

С. А. АХМАНОВ, В. П. КОМОЛОВ

## СТАТИСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ ФАЗЫ С ПОМОЩЬЮ СИСТЕМ С ПЕРЕМЕННЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

Описывается метод измерения параметров (амплитуды и фазы) слабых сигналов с известной частотой при отношениях сигнал/шум  $\ll 1$ . Особенностью метода является применение цифровой техники для накопления данных и вынесения (с заданной степенью достоверности) решения о значениях параметров сигнала. Для придания сигналу формы, удобной для обработки цифровыми методами, производилось квантование сигнала, причем, поскольку при малых отношениях сигнал/шум информация о сигнале содержится в основном в его фазе, было применено квантование фазы. В качестве элементов, квантующих фазу сигнала, использовались одноконтурные и двухконтурные параметрические генераторы, осуществляющие двоичное и троичное квантование фазы и одновременно позволяющие получить большое усиление сигнала (до  $10^6$  по напряжению) и «идеальное» ограничение по амплитуде. Изложены результаты экспериментов, в которых уверенно регистрировались сигналы с мощностью до  $10^{-16}$  вт за время 10 сек. При отношении сигнал/шум  $S/N \approx 10^{-2}$  фаза сигнала определялась с точностью до  $0,5^\circ$  (достоверность 0,99) за время 10 сек. Указана возможность использования описанных систем для эффективного обнаружения малой фазовой модуляции сигнала.

### Введение

Во многих физических экспериментах информацию о том или ином физическом явлении (свойства вещества — в радиоспектроскопии, гравитационные волны и т. п.) несет радиосигнал известной частоты. При этом часто возникает необходимость производить измерение параметров этого сигнала (амплитуды и фазы) в условиях, когда сигнал имеет интенсивность, сравнимую с интенсивностью шума или даже меньшую. Поэтому для извлечения информации приходится применять специальные процедуры обнаружения и выделения сигнала на фоне шума. Для сигнала известной частоты при отношении сигнал/шум  $\ll 1$  выделение сигнала наиболее удобно производить фазовым методом [1, 2]. Оптимальным устройством, осуществляющим выделение сигнала известной частоты и измерение его параметров, является фазовый детектор и следующий за ним интегратор [2]. Однако при реализации таких схем для выделения очень слабых сигналов возникают трудности, связанные с дрейфом нуля детектора, и увеличением дисперсии сигнала из-за флуктуаций параметров усилителей за время накопления [3]. Обойти их и автоматизировать обработку данных можно, если вместо интегратора, производящего обработку непрерывных данных, установить цифровое устройство с предварительным квантованием фазы сигнала. В общем случае квантования область изменения фазы  $[0-2\pi]$  делится

на  $n$  интервалов  $\Delta_i = 2\pi/n$  ( $i = 1, 2, \dots, n$ ). При попадании фазы входного сигнала  $\varphi_S$  в интервал  $\Delta_i$  квантующее устройство выдает сигнал с некоторой средней фазой  $\varphi_{ci}$  одной и той же для всех  $\varphi_S \in [\Delta_i]$ . Таким образом, на выходе квантователя непрерывной случайной величине на входе  $\varphi_y$  сопоставляется величина  $\varphi_{ci}$ , принимающая  $n$  дискретных (квантованных) значений  $\Phi_i$  с вероятностями

$$P(i) = \int_{\varphi_i}^{\varphi_{i+1}} W(\varphi_y) d\varphi_y. \quad (1)$$

Если на вход квантующего устройства подан слабый сигнал  $S(t) = A_S \cos[\omega_S t - \varphi_S]$  и полосовой шум  $N(t) = A_N(t) \cos[\omega_S t - \varphi_N(t)]$ , где  $A_N(t)$ ;  $\varphi_N(t)$  — случайные функции времени, то при малых отношениях сигнал/шум функция распределения фазы суммарного сигнала

$$y(t) = S(t) + N(t) = A_y(t) \cos[\omega_S t - \varphi_y(t)]$$

имеет вид

$$W_S(\varphi_y) = \frac{1}{2\pi} + \frac{A_S}{2\sqrt{N^2}} \cdot \frac{\cos[\varphi_y - \varphi_S]}{\sqrt{2\pi}}. \quad (2)$$

