

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО
СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ УССР

ХАРЬКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНСТИТУТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ имени М. К. ЯНГЕЛЯ

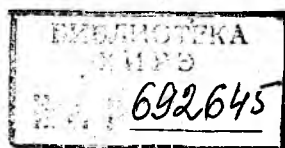
РАДИОТЕХНИКА

Республиканский
межведомственный
научно-технический
сборник

Основан в 1965 г.

ВЫПУСК 80

ЗНИИ



Харьков
Издательство при Харьковском
государственном университете
издательского объединения

«Вища школа»

1987

ХНУРЕ Radvotekhnika



692645

В сборнике представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований радиотехнических устройств различного назначения. Рассмотрены вопросы вакуумной и полупроводниковой электроники СВЧ-диапазона и техники сверхвысокочастотных измерений.

Нормативные материалы приведены по состоянию на 1 января 1987 г.

Для преподавателей, научных работников и специалистов.

Редакционная коллегия: д-р техн. наук проф. *А. И. Терещенко* (отв. ред.), канд. техн. наук доц. *В. Д. Кукуш* (зам. отв. ред.), канд. техн. наук доц. *Ж. Ф. Пащенко* (отв. секр.), д-р техн. наук проф. *Б. Л. Кащеев*, д-р физ.-мат. наук доц. *В. М. Кузьмичев*, канд. техн. наук доц. *Е. М. Кулешов*, д-р техн. наук проф. *А. С. Сердаков*, д-р физ.-мат. наук проф. *О. А. Третьяков*, д-р техн. наук проф. *В. А. Фролов*, д-р физ.-мат. наук проф. *Н. А. Хижняк*, д-р техн. наук проф. *А. Г. Шейн*, акад. АН УССР *В. П. Шестопалов*, д-р техн. наук проф. *Я. С. Шифрин*

Ответственный за выпуск: канд. техн. наук доц. *В. Д. Кукуш*

Адрес редакционной коллегии: 310141, Харьков-141, пр. Ленина, 14, институт радиоэлектроники, кафедра физики СВЧ, тел. 40-94-84

Редакция научно-технической литературы
Зав. редакцией *Л. А. Гаврилова*

А. И. ХЯННИКЯЙНЕН, канд. техн. наук, А. В. ГОЛЕНКО,
В. М. КАТАЛЕВСКИЙ, канд. техн. наук

АНАЛИЗ СПОСОБОВ СКАНИРОВАНИЯ ЧАСТОТЫ ГЕНЕРАТОРА В СИСТЕМАХ ВИБРОИСПЫТАНИИ

Виброиспытания электронной аппаратуры (ЭА) — важный этап в обеспечении надежности специализированных устройств [1], позволяющий определить динамические параметры и проверить работоспособность изделий при действии вибрации. Виброиспытательные системы реализуют возбуждение механических колебаний в широком диапазоне частот, а также допускают регулирование амплитуды и частоты по необходимому закону [1; 2]. В современных системах развертка выходной частоты управляющего генератора производится по линейному и экспоненциальному законам, реже по логарифмическому, что отвечает требованиям ГОСТ 16962—71.

При развертке частоты генератора по линейному закону $\omega(t) = \omega_n + v_\omega t$. Здесь ω_n — нижняя граница диапазона развертки; v_ω — скорость сканирования частоты. Данный способ применяется при испытаниях на обнаружение резонансных частот (испытания 101) и на виброустойчивость (испытания 102) [2]. Скорость сканирования v_ω постоянна во всем диапазоне развертки $[\omega_n, \omega_b]$, где ω_b — верхняя граница диапазона:

$$v_\omega = \text{const при } \omega \in [\omega_n, \omega_b]. \quad (1)$$

Согласно указанному ГОСТу

$$v_\omega \leq \begin{cases} 1 \text{ окт/мин при испытаниях 101;} \\ 2 \text{ окт/мин при испытаниях 102.} \end{cases}$$

Время развертки частоты в заданном диапазоне за один цикл определяется выражением $t_p = (\omega_b - \omega_n) v_\omega$ (1а).

При развертке частоты генератора по экспоненциальному закону $\omega(t) = \omega_n \exp(\alpha_2 t)$. Здесь α_2 — постоянная нарастания выходной частоты управляющего генератора. Запишем скорость сканирования v_ω и время развертки t_p при испытаниях 103 на виброустойчивость:

$$v_\omega = v_\omega(t) = \alpha_2 \omega_n \exp(\alpha_2 t); \quad (2)$$

$$t_p = (1/\alpha_2) \ln(\omega_b/\omega_n). \quad (2а)$$

Значение α_2 можно определить из формулы (2а) при известных для каждой степени жесткости испытаний значениях t_p , ω_b , ω_n [2]. Для логарифмического закона можно записать аналогичные зависимости.

Развертка частоты управляющего генератора указанными способами не рациональна. Линейный и экспоненциальный законы обеспечивают для каждой частоты $\omega \in [\omega_n, \omega_b]$ одинаковое время пребывания испытуемого изделия или число циклов нагружения. Однако наиболее важными частотами вибронгруженных устройств ЭА являются частоты вибрации, совпадающие с собственными частотами изделия [1]. Для сокращения продолжительности виброиспытаний целесообразно производить развертку выходной частоты управляющего генератора таким образом, чтобы скорость сканирования уменьшалась при приближении к резонансной частоте и увеличивалась по мере удаления от последней. Такое управление можно осуществлять, если скорость сканирования изменять в зависимости от некоторых динамических характеристик изделия, получаемых непосредственно в процессе испытаний.

