

Ep. 6.7

096.689

ISSN 0136-3549
0320-4441

TALLINNA
POLÛTEHNILISE INSTITUUDI
TOIMETISED

475

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО
ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО
ИНСТИТУТА

ТРИ
'79

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ
ОСНОВЫ
МЕТОДОВ
И ПРИБОРОВ
ИЗМЕРЕНИЯ
ПАРАМЕТРОВ
СЛАБЫХ
СИГНАЛОВ



Труды по радиотехнике
Сборник статей У1

475

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

**ТРИ
'79**

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

УДК 621

●
ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ
ОСНОВЫ
МЕТОДОВ
И ПРИБОРОВ
ИЗМЕРЕНИЯ
ПАРАМЕТРОВ
СЛАБЫХ
СИГНАЛОВ

Труды по радиотехнике
Сборник статей У1

Таллин 1979

ТЭ

ЛИНА ПОИ ТЕХНИКЕ ИСТТИ ЛДТ ТОИИТЕД

Ы ТАЛЛИНСКОЮ ПОИТЕХНИКЕЛБЮ ОИИИИИИИ

ДК 621

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ

ОСНОВЫ

МЕТОДОВ

И ПРИМЕНЕНИЯ

ПАРАМЕТРОВ

СЛАБЫХ

СИГНАЛОВ

TALLINNA ÜLIKOOLI
AKADEEMILINE
RAAMATUKOGU

Түрүк ке бөлүктөмөсү
Сборник статей XI



ОЦЕНКА АМПЛИТУД И ЗАДЕРЖЕК РАДИОИМПУЛЬСОВ
МЕТОДОМ КВАЗИЛИНЕЙНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ

Предполагаем, что импульсная последовательность образована в результате воздействия зондирующего сигнала, причем изменение амплитуды и задержки импульса последовательности за период повторения зондирующего воздействия является малой величиной. Это позволяет воспользоваться методами непрерывной оценки [1, 2]. Синтез оптимального устройства можно проводить либо на основе уравнений состояния [1], либо на основе теории нелинейной фильтрации [3].

Если полагать отношение мощностей сигнала и помехи намного больше единицы и апостериорную плотность вероятности оцениваемых параметров нормальной, то оба названные методы дают один и тот же результат.

Реализацию входного процесса опишем следующим образом:

$$y(t) = s(t) + m(t)$$

$$\langle m(t) \rangle = 0, \quad \langle m(t_1) m(t_2) \rangle = \frac{N_0}{2} \delta(t_2 - t_1), \quad (I)$$

где сигнал $s(t)$ представляет сумму радиоимпульсов, имеющих одинаковые огибающие $a(t)$.

$$\begin{aligned} s(t) &= \sum_{i=1}^Q A_i a(t - \tau_i) \cos [\omega_0(t - \tau_i) - \varphi_i] = \\ &= \sum_{i=1}^Q A_{ic} a(t - \tau_i) \cos \omega_0 t + \\ &+ \sum_{i=1}^Q A_{is} a(t - \tau_i) \sin \omega_0 t, \end{aligned} \quad (2)$$

$$A_{ic} = A_i \cos(\omega_0 \tau_i + \varphi_i); \quad A_{is} = A_i \sin(\omega_0 \tau_i + \varphi_i), \quad A_i = \sqrt{A_{ic}^2 + A_{is}^2},$$

где A_i и τ_i - амплитуда и задержка i -го импульса;
 φ_i - независимая случайная фаза i -го радиоимпульса

$$W(\varphi_i) = \frac{1}{2\pi}, \quad \varphi_i \in \{0, 2\pi\}.$$

Обозначим вектор информационных параметров через \vec{X} , т.е.

$$\vec{X}^T = \{A_{1c}, A_{2c}, \dots, A_{Qc}; A_{1s}, A_{2s}, \dots, A_{Qs}; \tau_1, \tau_2, \dots, \tau_Q\}$$

удовлетворяющий системе априорных уравнений

$$\frac{d}{dt} \vec{X} = C\vec{X} + \vec{N},$$

$$\vec{X}(0) = \vec{X}_0; \quad \vec{X}_0^T = \{0, \dots, 0, \tau_{10}, \tau_{20}, \dots, \tau_{Q0}\}, \quad (3)$$

где \vec{X}_0 - вектор средних (начальных) значений измеряемых параметров;

C - диагональная матрица с элементами c_{ii} , $i = 1, \dots, 3Q$;

$\vec{N}^T = \{n_1, n_2, \dots, n_{3Q}\}$ - вектор, формирующий белый шум, причем

$$\langle n_i(t) \rangle = 0; \quad \langle n_i(t_1) n_j(t_2) \rangle = \frac{1}{2} N_{ij} \delta(t_2 - t_1),$$

где C_{ii} - ширина полосы и

N_{ij} - интенсивность флуктуации считаются заданными.

Для оценочных значений фильтруемых параметров и их вторых центральных моментов уравнения оптимальной стационарной фильтрации имеют вид [1, 3]:

$$\frac{d}{dt} \hat{x}_i = C_{ii} \hat{x}_i + \sum_{j=1}^{3Q} b_{ij} \frac{\partial F}{\partial x_j}, \quad (4)$$

$$\sum_{\mu, \nu=1}^{3Q} \frac{\partial^2 F}{\partial x_\mu \partial x_\nu} b_{i\mu} b_{\nu j} - C_{ii} b_{jj} - C_{jj} b_{ii} = -\frac{1}{2} N_{ij}.$$

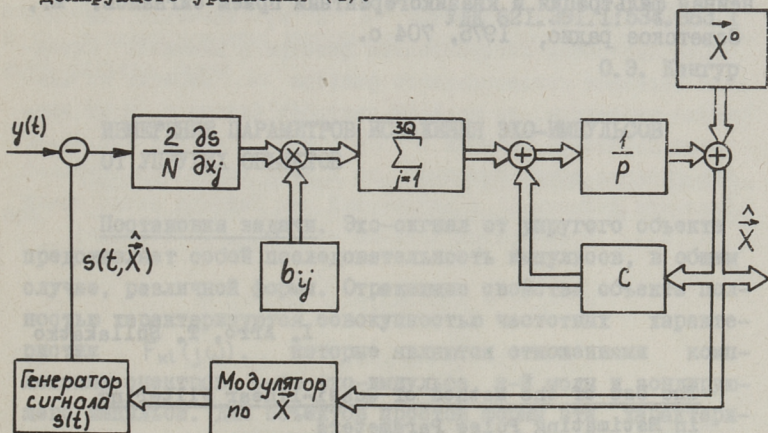
где

$$F = -\frac{1}{N_0} \left[y(t) - \sum_{i=1}^Q A_{ic} a(t - \tau_i) \cos \omega_0 t - \sum_{i=1}^Q A_{is} a(t - \tau_i) \sin \omega_0 t \right]^2. \quad (5)$$

Из уравнения (5) находим численные значения дисперсий оцениваемых параметров и учитывая, что

$$\left. \frac{\partial F}{\partial x_j} \right|_{x_j = \hat{x}_j} = -\frac{2}{N_0} [y(t) - s(t, \hat{X})] \left. \frac{\partial s(t, \hat{X})}{\partial x_j} \right|_{x_j = \hat{x}_j}, \quad (6)$$

получаем следующую структурную схему устройства оценки, моделирующего уравнения (4):



Фиг. 1. Структурная схема оптимального устройства оценки стационарных значений амплитуд и задержек радиоимпульсов. Двойными линиями указаны векторно-матричные связи.

Относительная ошибка слежения может быть оценена отношением

$$\varepsilon_i = \frac{b_{ii}}{\sigma_i^2}, \quad \text{где} \quad \sigma_i^2 = \frac{N_{ii}}{4C_{ii}}. \quad (7)$$

В заключение отметим, что устройство, работающее согласно алгоритму (4), остается работоспособным и в случае перекрывающихся радиоимпульсов. Для начального этапа работы является существенным правильное задание вектора начального состояния \hat{X}_0 . В данном случае необходимо задаться только задержками, поскольку оценке подлежат нормально распределенные (с нулевым средним значением) квадратурные компоненты амплитуд, что в свою очередь позволяет отказаться от прямого слежения за начальными фазами каждого импульса.

Л и т е р а т у р а

И. Снайдер Д. Метод уравнений состояния для непрерывной оценки в применении к теории связи. М., Энергия, 1973, 104 с.

2. Ярлыкков М.С., Рябцев А.Л. Оптимальная обработка интерферирующих импульсных радиосигналов. — Радиотехника, 1977, № 8, с. 3-10.

3. Тихонов В.И., Кульман Н.К. Нелинейная фильтрация и квазикогерентный прием сигналов. М., Советское радио, 1975, 704 с.

I. Arro, T. Sullakatko

The Use of the Method of Quasi-linear Filtering
in Estimating Pulse Parameters

Summary

The algorithm and the second order moments for the estimation of the delay times and the amplitudes are given. The results are usable even in case of interfered pulses.

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИСКАЖЕНИЯ ЭХО-ИМПУЛЬСОВ
ОТ УПРУГИХ ОБЪЕКТОВ

Постановка задачи. Эхо-сигнал от упругого объекта представляет собой последовательность импульсов, в общем случае, различной формы. Отражающие свойства объекта полностью характеризуются совокупностью частотных характеристик $F_{kl}(j\omega)$, которые являются отношениями комплексных спектров l -го эхо-импульса k -й моды и зондирующего импульса. Для объектов простой формы эти характеристики достаточно гладки, имеют вид характеристик полосовых фильтров, и могут быть описаны 4-5 параметрами, такими, как центральная частота, полоса пропускания, коэффициент прямоугольности, асимметрия или др. [1, 2]. Такие характеристики можно идентифицировать следующим способом. Генерируется достаточно короткий зондирующий импульс, чтобы из полного эхо-сигнала можно было выделить требуемый эхо-импульс. Форма зондирующего импульса задана (с точностью до некоторых параметров, как частота, индекс модуляции и т.п.). Искажения формы эхо-импульса однозначно связаны с параметрами частотной характеристики. Эти искажения удобно выразить через изменение некоторых параметров зондирующего импульса, подобрав для аппроксимации зондирующего импульса и эхо-импульсов подходящее семейство функций с 4-5 параметрами. Идентификация сводится к измерению параметров искажения эхо-импульса. Ниже рассмотрены два удобных способа аппроксимации и даны алгоритмы измерения параметров искажения.