Функция распределения фазы в отсутствие сигнала равна

$$W_N(\varphi_y) = \frac{1}{2\pi}. \quad (3)$$

Поскольку частота сигнала известна, функцией распределения (2) можно пользоваться при расчете вероятностных характеристик фазы на выходе квантующего устройства. Подставляя (2) и (3) в (1), имеем

$$P_S(i) = \frac{\Delta_i}{2\pi} + \frac{A_S}{\sqrt{N^2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \cos[\varphi_{ci} - \varphi_S] \cdot \sin \frac{\Delta_i}{2}; \quad P_N(i) = \frac{\Delta_i}{2\pi}, \quad (4)$$

$$(i = 1, 2, \dots, n).$$

Замена непрерывной случайной величины  $\varphi_y$  дискретной величиной  $\Phi_i$  неизбежно связана с определенными потерями информации о входном сигнале, и необходимый объем выборки  $m_g$  дискретной случайной величины  $\Phi_i$ , вообще говоря, превышает объем выборки  $m_H$  для исходной непрерывной случайной величины  $\varphi_y$ , т. е. величина  $d_n = \frac{m_H}{m_g} \ll 1$ , причем, очевидно, что  $d_i < d_j$ , если  $j > i$ . Если ограничиться рассматриваемым обычно случаем некоррелированных выборок, то для расчета параметра  $d_n$  можно получить известную формулу вида [4]

$$d_n = \frac{\sum_{i=1}^n \left[ \left. \frac{\partial P_S(i)}{\partial A_S} \right|_{A_S=0} \right]^2 \cdot \frac{1}{P_N(i)}}{\int_0^{2\pi} \left[ \left. \frac{\partial W_S(\varphi_y)}{\partial A_S} \right|_{A_S=0} \right]^2 \cdot \frac{1}{W_N(\varphi_y)} \cdot d\varphi_y}. \quad (5)$$

С помощью (5) для заданных  $W_S$ ,  $W_N$  и  $n$  можно определить оптимальные значения интервалов квантования  $\Delta_i$ , обеспечивающих максимум  $d_n$ , соответствующий оптимальной дискретизации, и рассчитать потери информации при квантовании, которые естественно определить как

$r_n = 1 - d_n$ . Решение задачи оптимальной дискретизации в общем случае произвольного  $n$  найти не удается: система уравнений вида  $\frac{\partial d_n}{\partial \Delta_i} = 0$  ( $i = 1, 2, \dots, n$ ) оказывается трансцендентной и аналитическому решению не поддается. Поэтому мы ограничимся рассмотрением двоичного и троичного вариантов квантования. При двоичном квантовании фазы интервал  $\varphi$  от 0 до  $2\pi$  делится на два:  $\Delta_1$ , соответствующий  $\varphi_1 < \varphi < \varphi_2$ , и  $\Delta_2 = 2\pi - \Delta_1$ . Числитель (5) при  $S/N \ll 1$  принимает вид

$$\left[ \frac{\partial P_S(1)}{\partial A_S} \Big|_{A_S=0} \right]^2 \cdot \frac{1}{P_N(1)} + \left[ \frac{\partial P_S(2)}{\partial A_S} \Big|_{A_S=0} \right]^2 \cdot \frac{1}{P_N(2)} = \\ = \frac{1}{N^2} \cos^2 \left[ \frac{\varphi_2 + \varphi_1}{2} - \varphi_S \right] \sin^2 \left[ \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2} \right] \frac{2\pi}{\Delta_1 \Delta_2}. \quad (6)$$

Выражение (6) имеет максимальное значение, если

$$\frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2} = \frac{\pi}{2}; \quad \frac{\varphi_2 + \varphi_1}{2} - \varphi_S = 0, \pi. \quad (7)$$

Отсюда потери информации при двоичном квантовании фазы слабого сигнала минимальны, если интервалы квантования равны друг другу:  $\Delta_1 = \Delta_2 = \pi$ , а фаза сигнала  $\varphi_S$  совпадает с одной из средних фаз  $\varphi_{c1}$ ,  $\varphi_{c2}$  этих интервалов. При оптимальном двоичном квантовании сигнала с известной фазой  $d_2 = \frac{8}{\pi^2} \approx 0,81$ . При этом потери информации сравнительно невелики ( $r_2 = 0,19$ ) и могут быть скомпенсированы за счет использования цифровой техники при статистической обработке.

Следуя терминологии, принятой в цифровой технике, квантованные значения  $\Phi_1$ ,  $\Phi_2$  удобно обозначить 0 и 1; на выходе фазового детектора им соответствуют импульсы разной полярности. Статистическое решение о наличии или отсутствии сигнала, например, для бинарного квантования, может быть вынесено на основании подсчета числа единиц или нулей в ряду  $l$  выборок и сравнения его с некоторым порогом  $m$ , как это делается при классическом анализе.

