma_y^2 - \sigma_x^2}{4\sigma_x^2 \sigma_y^2}, \quad b = \frac{R_0}{\sigma_x^2 \sigma_y^2},$$

$$C_{00} = 1,$$

$$C_{m0} = 2, \quad \text{при } m \geq 1$$

$$C_{0n} = 2, \quad \text{при } n \geq 1,$$

$$C_{mn} = 4, \quad \text{при } m \geq 1 \text{ и } n \geq 1.$$

Теперь не трудно вычислить любые начальные моменты:

$$m_k(\varphi) = \int_{\varphi_0 - \pi}^{\varphi_0 + \pi} \varphi^k W(\varphi) d\varphi. \quad (5)$$

Для облегчения расчётов составлена программа для ЭЦМ на языке "Малгол" для расчёта σ_{mn} при любых наперёд заданных m и n , а также $\sigma_k(\varphi)$ для $k=1$ до b .

Л и т е р а т у р а

1. В.К. Мезин. Автоматические радиопеленгаторы. "Сов. Радио", М., 1969.
2. Д.Д. Кловский. Передача дискретных сообщений по радиоканалам. "Связь", М., 1969.
3. P. Beckmann. Statistical distribution of the amplitude and phase of a multiply scattered field. I. Res. NBS 610 (Radio Rep.), 1962, № 3.
4. Б.Р. Левин. Статистическая радиотехника, т. I. "Сов. Радио", М., 1968.

I. Arro, J. Agafonnikow, I. Shukowez

Zahlendaten der vierparametrischen Phasenverteilung

Zusammenfassung

Im Beitrag sind Formeln und ein ERM-Programm für Berechnung von Anfangsmomenten der vierparametrischen Phasenverteilung gegeben worden.

Хинрикус Х.В.

ШУМОВЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЛИНЕЙНЫХ ФОТОПРИЁМНИКОВ

Для описания шумовых свойств приёмников в радиодиапазоне существуют общепринятые параметры: коэффициент шума и температура шума. Коэффициент шума F определяется для линейных устройств как отношение отношений сигнал/шум по мощности на входе и выходе:

$$F = \frac{P_c/P_{ш|вх}}{P_c/P_{ш|вых}}. \quad (1a)$$

Коэффициент шума показывает, во сколько раз реальный приёмник в шумовом смысле хуже идеального приёмника:

$$F = \frac{P_{швых/реальн}}{P_{швых/ид}} \quad (1б)$$

$$F = \frac{P_{швых}}{G P_{швх}}, \quad (1в)$$

где G — усиление устройства по мощности. Коэффициент шума зависит от уровня сигнала и характеризует приёмник в рабочем режиме.

Коэффициент шума в радиодиапазоне связан с температурой шума входа линейного устройства $T_{ш}$ соотношением:

$$F = 1 + \frac{T_{ш}}{T_0}, \quad (2)$$

где T_0 — шумовая температура источника.

Температура шума $T_{ш}$ определяется сравнением реального приёмника с его нешумящим эквивалентом [8]. $T_{ш}$ не зависит от уровня сигнала и позволит характеризовать пороговые шумы устройства при нулевом сигнале на входе. При $T_0 \rightarrow 0$ $F \rightarrow \infty$ и не может уже описать шумовое качество прибора.

Введённые таким образом параметры F и $T_{ш}$ однозначно связаны и позволяют характеризовать не зависящий от уровня сигнала аддитивный шум, добавляемый линейным устройством к сигналу. В радиодиапазоне выражения для коэффициента шума (1а), (1б), (1в) и (2) идентичны.

В оптическом диапазоне в связи с необходимостью учитывать квантовые эффекты при определении параметров, аналогичных F и $T_{ш}$ в радиодиапазоне, возникает ряд специфических особенностей.

Во-первых, при достаточно больших энергиях кванта $h\nu \gg kT$ необходимо учитывать квантовый характер электромагнитного излучения, которому всегда присущи флуктуации [13]. В этом случае полная мощность шума на выходе

$$P_{ш\text{вых}} = P_{ш0} + \frac{\delta P_c}{P_c} \bar{P}_c, \quad (3)$$

где

$P_{ш0}$ - мощность аддитивного шума,

$\delta P_c = \sqrt{\bar{P}_c^2 - P_c^2}$ - среднеквадратичная величина флуктуаций сигнала на выходе и

\bar{P}_c - среднее значение мощности сигнала.

Во-вторых, с учётом квантовых эффектов теряет смысл понятие "нешумящего эквивалента реального приемника", так как линейный усилитель имеет теоретический минимум шумов [1], равный $1/2 h\nu$, который является следствием соотношения неопределённости для электромагнитного поля [2]. Теоретический предел чувствительности можно рассмотреть и как энергию нулевых колебаний вакуума электромагнитного излучения [3]. Таким образом, предельная чувствительность линейного приёмника электромагнитного излучения определяется флуктуациями самого излучения.

Сопоставим с учётом отмеченных выше особенностей квантового диапазона основные применяемые в литературе параметры чувствительности фотоприёмников, работающих в линейном режиме (оптический гетеродин и усилитель).

В работе [4] при критическом анализе возможных оценок чувствительности линейных фотоприёмников за основу берётся требование независимости мощности шумов устройства от уровня сигнала (по аналогии с радиодиапазоном). Такой подход

позволяет учитывать только аддитивную часть шума $P_{ш0}$ по формуле (3). Характерный для оптического диапазона мультипликативный шум из рассмотрения исключается и при этом теряется возможность полного списания шумов приёмника в рабочем режиме, при числе сигнальных фотонов на входе $n_c > 1$.

В работах [5,6] за основу при определении коэффициента шума в квантовой области берётся выражение (Iв) как отношение приведённой ко входу измеренной мощности шума на выходе устройства $P_{швых}$ к "эталонной" мощности шума от источника с температурой $T_0 = 290$ °К. Обобщение на квантовую область заключается в использовании выражений для мощности шума с учётом квантовых эффектов:

$$P_{т0} = \frac{h\nu}{2} c f h \frac{h\nu}{2kT_0} \Delta f = \left(\frac{h\nu}{e \frac{h\nu}{kT_0} - 1} + \frac{h\nu}{2} \right) \Delta f. \quad (5)$$

В оптическом диапазоне $h\nu \gg kT$ и $P_{т0} \approx \frac{1}{2} h\nu \Delta f$.