Метод измерения. Если изменение параметров эхо-импульса не очень велико, целесообразно применить способ измерения параметров сигнала с помощью двух каналов, на-

строенных на разные (крайние) значения измеряемого параметра, при котором оценочные значения принимаются пропорциональными отношению разности выходных величин каналов к сумме [3]. Пусть измеряется один параметр сигнала, который обозначим через α . Пусть α_0 — некоторое центральное значение параметра, α_1 и α_2 — значения, на которые настроены согласованные фильтры в каналах. Выходная величина согласованного фильтра W зависит от значения параметра, на который настроен фильтр α_1 , и от значения параметра сигнала α : $W = W(\alpha_1, \alpha)$. Так как при $\alpha_1 = \alpha$ эта функция имеет максимум, то в этой точке $\partial W / \partial \alpha_1 = \partial W / \partial \alpha = 0$. Разложим функцию W в двухмерный ряд Тейлора около точки (α_0, α_0) , пренебрегая членами выше второго порядка:

$$W(\alpha_1, \alpha) \approx W(\alpha_0, \alpha_0) + \frac{\partial^2 W}{\partial \alpha_1^2} (\Delta \alpha_1)^2 + \frac{\partial^2 W}{\partial \alpha^2} (\Delta \alpha)^2 + \frac{\partial^2 W}{\partial \alpha_1 \partial \alpha} \Delta \alpha_1 \Delta \alpha, \quad (I)$$

где $\Delta \alpha_1 = \alpha_1 - \alpha_0$, $\Delta \alpha = \alpha - \alpha_0$.

Образуюем величину:

$$d = \frac{W(\alpha_1, \alpha) - W(\alpha_2, \alpha)}{W(\alpha_1, \alpha) + W(\alpha_2, \alpha)}. \quad (2)$$

Подставляя в (2) формулу (I) и полагая $\Delta \alpha_2 = -\Delta \alpha_1$, получаем:

$$d = \frac{\frac{\partial^2 W}{\partial \alpha_1 \partial \alpha} \Delta \alpha_1}{W(\alpha_0, \alpha_0)} \Delta \alpha. \quad (3)$$

Оценочное значение α^* равно

$$\alpha^* = \alpha_0 + \Delta \alpha^* = \alpha_0 + \frac{W(\alpha_0, \alpha_0) d}{\frac{\partial^2 W}{\partial \alpha_1 \partial \alpha} \Delta \alpha_1}. \quad (4)$$

Аппроксимация гауссовыми функциями. Пусть зондирующий импульс имеет гауссову форму

$$S_i(t) = a_0 e^{-\beta_0^2 t^2} \cos \omega_0 t. \quad (5)$$

Тогда, согласно [2], эхо-импульс имеет ту же форму с изменившимися значениями параметров

$$S_{kl}(t) = a e^{-\beta^2 (t-\tau)^2} \cos [\omega(t-\tau) + \varphi]. \quad (6)$$

Для простоты индексы k, l у параметров $\alpha, \beta, \tau, \omega$ и φ опущены. Алгоритмы измерения параметров α, τ и φ хорошо известны из литературы [4]. Параметрами искажения, подлежащими измерению, являются β и ω .

При $\omega^2/\beta^2 \geq 10$ (длительность импульса более двух периодов), энергия импульса практически не зависит от ω и φ и нормированная импульсная характеристика согласованного фильтра равна

$$h_1(t) = \sqrt{\frac{8}{\pi}} \cdot \sqrt{\beta_1} e^{-\beta_1^2 t^2} \cos \omega_1 t. \quad (7)$$

Максимальное значение отклика согласованного фильтра при $t = \tau$ получим, интегрируя произведение (6) и (7) при $\tau = 0$ ([5], 3.898.2):

$$\begin{aligned} W_1 &= \int_{-\infty}^{\infty} S_{kl}(t + \tau) h_1(t) dt = \\ &= \sqrt{\frac{\pi}{2}} \alpha \cos \varphi \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta^2 + \beta_1^2}} e^{-\frac{(\omega - \omega_1)^2}{4(\beta^2 + \beta_1^2)}}. \end{aligned} \quad (8)$$

Находим значения функции и производных в точке $\omega = \omega_1 = \omega_0$, $\beta = \beta_1 = \beta_0$:

$$\begin{aligned} W_1 &= \sqrt{\frac{\pi}{8}} \cdot \frac{\alpha \cos \varphi}{\sqrt{\beta_0}}, \\ \frac{\partial^2 W_1}{\partial \beta_1 \partial \beta} &= \frac{W_1}{2\beta_0^2}, \\ \frac{\partial^2 W_1}{\partial \omega_1 \partial \omega} &= \frac{W_1}{4\beta_0^2}. \end{aligned} \quad (9)$$

Для измерения β используем два согласованных фильтра, настроенных на значения параметров ω_1, β_1 и ω_1, β_2 . Согласно (4) и (9) получаем алгоритм измерения.

$$\beta^* = \beta_0 + \Delta \beta^* = \beta_0 + \frac{2\beta_0^2}{\Delta \beta_1} d_{12}. \quad (10)$$

Для измерения ω используем два согласованных фильтра, настроенных на значения параметров ω_1, β_1 и ω_2, β_1 . Согласно (4) и (9) получаем алгоритм измерения

$$\omega^* = \omega_0 + \Delta \omega^* = \omega_0 + \frac{4\beta_0^2}{\Delta \omega_1} d_{13}. \quad (11)$$

Аппроксимация степенными и экспоненциальными функциями. Пусть зондирующий импульс описывается функцией

$$S_i(t) = a_0 t^{\gamma_0} e^{-\alpha_0 t} \cos \omega_0 t, \quad t > 0 \quad (I2)$$

при $\gamma_0 > 0, \alpha_0 > 0$. Тогда можно аппроксимировать эхо-импульсы функциями того же вида

$$S_{kl}(t) = a(t-\tau)^{\gamma} e^{-\alpha(t-\tau)} \cos [\omega_0(t-\tau) + \varphi]. \quad (I3)$$

Параметрами искажения являются γ и α . Частоту ω_0 можно считать неизменной.

При $\omega_0/\alpha \geq 5$ (длительность импульса более трех периодов) энергия импульса практически не зависит от ω_0 и φ и нормированная импульсная характеристика согласованного фильтра равна

$$h_1(t) = \frac{2^{\gamma_1+1} \cdot \alpha_1^{\gamma_1+0,5}}{\sqrt{\Gamma(2\gamma_1+1)}} t^{\gamma_1} e^{-\alpha_1 t} \cos \omega_0 t. \quad (I4)$$

Максимальное значение отклика согласованного фильтра на сигнал (I3) равно (см. (8) и [5], 3.38I.4):

$$W_1 = a \cos \varphi \frac{2^{\gamma_1} \cdot \Gamma(\gamma_1 + \gamma + 1) \cdot \alpha_1^{\gamma_1+0,5}}{\sqrt{\Gamma(2\gamma_1+1)} \cdot (\alpha + \alpha_1)^{\gamma + \gamma_1 + 1}}. \quad (I5)$$

Находим значения функции и производных в точке $\gamma = \gamma_1 = \gamma_0, \alpha = \alpha_1 = \alpha_0$:

$$W_1 = a \cos \varphi \cdot 2^{-(\gamma_0+1)} \cdot \alpha_0^{-(\gamma_0+0,5)} \cdot \sqrt{\Gamma(2\gamma_0+1)},$$

$$\frac{\partial^2 W_1}{\partial \gamma_1 \partial \gamma} = W_1 \cdot \Psi'(2\gamma_0+1),$$

$$\frac{\partial^2 W_1}{\partial \alpha_1 \partial \alpha} = \frac{(\gamma_0+0,5)W_1}{2\alpha_0^2}, \quad (I6)$$

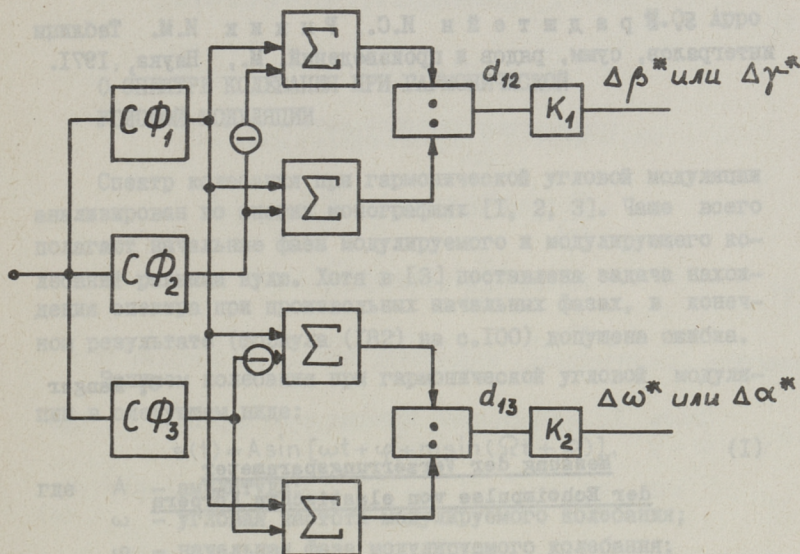
где $\Psi(z) = d \ln \Gamma(z) / dz, \Psi'(z) = d\Psi(z) / dz$.

Для измерения γ используем два фильтра, настроенных на γ_1, α_1 и γ_2, α_1 . Согласно (4) и (I6) получаем алгоритм измерения

$$\gamma^* = \gamma_0 + \Delta \gamma^* = \gamma_0 + \frac{d_{12}}{\Psi'(2\gamma_0+1) \cdot \Delta \gamma_1}. \quad (I7)$$

Для измерения α используем два фильтра, настроенных на γ_1, α_1 и γ_1, α_2 . Согласно (4) и (16) получим алгоритм измерения

$$\alpha^* = \alpha_0 + \Delta\alpha^* = \alpha_0 + \frac{2\alpha_0^2 d_{13}}{(\gamma_1 + 0,5)\Delta\alpha_1}. \quad (18)$$



Фиг. 1.