При независимых выборках вычисление характеристик рассматриваемого квантователя базируется на рассмотрении биномиального распределения. Вероятность обнаружения при заданных  $P_S$ ,  $P_N$ ,  $m$ ,  $l$ , как нетрудно видеть, равна

$$P_{\text{обн}} = \sum_{k=m}^l C_l^m \{ P_S^k(1) [1 - P_S(1)]^{l-k} + P_N^k(1) [1 - P_N(1)]^{l-k} \}. \quad (8)$$

Средняя разность числа единиц, выпадающих в  $l$  испытаниях (выходной сигнал установки) для случаев, когда на входе квантователя есть сигнал и шум и только шум, равна

$$\delta = lP_S(1) - lP_N(1) = l \frac{A_S}{\sqrt{N^2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \times \\ \times \cos \left[ \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2} - \varphi_S \right] \sin \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2}; \quad \delta_N = 0. \quad (9)$$

Максимум  $\delta$  достигается при выполнении условия оптимальной дискретизации (7). На основании наблюдения квантованных фазовых выборок можно провести регистрацию сигнала, измерение отношения  $A_S/\sqrt{N^2}$  при за-

данном  $\varphi_S$  (а, следовательно, и  $A_S$ , если  $\bar{N}^2$  известна) и измерение  $\varphi_S$  при заданном  $A_S/\sqrt{\bar{N}^2}$ . Отношение сигнал/шум на выходе установки

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{\text{вых}} = \frac{IP_S(1) - IP_N(1)}{\sqrt{IP_N(1 - P_N)}} \sim \sqrt{l} \cdot \frac{A_S}{\sqrt{\bar{N}^2}}, \quad (10)$$

и, следовательно, коэффициент выигрыша квантователя

$$K = \frac{(S/N)_{\text{вых}}}{(S/N)_{\text{вх}}} \sim \sqrt{l}. \quad (11)$$

Таким образом, повышение чувствительности установки связано с увеличением числа  $l$  независимых испытаний, т. е. с увеличением времени накопления информации.

## § 1. Экспериментальная установка

В качестве приемного устройства, осуществляющего усиление и бинарное квантование сигнала, использовался одноконтурный параметрический генератор (параметрон)\*, собранный по балансной схеме. Балансная схема обеспечивает значительную компенсацию напряжения накачки на выходе, что весьма существенно для последующего фазового детектирования. В качестве управляемых нелинейных элементов использовались стабилитроны, которые обеспечивают добротность контура параметрона порядка 25—30 (при добротности индуктивности контура 120—150 и оптимальном напряжении смещения на диодах  $E = -4$  в). Достаточная стабильность диодов указанных типов обеспечивает надежную частотную стабильность настроенного контура генератора при температурных флуктуациях окружающей среды, что является весьма существенным, особенно в процессе измерения фазы сигнала.

Блок-схема установки показана на рис. 1. Два идентичных параметрона ПГ-I и ПГ-II питались через усилители напряжения накачки от генератора (частота накачки  $f_H = 6$  мГц). Параметрон ПГ-I работал в непрерывном режиме и использовался как генератор опорного напряжения для фазового детектора и как генератор сигнала, который подавался на параметрон ПГ-II через градуированный фазовращатель и делитель напряжения. Питание ПГ-II осуществлялось периодическими прямоугольными радиоимпульсами, количество которых измерялось счетчиком I. Периодический запуск параметрона ПГ-II приводил к возбуждению параметрических колебаний с фазой 0 или  $\pi$  (в зависимости от попадания фазы предосцилляционных колебаний в области притяжения стационарных фаз, занимающих интервалы  $\pi$ -радиан), которые подавались на вход фазового детектора. При этом на выходе фазового детектора радиоимпульсам параметрических колебаний, возбужденных с фазой 0 или  $\pi$ , соответствовали биполярные видеоимпульсы. С помощью счетчика II считались только положительные импульсы фазового детектора. Таким образом, с помощью счетчиков I и II набиралась информация о статистике возбуждения параметрона ПГ-II с той или иной фазой (0 или  $\pi$ ) в зависимости от параметров предосцилляционных колебаний ( $A_S$ ,  $\varphi_S$ ,  $\bar{N}^2$ ). В качестве источника нормального шума в эксперименте использовался генератор.

\* На возможность усиления и квантования сигналов с помощью параметрических генераторов указывалось в работе Гото [10].