Тепловое излучение в оптическом диапазоне пренебрежимо мало. Уровень шума на входе не зависит практически от температуры источника, а зависит от частоты. Предлагаемый эталонный уровень входного сигнала соответствует уровню нулевых флуктуаций, т.е. сигнал на входе практически отсутствует. По измеренному при таких условиях $P_{швых}$ можно судить только об уровне аддитивного шума в приёмнике.

F можно представить в виде, аналогичном (2):

$$F = \frac{P_{швых}}{G \frac{h\nu}{2} \Delta f} = \frac{G \frac{h\nu}{2} \Delta f + G P_{шпр}}{G \frac{h\nu}{2} \Delta f} = 1 + \frac{P_{шпр}}{\frac{h\nu}{2} \Delta f}, \quad (6)$$

где $P_{шпр}$ - мощность приведённых ко входу собственных шумов приёмника.

По аналогии с радиодиапазоном можно ввести некоторый параметр T' , который определяет пороговые свойства приёмника и чисто формально выполняет роль шумовой температуры входа приёмника. Из соотношения $P_{шпр} = kT' \Delta f$, справедливо при условии $h\nu \ll kT'$ параметр

$$T' = \frac{P_{шпр}}{k \Delta f} \quad \text{и} \quad F = 1 + \frac{T'}{T_0}.$$

Параметр T' не имеет в оптическом диапазоне физического смысла температуры.

В работе [7] при определении коэффициента шума учтено, что в оптическом диапазоне шум не отделим от сигнала. Вместо отношения мощностей сигнал/шум за основу предлагается брать отношение относительных флуктуаций мощности на входе и выходе устройства. Но введённый в этой работе коэффициент шума имеет вид:

$$F = \frac{\varepsilon_{\text{вых}}^2}{\varepsilon_{\text{вх}}^2}, \quad (7)$$

где $\varepsilon^2 = \frac{\bar{n}^2 - \bar{n}^2}{\bar{n}^2}$, не соответствует данному самим автором определению. Поскольку мощность $P = nh\nu$, то соотношение (7) соответствует отношению относительных дисперсий мощностей, а не относительных среднеквадратичных флуктуаций. С этим связана и некоторая корректность в дальнейших выводах автора, т.к. F по соотношению (7) не будет совпадать с коэффициентом шума в радиодиапазоне.

С учётом мультипликативного шума наиболее целесообразно определить коэффициент шума как отношение относительных среднеквадратичных флуктуаций мощностей на выходе и входе устройства:

$$F = \frac{\delta P / \bar{P}_c |_{\text{вых}}}{\delta P / \bar{P}_c |_{\text{вх}}} = \frac{\delta P_{\text{вых}}}{G \delta P_{\text{вх}}}, \quad (8)$$

где $\delta P = \sqrt{\bar{P}^2 - \bar{P}^2} \bar{P}$ - среднее значение суммарной мощности сигнала и шума, \bar{P}_c - средняя мощность сигнала.

Коэффициент шума, определённый в виде (8), совпадает с коэффициентом шума в радиодиапазоне (в соотношениях (1а, б, в), при этом надо подставить $P_{\text{вых}}$ в виде (3), и позволяет полностью характеризовать шумовые свойства приёмников в рабочем режиме ($n_c > 1$) с учётом мультипликативного шума.

Поскольку коэффициент шума не определяет пороговую чувствительность приёмника, необходимо ввести другой параметр, аналогичный по смыслу шумовой температуре входа в радиодиапазоне. Пороговую чувствительность можно определить как мощность сигнала $P_{\text{пор}}$, при которой $\delta P / \bar{P}_c |_{\text{вых}} = 1$. Параметр $P_{\text{пор}}$ зависит от частоты сигнала и полосы пропускания устройства. Независимым от частоты и полосы параметром может являться пороговое число квантов

$$n_{\text{пор}} = \frac{P_{\text{пор}}}{h\nu\Delta f} \quad (9)$$

Пороговое число квантов является аналогом шумовой температуры входа устройства в радиодиапазоне.

Для иллюстрации приведённых выше рассуждений рассмотрим коэффициент шума оптического супергетеродинного приёмника в двух режимах работы [12].

Коэффициент шума при

$$n_c > 1 \quad F = 1 + \frac{1}{\eta\sqrt{n_c}} \quad \text{и} \quad n_c < 1 \quad F \approx \frac{1}{\eta}.$$

В выражении F проявляется характерная коэффициенту шума зависимость от уровня сигнала. При больших уровнях сигнала $\bar{n}_c \gg 1$ $F \approx 1$, т.е. шумовые свойства приёмника не существенны.

В выражении для F входит только η из параметров приёмника. В реальных приёмниках могут сказываться дополнительные, не учтённые при расчёте F факторы, вызывающие шум. При измерении поэтому необходимо обеспечить уровень входного сигнала выше нулевых флуктуаций поля, т.е. $n_c > 1$ чтобы получить объективную характеристику прибора в процессе работы.

Л и т е р а т у р а

1. М.Е. Герценштейн, И.А. Болошин. "Радиотехника", т.20, № 8, 1965, стр. 78.
2. Н. Neffner. Proc. IRE vol. 50 № 7 p. 1604, 1962.
3. А. Сигмен. Труды ИИНЭР (русский перевод) т.49, № 3, 1961, стр. 633.
4. К.И. Алмазов-Долженко. "Электронная техника", сер. I, Электроника свч, № 7, 1968, стр. 164.
5. И.А. Болошин, М.Е. Герценштейн. "Радиотехника и электроника", т.11, № 3, 1966, стр. 465.
6. М.Е. Герценштейн, И.А. Болошин. "Измерительная техника", № 8, 1965, стр. 32.
7. С.С. Eaglesfield, M.A. Member. Proc. IRE vol. 111, № 7 p. 1241, 1964.

8. IRE Standards Proc. IRE v. 48, No 1 p. 60, 1960.
9. Д.Кодде, Б.Мак-Мертри. "Электроника" (русский перевод), № 13, 1964, стр.22.
10. М.Б. Оливер. Труды ИИЭР (русский перевод), т.49, № 12, 1961, стр. 2246.
11. Дж.Керр. Труды ИИЭР (русский перевод), т.55 № 10, 1967.
12. Х.В. Хинрикус. "Коэффициент шума фотоприёмников в режиме прямого детектирования" (см. настоящий сборник).
13. Х.В. Хинрикус. "Коэффициент шума приёмных устройств в квантовой области". Известия вузов Радиозлектроника № 3, 1974.

H. Hinrikus

Noise Parameters of Linear Photoreceivers

Summary

The radioreceivers noise parameters, noise factor and noise temperature have been extended to include noise performances of devices with quantum noise. Noise parameters for linear optical receivers have been discussed. The noise factor of optical heterodyne receiver has been calculated.