Структура измерителя. На фиг. 1 приведена блок-схема измерителя параметров искажения эхо-импульсов. Так как измеряются два параметра, то она содержит три различно настроенных согласованных фильтра, четыре сумматора, два инвертора, делителя и масштабных блока. Для измерения всех параметров эхо-импульса схема дополняется измерителями амплитуды, задержки и фазы, известными из литературы [4].

Л и т е р а т у р а

1. Н и г у л У.К. и др. Эхо-сигналы от упругих объектов, т. 2. Таллин, Валгус, 1974.

2. М е т с а в е з р Я. Об извлечении информации об объекте из эхо-сигнала. Докл. IX Всесоюзной акустич. кон. ференции, секция "0", с. 17-20.

3. Трухачев А.А. О точности измерения параметров сигнала с неизвестной амплитудой двумя расстроенными каналами.—Радиотехника и электроника, № 5, 1971, с. 755-764.

4. Левин Б.Р. Теоретические основы статистической радиотехники, т. 2, М., Советское радио, 1968.

5. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., Наука, 1971.

О. Kangur

Messung der Verzerrungsparameter
der Echoimpulse von elastischen Körpern

Zusammenfassung

Das Echosignal von einem elastischen Körper besteht aus einer Reihe von Echoimpulsen, deren Form die Eigenschaften des Körpers widerspiegelt. Die Messung der Verzerrungsparameter von Echoimpulsen ermöglicht die Identifikation des Körpers. Es werden zwei Verfahren zur Approximation von Echoimpulsen vorgeschlagen und entsprechende Messungsalgorithmen entwickelt.

О СПЕКТРЕ КОЛЕБАНИЯ ПРИ ГАРМОНИЧЕСКОЙ
УГЛОВОЙ МОДУЛЯЦИИ

Спектр колебания при гармонической угловой модуляции анализирован во многих монографиях [1, 2, 3]. Чаще всего полагают начальные фазы модулируемого и модулирующего колебаний равными нулю. Хотя в [3] поставлена задача нахождения спектра при произвольных начальных фазах, в конечном результате (формула (182) на с.100) допущена ошибка.

Запишем колебания при гармонической угловой модуляции в следующем виде:

$$s(t) = A \sin [\omega t + \varphi + m \sin (\Omega t + \Phi)], \quad (1)$$

где A — амплитуда;
 ω — угловая частота модулируемого колебания;
 φ — начальная фаза модулируемого колебания;
 m — индекс модуляций;
 Ω — угловая частота модулирующего колебания;
 Φ — начальная фаза модулирующего колебания;
 t — текущее время.

Проводя обычные тригонометрические преобразования и используя связь между тригонометрическими и бесселевыми функциями, получаем:

$$\begin{aligned} s(t) &= A \cos [m \sin (\Omega t + \Phi)] \sin (\omega t + \varphi) + \\ &+ A \sin [m \sin (\Omega t + \Phi)] \cos (\omega t + \varphi) = \\ &= \cos \varphi [A I_0(m) \sin \omega t + 2A \sum_{k=1}^{\infty} I_k(m) \cos k(\Omega t + \Phi) \sin \omega t] + \\ &+ \sin \varphi [A I_0(m) \cos \omega t + 2A \sum_{k=1}^{\infty} I_{2k}(m) \cos 2k(\Omega t + \Phi) \cos \omega t - \end{aligned} \quad (2)$$

$$-2A \sum_{\kappa=1}^{\infty} I_{2\kappa-1}(m) \sin(2\kappa-1)(\Omega t + \Phi) \sin \omega t].$$

Или

$$s(t) = A \sum_{\kappa=0}^{\infty} I_{\kappa}(m) \sin[(\omega + \kappa\Omega)t + \varphi + \kappa\Phi] +$$

$$+ A \sum_{\kappa=1}^{\infty} I_{2\kappa}(m) \sin[(\omega + 2\kappa\Omega)t + \varphi - \kappa\Phi] +$$

$$+ A \sum_{\kappa=1}^{\infty} I_{2\kappa-1}(m) \sin\{[\omega + (2\kappa-1)\Omega]t - \varphi - \kappa\Phi\}$$

$$s(t) = A \cos \varphi \left\{ \sum_{\kappa=0}^{\infty} I_{\kappa}(m) \sin[(\omega + \kappa\Omega)t + \kappa\Phi] + \right.$$

$$\left. + \sum_{\kappa=1}^{\infty} I_{\kappa}(m) \sin[(\omega - \kappa\Omega)t - \kappa\Phi] \right\} + \quad (3)$$

$$+ A \sin \varphi \left\{ \sum_{\kappa=0}^{\infty} I_{\kappa}(m) \cos[(\omega + \kappa\Omega)t + \kappa\Phi] + \right.$$

$$\left. + \sum_{\kappa=1}^{\infty} (-1)^{\kappa} I_{\kappa}(m) \cos[(\omega - \kappa\Omega)t - \kappa\Phi] \right\}.$$

Здесь I_{κ} - бесселева функция κ -го порядка. При $\varphi = \Phi = 0$

$$s(t) = A I_0(m) \sin \omega t + 2A \sum_{\kappa=1}^{\infty} I_{\kappa}(m) \cos \kappa \Omega t \sin \omega t \quad (4)$$

и путем синхронного детектирования нетрудно получить:

$$C_c(t) = \frac{A_D}{2} I_0(m) + A_D \sum_{\kappa=1}^{\infty} I_{\kappa}(m) \cos \kappa \Omega t, \quad (5)$$

где $A_D = \kappa_D \cdot A$.

Здесь κ_D коэффициент передачи детектора. При большом индексе модуляции ($m \gg 1$) [1] спектр колебания $C_c(t)$ является практически равномерным.

Из формулы (2) видно, что формировать колебания, содержащие только фазированные синусоидальные компоненты, путем выбора фазовых соотношений и детектирования не удастся. Однако такое колебание может быть получено либо при помощи преобразования Гильберта сигнала $C_c(t)$, либо путем выделения одной боковой полосы колебания (4) и дальнейшего син-

хронного детектирования, так как при $\varphi = \Phi = 0$

$$s(t) = A I_0(m) \sin \omega t + A \sum_{k=1}^{\infty} I_k(m) (\cos k \Omega t \sin \omega t + \sin k \Omega t \cos \omega t) + A \sum_{k=1}^{\infty} I_k(m) (\cos k \Omega t \sin \omega t - \sin k \Omega t \cos \omega t), \quad (6)$$

верхняя боковая полоса содержит компоненты:

$$s_b(t) = A \sum_{k=1}^{\infty} I_k(m) \cos k \Omega t \sin \omega t + A \sum_{k=1}^{\infty} I_k(m) \sin k \Omega t \cos \omega t \quad (7)$$

и на выходах синхронных детекторов (квадратурных) получаем:

$$C_s(t) = \frac{A_b}{2} \sum_{k=1}^{\infty} I_k(m) \sin k \Omega t \quad (8)$$

и $\frac{1}{2} C_c(t)$.

Колебания (5) и (8) могут быть использованы для синтеза периодических импульсных сигналов.

В заключение отметим, что при произвольных фазовых соотношениях спектр колебания при гармонической угловой модуляции содержит как несущую, так и все боковые составляющие в квадратурах. Если время отсчитывается синхронно с модулирующим колебанием (т.е. $\Phi = 0$), то амплитуды боковых составляющих в основном являются фазированными, противофазными оказываются лишь нечетные косинусоидальные составляющие в нижней боковой полосе. При привязке времени к модулированному колебанию ($\varphi = 0$) можно избегать квадратурных компонент, но все составляющие боковых полос будут иметь различные начальные фазы. Лишь одновременная привязка обоих колебаний к одному отсчету времени ($\varphi = \Phi = 0$) позволяет формировать фазированный спектр кратными частотами (формулы (5) и (8)).

Л и т е р а т у р а

1. Гоноровский И.С. Радиотехнические цепи и сигналы. Часть I. Советское радио, 1967. 440 с.

2. Заездный А.М., Кушнир В.Ф., Ферсман Б.А. Теория нелинейных электрических цепей. М., Связь, 1968, 400 с.

3. Зиновьев А.Л., Филиппов Л.И. Методы аналитического выражения радиосигналов. М., Высшая школа, 1966. 104 с.

I. Argo

Über das Spektrum eines Winkelmodulierten Signals

Zusammenfassung

Es wird das Spektrum eines winkelmodulierten Signals bei beliebigen Anfangsphasen sowie der modulierten als auch der modulierenden Schwingung berechnet.

УДК 621.372

О.Э. Кангур (ТПИ),

П.П. Словиг (Дрезденский техни-
ческий университет)

ЛОКАЛИЗАЦИЯ НЕИСПРАВНОСТЕЙ В ЛИНЕЙНЫХ АНАЛОГОВЫХ ЦЕПЯХ

I. Постановка задачи

Дана линейная электрическая цепь без параллельных ветвей, содержащая $n+1$ узел и l ветвей. Номинальные значения сопротивлений ветвей известны. Для m ветвей ($1 \leq m \leq l$) неизвестно, равно ли действительное значение сопротивления ветви номинальному, для остальных $l-m$ ветвей такое равенство предполагается. Цель диагностики - установить, равны ли (с заданной точностью) сопротивления каждой из ветвей их номинальным значениям. В процессе диагностики выполняются следующие операции:

1. Подключение источников энергии и измерительных приборов к диагностируемой цепи.
2. Измерение заданных токов и напряжений.
3. Вычисление некоторых функций измеренных величин.
4. Оценка "исправен-неисправен".

Каждая такая последовательность операций является элементарным тестом, который выносит решение об исправности или неисправности всей цепи или некоторой ее части. Полный тест, однозначно диагностирующий всю цепь, может состоять из одного или более элементарных тестов.