Все узлы установки тщательно экранировались. Для развязки параметрона-приемника (ПГ-II) от опорного параметрона (ПГ-I) по тракту передачи информации между ПГ-II и фазовым детектором был включен буферный каскад. Развязка ПГ-II и ПГ-I по тракту накачки обеспечивалась резонансным усилителем напряжения накачки. Настройка и контроль работы установки, после ее получасового прогрева,

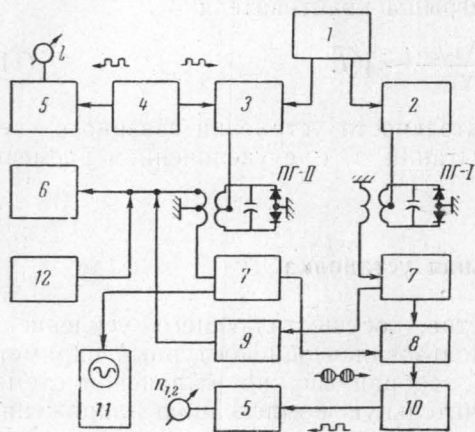


Рис. 1. Блок-схема установки для измерения амплитуды и фазы слабых сигналов (цепи питания не изображены, генератор ПГ-2 и относящиеся к нему элементы (3, 7) питались от отдельного блока питания): 1 — генератор накачки, 2 — усилитель накачки, 3 — усилитель — модулятор накачки, 4 — генератор запускающих импульсов, 5 — счетчик импульсов, 6 — микровольтметр, 7 — буферный каскад, 8 — фазовый детектор, 9 — фазовращатель, 10 — усилитель — ограничитель, 11 — осциллограф, 12 — генератор гауссова шума

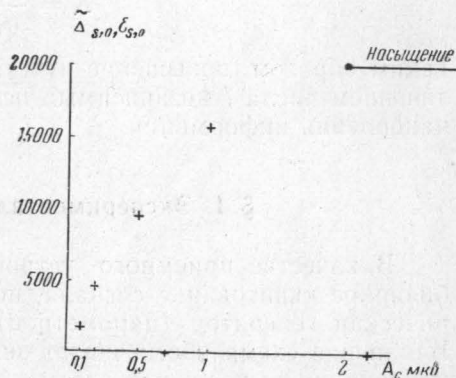


Рис. 2. Экспериментальная зависимость  $\tilde{\Delta}_s$  от эффективной амплитуды синхронного сигнала  $A_{сэ}$  (измерения проведены на уровне собственных тепловых шумов параметрона)

осуществлялись осциллографическим методом. Напряжения накачки, сигнала и шума измерялись непосредственно на входах параметрона ПГ-II резонансным микровольтметром.

## § 2. Эксперимент. Результаты измерений

В настоящей работе исследовалась регистрация слабого сигнала, измерение амплитуды сигнала (при  $S/N \ll 1$ ) и измерение фазы сигнала (при  $S/N \ll 1$ )\*.

Была принята следующая методика измерений. Решение о наличии сигнала или о значении какого-либо из его определяемых параметров выносится после многократных запусков параметрона ПГ-II по результатам обработки цифровой информации, полный цикл накопления которой состоит из  $k$  серий по  $l$  запусков в каждой серии. В результате  $l$  запусков (показание счетчика I) на выходе фазового детектора выпадает  $n_1$  единиц (показание счетчика II) положительных импульсов, и  $n_2 = l - n_1$  — нулей — отрицательных импульсов. По показаниям счет-

\* Во всех измерениях, проведенных с внешним источником шума, среднеквадратичное напряжение шума  $\sigma_{ш} \sqrt{V_f^2 \cdot f_0 / Q} = 3 \cdot 10^{-4}$  в. Результаты измерений при  $S/N \sim 1$  и  $S/N > 1$  приводились в [5].

чиков определяется  $\Delta_i = n_{1i} - n_{2i}$ , где  $i$  — номер серии. Каждая экспериментальная точка вычислялась как выборочная средняя  $\tilde{\Delta} = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^k \Delta_i$  за 10 серий запусков, с соответствующим ей доверительным интервалом

$\varepsilon = t_\alpha \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^k [\Delta_i - \tilde{\Delta}]^2}{k(k-1)}}$ , в котором с вероятностью 0,99 лежит генеральная средняя  $\bar{\Delta}$  (при данных условиях  $t_\alpha = 3,17$ ;  $K = 10$  — число серий в цикле измерений для одной экспериментальной точки). Время накопления информации в каждой серии составляло 10 сек при частоте запусков параметрона  $F = 2$  кгц ( $l = 20\,000$  запусков). Через равные интервалы времени (1—2 десятисерийных цикла измерений, соответствующих экспериментальным точкам на графиках рис. 2, 3, 6) проводились контрольные измерения  $\Delta_0$  для  $A_S = 0$ ;  $\bar{N}^2 \neq 0$ . Эта операция — «проверка нуля» — позволяла контролировать стабильность установки и отсутствие наводок, которые могли бы привести к систематическим ошибкам.