УДК 621,383,01.

Хинрикус Х.В.

КОЭФФИЦИЕНТ ШУМА ФОТОПРИЁМНИКОВ В РЕЖИМЕ ПРЯМОГО
 ДЕТЕКТИРОВАНИЯ

Как в радио, так и в оптическом диапазоне определены шумовые параметры для линейных приёмных устройств [6]. В оптическом диапазоне часто применяются фотодетекторы в режиме прямого детектирования. Такие устройства являются, в сущности, квантовыми счётчиками, и шумовые параметры линейных устройств в этом случае неприменимы.

Однако в литературе встречается параметр коэффициент шума и применительно к фотодетекторам [1,2,3,4]. Под термином коэффициент шума F в разных работах подразумеваются различные понятия. Так, в работе [1] F определяет превышение уровня шума над уровнем дробового шума, в [2] F характеризует шумы умножения тока и т.д. Достаточно полные обзоры по различным параметрам, применяемым для характеристики шумовых свойств фотодетекторов, приведены в работе [3]. Кроме ряда общепринятых и менее распространённых методов оценки чувствительности фотодетекторов, в работе [5] даётся детальный анализ и предлагается новое определение для коэффициента шума фотодетектора.

Автор работы [4] критически оценивает применимость для фотодетектора параметра, аналогичного по смыслу коэффициенту шума линейных устройств

$$F = \frac{P_c/P_{\omega}|_{\text{ид}}}{P_c/P_{\omega}|_{\text{реальн}}} = \frac{1}{\eta} (1 + B) \left(1 + \frac{I h\nu}{e\eta P_{cb}}\right), \quad (I)$$

где

$I = i_{\phi} + i_{\tau} + i_{\text{кт}}$ — полный шумовой ток за счёт излучения фона, темнового тока и эквивалентного тока тепловых шумов;

η - квантовая эффективность;

P_{cb} - мощность применяемого светового сигнала;
множитель $(1+B)$ учитывает приращение дробового шума в процессе усиления тока.

Выражение (I) эквивалентно соотношению (при $B=0$)

$$F = \frac{1}{\eta} \left(1 + \frac{I}{I_c} \right) = \frac{1}{\eta} \left(1 + \frac{P_{cb}}{P_c} \right), \quad (2)$$

где $I_c = \frac{P_{cb} e \eta}{h\nu} = \eta_c e \eta$ - фототок сигнала;

η_c - число сигнальных фотонов;

P_{cb} - полное число эквивалентных шумовых фотонов.

Автор [4] считает такой параметр неприемлемым, так как он зависит от уровня сигнала, хотя для коэффициента шума такая зависимость имеет место всегда.

Вместо определения (I) в работе [4] предлагается новое определение коэффициента шума как независящего от уровня сигнала параметра

$$K_{\omega} = \frac{P_{\min}}{h\nu \Delta f} = \frac{2(1+B)}{m^2 \eta} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{m^2}{1+B} \frac{I}{e \Delta f}} \right), \quad (3)$$

где m - глубина модуляции фототока;

P_{\min} - пороговая чувствительность детектора в полосе Δf , т.е. та наименьшая мощность сигнала, при которой отношение сигнал/шум на выходе приёмника равно единице.

Определённый соотношением (3) параметр K_{ω} является не зависящим от уровня сигнала, определяющим шумовые свойства прибора в пороговом режиме. С общепринятым коэффициентом шума F , параметр K_{ω} совпадает и в радиодиапазоне только в частном случае порогового режима. K_{ω} определяет отношение эквивалентного уровня приведённых ко входу шумов $P_{\omega bx} = P_{\min}$ к некоторому опорному уровню $h\nu \Delta f$. Выбранный опорный уровень при этом не совпадает с уровнем шума входа идеального фотодетектора (идеальный квантовый счётчик не имеет ограничения по шумам). Этот уровень не соответствует и квантовому пределу шумов излучения $\frac{1}{2} h\nu$. В сущности предложенный параметр является пороговым числом квантов в единичном частотном интервале и соответствует аналогичному параметру в работе [6] (формула 9).

Коэффициентом шума фотодетекторов целесообразно называть параметр, аналогичный по смыслу этому параметру в

радиодиапазоне. Применим введённое в работах [5, 6] определение коэффициента шума и к фотодетекторам в виде:

$$F = \frac{\delta P / \bar{P}_c |_{\text{вых}}}{\delta P / \bar{P}_c |_{\text{вх}}} \quad (4)$$

Этот параметр показывает, во сколько раз меняется уровень относительных флуктуаций мощности на выходе приёмника по отношению к его входу. Другой возможностью определить F является сравнение относительных флуктуаций на выходе реального и идеального детектора:

$$F_2 = \frac{\delta P / \bar{P}_c |_{\text{реальн.}}}{\delta P / \bar{P}_c |_{\text{ид.}}} \quad (5)$$

Для линейного приёмника определения (4) и (5) совпадают, для детектора появляется расхождение в $3g\delta$, т.к. идеальный квадратичный детектор уменьшает отношение сигнал/шум в два раза. Следовательно,

$$F = 2F_2 \quad (6)$$

и определения (4) и (5) равноценны, хотя и не совпадают.

При определении F фотодетектора имеется возможность "линеаризации" устройства, используя то обстоятельство, что фототок i (или напряжение u) на нагрузке детектора имеет линейную зависимость от оптической мощности. В этом случае коэффициент шума F_3 может быть определён точно так же, как для линейных приёмников:

$$F_3 = \frac{\delta i / \tau_c |_{\text{вых}}}{\delta P / \bar{P}_c |_{\text{вх}}} = \frac{\sqrt{\delta P / \bar{P}_c |_{\text{вых}}}}{\delta P / \bar{P}_c |_{\text{вх}}} \quad (7)$$

Такое определение может иметь только ограниченное применение, так как оно является неудобным при фотодетекторах, работающих с выходом на СВЧ. Определение коэффициента шума по соотношению (7) также однозначно связано с определением (4) или (5):

$$F = F_3^2 \delta P / \bar{P} |_{\text{вх}} \quad (8)$$

Поэтому за основу при определении коэффициента шума целесообразно выбрать наиболее общее выражение (4). Применим это определение для расчёта коэффициента шума фотодетектора.