Узлы цепи подразделяются на внутренние и внешние. Подключение приборов к внешним узлам осуществляется легко, автоматически управляемое подключение к внутренним узлам требует довольно дорогих и сложных приспособлений (коорди-

натная матрица, перемещающиеся игловые контакты и пр.).

Каждый элементарный тест содержит некоторые вычисления. Их объем должен быть таким, чтобы всей системой диагностики могла управлять микро-ЭВМ.

Исходя из вышесказанного, сформулируем следующие требования к тестам:

1. Допустимы любые тесты, предусматривающие параллельное подключение источников энергии, измерительных приборов, сопротивлений известной величины или других двухполюсников, состоящих из перечисленных элементов, к исследуемой цепи.

2. Не допустимы тесты, требующие разрыва ветви (измерение тока ветви).

3. Объем вычислений в каждом элементарном тесте ограничен.

4. Требуется минимизировать число внутренних узлов, к которым необходимо подключаться для проведения теста.

Эффективность тестов можно оценить с помощью функции стоимости и можно поставить задачу отыскания наиболее эффективного полного теста из всех, удовлетворяющих перечисленным требованиям. К сожалению, эта задача в общем виде не решается. Основные трудности состоят в следующем:

1. Не существует достаточно простого аналитического описания всех возможных тестов. Более того, неизвестно, как найти все возможные полные тесты, число которых быстро растет с усложнением цепи.

2. Трудно ввести единую оценку стоимости для разных классов тестов. Особенно это относится к сравнению условных и безусловных тестов.

Практический путь решения задачи диагностики состоит в том, чтобы разбить все возможные тесты на классы, допускающие более-менее единое аналитическое описание и сравнение эффективности внутри каждого класса. Ниже предлагаются некоторые классы тестов, которые опыт авторов позволяет считать "хорошими".

2. Тесты, обнаруживающие одиночные неисправности

Предположим, что имеется лишь один неисправный элемент ($m = 1$). Его можно найти с помощью т.н. "характеристик локализации неисправности" [1]. Пусть задана система уравнений цепи

$$\bar{A} \cdot \bar{x} = \bar{y}, \quad (1)$$

где \bar{A} - матрица цепи;

\bar{x} - вектор измеряемых токов или напряжений;

\bar{y} - вектор токов или напряжений источников.

Если подключается лишь один источник y_k , то измеряемая величина равна

$$x_s = \alpha_{sk} y_k, \quad (2)$$

где $\bar{\alpha} = (\alpha_{sk}) = \bar{A}^{-1}$.

Можно показать, что при произвольном изменении параметра цепи Δp_{ij} изменение коэффициента передачи $T_{ks} = x_s / y_k$ равно [2]:

$$\Delta T_{ks} = - \frac{\alpha_{si} \alpha_{jk} \Delta p_{ij}}{1 + \alpha_{ji} \Delta p_{ij}}. \quad (3)$$

Измерив отклонение некоторого другого коэффициента передачи, например, $\Delta T_{k, s+1}$ составим отношение

$$\frac{\Delta T_{k, s+1}}{\Delta T_{ks}} = \frac{\alpha_{s+1, i}}{\alpha_{si}}. \quad (4)$$

Значение отношения (4) зависит от того, какой элемент цепи неисправен. Измерив его, можно определить неисправность. Подробно данный класс тестов описан в [1].

3. Тесты, использующие функции чувствительности

В процессе подготовки теста для исследуемой цепи находятся m коэффициентов передачи как функции m неизвестных параметров цепи:

$$\bar{T} = \bar{T}(\bar{p}),$$

где \bar{T} - вектор коэффициентов передачи;

\bar{p} - вектор параметров.

Получается нелинейная система уравнений порядка m относительно \bar{p} , которая решается методом итерации. Изменение параметров относительно номинала $\Delta \bar{p}$ находится на $i+1$ -м шаге итерации из системы уравнений

$$\begin{aligned}\Delta \bar{p}^{i+1} &= (\bar{S}^i \cdot \bar{S}^{T^i})^{-1} \bar{S}^{T^i} \cdot \Delta \bar{T}^i, \\ \bar{p}^i &= \bar{p}^0 + \Delta \bar{p}^i, \\ \bar{S}^i &= \bar{S}(\bar{p}^i), \\ \Delta \bar{T}^i &= \Delta \bar{T}_{\text{изм}} - \bar{S}^i \Delta \bar{p}^i,\end{aligned}\tag{5}$$

где \bar{S} - матрица чувствительностей;

\bar{S}^T - транспонированная матрица;

$\Delta \bar{T}_{\text{изм}}$ - вектор измеренных отклонений коэффициентов передач от номинала.

Опыт показывает, что необходимое число итераций невелико, и при $m \leq 6$ объем вычислений в тесте под силу микро-ЭВМ [3].

4. Тесты, использующие уравнения напряжений

Опишем цепь системой уравнений

$$\bar{Y} \cdot \bar{U} = \bar{J},\tag{6}$$

где \bar{Y} - матрица узловых проводимостей;

\bar{U} - вектор узловых напряжений;

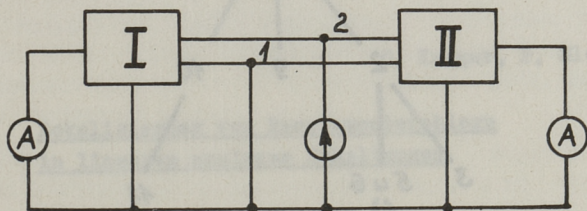
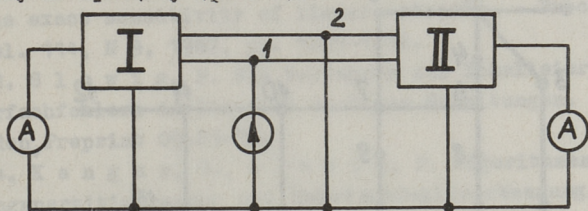
\bar{J} - вектор узловых источников тока.

Пусть число измеряемых компонент вектора \bar{U} равно n_m , тогда система уравнений (6) содержит m неизвестных параметров цепи и $n - n_m$ неизвестных узловых напряжений. Часть уравнений линейна, остальные имеют второй порядок. Если $m > n_m$, то однократного измерения узловых напряжений недостаточно для диагностики. Следует повторить измерения (изменяя подключения приборов, частоту источника и т.д.) k раз, до выполнения условия $k n_m > m$. Каждый раз мы получаем k дополнительных уравнений и $n - n_m$ дополнительных неизвестных напряжений. В результате получается система из $k n$ уравнений с $k(n - n_m) + m \leq k n$ неизвестными. Размерность системы уравнений, решаемой в каждом элементарном тесте $k n$, обратно пропорциональна n_m , а процент нелинейных уравнений приблизительно обратно пропорционален n_m^2 [4].

5. Условные тесты с короткими замыканиями

Идея этого класса тестов, предложенного авторами, состоит в следующем. На первом шаге измеряется коэффициент

передачи (системная функция) цепи. Если измеренное и номинальное значения совпадают (с заданной точностью), то цепь считается исправной. В противном случае цепь разбирается с помощью коротких замыканий на электрически независимые части, которые диагностируются по отдельности, следуя тому же принципу (фиг. 1).



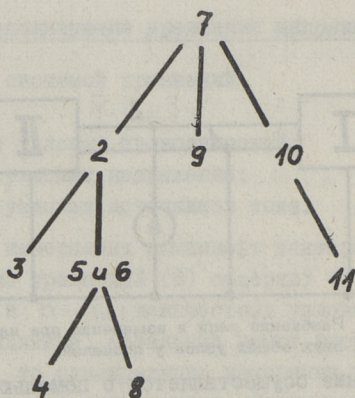
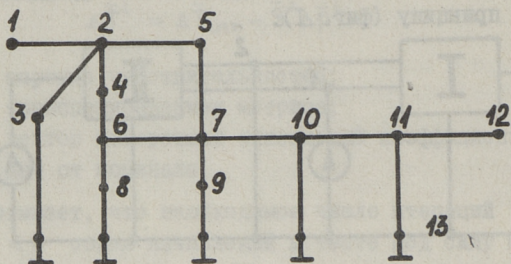
Фиг. 1. Разбиение цепи и измерения при наличии двух общих узлов у подцепей.

Короткое замыкание осуществляется с помощью источника напряжения, амперметра или проводника.

Этот тест является условным, так как его ход зависит от неисправности. Если проводить на каждом шаге разбиение на две части, содержащие более-менее одинаковое число неизвестных сопротивлений, то неисправные элементы находятся через не более, чем $\lg_2 m + 1$ шагов и их поиск требует от $2 \lg_2 m + 1$ измерений (если неисправен один элемент) до $2m - 1$ измерений (если неисправны все элементы).

Основное преимущество такого теста - минимум вычислений (практически проводится лишь сравнение измеренных и заданных величин) и сравнительно малое число измерений. Общая стоимость теста ниже, чем при использовании функций чувст-

вительности или уравнений узловых напряжений. Недостаток теста в том, что имеется вероятность не обнаружить неисправность, если неисправности нескольких элементов компенсируют друг друга на выходе цепи.



Фиг. 2. Граф цепи и дерево испытаний.

Авторами разработан алгоритм выбора последовательности контрольных точек, приводящей к нахождению неисправностей за минимальное число измерений. Эта последовательность закладывается в память управляющей ЭВМ до начала испытаний. Алгоритм пригоден для любых цепей с общей землей. Исходной информацией является топологическая структура цепи. В качестве примера на фиг. 2 приведен граф диагностируемой цепи и полученная последовательность контрольных точек, представленная в виде дерева испытаний.

1. S l o w i g, P. Verfahren zur Fehlerlokalisierung in linearen analogen Schaltungen. TU Dresden, Preprint 09-13-76.

2. S o r e n s e n, M. Sc. General relations governing the exact sensitivity of linear networks. - Proc. IEEE, vol. 114, N 9, 1967, pp. 1209-1212.

3. S l o w i g, P. Ein Verfahren zur Lokalisierung von Mehrfachfehlern in linearen analogen Schaltungen. TU Dresden, Preprint 09-29-77.

4. K a n g u r, O., S l o w i g, P. Algorithmen zur Schaltungspartitionierung und Mehrfachfehlererkennung. TU Dresden, Preprint 09-07-78.