Выходной сигнал  $\Delta$  является функцией параметров измеряемого сигнала  $A_S/\sqrt{\bar{N}^2}$  (при  $S/N$  меньше и порядка 1) и  $\varphi_S$ , а также глубины модуляции реактивного параметра  $M$  и относительной расстройки контура параметрона  $\eta$ . Зависимость  $\Delta$  от фазы сигнала при  $S/N \ll 1$  имеет вид  $\Delta = C \cdot \cos \varphi_S$  (см. (9)). Условие  $M, \eta = \text{const}$  является основным требованием для обеспечения стабильности установки при измерениях параметра сигнала.

1. Минимальная мощность, которую можно зарегистрировать (обнаружение), т. е. минимальный сигнал, который еще может быть обнаружен квантующим устройством, определяется тем, насколько малым можно сделать доверительный интервал  $\varepsilon_0$  вокруг нуля ( $\Delta_0$ ). При этом целесообразно увеличивать общее число запусков  $L = kl$ , а именно число  $k$  серий запусков, определяющих данную экспериментальную точку. Измерения  $\tilde{\Delta}_0, \varepsilon_0$  при  $L \rightarrow \infty$  позволяют найти предельную чувствительность установки\*. Минимальная амплитуда сигнала с оптимальной фазой, регистрируемая данной установкой с практической достоверностью (вероятность 0,997;  $L = 10^7$ ;  $F = 2$  кгц; время измерения 10 минут) равна  $10^{-8}$  в. Предельная чувствительность может быть увеличена, если при обработке данных использовать критерий Шовене (в нашем эксперименте просчеты измерений не отбрасывались). Здесь же отметим, что чувствительность установки повышается с увеличением добротности контура параметрона  $Q$  и увеличением времени установления параметрических колебаний  $\tau_y$ . Влияние ударных колебаний, имеющих место в контуре параметрона в моменты запусков (особенно в жестком режиме возбуждения), на чувствительность установки аналогично действию шумового сигнала, которое может быть учтено при синхронизации частоты запусков  $F$  с частотой, кратной частоте накачки  $f_H/r$ , где  $r$  целое число порядка 100 и более. Для уменьшения амплитуды ударных колебаний целесообразно уменьшить глубину модуляции реактивного параметра  $M$ . Уменьшение времени измерения сводится к увеличению частоты запусков и к определению оптимального соотношения  $l$  и  $k$ . Таким образом, чувствительность установки  $\theta = \Psi(Q, M, l, k)$ , а реализация максимальной чувствительности сводится к подбору оптимального соотношения данных параметров.

\* Практически предел чувствительности при увеличении  $L$  определяется в конечном счете стабильностью установки.

2. Чувствительность установки к изменению амплитуды сигнала  $\theta_A = \Delta_{A1} - \Delta_{A2} \sim \Delta A_S l \cos \varphi_S$ , поэтому измерение  $A_S$  проводится при оптимальной фазе сигнала. Рабочая точка выбирается вблизи значения  $\cos \varphi = 1$ . Этот участок наименее критичен к фазовым флуктуациям. Выбор рабочей точки можно осуществить подстройкой фазы сигнала при одновременном контроле по показаниям счетчиков. Оптимальной

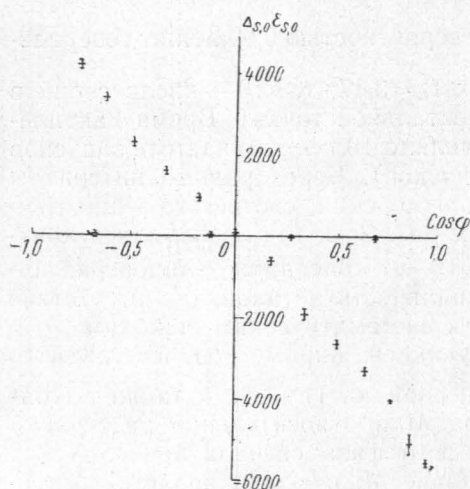


Рис. 3. Экспериментальная зависимость  $\tilde{\Delta}_S$  от фазы измеряемого сигнала (измерения проведены на уровне собственных шумов параметров при эффективной амплитуде сигнала  $A_{CS} = 2$  мкВ)