Выражение для относительных флуктуаций мощности на выходе квадратичного фотодетектора можно в общем случае записать в виде:

$$\frac{\delta P}{\bar{P}_c} \Big|_{\text{вых}} = \frac{2\eta^2 e^2 R \Delta f (\sigma_{nc} + \sigma_{n\phi} + \sigma_{nt}) + 2\eta(1-\eta)e^2 R \Delta f (\bar{n}_c + \bar{n}_\phi + \bar{n}_\tau) + kT \Delta f}{\eta^2 e^2 \bar{n}_c^2 R}, \quad (5)$$

где

- \bar{n}_c, \bar{n}_ϕ и \bar{n}_τ - средние числа квантов на входе в единицу времени, соответствующие сигнальному излучению, фону и темновому току,
- $\sigma_{nc}, \sigma_{n\phi}$ и σ_{nt} - дисперсии чисел квантов сигнального излучения, фона и темнового тока,
- η - квантовая эффективность,
- e - заряд электрона,
- R - выходное сопротивление фотодетектора.

При такой записи предполагается, что дисперсия числа фотоэлектронов определена соотношением:

$$\sigma_{ne} = \overline{(n_e - \bar{n}_e)^2} = \overline{(n - \bar{n})^2} \eta^2 + \bar{n} \eta (1 - \eta), \quad (10)$$

где \bar{n} - среднее число квантов на входе.

Если число квантов входного излучения имеет пуассоновское распределение, то

$$\overline{(n - \bar{n})^2} = \bar{n} \quad (11)$$

и $\sigma_{ne} = \bar{n} \eta. \quad (12)$

В этом случае шумы фототока определены формулой Шоттки [2] и выражение (9) упрощается:

$$\frac{\delta P}{\bar{P}_c} \Big|_{\text{вых}} = \frac{2\eta e^2 R \Delta f (\bar{n}_c + \bar{n}_\phi + \bar{n}_\tau) + kT \Delta f}{\eta^2 e^2 \bar{n}_c^2 R}. \quad (13)$$

В реальных системах пуассоновской статистикой нужно пользоваться с осторожностью. Такая статистика соответствует излучению идеального одномодового лазера, но излучение многомодового лазера, лазера при наличии технических флуктуаций излучения, а также всех тепловых источников подчиняется статистике Бозе-Эйнштейна, которой соответствует гауссовое распределение.

В случае тепловых источников сигнала следует также вместо \bar{n}_c пользоваться числом сигнальных электронов в единичном частотном интервале $\bar{n}_c(\nu)$. В этом случае, пред-

полагая малость полосы пропускания фотоприёмника, мощность сигнала P_c также зависит от полосы пропускания:

$$P_c = \eta^2 e^2 n_c^2(\nu) R \Delta f. \quad (14)$$

Относительные флуктуации мощности на входе приёмника

$$\frac{\delta P}{P_c} \Big|_{bx} = \frac{(\delta n_c + \frac{1}{2}) h \nu \Delta f}{\bar{n}_c h \nu} \approx \frac{\delta n_c \Delta f}{\bar{n}_c}, \quad (15)$$

где прибавка $1/2$ вызвана нулевыми флуктуациями поля $\frac{1}{2} h \nu$.
При $\bar{n}_c \ll 1$ и $\delta n_c \ll 1$

$$\frac{\delta P}{P_c} \Big|_{bx} = \frac{h \nu \Delta f}{\bar{n}_c h \nu} = \frac{\Delta f}{\bar{n}_c}. \quad (16)$$

Этим выражением обычно пользуются в литературе [3, 5], пренебрегая флуктуацией числа сигнальных фотонов.

При пуассоновской статистике сигнального излучения, когда применима формула Шоттки

$$\frac{\delta P}{P_c} \Big|_{bx} = \frac{\sqrt{\bar{n}_c} h \nu \Delta f}{\bar{n}_c h \nu} = \frac{\Delta f}{\sqrt{\bar{n}_c}}. \quad (17)$$

При тепловом источнике сигнала

$$\frac{\delta P}{P_c} \Big|_{bx} = \frac{\delta n_c h \nu \Delta f}{n_c(\nu) h \nu \Delta f} = \frac{\delta n_c}{\bar{n}_c(\nu)}. \quad (18)$$

В таблице I приведены рассчитанные по формулам (4), (9), (13-18) и результатам работы [7] общие выражения коэффициента шума фотоприёмников для различных закономерностей шумов на входе.

Выражения для коэффициентов шума линейных и квадратичных

Т а б л и ц а I

$\frac{\delta P}{P_c} \Big _{bx}$	Гетеродинный приёмник	Фотодетектор
1	2	3
Пуассоновская статистика излучения		
$\frac{\Delta f}{\sqrt{\bar{n}_c}}$	$F = 1 + \frac{1}{\eta \sqrt{\bar{n}_c}}$	$F = \frac{2}{\eta \sqrt{\bar{n}_c}} \left[1 + \frac{1}{\bar{n}_c} (\bar{n}_\phi + \bar{n}_\tau + \frac{kT}{2e^2 \eta R}) \right]$
$\frac{\Delta f}{\bar{n}_c}$	$F_0 = \frac{1}{\eta} + \frac{\bar{n}_c}{\sqrt{\bar{n}_{2\text{эф}}}} \approx \frac{1}{\eta}$	$F_0 = \frac{2}{\eta} \left[1 + \frac{1}{\bar{n}_c} (\bar{n}_\phi + \bar{n}_\tau + \frac{kT}{2e^2 \eta R}) \right]$
Произвольная статистика излучения		
$\frac{\delta n_c}{\bar{n}_c} \Delta f$	$F = 1 + \frac{1}{\delta n_c} \left(\frac{1-\eta}{\eta} + \frac{\sigma_{n_{2\text{эф}}}}{\bar{n}_{2\text{эф}}} \right)$	$F = \frac{2\delta n_c}{\bar{n}_c} + \frac{2}{\eta \delta n_c} \left[(1-\eta) + \frac{1-\eta}{\bar{n}_c} (\bar{n}_\phi + \bar{n}_\tau) + \dots \right]$