O. Kangur, P. Slowig

Lokalisierung von Bauelementefehlern in linearen analogen Schaltungen

Zusammenfassung

Es werden verschiedene Prüfverfahren zur Lokalisierung fehlerhafter Elemente in linearen analogen Schaltungen vorgestellt, darunter Verfahren zur Einfachfehlererkennung und Mehrfachfehlererkennung, Verfahren mit der Schaltungspartitionierung usw. Der Adaptierungsaufwand beim Messen und der Rechenaufwand bei der Auswertung der Messergebnisse werden berücksichtigt. Die Verfahren sind für lineare analoge Schaltungen geeignet, die auch bei Vorliegen von Fehlern ihrer Bauelemente linear sind.

Э. Мюллер
(Ростокский университет
им. В. Пика)РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ВЕРОЯТНОСТИ ФАЗЫ
ГИДРОЛОКАЦИОННЫХ СИГНАЛОВ ПРИ МАЛОЙ ПЛОТНОСТИ
РАССЕИВАТЕЛЕЙ

При синтезе оптимальных гидролокационных приемных устройств важным условием является вопрос о связи характеристик целей с характеристиками отраженных гидроакустических сигналов. Большое значение в гидролокации имеют цели, которые состоят из нескольких или множества рассеивателей (например, объекты биологического происхождения – рыбы, микроорганизмы, воздушные пузырьки и т.д.).

В работе [1] исследованы распределения вероятностей мгновенных значений реверберационных сигналов и ее огибающей. В соответствии с предположениями в настоящей работе рассмотрен одномерный закон распределения плотности вероятности фазы отраженных сигналов при малой плотности рассеивателей в морской среде и наличии квазидетерминированной рассеянной составляющей.

На фиг. 1 представлена схема решения. При этом пренебрегается регулярным движением рассеивателей в среде и различием поглощения звука в пределах полосы частот излучаемых сигналов $X(t)$, а отраженный сигнал $Y(t)$ принимается как случайный процесс, где $Y_1(t)$ – случайная составляющая, а $Y_2(t)$ – квазидетерминированная составляющая. При условиях конечного достаточно малого числа рассеивателей рассмотрен процесс $Y_1(t)$, близкий к гауссовым, и распределение вероятностей $p(y, t)$ определяется с помощью аппроксимации рядом Эдворта по моментным функциям. На основе приближенного соотношения (1)

$$p(y_1, t) \sigma_y(t) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-x_1^2/2} \left[1 + \frac{\chi_\epsilon(t)}{4!} (x_1^4 - 6x_1^2 + 3) \right], \quad (1)$$

где $x_1 = \frac{y_1}{\sigma_y(t)}$,
 получаем для функции $p(\varphi, t)$ случайной текущей фазы $\Phi(t)$ в некоторый момент времени t следующее выражение (2):

$$p(\varphi, t) \approx \frac{1}{2\pi} e^{-\frac{q^2}{2}} \left\{ 1 + \sqrt{2\pi} \Phi(q \cos \varphi) e^{\frac{q^2}{2} - \cos^2 \varphi} \left[q \cos \varphi + \frac{\chi_\epsilon}{4!} (q^5 [\cos \varphi - 4 \cos^3 \varphi + 7 \cos^5 \varphi - 6 \cos^7 \varphi + 2 \cos^9 \varphi] + q^3 [-10 \cos \varphi + 34 \cos^3 \varphi + 44 \cos^5 \varphi + 20 \cos^7 \varphi] + q [15 \cos \varphi - 42 \cos^3 \varphi + 30 \cos^5 \varphi]) \right] + \frac{\chi_\epsilon}{4!} [q^4 (1 - 4 \cos^2 \varphi + 7 \cos^4 \varphi - 6 \cos^6 \varphi + 2 \cos^8 \varphi) + q^2 (-6 + 27 \cos^2 \varphi - 38 \cos^4 \varphi + 18 \cos^6 \varphi) + 2 \cos 4 \varphi] \right\}, \quad (2)$$

где $\Phi(\)$ - вероятностный интеграл;

$q(t) = \frac{\hat{Y}_2(t)}{\sigma_y(t)}$ - параметр, характеризующий отношение уровней квазидетерминированной составляющей сигнала $Y(t)$ к ее случайной составляющей;

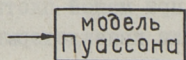
$\chi_\epsilon(t) = \frac{E[A^4]}{\{E[A^2]\}^2 n(t)} \frac{\int_{-\infty}^{\infty} x^4(t') dt'}{[\int_{-\infty}^{\infty} x^2(t') dt']^2}$ - коэффициент эксцесса;

Излучаемый сигнал

Цель

Отраженный сигнал

$x(t) = \hat{X}(t) \cos \omega_0 t$
 (узкополосный)



$$Y(t) = Y_1(t) + Y_2(t) = \hat{Y}_1(t) \cos[\omega_0 t + \varphi(t)] + Y_2(t) \cos \omega_0 t = Y_c(t) \cos \omega_0 t - Y_s(t) \sin \omega_0 t.$$

$$Y(t) = \hat{Y}(t) \cos[\omega_0 t + \Phi(t)].$$

плотности:

$$p(y, t) = p(y_1, t) * p(y_2, t) \quad p(\hat{y}, \varphi, t) = p(y_s, t) p(y_c, t) \hat{y}$$

$$p(\hat{y}, t) \quad p(\varphi, t) = \int_0^{\infty} p(\hat{y}, \varphi, t) d\hat{y}$$

Фиг. 1. Схема решения.

$x(t)$ - форма излучаемого сигнала;

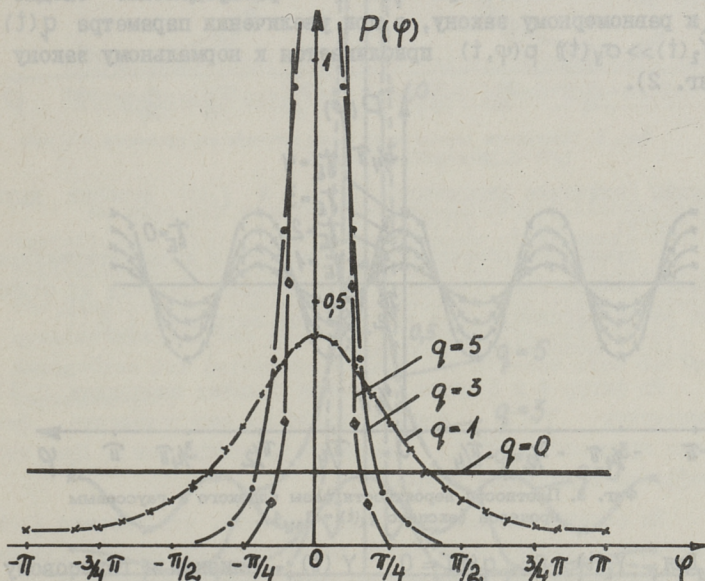
$E[\]$ - моменты от распределения $p(A)$ амплитуды элементарных рассеянных сигналов;

$\bar{n}(t)$ - среднее число элементарных рассеянных сигналов, приходящихся на единицу времени приема, и зависящее от средней плотности рассеивателей в среде.

Закон распределения Пуассона для рассеивателей в данном случае имеет вид,

$$P(N, t) = \frac{[\bar{n}(t)T]^N}{N!} \exp[-\bar{n}(t)T]$$

при условии $\bar{n}(t)T > 3$, где T - рассматриваемый интервал, на котором возникает точно N сигналов.



Фиг. 2. Плотности вероятности фазы случайного процесса $Y(t)$ в точке времени t при значениях $\gamma_E(t) = 0$ и $q(t) = 0 \dots 5$.

На фигурах 2-5 графически проиллюстрировано выражение (2) для различных значений параметров $q(t)$ и $\gamma_E(t)$.

Рассмотрим следующие случаи:

I. $\gamma_E(t) = 0$; $q(t) = 0$.

Тогда $Y(t)$ - узкополосный нормальный случайный процесс,

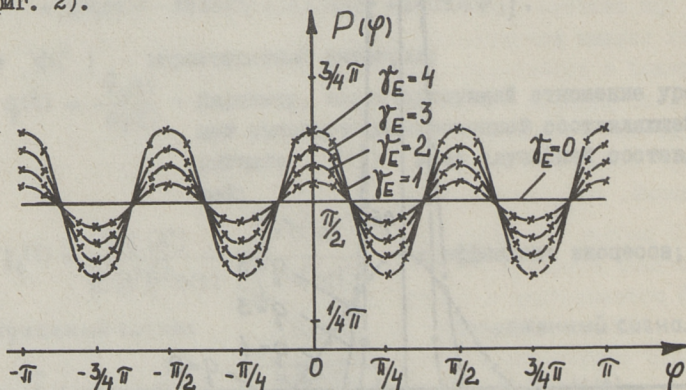
т.е. $p(\varphi, t) = \frac{1}{2\pi}$ для $|\varphi| \leq \pi$, (фиг. 2) (3)

2. $\gamma_E(t) = 0$; $q(t) > 0$. Тогда из (2) следует

$$p(\varphi, t) \approx \frac{1}{2\pi} e^{-q^2(t)/2} \left\{ 1 + \sqrt{2\pi} \Phi(q(t) \cos \varphi) q(t) \cos \varphi \exp[q^2(t) \frac{1}{2} \cos \varphi] \right\}, \quad (4)$$

где $\Phi(q \cos \varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{q \cos \varphi} e^{-x^2/2} dx$,

а $Y(t)$ — сумма узкополосного нормального случайного процесса шумовой помехи и квазидетерминированной компоненты (полезного сигнала). При $q(t) \ll 1$ распределение сходится к равномерному закону, а при увеличении параметра $q(t)$ ($\hat{Y}_2(t) \gg \sigma_y(t)$) $p(\varphi, t)$ приближается к нормальному закону (фиг. 2).