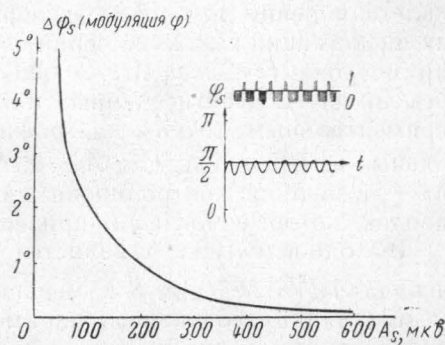


Рис. 4. Диаграмма, поясняющая использование квантователя для обнаружения малой фазовой модуляции сигнала и экспериментальная зависимость порога обнаружения фазовой модуляции сигнала, как функции глубины модуляции фазы  $\Delta\varphi_S$  и амплитуды сигнала  $A_S$

фазе будет соответствовать максимальное значение  $\Delta_i$  при неизменной амплитуде измеряемого сигнала. На рис. 2 представлены результаты статистической обработки измерений  $A_S$  при оптимальной фазе. По оси абсцисс отложены эффективные значения выходного напряжения сигнала, по оси ординат — выборочные средние  $\tilde{\Delta}_S$  с соответствующими доверительными интервалами  $\varepsilon_S$ , в которых с вероятностью 0,99 лежат истинные средние; здесь же отложены  $\tilde{\Delta}_0$  и  $\varepsilon_0$ , определенные в отсутствие сигнала «нуль установки». Критерием гарантированного (с заданной точностью) определения сигнала является условие непересечения доверительных интервалов соответствующих выборочных средних  $\tilde{\Delta}_S$  и  $\tilde{\Delta}_0$ , или  $\tilde{\Delta}_{Si}$  и  $\tilde{\Delta}_{S(i-1)}$ , ( $i = 1, 2, \dots, k$ ).

3. При фазовых измерениях  $\Delta \sim l \frac{a}{\sigma} \cos \varphi_S$ . Амплитуды сигнала ( $a$ ) и шума ( $\sigma$ ) предполагаются постоянными, в этом случае чувствительность метода

$$\theta_\varphi = \Delta_1 - \Delta_2 = \frac{a}{\sigma} l [\cos \varphi_1 - \cos \varphi_2] \approx \frac{a}{\sigma} l \Delta\varphi \sin \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}.$$

Величины  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$  определены с заданной степенью точности  $\tilde{\Delta}(l, k)$ . Оптимальный рабочий участок лежит в интервале  $\frac{1}{2} > \cos \varphi > -\frac{1}{2}$  ( $60^\circ < \varphi < 120^\circ$ ). Относительное измерение фазы проводится с помощью градуированного фазовращателя, т. е. используется основной прием «нуль отсчета», применяемый в фазометрах. Установка нуля фазовращателя контролируется по показаниям счетчиков. Нулю соответствует

значение  $\tilde{\Delta}=0$ ;  $\Delta_i=n_{1i}-n_{2i}\approx 0$ . При этом фаза сигнала  $\varphi_S \approx \frac{\pi}{2}$  (относительно фазы колебаний ПГ-II) и положение рабочей точки определяется значением  $\cos \varphi=0$ . В таких измерениях параметрон является чувствительным элементом индикатора нуля — счетчиков, а отсчет изменения фазы ведется по лимбу градуированного фазовращателя. При фазовых измерениях особенно важна стабильность режима работы параметрона (основную погрешность в таких измерениях вносят флуктуации параметра  $\eta$ ). На рис. 3 представлены результаты статистической обработки фазовых измерений. По оси абсцисс отложены значения  $\cos \varphi$ . По оси ординат — соответствующие значения выборочных средних  $\tilde{\Delta}_{S\varphi}$  и  $\tilde{\Delta}_0$  с их доверительными интервалами  $\epsilon_{S\varphi}$  и  $\epsilon_0$ , в которых с вероятностью 0,99 лежат истинные средние  $\bar{\Delta}$ .

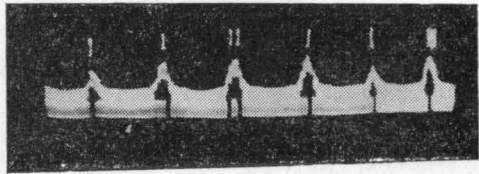


Рис. 5. Оциллограмма импульса на выходе квантователя, регистрирующего наличие фазовой модуляции сигнала ( $f_{M\varphi} \equiv 1$  кГц;  $\Delta G_S=1^\circ$ ;  $A_{сэ}=100$  мкв;  $F=22$  кГц).