1	2	3
		$+ \frac{1}{\bar{n}_c} \frac{kT}{2\eta e^2 R}] + \frac{2}{\bar{n}_c \delta n_c} (\sigma_{n\phi} + \sigma_{n\tau})$
Нефлуктуирующее излучение		
$\frac{\Delta f}{\bar{n}_c}$	$F_0 = \frac{1-\eta}{\eta} + \frac{\sigma_{2\text{лет}}}{\bar{n}_{2\text{лет}}} + \bar{n}_c \frac{\delta n_{2\text{лет}}}{\bar{n}_{2\text{лет}}}$	$F_0 = \frac{2}{\eta} [1-\eta + \frac{1-\eta}{\bar{n}_c} (\bar{n}_\phi + \bar{n}_\tau) + \frac{1}{\bar{n}_c} \frac{kT}{2\eta e^2 R}]$
Шумовой сигнал		
$\frac{\delta n_c}{\bar{n}_c}$		$F = 2 \frac{\delta n_c}{\bar{n}_c} + \frac{2}{\eta \delta n_c \Delta f} [1-\eta + \frac{1-\eta}{\bar{n}_c} (\bar{n}_\phi + \bar{n}_\tau) + \frac{1}{\bar{n}_c} \frac{kT}{2\eta e^2 R}] + \frac{2}{\delta n_c \bar{n}_c} (\sigma_{n\phi} + \sigma_{n\tau})$
$\frac{1}{\sqrt{\bar{n}_c}}$		$F = \frac{2}{\eta \sqrt{\bar{n}_c} \Delta f} [1 + \frac{1}{\bar{n}_c} (\bar{n}_\phi + \bar{n}_\tau + \frac{kT}{2\eta e^2 R})]$

фотоприёмников имеют одинаковый характер, и при больших сигналах ($\bar{n}_c \gg 1$) они, в сущности, различаются только на 3 дБ. Это обстоятельство позволяет выбрать общую физическую модель за основу при определении шумовых параметров фотоприёмников [6], независимо от закона преобразования сигнала в приёмнике.

Введённый таким образом коэффициент шума F зависит от уровня сигнала и шума на входе устройства, как и в радиодиапазоне. В общем случае F не позволяет однозначно определить пороговые свойства приёмника. Для оценки предельной чувствительности приёмника может быть применено предложенное в работе [7] для линейных приёмников пороговое число квантов. Этот параметр соответствует предложенному в работе [5] параметру $K_{\text{ш}}$ (см. формулу (3) для фотодетекторов.

Л и т е р а т у р а

1. А.С. Петров, Л.Г. Лапатын, А.П. Солдаткин. Исследование шумов фотодиодов с использованием параметрического усиления. Изв. вузов, "Физика", № II, 1970.
2. А. Ван дер Зил. Флуктуации в радиотехнике и физике. Госэнергоиздат, М.-Л., 1958.
3. К.И. Алмазов-Долженко. Методы оценки чувствительности приёмников света, модулированного свч. "Электронная техника", Электроника свч, № 7, 1968, стр. 164.

4. В.Д. Самородов. Определение параметров, характеризующих чувствительность демодуляторов света в режиме прямого детектирования. "Электронная техника", Электроника свч, № 8, 1966, стр. III.
5. Х.В. Хинрикус. Коэффициент шума приемных устройств в квантовой области. Известия вузов, "Радиоэлектроника", № 3, 1974.
6. Х.В. Хинрикус. Шумовые параметры линейных фотоприёмников. (В этом сборнике).

H. Hinrikus

Noise Factor of a Photodetector

Summary

The noise properties of linear receivers and nonlinear photodetectors have been described in a unified way by using noise factor. The noise factor for nonlinear receiver has been discussed. The photodetectors noise factor has been calculated for various statistical performances of an input signal.

ШУМЫ В ЛАЗЕРАХ НА CO_2

На работу оптических линий связи влияют шумовые характеристики лазера. Для практических приложений представляют интерес данные как о технических, так и об естественных шумах лазеров. В литературе имеются весьма немногочисленные данные о шумах лазеров на CO_2 [1,2].

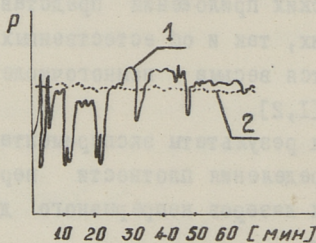
В данной работе приводятся результаты экспериментального исследования спектра и распределения плотности вероятности технических шумов газовых лазеров непрерывного действия на CO_2 в диапазоне 10,6 мкм.

В основе методики измерения статистических параметров излучения лежит преобразование спектра сигнала на радиочастоту, где производится анализ сигнала при помощи электронной аппаратуры. Для измерения распределения плотности вероятности используется метод двух осциллографов, который обеспечивает измерение распределения вероятности высокочастотных процессов. Частотный диапазон измерителя ограничен полосой пропускания осциллографа. Установка с охлаждаемым твердым азотом фотоприёмником на примесном фотоспротивлении (GeZn) позволяла исследовать спектр излучения до 30 МГц. Модовая структура генерации лазера контролировалась в процессе измерения по картине поля излучения на люминесцентном экране. Негативное изображение картины поля появилось на экране за счет термографического эффекта гашения люминесценции.

Исследовались параметры двух лазеров на CO_2 . Первый лазер (ОКГ-15) имел плоскосферический резонатор. Радиус кри-

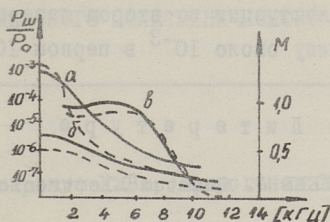
визны зеркала 1,2 м, длина резонатора 0,56 м. Второй лазер имел резонатор плоскость-сфера с радиусом кривизны зеркала 2 м, длина резонатора 0,85 м.

При исследовании высокочастотного спектра в диапазоне 0-30 мГц наблюдался компонент частотой 14 мГц на выходе первого лазера. Лазер генерировал на двух модах TEM_{00} и TEM_{20} . Расчеты, которые включают только параметры резонатора, показывают, что такой компонент может появляться тогда, когда индексы продольных модов отличаются на единицу, т.е. лазер генерирует на модах TEM_{00q} и $TEM_{20(q-1)}$.



Фиг. 1. Зависимость средней мощности выходного излучения от времени. Кривая 1 - лазер с $P_{\text{вых}} \approx 1$ Вт. Кривая 2 - лазер с $P_{\text{вых}} \approx 10$ Вт.

Графики изменения средней мощности выходного излучения приведены на фиг. 1. Измерения в течение длительного времени показали, что мощность излучения первого лазера меняется в больших пределах. При этом большие изменения уровня мощности происходят скачкообразно. Эффект может быть вызван нестабильностью резонатора, который изготовлен из алюминия. Изменение длины резонатора или взаимного расположения зеркал относительно его оси вызывает переключение рабочего перехода или мода, которое сопровождается скачкообразным изменением мощности. Уровень мощности второго лазера частых глубоких скачков не имеет (резонатор инваровый). Плавное изменение уровня может быть вызвано изменением теплового режима. Небольшие более быстрые изменения уровня мощности обусловлены нестабильностью тока разряда.