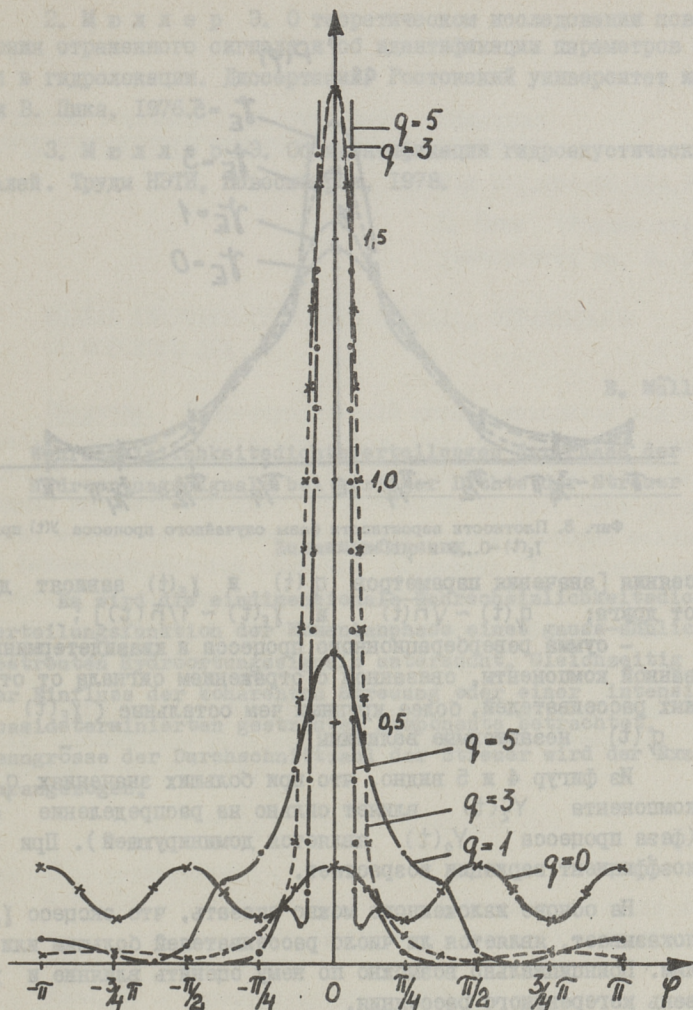


Фиг. 3. Плотности вероятности фазы близкого к гауссовым процессу (эксцесс $\gamma_E(t) = 1 \dots 4$).

3. Для $\gamma_E(t) > 0$; $q(t) = 0$ $Y(t)$ — близкий к гауссовому процессу, например, малое число рассеивателей в среде приводит к увеличению эксцесса $\gamma_E(t)$. Соответствующее распределение фазы имеет вид:

$$p(\varphi, t) \approx \frac{1}{2\pi} \left\{ 1 + \gamma_E(t) \left[\frac{2}{3} \cos^4 \varphi - \frac{2}{3} \cos^2 \varphi + \frac{1}{12} \right] \right\} \quad (5)$$

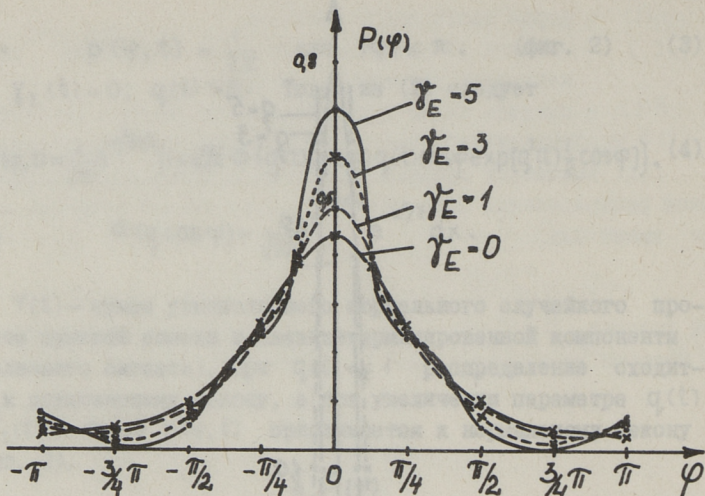
и изображено на фиг. 3. Выражение (5) является достаточно точным при $\gamma_E(t) < 5$, что характерно при малой плотности рассеивателей.



Фиг. 4. Плотности вероятности фазы случайного процесса $Y(t)$ при $\gamma_E(t)=4$ и $q(t)=0\dots 5$.

4. Если $\gamma_E(t) > 0$; $q_V(t) > 0$ (фиг. 4, 5), тогда $Y(t)$ - сумма близкого к гауссовому процессу и квазидетерминированной компоненты. Этот случай характерен для следующих ситуаций:

- сумма близкой к гауссовой помехи и полезного детерминированного сигнала;
- реверберационная помеха при наличии когерентного рас-



Фиг. 5. Плотности вероятности фазы случайного процесса $Y(t)$ при $\gamma_E(t)=0\dots 5$ и $q_s(t)=1$.

сеяния [значения параметров $q_s(t)$ и $\gamma_E(t)$ зависят друг от друга; $q_s(t) \sim \sqrt{\bar{n}(t)}$ и $\gamma_E(t) \sim 1/\bar{n}(t)$];

– сумма реверберационного процесса и квазидетерминированной компоненты, связанной с отражением сигнала от отдельных рассеивателей, более крупных чем остальные ($\gamma_E(t)$ и $q_s(t)$ независимые величины).

Из фигур 4 и 5 видно, что при больших значениях $q_s(t)$ компонента $Y_2(t)$ влияет сильно на распределение фазы (фаза процесса $Y_2(t)$ является доминирующей). При этом коэффициент вариации возрастает.

На основе изложенного можно сказать, что эксцесс $\gamma_E(t)$ показывает, является ли число рассеивателей большим или малым. Принципиально возможно по нему оценить влияние и уровень когерентного рассеяния.

Знание распределения вероятности фазы гидролокационного сигнала служит основой нахождения оптимальных систем обработки информации. В работе [3] показан статистический метод оценки числа элементарных рассеивателей в среде на основе мгновенных значений сигнала.

Л и т е р а т у р а

И. О л ь ш е в с к и й В.В. Статистические методы в гидролокации. Л., "Судостроение", 1973.

2. М у л л е р Э. О теоретическом исследовании поведения отраженного сигнала и об идентификации параметров цели в гидролокации. Диссертация. Ростовский университет имени В. Пика, 1976.

3. М у л л е р Э. Об идентификации гидроакустических целей. Труды НЭТИ, Новосибирск, 1978.

E. Müller

Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen der Phase der Hydroortungssignale bei geringer Dichte der Streuer

Zusammenfassung

Es wird die eindimensionale Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungsfunktion der Momentanphase eines gauss-ähnlichen gestreuten Hydroortungssignals untersucht. Gleichzeitig wird der Einfluss der kohärenten Streuung oder einer intensiven quasideterminierten gestreuten Komponente betrachtet. Als Kenngrösse der Durchschnittzahl der Streuer wird der Exzess herangezogen.

МОДЕЛЬ ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО СИГНАЛА, ОТРАЖЕННОГО
ОТ МОРСКОГО ДНА

Введение. Гидроакустический сигнал находится под комплексным влиянием многих факторов, учет совместного влияния которых достаточно сложен. Для моделирования сигнала необходимо выделить наиболее существенные из них. Ниже рассмотрена модель эхо-сигнала от неровного дна, которая основана на феноменологическом описании Миддлтона [1], конкретизированном для случая рассеяния на неровном дне. Оценивается влияние затухания и профиля скорости звука в диапазоне частот 10 ... 100 кГц.

Зондирующий сигнал. Излучение акустической энергии в среду описывается функцией распределения акустических источников в пространстве

$$S_z(t, \vec{\mu}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(j\omega, \vec{\mu}) \cdot S(j\omega, \vec{\mu}) e^{j\omega t} d\omega, \quad (1)$$

где $\vec{\mu}$ - радиус-вектор;

$S(j\omega, \vec{\mu})$ - спектр электрического сигнала на входе передающего электроакустического преобразователя;

$A(j\omega, \vec{\mu})$ - частотно-пространственная характеристика преобразователя.

С помощью пространственного преобразования Фурье характеристики $A(j\omega, \vec{\mu})$ получим характеристику направленности

$$A_R(j\omega, \vec{\xi}) = \int_{V_S} A(j\omega, \vec{\mu}) e^{j2\pi(\vec{\mu}, \vec{\xi})} d\vec{\mu}, \quad (2)$$

где $\vec{\xi}$ - вектор пространственных частот, который зависит от пути распространения;

V_S - область, занимаемая излучателем.

Применяя к (I) многомерное преобразование Фурье, определим пространственно-временной спектр зондирующего сигнала

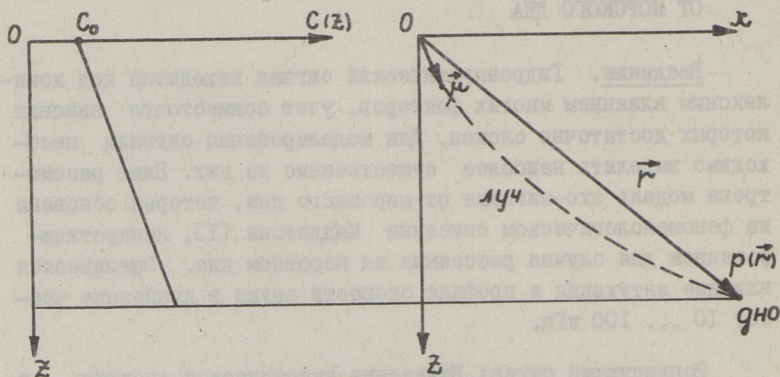
$$S'_E(j\omega, \vec{\xi}) = A_R(j\omega, \vec{\xi}) * S(j\omega, \vec{\xi}), \quad (3)$$

где $*$ означает трехмерную свертку по $\vec{\xi}$.

При постоянном профиле скорости звука

$$\vec{\xi} = \frac{\omega}{2\pi c} \vec{i}_s, \quad (4)$$

где \vec{i}_s - единичный вектор в направлении точки приема.



Фиг. 1.