При управлении скоростью сканирования выходной частоты генератора по крутизне амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) объекта испытаний [3]

$$v_\omega = v_\omega(\omega) = |\alpha_3 dx(\omega)/d\omega| + v_0, \quad (3)$$

где α_3 — коэффициент влияния скорости нарастания АЧХ объекта испытаний на скорость сканирования частоты при развертке последней; $\kappa(\omega)$ — коэффициент динамического усиления объекта испытаний; v_0 — постоянная составляющая скорости сканирования, необходимая для устранения остановки процесса развертки частоты управляющего генератора на резонансных частотах изделия в диапазоне частот развертки. Время

$$t_p = \int_{\omega_n}^{\omega_b} \frac{d\omega}{\alpha_3 |dx(\omega)/d\omega| + v_0}. \quad (3a)$$

При известной функции $\kappa(\omega)$ его можно найти численными методами.

Для приближенного анализа зависимостей (3), (3a) допустим, что объект испытаний в диапазоне $[\omega_n, \omega_b]$ ведет себя как механическая система с одной степенью свободы. Подставив в формулу (3) известную зависимость коэффициента динамического усиления от частоты $\kappa(\omega)$ для системы с одной степенью свободы [4], получим

$$v_\omega = \frac{\alpha_3 v}{\omega_0} \frac{2|1 - v^2| + (\vartheta/\pi)^2}{\sqrt{[(1 - v^2)^2 + (\vartheta/\pi)^2 v^2]^3}}, \quad (4)$$

где ϑ — логарифмический декремент затухания; ω_0 — собственная частота объекта испытаний; v — коэффициент расстройки, или частное отношение, $v = \omega/\omega_0$. Обозначим $2\delta^2 = (\vartheta/\pi)^2 \omega_0^2$. Здесь δ — коэффициент затухания. Тогда из выражения (4) следует

$$v_\omega = v_0, \quad \omega \ll \omega_0; \quad \omega^2 = \omega_0^2 - \delta^2, \quad \omega \gg \omega_0. \quad (5)$$

Скорость сканирования выходной частоты генератора при законе (3) одинакова в областях частот, близких к собственной частоте объекта и значительно удаленных от последней, что обуславливает необходимость в анализе производных более высоких порядков от функции $\kappa(\omega)$ по частоте ω .

Следующим недостатком использования закона (3) для управления скоростью сканирования выходной частоты генератора является зависимость вида получаемой при развертке частоты функции $\kappa(\omega)$ от скорости сканирования [4]. Степень зависимости определяется свойствами испытуемого изделия.

Определим значения коэффициента α_3 , при которых априори можно принять, что АЧХ объекта испытаний не зависит от скорости развертки. Согласно работе [2] поставим условие: в пределах полосы пропускания резонансного пика скорость развертки должна быть не более v^* (1—2 окт/мин):

$$v_{\omega} \Big|_{\omega=\omega_0-\Delta\omega} = \alpha_3 \left| \frac{d\kappa(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0-\Delta\omega} + v_0 \leq v^*.$$

Для упрощения вычислений положим, что испытуемый объект — высокодобротная механическая система. Тогда

$$\alpha_3 \leq \frac{\omega_0(4Q-1)^2}{16Q^3(2Q-1)}(v^* - v_0),$$

где Q — добротность системы. Для наихудшего случая примем $\omega_0 = \omega_B$,

$$\alpha_3 \cong \frac{\omega_B}{2Q^3}(v^* - v_0). \quad (6)$$

При этом оценка времени

$$t_p = \frac{Q}{\omega_0} \frac{1}{(v^* - v_0)} \int_{\omega_H}^{\omega_B} \left(v + \frac{1}{v} \right)^2 d\omega \quad (7)$$

может быть рассчитана при известных значениях входных величин.

В устройстве, описанном в работе [5], управление скоростью сканирования осуществляется по фазочастотной характеристике (ФЧХ) изделия, т. е. скорость сканирования принимается пропорциональной фазовому сдвигу между вынужденными и вынуждающими колебаниями:

$$v_{\omega} = v_{\omega}(\omega) = \alpha_4 \left[\frac{\pi}{2} - \Delta\varphi(\omega) \right]. \quad (8)$$

Здесь $\Delta\varphi(\omega)$ — сдвиг фаз, $\Delta\varphi(\omega) = \text{arctg} \{ \delta v / \pi(1 - v^2) \}$; α_4 — коэффициент влияния сдвига фаз относительно $\pi/2$ на скорость

развертки частоты. Время t_p определяется с учетом времени затухания $t_{зат}$ переходных процессов на резонансных частотах:

$$t_p = \int_{\omega_n}^{\omega_b} \frac{d\omega}{\alpha_4 \left| \frac{\pi}{2} - \Delta\varphi(\omega) \right|} + t_{зат} \quad (8a)$$

Его значение можно найти численными методами.