Фиг. 2. Спектры низкочастотных шумов. Сплошные линии для первого лазера, пунктирные - для второго лазера. Кривые а - спектры шумов выходного излучения. Кривые б - спектры шумов тока возбуждения лазера. Кривые в - модуляционные характеристики лазера.

Спектры низкочастотных шумов выходного излучения лазеров приведены на фиг. 2. Поскольку одним из основных источников низкочастотного шума являются плазменные шумы за счет флуктуаций тока и плотности электронов, приведены для сравнения спектры флуктуаций тока. Частотная зависимость глубины модуляции выходного излучения переменным составляющим напряжения питания позволяет, в свою очередь, оценить инертность газового разряда.

Спектр низкочастотного шума лазера напоминает по форме кривую внутренней модуляции. Поэтому можно предположить, что главным источником шума являются шумы тока разряда. Частотные компоненты шума, интенсивность которых уменьшается с частотой, достигают 14 кГц. На частотах ниже 500-1000 Гц наблюдается рост шума, не связанного с токовым шумом. На низких частотах, очевидно, сказываются шумы за счет акустических и механических вибраций. Кривые распределения плотности вероятности мгновенных значений флуктуаций выходной мощности лазера соответствуют нормальному закону.

Эксперимент показывает сходство двух лазеров разной длины и разной выходной мощности по таким характеристикам, как спектр низкочастотных шумов, распределение плотности вероятности шумов и влияние вибраций на выходное излучение. Стабильность мощности выходного излучения двух лазеров силь-

но отличается, и видно преимущество лазера с более стабильным резонатором. Флуктуации во втором лазере имеют средне-квадратичную величину около 10^{-3} в первом 10^{-2} .

Л и т е р а т у р а

1. H.W. Mocker, IEEE J. Quantum Electronics QE-4, № 11, p. 769 (1968).
2. F.M. Shofner, G. Krikebaum, T.B. Carlson, C.W. Bray IEEE J. Quantum Electronics QE-7 № 6 p. 245 (1971).

A. Taklaja

Noise of CO₂ Lasers

Summary

Experiments with two different length CO₂ lasers described here show that the intensity fluctuations random noise has normal distribution and the noise spectrum can have significant components to 14 kHz in both lasers, but the difference of the long time stability of output power between these lasers is considerable.

Хинрикус Х.В., Афиногенов В.Н., Соонурм Т.Э.

ИССЛЕДОВАНИЕ МОМ ДЕТЕКТОРА

В одном из наиболее перспективных для использования диапазонов, 10,6 мкм, отсутствуют эффективные широкополосные приёмники, работающие при комнатных температурах. Имеющиеся в литературе сведения о диоде на структуре металл-окись-металл МОМ [1,2] представляют интерес прежде всего с точки зрения возможности использования МОМ структуры в приёмниках на диапазоне 10,6 мкм. Принцип работы такого типа элементов не выяснен, предлагаемое в работе [3] возможное объяснение через эффект туннелирования нельзя считать достаточно исчерпывающим.

В данной работе приводятся некоторые результаты экспериментального исследования точечных МОМ диодов. Конструкция диода аналогична конструкции точечных свч диодов: подточённая иголка соприкасается с основанием из полированного металла. Зазор между иголкой и основанием регулируется механически микрометрическим винтом. Слой окиси на контактах естественный.

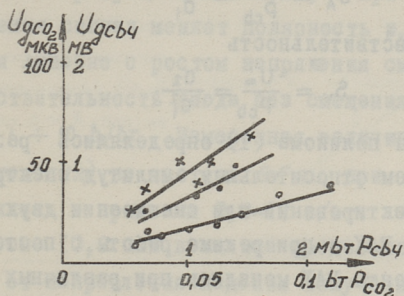
В первую очередь необходимо рассмотреть две проблемы. Во-первых, выяснить нелинейные свойства элемента, определяющие его детекторные свойства, во-вторых, определить возможность получения эффективной связи между диодом и инфракрасным излучением. Первая проблема непосредственно связана с выявлением принципа действия прибора. Одним из возможных путей решения второй проблемы является использование антенных свойств диода. Экспериментальные исследования, результаты которых приведены ниже, были направлены на решение этих двух проблем.

По результатам работы [3] можно ожидать, что эффект детектирования сильно зависит от разности работ выхода контактной пары металлов. Использовались иголки и подложки из разных металлов (вольфрам, фосфористая бронза, медь, сталь, алюминий, никель, нержавеющая сталь, ртуть, золото). Заметной зависимости величины протектированного сигнала от материала пары контактов диода не наблюдалось. Эффект имел место и при работе с иголкой и подложкой из одинаковых металлов. Вероятно, существеннее, чем работа выхода, влияют на работу устройства поверхностные состояния.

Имеется сильная зависимость свойств диода от толщины зазора между контактами. Величину зазора измерить трудно. По косвенным оценкам толщина слоя окиси между контактами в рабочем режиме не превышает нескольких десятков ангстрем. При столь малых зазорах сильно сказывается механическая нестабильность конструкции. Нестабильность диода может быть обусловлена дополнительно и изменениями свойств окисной плёнки во времени и под воздействием сигнального тока. При данной конструкции без дополнительной подстройки диод работает обычно несколько часов.

При исследовании диода в диапазоне $10,6$ мкм использовался лазер непрерывного действия на CO_2 . Промодулированная дисковым модулятором мощность лазера ослаблялась аттенуатором до уровня $0,1$ вт. На диод направлялся сфокусированный вогнутым зеркалом пучок. Диаметр фокусного пятна в данной установке около $0,2-0,3$ мм [5]. Использовалась игла из вольфрамового провода диаметром 3 мкм, конец иголки имел диаметр порядка $0,1$ мкм. Зависимость величины протектированного напряжения на диоде от мощности падающего инфракрасного сигнала, приведённая на фиг. 1, имеет линейный характер. Вольт-ваттной чувствительности по данным эксперимента определить не удалось, поскольку протектированная на диоде мощность составляла незаметно малую долю от общей мощности сигнала.

В зависимости от настройки диода и величины сигнала наблюдалась смена полярности протектированного напряжения.



Фиг. 1. Зависимость величины протектированного сигнала от мощности излучения. Кривая 1 снята с лазером $\lambda = 10,6$ мкм, $\alpha = 50^\circ$. Кривая 2 - с лазером $\lambda = 10,6$ мкм $\alpha = 60^\circ$. Кривая 3 - с свч излучением $\lambda = 3,2$ см.