В заключение этого параграфа отметим возможность эффективного обнаружения малых фазовых модуляций методом квантованных фазовых выборок (здесь квантователь является своеобразным пороговым фазовым устройством). Если  $S/N \approx 1$ , а фаза сигнала  $\varphi_S$  периодически изменяется вблизи значения  $\varphi_S = \frac{1}{2}(\varphi_1 + \varphi_2 + \pi)$ , см. (9), то на выходе фазового детектора будут периодически следовать пакеты с равным или различным числом импульсов противоположной полярности в зависимости от положения среднего значения  $\varphi_S$  относительно сепаратрисы (см. рис. 4). Оциллограмма таких пакетов импульсов показана на рис. 5. На графике (рис. 4) приведены результаты измерений при фазовой модуляции сигнала.

### Выводы

В заключение сопоставим кратко описанный метод с известными из литературы методами фазовых измерений ([6]—[8]). Известно, что фазовые методы измерения времени протекания процессов являются наиболее точными. Возможные источники искажений и методы их учета и уменьшения при фазовых измерениях рассмотрены в [6].

Метод квантованных фазовых выборок с помощью системы параметрон — фазовый детектор обеспечивает возможность измерения амплитуды и фазы слабых сигналов ( $10^{-6}$ — $10^{-8}$  в) без предварительного усиления. Это весьма существенно, поскольку наличие нелинейных элементов в доиндикаторной части является основным источником амплитудно-фазовых искажений существующих фазометров. Чувствительность фазометров, использующих суммарно-разностные схемы существенно зависит от входных напряжений, а в ключевых схемах она постоянна только при фиксированном пороге ограничения\*. Устройство ограничителей составляет основную сложность конструкций ключевых схем, тогда как параметрический генератор обеспечивает практически идеальное ограничение на выходе, и уровень входного напряжения фазового детектора остается постоянным при любых отношениях сигнал/шум на входе параметрона. Величина частотно-фазовых искажений опреде-

\* В лучших случаях стабильность нуля-индикатора удовлетворительна при изменениях амплитуды не более 26 дцб (см. [8]).



ляется в основном стабильностью генератора накачки, которая может быть сделана достаточно высокой.

В [3] описано устройство, осуществляющее когерентное выделение при  $S/N \ll 1$  в течение длительного времени. Синхронный детектор и интегратор производили умножение суммы полезного сигнала и шума  $A_0 \sin \omega t + A_N(t)$  на величину  $\sin \omega t$  и интегрирование полученного произведения за выбранное время накопления. По выходному сигналу накопителя выносилось статистическое решение о наличии или отсутствии сигнала. Использование длительного накопления вследствие флуктуаций параметров усилителей и дрейфа нуля синхронного детектора приводило к увеличению дисперсии сигнала и параметра  $M = \frac{P_{\min}}{P_{\min}^0}$  —

отношения предельного значения экспериментально измеренной мощности сигнала к теоретическому значению его предельно регистрируемой мощности.

Метод квантованных фазовых выборок практически свободен от такого рода недостатков. Увеличение длительности проведения измерений не приводит к накоплению погрешностей и не вносит дополнительных ошибок в результате измерений.

Однако обнаружение сигнала, фаза которого находится в квадратуре со средней фазой интервала квантования (см. введение), с помощью двоичного фазового квантователя оказывается неэффективным. При  $\varphi_s = \varphi_{c1} + \frac{\pi}{2}$ ,  $\varphi_{c1} + \frac{3\pi}{2}$  получаем:  $d=0$ ,  $\delta=0$ . При обнаружении сигналов с неизвестной фазой более эффективно, например, троичное

квантование. Например, если  $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta_3 = \frac{2\pi}{3}$ ;  $\varphi_{c3} - \varphi_{c2} = \varphi_{c2} - \varphi_{c1} = \frac{2\pi}{3}$ ,

то все  $\delta_i$  ( $i=1, 2, 3$ ) не могут обратиться в нуль одновременно ни при каком  $\varphi_s$ . При троичном квантовании  $d_3=0,69$ , и, следовательно, увеличение объема выборки не превышает  $1/d_3=1,45$  раз. На рис. 6 приведены результаты фазовых измерений при троичном квантовании. Троичный квантователь осуществляется с помощью двухконтурного параметрического генератора и следующего за ним фазового детектора. Методика измерений и обработка результатов аналогична случаю двоичного квантования (см. (11)). Избавиться от недостатков двоичного фазового квантователя позволяет также сложный квадратурный квантователь, состоящий из двух параллельно включенных квантователей со сдвинутой по фазе накачкой. При этом параметр  $d=0,405$ , но может быть увеличен при учете сигналов с обоих элементов сложного квантователя.