Для приближенного вычисления согласно зависимостям (8), (8a) считаем объект испытаний высокодобротной механической системой с одной степенью свободы, имеющей ступенчатую ФЧХ. Скорость сканирования

$$v_\omega = \begin{cases} \alpha_4 \left\{ \frac{\pi}{2} \right\}, & \omega \neq \omega_0; \\ 0, & \omega = \omega_0. \end{cases} \quad (9)$$

Тогда время развертки

$$t_p = \frac{2}{\pi} \frac{1}{\alpha_4} (\omega_b - \omega_n) + t_{зат} \quad (10)$$

Для оценки $t_{зат}$ принимаем время, за которое амплитуда собственных колебаний механической системы уменьшится в e раз на резонансной частоте:

$$t_{зат} = \frac{2\pi}{\omega_0 \delta} = \frac{1}{\delta} = \frac{2Q}{\omega_0} \quad (11)$$

Значение параметра α_4 в формуле (9) выбирается из соотношения $\alpha_4 = 2v_{\max}/\pi$, где v_{\max} — максимально допустимая скорость развертки применяемой виброиспытательной системы.

Оценим затраты времени на проведение испытаний при различных перечисленных законах управления скоростью сканирования выходной частоты управляющего генератора. Положим, что испытуемое изделие имеет в диапазоне частот от $\omega_n = 2\pi \cdot 10$ 1/с до $\omega_b = 2\pi \times 200$ 1/с один резонансный пик $\omega_0 = 2\pi \cdot 100$ 1/с и $Q = 10$. Виброиспытательная система допускает скорость развертки до $v_{\max} = 40$ Гц/мин; при испытаниях 101 положим $v^* = 10$ Гц/мин, при испытаниях 102 — $v^* = 20$ Гц/мин. Сравнение результатов, приведенных в таблице, позволяет оценить затраты времени на испытания при различных способах развертки выходной частоты управляющего генератора. Здесь 1 — линейный закон изменения частоты, 2 — экспоненциальный. 3 — управление по АЧХ, 4 — по ФЧХ:

Закон развертки частоты	Продолжительность испытаний, мин		
	101	102	103
1	19	9,5	—
2	—	—	12
3	11,9	5,25	5,25
4	4,75	4,75	4,75

Список литературы: 1. Фролов В. А. Механические воздействия и защита радиоэлектронной аппаратуры. К., 1979. 128 с. 2. ГОСТ 16962—71. Изделия электронной техники и электротехники. Механические и климатические воздействия: Требования и методы испытаний. Введ. 01.01.78. 3. А. с. 862016 СССР. Вибростенд для испытания объектов на резонансных частотах/В. Ю. Гусев, С. С. Кораблев, А. П. Проскураков и др.//Бюл. изобрет. 1981. № 33. С. 224. 4. Вибрации в технике: Справочник: В 6-ти т. Т. 1. Колебания линейных систем/Под ред В. В. Болотина. М., 1978. 352 с. 5. А. с. 1097908 СССР. Устройство для виброиспытаний/А. В. Голенко, А. И. Хяникияйнен//Бюл. изобрет. 1984. № 22. С. 127.

Поступила в редколлегию 29.12.84.

УДК 621.312

Н. И. СЛИПЧЕНКО, Г. И. ЯЛОВЕГА

МОДЕЛИРОВАНИЕ СТАЦИОНАРНОГО РЕЖИМА ЧАСТОТНО-ГАРМОНИЧЕСКОГО МНОГОУСТОЙЧИВОГО ЭЛЕМЕНТА НА ОСНОВЕ НЕЛИНЕЙНОГО КОНТУРА

Частотно-гармонический многоустойчивый элемент (ЧГМЭ) можно использовать в радиоимпульсных системах обмена информацией в качестве приемно-передающего устройства в схемах с многозначным кодированием информации, как пересчетное или запоминающее устройство, функциональный преобразователь [1, 2].

Схема ЧГМЭ (рис. 1) представляет собой последовательно-параллельный колебательный контур с нелинейной емкостью $p-n$ -перехода или МДП-структуры и с цепью внутренней обратной связи. Питание колебательного контура осуществляется прямоугольными импульсами $U_r(t)$ большой скважности $T/\tau_{\text{имп}} \gg 1$, где T — период следования; τ — длительность импульсов. Управление многоустойчивым элементом, т. е. перевод из одного устойчивого состояния в другое, осуществляется подачей управляющего импульса $U_{\text{упр}}$ в цепь автосмещения, что приводит к изменению напряжения смещения $E_{\text{см}}$, а следовательно, к перестройке резонансной частоты контура на другую гармоническую составляющую линейчатого спектра частот [3].

При создании элементов в интегральном исполнении получение индуктивностей и полупроводниковых емкостей с большими значениями добротностей связано со значительными трудностями технологического характера. Исходя из этого теорети-

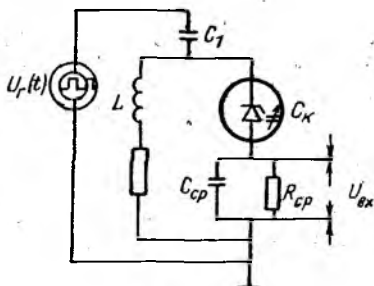


Рис. 1

ческий анализ ЧГМЭ необходимо проводить с учетом влияния на его результирующую амплитудно-частотную характеристику соседних гармонических составляющих спектра питающего напряжения, попадающих в полосу пропускания контура.