При экспериментах наблюдался и другой сигнал, вероятно, термоэлектрического происхождения. При этом искажалась форма импульсов сигнала и имела место зависимость величины сигнала от частоты модуляции. При настройке диода в режим детектирования этот сигнал исчезал.

Линейная зависимость напряжения сигнала на диоде от величины падающей мощности говорит о квадратичности его вольт-амперной характеристики. Исследования вольт-амперной характеристики диода проводились в диапазоне свч, воспользуясь обстоятельством, что при одной и той же настройке устройства детектировал как инфракрасный, так и свч сигналы.

В общем виде зависимость тока I от входного сигнала $U = U_0 \cos \omega t + E$, где E - величина постоянного смещения, можно аппроксимировать полиномом

$$I = a_1 U + a_2 U^2 + a_3 U^3. \quad (I)$$

Все спектральные компоненты выходного сигнала можно выразить через коэффициенты $a_1 [a/b]$, $a_2 [a/b^2]$ и $a_3 [a/b^3]$. В частности, постоянная составляющая протектированного напряжения равна

$$U_{\Sigma} = \frac{U_0^2}{2} \left(\frac{a_2}{a_1} + 3 \frac{a_3}{a_1} E \right). \quad (2)$$

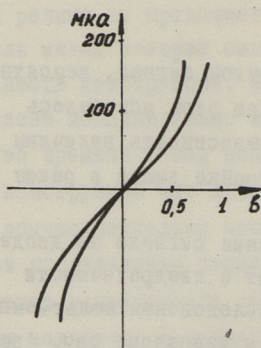
Ампер-ваттная чувствительность диода

$$S_A = \frac{I}{P_{cb}} = \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \quad (3)$$

Вольт-ваттная чувствительность

$$S_V = \frac{U}{P_{cb}} = \frac{\alpha_2}{\alpha_1^2} \quad (4)$$

Коэффициенты полинома (I) определялись различными методами: измерением относительных амплитуд спектральных компонентов при детектировании или смешивании двух сигналов, по виду статической ВАХ и при режиме работы с постоянным смещением. Коэффициенты ВАХ менялись при различных настройках диода и в зависимости от площади контакта: $\alpha_1 \approx 10^{-1} \div 10^{-3}$; $\frac{\alpha_2}{\alpha_1} \approx 10^{-2} \div 10^{-1}$; $\frac{\alpha_3}{\alpha_1} \approx 10^{-1} \div 1$.



Фиг. 2. Вольт-амперные характеристики диода при различных настройках.

Общий вид вольт-амперной характеристики приведен на фиг. 2.

Из характера ВАХ следует, что смена полярности проректированного сигнала может произойти за счёт автоматического смещения на диоде ΔE , которое перемещает рабочую точку в кубическую часть параболы. Как видно из (2) при условии $3\alpha_3\Delta E = \alpha_2$,

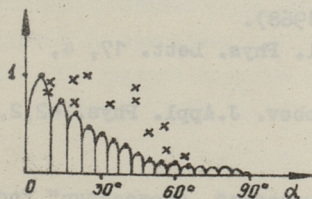
$$\text{где} \quad \Delta E = \frac{1}{2} \frac{\alpha_2}{\alpha_1} U_{окр}^2 \quad (5)$$

выходное напряжение равно нулю и при $U_0 > U_{окр}$ сигнал меняет полярность.

Внешнее постоянное смещение действует на диод аналогичным образом: при определённых (5) значениях напряжения

смещения, сигнал превращается в нуль, а при дальнейшем увеличении смещения сигнал меняет полярность и, согласно (2), увеличивается линейно с ростом напряжения смещения. Вольт-ваттная чувствительность диода без смещения по соотношению (4) порядка $1 \div 10$ в/вт. Измеренная величина чувствительности (без смещения) на частоте 9 Гц при различных настройках менялась в пределах 0,3-12 в/вт.

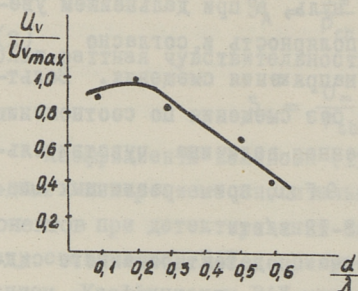
В диапазоне 10,6 мкм величина продетектированного сигнала зависит от направления падения излучения на диод. Зависимость относительного изменения сигнала от угла между осью иголки и направлением падения излучения α приведена на фиг. 3. Эффект может быть объяснён антенными свойствами иголки. Тонкая иголка с диаметром $d/\lambda \approx 0,3$ представляет из себя длинную проволочную антенну с геометрической длиной $l/\lambda \approx 500$. Эффективная длина антенны будет значительно меньше из-за большого затухания в проводе, $l_{эф}/\lambda \approx 10$. Теоретическая диаграмма направленности проволочной антенны с длиной $l/\lambda \approx 100$ и учётом затухания около 100 гд/см, рассчитанная по формулам [4], приведена для сравнения на фиг. 3 сплошной тонкой линией. Сдвиг по углам максимума объясняется тем, что согнулся кончик иголки.



Фиг. 3. Диаграмма направленности диода.

× экспериментальные точки,
— теоретическая кривая.

Исследования зависимости сигнала от диаметра провода также выполнялись в диапазоне свч (на волне 8 мм). Оптимальными оказались диаметры проводов порядка 0,2-0,3 λ . (см. фиг. 4).



Фиг. 4. Зависимость величины протектированного сигнала от диаметра антенны (измерения проведены при $\lambda = 8$ мм).

Проведённые эксперименты подтверждают принципиальную возможность использования МСМ диода в режиме прямого детектирования в качестве приёмного элемента в диапазоне 10,6 мкм. Главными недостатками устройства на данной стадии являются нестабильность свойств детектирующего контакта и крайне слабая связь с инфракрасным излучением. Дальнейшие исследования будут направлены на устранение этих основных недостатков.

Л и т е р а т у р а

1. I.O. Hocker, D.R. Sokoloff, V. Daneu, A. Szoke, A.Javan. Appl. Phys. Lett. 12,12, 401 (1968).
2. R.L. Abrams, W.B. Gandrud. Appl. Phys. Lett. 17, 4, 150 (1970).
3. S.P. Kwok, G.I. Haddad, G.D. Lobov. J.Appl. Phys. 42,2, 544 (1971).
4. Х.Мейнке, Ф.Гундлах. "Радиотехнический справочник". Госэнергоиздат, 1960.
5. В.Н. Афиногенов. Распределение интенсивности в сфокусированном лазерном излучении. См. настоящий сборник.