Распространение сигнала. Влияние среды учтем двумя факторами - поглощением и изменением скорости звука. Профиль скорости звука будем считать линейным, распространение сигнала показано на фиг. 1. Поглощение акустической энергии вызывается тремя причинами: вязкостью, теплопроводностью и молекулярной релаксацией. На частотах до 40 кГц эти факторы вызывают пренебрежимую частотную дисперсию [2, 3]. На частотах от 40 до 100 кГц доминирует поглощение молекулярной релаксации $MgSO_4$ [4], а на частотах до 10 кГц влиянием вязкости и теплопроводности можно полностью пренебречь [3]. Ниже учитывается только поглощение за счет релаксации.

Предположим сперва, что градиент скорости звука равен нулю. Давление $p(t, \vec{r})$ в точке конца радиус-вектора \vec{r} является решением дифференциального уравнения,

$$(1 + 10^{-2} T_r \cdot \frac{\partial}{\partial t}) \nabla^2 p(t, \vec{r}) - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 p(t, \vec{r})}{\partial t^2} = -S_E(t, \vec{\mu}), \quad (5)$$

в котором T_r — время релаксации. Решение уравнения (5) с учетом (I) можно записать в форме

$$p(t, \vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{V_s} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{\mu}|} \cdot \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(j\omega, \vec{\mu}) S(j\omega, \vec{\mu}) (1 + j\omega T_r \cdot 10^{-2})^{-1} \cdot \exp\left\{j\omega \left[t - \frac{(\vec{r} - \vec{\mu})}{c} (1 + j\omega T_r \cdot 10^{-2})^{-\frac{1}{2}}\right]\right\} d\omega d\vec{\mu}. \quad (6)$$

Используя аппроксимацию Фраунгофера, формула (3) и (4), и учитывая, что время релаксации в морской воде лежит в пределах от 4 до 14 мкс, можно для частот до 100 кГц выражение (6) упростить к виду

$$p(t, \vec{r}) = \frac{1}{8\pi^2 r} \int_{-\infty}^{\infty} S'_E(j\omega, \frac{\omega}{2\pi c} \vec{r}_s) \cdot \exp\left(-\frac{10^{-2} \omega^2 T_r r}{2c}\right) \cdot \exp\left[j\omega \left(t - \frac{r}{c}\right)\right] d\omega. \quad (7)$$

Функцию

$$H_u(j\omega) = \exp\left(-\frac{10^{-2} \omega^2 T_r r}{2c}\right) \cdot \exp\left(-\frac{j\omega r}{c}\right) \quad (8)$$

можно рассматривать как передаточную функцию среды от излучателя к точке $|\vec{r}|$. Ее сравнение с экспериментальными результатами из [5] показывает удовлетворительное совпадение. На частотах от 10 до 100 кГц коэффициент поглощения лежит в пределах от 0,5 до 40 дБ/км. Это показывает необходимость его учета при высших частотах и расстояниях более 100 м.

При линейном профиле скорости звука в уравнении (5)

$$c = c_0 + b z. \quad (9)$$

Уравнение решается методом, описанным в [6]. Метод использует решение (7), заменяя длину прямого луча $|\vec{r} - \vec{\mu}|$ и время распространения $|\vec{r} - \vec{\mu}|/c$ функциями $L(\vec{r}, \vec{\mu})$ и $\tau(\vec{r}, \vec{\mu})$, учитывающими распространение звука по кривой, соответственно; скорость звука $c(z)$ и время релаксации

$T_r(z)$ — их средними значениями c_m и T_{rm} , соответственно. Если луч имеет точки перегиба, добавляется фазовый угол $\pi/2$ на каждую такую точку. При аппроксимации Фраунгофе-

ра получаем для луча без точек перегиба аналогично (7)

$$p(t, \vec{r}) = \frac{1}{8\pi^2 l(\vec{r})} \int_{-\infty}^{\infty} S'_E(j\omega, \frac{\omega}{2\pi} \vec{k}) \cdot \exp\left[-\frac{10^{-2} \omega^2 T_{rm}}{2c_m}\right] \cdot l(\vec{r}) \cdot \exp\{j\omega[t - \tau(\vec{r})]\} d\omega. \quad (10)$$

Направление вектора \vec{k} совпадает с направлением луча на излучателе. Длину луча $l(\vec{r})$, время распространения $\tau(\vec{r})$ и вектор \vec{k} можно определить по принципу Ферма (см. [6]). При градиенте b порядка 10^{-3} с^{-1} , глубинах порядка 100 м и приблизительно вертикальном излучении ошибка во времени распространения за счет неучета градиента скорости звука имеет порядок 100 мкс.

Модель дна. Миддлтон [2] описывает влияние неоднородностей, вызывающих отражение или рассеяние, с помощью импульсной реакции $h(t_1, t)$ или ее Фурье-преобразования $H(j\omega_1, j\omega)$. Сигнал в точке приема (которая может не совпадать с точкой излучения) можно описать выражением

$$S(t) = \frac{1}{(8\pi^2)^2 l_1 l_2} \int_{-\infty}^{\infty} A_{R_2}(j\omega, \frac{\omega}{2\pi} \vec{k}_2) \cdot H_{U_2}(j\omega) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} S'_E[j(\omega - \omega_1), \frac{\omega - \omega_1}{2\pi} \vec{k}_1] \cdot H_{U_1}[j(\omega - \omega_1)] \cdot H[j(\omega - \omega_1), j\omega_1] \cdot \exp[-j(\omega - \omega_1)\tau_1] \cdot \exp(-j\omega\tau_2) \cdot \exp(j\omega t) d\omega_1 d\omega, \quad (11)$$

Где индексы 1 и 2 относятся к участкам пути передатчик-дно и дно-приемник, соответственно. Импульсную реакцию дна можно представить в виде

$$h(t_1, t) = h(t) \cdot \gamma(t_1), \quad (12)$$

где $h(t)$ — учитывает эффекты затухания и резонанса;
 $\gamma(t_1)$ — "размер" неоднородности.

Для "твердого" дна ($\rho \cdot c \rightarrow \infty$) $h(t) = \delta(t)$. Если это условие не выполняется, $h(t)$ моделируется как реакция фильтра нижних частот и полосового фильтра. Важной проблемой является установление связи реакции $h(t_1, t)$ с характеристиками дна. Новарини и Каразерс [7, 8] разработали т.н. метод фасетного моделирования, основанный на импульсной реакции конечной плоскости [9]. Эта реакция состоит из

отраженной и рассеянной краями плоскости составляющих. Моделируемое дно представляется состоящим из таких кусочков плоскостей различной ориентации. Обобщение этой модели требует учета явлений затухания и резонанса.

Заключение. Приведенное описание эхо-сигнала не учитывает некоторых факторов, например, случайные неоднородности среды или доплеровский эффект. Однако их легко ввести в модель. Теоретическое описание этих эффектов дано в [IО, II].

Составление программы моделирования сигнала по (II) не представляет принципиальных трудностей. Основными операциями в программе являются: вычисление путей лучей при линейной аппроксимации профиля скорости, генерация случайных неровностей дна, вычисление частичных эхо-сигналов и их суммирование.

Л и т е р а т у р а

1. M i d d l e t o n, D. A statistical theory of Reverberation and similar first-order scattered fields. Part I. Waveforms and the general process. - IEEE Trans. on Information Theory, vol. IT-13, No. 3, July 1967, pp. 372-392.

2. M i d d l e t o n, D. A statistical theory of Reverberation and similar first-order scattered fields. Part III. Waveforms and fields. - IEEE Trans. on Information Theory, vol. IT-18, No. 1, January 1972, pp. 35-67.

3. O f f i c e r, C.B. Introduction to the Theory of Sound Transmission. Mc Graw Hill, New York, 1958.

4. U r i c k, R.J. Principles of Underwater Sound for Engineers. Mc Graw Hill, New York, 1967.

5. M a r s h, H.W. Sound absorption in sea water. - JASA, 34 (1962), pp. 864-865.

6. T o l s t o y, I., C l a y, C.S. Ocean Acoustics-Theory and Experiment of Underwater Sound. Mc Graw Hill, New York, 1966.

7. N o v a r i n i, J.C., C a r u t h e r s, J.W. Numerical modelling of acoustic-wave-scattering from randomly rough surface - an image model. - JASA, 53 (1973), 3, pp. 876-884.

8. N o v a r i n i, J.C., M e d w i n, H. Diffraction, reflection and interference during near-grazing and near-normal ocean surface backscattering. - JASA, 64 (1978), 1, pp. 260-268.

9. T r o r e y, A.W. A simple theory for seismic diffractions. - Geophysics, 35 (1970), pp. 762-784.

10. M i d d l e t o n, D. Doppler effects for randomly moving scatterers and platforms. - JASA, 61 (1977), 5, pp. 1231-1250.

11. Ч у п р о в С.Д., Ш в а ч к о Р.Ф. Звуковое поле в океане с учетом случайных неоднородностей среды. - В сб. Акустика океана, М., Наука, 1974.

H. Juppe

Modell eines hydroakustischen Bodenortungssignals

Zusammenfassung

Es wird eine Möglichkeit aufgezeigt, das hydroakustische Echosignal von einem rauen Boden zu modellieren. Das Modell basiert auf der phänomenologischen Beschreibung von Middleton, deren Konkretisierung auf Bodenstreuung angedeutet wird. Die einbezogenen Einflussfaktoren werden in ihrer Bedeutsamkeit für Frequenzen von 10 bis 100 kHz abgeschätzt.

А.Б. Кульман, В.Х. Саар, А.Б. Чубрик

ИЗМЕРЕНИЕ НЕЛИНЕЙНОСТИ АМПЛИТУДНОЙ
ХАРАКТЕРИСТИКИ СМЕСИТЕЛЯ

Известно, что преобразование частоты при малых уровнях входных сигналов является амплитудно-линейным процессом.

С ростом уровней входных сигналов происходит отклонение амплитудной характеристики смесителя от линейной. Это является причиной возникновения погрешностей при использовании смесителей в измерительных устройствах. Оценка такого вида погрешностей требует измерения амплитудной характеристики смесителя, с последующим определением отклонения ее от линейной. Как правило, также измерения необходимо производить в достаточно широком диапазоне частот, при большом уровне изменений входных сигналов.