Математическая модель ЧГМЭ, созданная с учетом работы [4], при воздействии на систему $2n+1$ гармонических составляющих представляет собой систему нелинейных дифференциальных уравнений, одно из которых (второго порядка) описывает эквивалентный колебательный контур, а другое (первого порядка) — цепь обратной связи:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega^2 x = - \left\{ \frac{\lambda}{\lambda+1} x \frac{d^2x}{dt^2} + \frac{h}{\lambda+1} (1 + \lambda \xi + \lambda \xi x + \right. \\ \left. + \frac{\lambda dx}{h dt}) \frac{dx}{dt} + \frac{\omega^2 x^2}{2} \right\} + \left[\frac{\lambda}{\lambda+1} \frac{U_{\text{нмн}} \Omega_1}{\pi \varphi_k (b+1)} \sqrt{h^2 + k^2 \Omega^2} P_k(\Omega_1 t) \right]; \quad (1)$$

$$\sin(k\Omega_1 t + \beta_k); \quad \frac{db}{dt} = - \frac{b}{R_\Phi C_\Phi} + \frac{F(a)(1+b) - \left(b + \frac{\varphi_k}{\varphi_k}\right)}{R_1 C_\Phi} \alpha_0. \quad (2)$$

Здесь x — нормированный заряд на нелинейной емкости C_k ,

$$x = \frac{q}{2C_k \varphi_k (1+b)}; \quad \omega^2 = \frac{1 + \frac{R}{R_3}}{LC_k(1+\lambda)}; \quad \lambda = \frac{C_1}{C_k} \ll 1; \quad h = \frac{R}{L}; \\ \xi = 1 + \frac{1}{h\tau_3}; \quad b = \frac{E_{\text{см}}}{\varphi_k}; \quad F(a) = \left| -2a + \frac{2}{3}a^2 + \frac{a^3}{3} + \frac{a^4}{36} \right|;$$

$$P_k(\Omega_1 t) = \left\{ \left[\sum_{n=1}^m \sin(n\Omega_1 t - \alpha_{k-n}) \sin z_{k-n} - \sin(n\Omega_1 t + \alpha_{k+n}) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \sin z_{k+n} - \sin \alpha_k \sin z_k \right]^2 + \left[\sum_{n=1}^m \cos(n\Omega_1 t - \alpha_{k-n}) \sin z_{k-n} + \right. \right. \\ \left. \left. + \cos(n\Omega_1 t + \alpha_{k+n}) \sin z_{k+n} + \cos \alpha_k \sin z_k \right]^2 \right\}^{1/2},$$

$$\tau_3 = C_1 R_3; \quad z_k = \frac{k\Omega_1 \tau}{2}; \quad z_{k+n} = \frac{(k+n)\Omega_1 \tau}{2};$$

$$z_{k-n} = \frac{(k-n)\Omega_1 \tau}{2}; \quad \alpha_k = -\varphi_k + \text{arctg} \left(-\frac{h}{k\Omega_1} \right);$$

$$\alpha_{k-n} = -\varphi_{k-n} + \text{arctg} \left[-\frac{h}{\Omega_1(k-n)} \right];$$

$$\alpha_{k+n} = -\psi_{k+n} + \text{arc tg} \left[-\frac{h}{\Omega_1(k+n)} \right];$$

$$\psi_k = \text{arc tg} \frac{1 - \cos k\Omega_1\tau}{\sin k\Omega_1\tau}; \quad R_s = \frac{\pi R_i}{\theta - \sin \theta \cos \theta},$$

$$R_i = \frac{\text{tg} \theta - \theta}{\pi}; \quad \alpha_\theta = \frac{\sin \theta - \theta \cos \theta}{\pi(1 - \cos \theta)};$$

$\beta_k =$

$$= \frac{\sum_{n=1}^m \cos(n\Omega_1 t - \alpha_{k-n}) \sin z_{k-n} + \cos(n\Omega_1 t + \alpha_{k+n}) \sin z_{k+n} + \cos \alpha_k \sin z_k}{\sum_{n=1}^m \sin(n\Omega_1 t - \alpha_{k-n}) \sin z_{k-n} - \sin(n\Omega_1 t + \alpha_{k+n}) \sin z_{k+n} - \sin \alpha_k \sin z_k};$$

$C_k = C_{k0}(1+b)^{-x}$; $0 < x \leq 1$; θ — угол отсечки;

φ_k — контактная разность потенциалов; $E_{см}$ — напряжение автоматического смещения; a — амплитуда первой гармоники заряда; k — номер гармоники, на которую настроен ЧГМЭ; Ω_1 — расстояние между спектральными составляющими; $L, R, C_1, R_\Phi, C_\Phi$ — параметры цепи; R_i — внутреннее сопротивление частично открытого $p-n$ -перехода; $U_{имп}$ — амплитуда импульсов питания; φ_k — коэффициент аппроксимации вольт-амперной характеристики $p-n$ -перехода.

При добротности контура $Q=30-50$ можно ограничиться учетом только трех гармонических составляющих, попадающих в полосу пропускания с номерами $k, k-1, k+1$. Для случая нелинейной емкости полупроводникового диода со ступенчатым распределением легирующих примесей $x = \frac{1}{2}$.