TALLINN POLYTECHNIC INSTITUTE
TALLINN UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

№ 358

H. Hinrikus, V. Afinogenov, T. Soonurm

YAK 621.384.3

Афиногенов В.И.

Experimental study of MOM Detector

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН
ЛАБОРАТОРИЯ ИСПЫТАНИЙ

Summary

The results of an experimental study of metal-oxide-metal detector properties at 10.6 μm and UHF ranges have been presented. I - V characteristics and antennas properties of the detector have been discussed.

$$E_p = \frac{U}{R} e^{-\alpha z}$$

где E_p - поле в детекторе,
 U - напряжение питания,
 R - сопротивление нагрузки,
 α - коэффициент затухания,
 z - расстояние от антенны (сферической волны).
Распространение излучения для антенны ОКД-15 в представлено на рис. 1.

Афиногенов В.Н.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ В СФОКУСИРОВАННОМ
ЛАЗЕРНОМ ИЗЛУЧЕНИИ

При измерении чувствительности приёмников инфракрасного излучения необходимо знать мощность излучения в точке приёма. Если же приёмник имеет конечные размеры, то кроме суммарной мощности излучения нужно иметь и распределение интенсивности в месте приёма.

Как известно, распределение интенсивности по диаметру луча $I(r)$ в лазерном излучении, в одномодовом режиме, имеет нормальный закон. Но после прохождения им всевозможных, собирающих и рассеивающих элементов его распределение меняется. Для вычисления интенсивности используем принцип Гюйгенса-Френеля. Колебательное состояние E_p в некоторой точке можно вычислить, если по известной теореме о сложении колебаний с одинаковыми периодами определить сумму всех возмущений, пришедших в эту точку из всех точек поверхности волны. Не приводя подробных вычислений (используем выражения, данные в [1,2], дадим только конечный результат:

$$E_p = 4 \frac{J_1^2(n)}{n^2} e^{-n^2/0,47 \cdot 10^{-8}},$$

где r - радиус-вектор,

$$n = \frac{2\pi}{\lambda} \varphi \frac{r}{R},$$

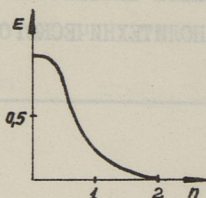
λ - длина волны излучения,

φ - радиус луча лазера,

$J_1(n)$ - функция Бесселя,

R - фокусное расстояние линзы (сферического зеркала).

Распределение высчитано для лазера ОКГ-15 и представлено на фиг. 1.



Фиг. 1. Распределение интенсивности в сфокусированном излучении.

Диаметр пятна, вычисленный по уровню 0,05 P,

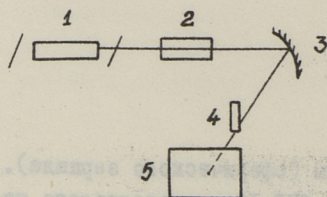
$$D = \frac{n \cdot R \cdot \lambda}{\rho \cdot 2 \pi} = 2 \frac{1,5 \cdot 0,09 \cdot 10^{-5}}{0,002 \cdot 6,28} = 225 \text{ мкм.}$$

Для экспериментальной проверки этого результата необходимо точно найти фокусное пятно и измерить его размеры. Положение фокусного пятна можно найти двумя способами:

- 1) с помощью дополнительного лазера с такой же расходимостью, как у инфракрасного лазера,
- 2) используя термопару, а затем фиксируя её положение микроскопов её положение.

Для измерения диаметра фокусного пятна использовалась пластина, которая перекрывала луч, при этом фиксировалась прошедшая мощность и по разнице положений пластины при максимальном и минимальном считываемом уровне сигнала можно судить о величине фокуса. Для наблюдения за изменением мощности прошедшего излучения можно применять измеритель мощности или экран с люминофором, чувствительным к ИК излучению. Блок-схема измерений диаметра луча показана на фиг. 2.

Диаметр измерялся примерно по уровню 0,05 P. Полученный результат 230 мкм точно совпал с расчётным результатом.



Фиг. 2. Блок-схема измерения диаметра сфокусированного луча. 1 - ИК лазер. 2 - аттенюатор. 3 - сферическое зеркало. 4 - бритвенная пластинка. 5 - экран с ультрафиолетовой подсветкой.

Л и т е р а т у р а

1. Г.Г. Слысарев. Методы расчета оптических систем. Изд. "Машиностроение", 1969.
2. Е.Ф. Ищенко, Ю.М. Климов. Оптические квантовые генераторы. Изд. "Советское радио", 1968.
3. H. Kogelnik, T.Li. Laser Beams and Resonators. Proceeding of the IEEE, 54, № 10, 1966.

V. Afinogenov

La distribution de l'intensité de l'émission du
champ lazerien foiant

Annotation

On a montré que la distribution de l'intensité dans le foyer se distingue de la distribution dans l'émission du champ lazerien foiant.

On a présenté les données de la mesure du diamètre du foyer.

С о д е р ж а н и е

	стр.
1. В.Р. Хейнрихсен, О.Э. Кангур, П.Э. Мартверк, А.А. Таттер . Анализ автокорреляционного измерительного устройства с квадратурными каналами	3
2. О.Э. Кангур, П.Э. Мартверк. Структурно-корреляционные алгоритмы оценки амплитуды гармонического сигнала	II
3. О.Э. Кангур. Структурно-корреляционные алгоритмы оценки частоты	I7
4. О.Э. Кангур. Структурная модель сигналов в задачах измерения параметров.	I9
5. Э.А. Шульц. К вопросу о дискретизации многомерного сообщения	2I
6. Х.А. Таммет. Измерение токовой составляющей входного шума полупроводниковых приборов	25
7. И.О. Арро, Д.М. Агафонников, И.Я. Жуковец. Числовые характеристики четырехпараметрического распределения фазы	3I
8. Х.В. Хинрикус. Шумовые параметры линейных фотоприёмников	35
9. Х.В. Хинрикус. Коэффициент шума фотоприёмников в режиме прямого детектирования	4I
10. А.А. Таклая. Шумы в лазерах на CO_2	49
11. Х.В. Хинрикус, В.Н. Афиногенов, Т.Э. Соонурм. Исследование МСМ детектора	53
12. В.Н. Афиногенов. Распределение интенсивности в сфокусированном лазерном излучении	6I

Hind 32 kop.