Сложность таких измерений заключается в высоких требованиях по точности и стабильности, предъявляемых к измерительным приборам и генератору входного сигнала.

Считая, что преобразователь частоты есть безынерционный нелинейный нестилолюсник, покажем связь между отклонением амплитудной характеристики от линейной и относительным уровнем взаимной модуляции третьего порядка.

Измерение относительного уровня взаимной модуляции третьего порядка можно производить двухсигнальным методом, который выгоден тем, что к выходному спектру задающих генераторов не предъявляется высоких требований. Задача измерения нелинейности амплитудной характеристики смесителя при таком методе заметно упрощается.

Выразим проходную характеристику преобразователя частоты в виде:

$$i = \sum_{m,n} a_{mn} u_r^m u_c^n. \quad (1)$$

Считая, что входной сигнал является монохроматическим, а сигнал гетеродина полигармоническим, получим из (1).

$$i = \sum_{m,n} a_{mn} u_c^n \left(\sum_g u_{rg} \right)^m, \quad (2)$$

где

$$u_c = U_c \cos \omega_c t; \quad u_{rg} = U_{rg} \cos g \omega_r t; \\ g = 1, 2, 3 \dots$$

Используя обобщенную формулу Ньютона, получим для нечетных по сигналу членов ряда (2)

$$i_n = \sum_{m,p} a_{mp} u_c^p \sum \frac{m!}{m_1! m_2! \dots m_g!} u_{r1}^{m_1} u_{r2}^{m_2} \dots u_{rg}^{m_g}, \quad (3)$$

где

$$g, m = 1, 2, 3 \dots n; \quad p = 1, 3, 5 \dots (2n-1); \\ m_1 + m_2 + \dots + m_g = m.$$

При двухсигнальном воздействии на входе имеем:

$$u_c = u_{c1} + u_{c2}$$

где

$$u_{c1} = U_{c1} \cos \omega_1 t; \quad u_{c2} = U_{c2} \cos \omega_2 t. \quad (4)$$

Подставляя (4) в (2), получим

$$i = \sum_{m,n} a_{mn} (u_{c1} + u_{c2})^n \left(\sum_g u_{rg} \right)^m. \quad (5)$$

Используя формулу Ньютона и (3), получим:

$$i' = \sum_{m,n} a_{mn} \sum \frac{n!}{n_1! n_2!} u_{c1}^{n_1} u_{c2}^{n_2} \sum \frac{m!}{m_1! m_2! \dots m_g!} u_{r1}^{m_1} \dots u_{rg}^{m_g}, \quad (6)$$

$$\text{где } n = n_1 + n_2.$$

Из (6) видно, что интересующая нас комбинация $(2\omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_r)$ образуется только в нечетных по сигналу членах ряда. То есть, (3) и (6) совпадают с точностью до числового множителя.

Если сигнал гетеродина так же как и входной сигнал является монохроматическим ($u_r = U_r \cos \omega_r t$), то исполь-

зую (I), получим для нечетных членов ряда:

$$i_n = \sum_{m,n} (1/2)^{m+n-1} C_m^{\frac{m-1}{2}} C_n^{\frac{n-1}{2}} Q_{mn} U_r^m U_c^n \cos(\omega_c \pm \omega_r) t, \quad (7)$$

где $C_m^{\frac{m-1}{2}}, C_n^{\frac{n-1}{2}}$ - сочетания элементов.

Согласно (I) ток промежуточной частоты можно разложить на 2 составляющие - линейную и нелинейную.

$$I_n = I_{лн} + \Delta I. \quad (8)$$

Выражение (8) можно записать в виде:

$$I_n = I_{лн} \left(1 + \frac{\Delta I}{I_{лн}} \right), \quad (9)$$

член $\Delta I / I_{лн}$ - показывает относительное отклонение амплитудной характеристики преобразователя частоты от линейной.

Определим связь между уровнями продуктов преобразования, вызывающими отклонение амплитудной характеристики от линейной и продуктов взаимной модуляции третьего порядка, определяемой при двухсигнальном воздействии. С учетом (4) получим из (7):

$$I_{вм} = (1/2)^{n_1+n_2+m} Q_{mn} C_{n_1}^{\frac{n_1-2}{2}} C_{n_2}^{\frac{n_2-1}{2}} C_m^{\frac{m-1}{2}} \frac{n!}{n_1! n_2!} U_1^{n_1} U_2^{n_2} U_r^m, \quad (10)$$

где $n = n_1 + n_2; \quad n_1 = 2, 4, \dots, 2k;$
 $n_2 = 1, 3, \dots, (2k-1).$

Для примера, считая $m=1; n=3$ из (7), получим

$$\Delta I = 0,375 Q_{13} U_c^3 U_r,$$

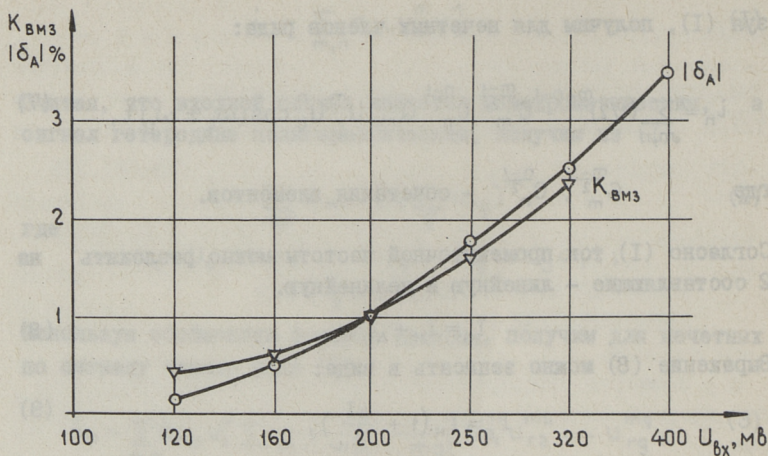
а из (10)

$$I_{вм3} = 0,375 Q_{13} U_{c1}^2 U_{c2} U_r.$$

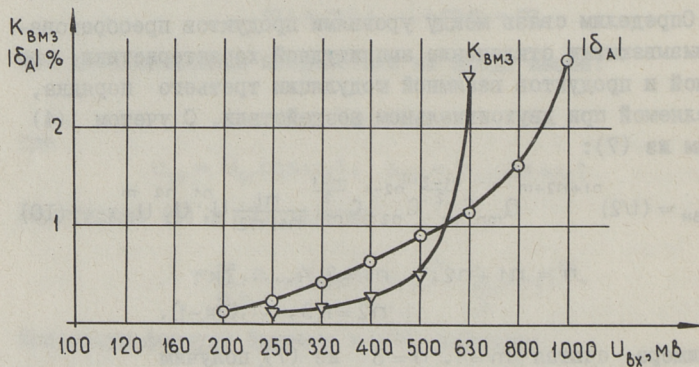
В частном случае, при $U_{c1} = U_{c2} = U_c$, получим $I_{вм3} = \Delta I$.

Таким образом, нелинейность амплитудной характеристики можно оценивать методом измерения взаимной модуляции третьего порядка двухсигнальным методом.

Для проверки полученного вывода были экспериментально исследованы схемы смесителей на двухзатворном полевом транзисторе (2) и на диодном переключателе тока (3). В обоих



Фиг. 1. Зависимости для смесителя на двухзатворном полевом транзисторе.



Фиг. 2. Зависимости для смесителя на переключателе тока.

смесителях измерены зависимости от уровня входного сигнала относительно уровня взаимной модуляции 3-го порядка и погрешности относительно отклонения передаточной характеристики от линейной. Зависимость для двухзатворного смесителя приведена на фиг. 1, для смесителя на переключателе тока - на фиг. 2.

Расхождение зависимостей во второй схеме смесителя объясняется влиянием нелинейностей высших порядков.

Л и т е р а т у р а

1. Б и р г е р Л.А. Расчет нелинейности диодного смесителя. Измерительная техника, 1957, № 6, с. 77-80.
2. Г о р ш е л е в В.Д. и др. Основы проектирования радиоприемников. Л., Энергия, 1977, 384 с.
3. Исследование высокочувствительных устройств переноса спектра с широким динамическим диапазоном. Промежуточный отчет II НИР, ХТ-745, ТПИ, Шульц Э.А., Таллин, 1978, с. 76-82.

A. Kulman, V. Saar, A. Chubrik

The Measuring of Nonlinearity for a Mixer's Amplitude Response

Summary

The problems associated with the high frequency measurements in a large range of input signals for the frequency transformers are discussed.

С о д е р ж а н и е

1.	И.О. Арро, Т.Д. Суллакато. Оценка амплитуд и задержек радиопульсов методом квазилинейной фильтрации.	3
2.	О.Э. Кангур. Измерение параметров искажения эхо-импульсов от упругих объектов.	7
3.	И.О. Арро. О спектре колебания при гармонической угловой модуляции.	13
4.	О.Э. Кангур, П.П. Словиг. Локализация неисправностей в линейных аналоговых цепях.	17
5.	Э. Мюллер. Распределения плотности вероятности фазы гидролокационных сигналов при малой плотности рассеивателей.	25
6.	Х. Юппе. Модель гидроакустического сигнала, отраженного от морского дна.	33
7.	А.Б. Кузьман, В.Х. Саар, А.Б. Чубрик. Измерение нелинейности амплитудной характеристики смесителя.	39

ТАЛЛИНСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
Труды ТПИ № 475
ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МЕТОДОВ И ПРИБОРОВ
ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ СЛАБЫХ СИГНАЛОВ
Труды по радиотехнике У1
Редактор И. Эйскоп, Техн. редактор В. Ранник
Сборник утвержден коллегией Трудов ТПИ 28 мая 1979 г.
Подписано к печати 30 окт. 1979 г. Бумага 60x90/16
Печ. л. 2,75 + 0,25 приложение. Уч.-изд. л. 2,1
Тираж 300. МВ-07135
Ротапринт ТПИ, Таллин, ул. Коскла, 2/9. Зак. № 710
Цена 30 коп.

Цена 30 коп.