Если ЧГМЭ настроен на k -ю ($\omega \approx k\Omega_1$) гармоническую составляющую, то решение уравнения (1) во втором приближении имеет вид

$$x = a \cos(k\Omega_1 t + \vartheta) + \frac{a^2}{12} \left(1 + \frac{R}{R_s} \right) \cos 2(k\Omega_1 t + \vartheta) - \frac{a^2}{4} \left(1 + \frac{R}{R_s} \right) - \xi \frac{\lambda}{\lambda+1} \frac{n}{6} \frac{a^2}{k\Omega_1} \sin 2(k\Omega_1 t + \vartheta), \quad (3)$$

где амплитуда a и фаза ϑ определяются системой дифференциальных уравнений

$$\frac{da}{dt} = -\frac{1}{2} \left(ha + \frac{\lambda}{\lambda+1} \xi ha + \frac{\lambda}{\lambda+1} \xi \frac{ha}{3} \right) + \frac{[U_{имп} \Omega_1 P_k(\Omega t) \sqrt{k^2 \Omega_1^2 + h}] \cos(\beta_k - \vartheta)}{2\pi \varphi_k (1+b) \omega};$$

$$\frac{d\vartheta}{dt} = \omega - k\Omega_1 - \frac{5}{48}\omega\alpha^2 + \frac{5}{48}\frac{\lambda}{\lambda+1}k\Omega_1\alpha^2 - \frac{1}{4}\frac{h^2}{\omega^2}\left(\frac{1+\lambda\xi}{\lambda+1}\right)^2 - \frac{[U_{\text{имп}}\Omega_1 P_k(\Omega_1 t) \sqrt{k^2\Omega_1^2 + h}] \sin(\beta_k - \vartheta)}{2\pi\varphi_k(1+b)a\omega} \quad (4)$$

Для стационарного режима работы $\frac{da}{dt} = \frac{d\vartheta}{dt} = \frac{db}{dt} = 0$.

В процессе работы элемента, когда он точно настроен на соответствующую спектральную составляющую, заряд на конденсаторе фильтра практически не изменяется: $E_{\text{см}} = \text{const}$. При исследовании стационарного режима необходимо использовать условие

$$P_k(\Omega_1 t) = P_{k \text{ макс.}}$$

Тогда для интервала $0 < t \leq \tau$, в течение которого существует импульс и контур работает в режиме вынужденных колебаний, амплитудно-частотная характеристика

$$\left\{ \left(\frac{\lambda}{\lambda+1} \right)^2 \frac{U_{\text{имп}}^2 P_{k \text{ макс}}^2}{\varphi_k (1+b) \pi k^2 a_m^2} \left(1 + \frac{1}{Q^2} \right) - \frac{1}{Q^2} \left[1 + \frac{\lambda}{\lambda+1} \xi \left(1 - \frac{a_m^2}{4} \right) \right] \right\}^{\frac{1}{2}} - \frac{5}{24} a_m^2 \left(1 + \frac{\lambda}{\lambda+1} \right) - \frac{1}{2Q^2} \left(\frac{1+\lambda\xi}{1+\lambda} \right)^2 = 0. \quad (5)$$

Здесь a_m — максимальное значение амплитуды первой гармоники заряда; $Q = \frac{k\Omega_1 t}{R}$.

Из уравнения (2) с учетом $\frac{db}{dt} = 0$ находим зависимость

$$b = \frac{F(a_m) - \frac{\varphi_k}{\varphi_k}}{1 + \frac{R_i}{R\varphi_{\alpha_n}} - F(a_m)}, \quad (6)$$

соответствующую напряжению на потенциальном выходе ЧГМЭ для каждого устойчивого состояния. Последние определяются совместным решением уравнений (5), (6).

Фазочастотную характеристику получим из системы уравнений (4):

$$\vartheta = \beta_k - \text{arctg} \frac{\frac{5}{48} k\Omega_1 \left(1 + \frac{\lambda}{\lambda+1} \right) a_m^2 + \frac{1}{4} \frac{h^2}{k^2\Omega^2} \left(\frac{1+\lambda\xi}{1+\lambda} \right)^2}{\frac{1}{2} \left(h + \frac{\lambda}{\lambda+1} \xi h + \frac{\lambda}{\lambda+1} \xi \frac{h a_m^2}{4} \right)}. \quad (7)$$

Чтобы определить закон изменения амплитуды a и фазы ϕ высокочастотных колебаний в контуре, необходимо вычислить

$$a = a_m P_k(\Omega_1 t). \quad (8)$$

В интервале $\tau < t \leq T$ высокочастотные колебания затухают, так как импульс на контур не воздействует. В течение этого времени амплитуда первой гармоники заряда изменяется по закону

$$a(t) = a_\tau e^{-ht}, \quad (9)$$

где $0 \leq t \leq T - \tau$; a_τ — амплитуда в момент окончания действия импульса напряжения питания.

Форма напряжения на нелинейном контуре асимметрична [4]. Амплитуды положительной U_{m+} и отрицательной U_{m-} полуволн напряжения связаны с амплитудой первой гармоники заряда соотношениями

$$\begin{aligned} U_{m+} &= \varphi_k (1 + b) \left| -2a + \frac{2}{3} a^2 + \frac{a^3}{3} + \frac{a^4}{36} \right|; \\ U_{m-} &= \varphi_k (1 + b) \left| -2a + \frac{2}{3} a^2 - \frac{a^3}{3} + \frac{a^4}{36} \right|. \end{aligned} \quad (10)$$