Существенную роль в рассмотренных экспериментах играют шумы, идущие с накачкой и по тракту сигнала. Они приводят к перескокам стационарной фазы в параметрическом генераторе. Подсчеты числа перескоков в зависимости от уровня шумов в контуре параметрического генератора при различных напряжениях накачки и расстройках позволяют определить, как долго хранится информация о начальных условиях при однократном запуске.

На рис. 7 показана диаграмма соотношения между спектральной плотностью шумового напряжения и амплитудой накачки соответствующего постоянному числу перескоков ( $\Pi$ ) фазы параметрических колебаний (в данном случае  $\Pi=30$  перескоков в минуту). В двоичном параметроне устойчивость стационарного режима, как видно из диаграммы (кривая  $\Pi_2$ ) уменьшается за счет реактивного ограничения как вблизи порога, так и вблизи потолка накачки. В троичном параметроне (кривая  $\Pi_3$ ) устойчивость стационарного режима в значительной

степени определяется эффективностью обмена энергиями комбинационных частот, определяющего режим взаимной синхронизации. Этим объясняется различный характер кривых для одноконтурного ( $\Pi_2$ ) и двухконтурного ( $\Pi_3$ ) параметрических генераторов. Результаты этих измерений позволяют сделать вывод, что надежная работа параметрических генераторов в режиме запоминания фазовой информации сохра-

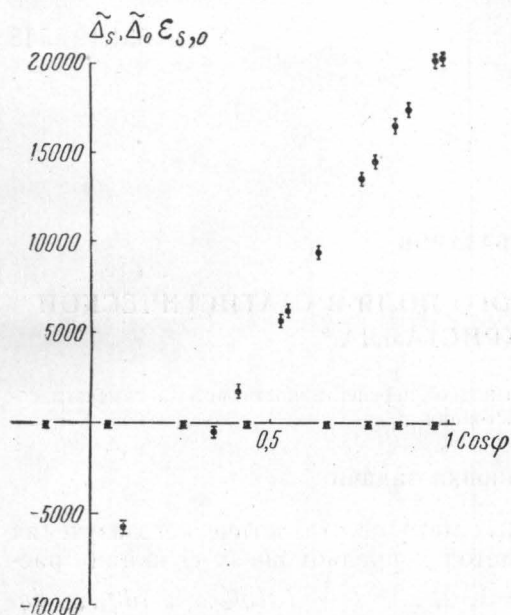


Рис. 6. Экспериментальная зависимость  $\tilde{\Delta}_s$  от фазы измеряемого сигнала  $\varphi_s$  для случая тройного квантования.  $A_{cs} = 5 \cdot 10^{-6}$  в;  $l = 30\,000$



Рис. 7. Среднее число перескоков фазы  $\Pi = 30$  в мин. для различных значений среднеквадратичного шумового напряжения  $\sigma$  в контуре параметрона в зависимости от напряжения накачки  $A_n$

няется при уровне среднеквадратичного шумового напряжения порядка  $10^{-5}$  в/гц.

Фазовый метод измерения времени более выгоден на высоких частотах, поскольку определенному интервалу времени соответствует тем больший фазовый угол, чем выше частота. В этой связи важно отметить, что рабочая частота предлагаемого метода практически может быть выбрана в пределах радиодиапазона и свч.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гуткин Л. С. Прием сигнала на фоне флуктуационных помех. М., Госэнергоиздат, 1962.
2. Левин Б. Р. «Радиотехника и электроника», 5, № 4, 1960.
3. Брагинский В. Б., Рукман Г. И. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 3, 1961.
4. Башаринов А. Е., Флейшман Б. С. Методы статистического последовательного анализа и их приложения. М., «Сов. радио», 1962.
5. Ахманов С. А., Комолов В. П. «Изв. вузов», радиофизика, 5, 1175, 1962.
6. Бонч-Бруевич В. Л., Широков Ю. М. ЖТФ, 25, вып. 10, 1955.
7. Ковалев В. П. «Приборы и техника эксперим.», № 2, 1958.
8. Валихан А. А. Развитие техники фазовых измерений. Труды НИИ ГКСМ, вып. 2, 1958.
9. Ахманов С. А., Рошаль А. С. «Изв. вузов», радиофизика, 4, № 2, 1961.
10. Сото Е. Proc. IRE, 47, No. 8, 1304, 1959.
11. Комолов В. П. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 3, 52, 1964.

Поступила в редакцию  
27. 5 1965 г.

Кафедра  
радиотехники