Используя инженерную методику расчета ЧГМЭ [5], можно получать параметры последовательности прямоугольных импульсов, при которых наблюдается наибольшее число устойчивых состояний для следующих параметров цепи:

$$C_\Phi = 4,7 \cdot 10^{-9} \text{ Ф}; \quad C_1 = 2,6 \cdot 10^{-11} \text{ Ф}; \quad C_{k_0} = 4,55 \cdot 10^{-10} \text{ Ф};$$

$$L = 2,38 \cdot 10^{-3} \text{ Гн}; \quad \varphi_k = 0,8 \text{ В}; \quad \varphi'_k = 0,4 \text{ В};$$

$$R_l = 2,5 \cdot 10^3 \text{ Ом}; \quad R_\Phi = 5 \cdot 10^5 \text{ Ом}; \quad R = 49 \text{ Ом}.$$

Наибольшее число устойчивых состояний, равное пяти, наблюдается при таких значениях параметров последовательности импульсов: $\Omega_1 = 3,77 \cdot 10^4$ ГЦ; $T = 1,67 \cdot 10^{-4}$ с; $\tau = 1,38 \cdot 10^{-5}$ с; $U_{\text{имп}} = 34$ В. Значения k , характеризующие номера гармоник, на которые последовательно настраивается элемент, равны 26 — 30. Период полного низкочастотного колебания в контуре $T_{\Omega_1} = \frac{2\pi}{\Omega_1}$,

а время действия импульса τ , причем $T_{\Omega_1} > \tau$. Поэтому в течение действия импульса в контуре происходит только какая-то часть данного колебания.

На рис. 2 показано изменение амплитуды отпирающей полуволны напряжения в контуре для $k=28$ ($E_{\text{см. теор}} = 1,106$ В; $E_{\text{см. эксп}} = 1,04$ В) в случае полного низкочастотного колебания. Данная форма колебаний имеет место, когда гармонические

составляющие воздействуют на элемент все время. С помощью соотношений (5), (6), (8)—(10) определяем форму напряжения на нелинейном контуре при воздействии последовательности прямоугольных импульсов (рис. 3).

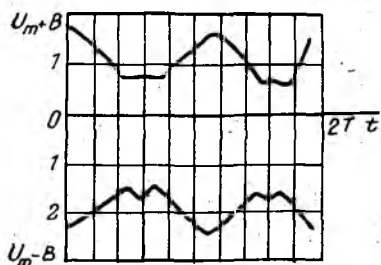


Рис. 2

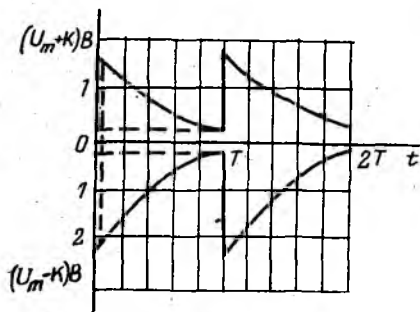


Рис. 3

Во время работы ЧГМЭ всегда выполняется условие $\tau_{\phi} \gg T_{\Omega_1}$ ($\tau_{\phi} = R_{\phi} C_{\phi}$), следовательно, за период $T = T_{\Omega_1}$ напряжение E_{cm} изменяется незначительно и этим изменением можно пренебречь.

Список литературы: 1. *Иваськин Ю. Л., Тузов В. М.* Цифровые устройства обработки сигналов на многозначных структурах. К., 1975. 168 с. 2. *Сигорский В. П., Ситников Л. С., Утаков Л. Л.* Многоустойчивые элементы дискретной техники. М., 1966. 310 с. 3. *Исследование спектрофона с внутренней обратной связью с применением ЭЦВМ/А. А. Молчанов, В. К. Дущенко, Ю. Х. Лоза, Г. И. Яловега//Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1973. 16. № 12. С. 14—22.* 4. *Проектирование многофункциональных и интегральных схем/А. А. Молчанов, В. П. Волкогон, Ю. Х. Лоза, Г. И. Яловега. К., 1984. 143 с.* 5. *Яловега Г. И., Карпухин А. В.* Оптимизация параметров частотно-гармонического многоустойчивого элемента//Радиотехника. 1979. Вып. 48: С. 75—78.

Поступила в редколлегию 13.08.85.

УДК 621.373

В. В. БУГАЕНКО, В. И. ЩЕРБАК, канд. техн. наук

МЕТОДЫ СИНХРОНИЗАЦИИ КОЛЕБАНИЙ МНОГОЧАСТОТНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

Для формирования сверхмощных импульсных сигналов в системах локации или сверхдальней связи помимо традиционных устройств в фазированных антенных решетках возможно применение многочастотных генераторов. Однако в обычном виде использование их не представляется возможным, так как генерируемые колебания в общем случае некогерентны. Чтобы выполнялись определенные фазовые соотношения между колеба-

ниями многочастотного генератора, необходимо обеспечить их синхронизацию.

Синхронизация колебаний одночастотных генераторов достаточно изучена [1, 2]. Характеристики многочастотных генераторов радиодиапазона практически не рассматривались, хотя синхронизация мод генераторов оптического диапазона (лазеры) подробно исследована.

Используем эквивалентные электрические модели лазеров [3, 4], структура которых практически не зависит от частоты,

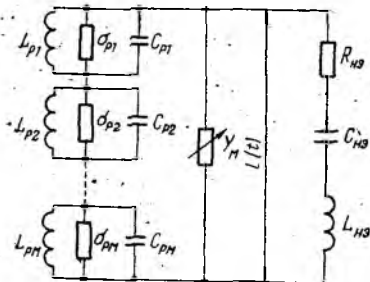


Рис. 1

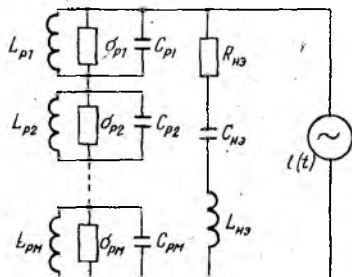


Рис. 2

в целях распространения методов синхронизации мод на многочастотные генераторы радиодиапазона. По аналогии с эквивалентными моделями лазеров с принудительной синхронизацией мод составим эквивалентные схемы многочастотного генератора, где предусмотрена принудительная синхронизация генерируемых колебаний (рис. 1, 2). Здесь нелинейный элемент отображается последовательным контуром с элементами $R_{нз}$, $C_{нз}$, $L_{нз}$, имеющими отрицательное значение. Нагрузкой генератора является цепочка параллельных колебательных контуров. Положим, что добротность контуров достаточно велика, поэтому j -я составляющая супермоды действует только в колебательном контуре L_{pj} , C_{pj} , σ_{pj} . Кроме того, связь между боковыми составляющими супермоды осуществляется только посредством модуляции, а другими связями, в частности через активный элемент, можно пренебречь. В таких схемах многочастотных генераторов могут одновременно существовать несколько устойчивых колебаний на частотах, близких к частотам настройки контуров [5]. Проводимость Y_m (рис. 1), изменяется с изменением частоты модуляции ν_m . Модуляция может быть частотной и амплитудной. Синхронизирующий сигнал $J(t)$ вырабатывается генератором тока (рис. 2).

Рассмотрим эквивалентную схему (рис. 1). Положим, что синхронизация осуществляется изменением потерь колебательных контуров, т. е. $Y_m = \sigma_m(t)$, где $\sigma_m(t)$ — активная проводимость, а несущая частота супермоды ω_p точно настроена на центральную частоту последовательного колебательного конту-

ра Ω ($\omega_p = \Omega$). В этом случае частота колебаний составляющей супермоды l_j вычисляется по формуле $\nu_j = \omega_p + j\nu_m$, где $j=0, 1, 2, \dots, m$. В соответствии с законом Кирхгофа $-J_{mj} = (y_{pj} + \bar{y}_{нэj}) \times \times E_j$ (1). Здесь J_{mj} — комплексная амплитуда тока, протекающего через модулирующий элемент $\sigma_m(t)$ и имеющего частоту ν_j ; E_j — комплексная амплитуда составляющей l_j ; y_{pj} , $\bar{y}_{нэj}$ — проводимости контуров; L_{pj} , C_{pj} , σ_{pj} , $\bar{L}_{нэ}$, $\bar{C}_{нэ}$, $\bar{R}_{нэ}$ — элементы линеаризованного колебательного контура. Представим закон изменения потерь колебательных контуров так: $\sigma_m(t) = \sigma_m(1 + \mu \cos \nu_m t)$ (2).

Преобразуя (1) с учетом (2), получим уравнение

$$E_{j-1} - E_{j+1} = \frac{4j\nu_m \sigma_{pj}}{\mu \sigma_m} \left[T_{pj} \frac{\Delta\nu - \nu_m}{\nu_m} - \frac{\bar{\alpha}_j T_p}{2} \right] E_j,$$

стационарное решение которого имеет вид $E_j = E_0 I_j(\Gamma)$ (3),

где

$$\Gamma = \frac{\mu\gamma}{2\nu_m T_p \left[\frac{\delta\nu}{\nu_m} - \frac{\alpha}{2} \frac{T}{T_p} \right]}$$

μ — коэффициент модуляции; $\gamma = \sigma_m \sigma_p^{-1}$; T_p — постоянная времени параллельного колебательного контура; $\delta\nu = \Delta\nu - \nu_m$; $\Delta\nu$ — частотный интервал между составляющими супермоды;

$\alpha = \frac{\sigma_{нэ}}{\sigma_p}$; $\sigma_{нэ} = R_{нэ}^{-1}$; T — постоянная времени последовательного колебательного контура; $I_j(\Gamma)$ — гиперболическая функция Бесселя j -го порядка. Принимая во внимание, что

$$l(t) = \sum_j E_j \cos(\nu_j t + \varphi_j), \quad (4)$$

с учетом (3) запишем выражение для интенсивности поля:

$$U = J(t) \cos^2 \left[\left(\omega_p + \frac{m-1}{2} \nu_m \right) t + \varphi \right]. \quad (5)$$

Здесь

$$J(t) = J_0 \frac{e^{2\Gamma}}{2\pi\Gamma} \left(\frac{\sin\left(m \frac{\nu_m}{2} t\right)}{\sin\left(\frac{\nu_m}{2} t\right)} \right)^2. \quad (6)$$

Уравнение (5) связывает параметры генератора с характеристиками излучаемого поля и показывает, что электромагнитное

поле имеет вид импульсов длительностью $t_{\text{и}} = 4\pi(m\Delta\nu)^{-1}$ и периодом следования $\tau_{\text{и}} = 2\pi/\Delta\nu$.

Анализ инжекционного метода синхронизации колебаний проведем на основании эквивалентной схемы (рис. 2). Из нее следует

$$l(t) = \sum_{j=1}^m l_j(t). \quad (7)$$

Синхронизирующий сигнал выберем в аналогичной форме:

$$J(t) = \sum_{j=1}^m J_j(t). \quad (8)$$

В этом случае для j -й составляющей супермоды составим дифференциальное уравнение

$$C_{pj} \frac{dl_j}{dt} + \sigma_{pj} l_j + \frac{1}{L_{pj}} \int l_j dt = -l_j \sigma_{\text{нз}} + J_j(t). \quad (9)$$

Здесь пренебрегаем реактивными членами $L_{\text{нз}}$, $C_{\text{нз}}$ колебательного контура. Подобное уравнение было решено в работе [6] при исследовании процесса установления режима захватывания для одночастотного генератора. Следовательно, все полученные выводы распространяются и на процесс синхронизации j -й компоненты супермоды. Генерируемые колебания в общем виде также описываются уравнением (5). Полагая, что синхронизирующий сигнал — синусоидальное колебание, модулированное гармоническим законом, и используя при решении (9) метод медленно меняющихся амплитуд [6], получаем укороченные уравнения вида

$$\begin{aligned} & \{[\omega_j + \dot{\varphi}_j(t)]^2 - \omega_{pj}^2\} A_j(t) \cos \varphi_j(t) + [2\dot{A}_j(t) + \\ & + \frac{\sigma}{C_{pj}} A_j(t)] \omega_j \sin \varphi_j(t) = \frac{J_j \omega_j}{C_{pj}} \sin \varphi_0; \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} & \{[\omega_j + \dot{\varphi}_j(t)]^2 - \omega_{pj}^2\} A_j(t) \sin \varphi_j(t) - \left[2\dot{A}_j(t) + \right. \\ & \left. + \frac{\sigma}{C_{pj}} A_j(t) \right] \omega_j \cos \varphi_j(t) = -\frac{J_j \omega_j}{C_{pj}} \cos \varphi_0, \end{aligned} \quad (11)$$

где $\sigma = \sigma_{pj} + \sigma_{\text{нз}}$; $\omega_{pj}^2 = (L_{pj} C_{pj})^{-1}$; $\omega_j = \omega_{\text{в}} + j\nu_{\text{м}}$;

φ_0 — начальная фаза; $A(t)$, $\varphi(t)$ — временные амплитуда и фаза; $\omega_{\text{в}}$ — частота несущей вынуждающего сигнала. Точка сверху обозначает производную по времени. Дальнейшее решение (10), (11) зависит от соотношения амплитуды синхронизирующего сигнала J_j и амплитуды колебаний свободного генератора $J_{0j} = A_{0j} \sigma_{pj}$. Здесь A_{0j} — j -я компонента амплитуды напряжения на

j -м контуре при отсутствии внешнего воздействия. Когда $J_j \ll J_{0j}$ (слабое воздействие), фазу φ_j в первом приближении можно определить, приняв допущение о том, что $\dot{A}_j(t) = 0$. Тогда для фазы и амплитуды колебания j -й компоненты супермоды

$$\varphi_j(t) = - \left\{ \Delta\omega + \frac{J_j}{J_{0j} T_{pj}} \sin [\varphi_j(t) - \varphi_0] \right\}; \quad (12)$$

$$A_j(t) = J_j \cos [\varphi_j(t) - \varphi_0], \quad (13)$$

где $\Delta\omega = \omega_j - \omega_{pj}$. При установлении режима синхронизации фаза $\varphi_j(t)$ и амплитуда $A_j(t)$ должны принять постоянные значения. Следовательно, если в (12) приравнять к нулю $\dot{\varphi}_j(t)$, получим уравнения для стационарных значений $\varphi_{jст}$, $A_{jст}$ в режиме синхронизации:

$$\sin [\varphi_{jст} - \varphi_0] = - \frac{\Delta\omega J_{0j} T_{pj}}{J_j}; \quad (14)$$

$$A_{jст} = \frac{J_j}{\sigma} \cos [\varphi_{jст} - \varphi_0]. \quad (15)$$

Для определения динамики установления фазы обратимся к соотношению (12), записав его в виде

$$\dot{\varphi}_j(t) = - \frac{J_{0j} T_{pj}}{J_j} [\beta + \sin \varphi_j(t)]. \quad (16)$$

Здесь $\beta = \frac{\Delta\omega J_{0j} T_{pj}}{J_j}$. Когда $|\beta| < 1$, существует такое значение $\varphi_j(t)$, при котором выполняется тождество $\beta + \sin \varphi_j(t) = 0$ (17), а производная $\dot{\varphi}_j(t) = 0$, т. е. фаза φ_j принимает постоянное значение $\varphi_{jст}$, соответствующее стационарному состоянию. Это значит, что частота поля j -й компоненты супермоды

$$\omega = \frac{d[\omega_j t + \varphi_j(t)]}{dt} = \omega_j.$$

Следовательно, по истечении времени, необходимого для установления фазы $\varphi_{jст}$ (теоретически $t \rightarrow \infty$), генератор работает на вынуждающей частоте ω_j . Иными словами, при $|\beta| < 1$ имеет место режим принудительной синхронизации и генератор работает в режиме захватывания частоты. Если $|\beta| > 1$, тождество (17) не может иметь места, что указывает на несовпадение частоты генератора и вынуждающей частоты, а также на наличие «биений». Разница в частотах составляет $\varphi_j(t)$. Таким образом условие

$$\beta = |\Delta\omega|_{\max} T_{pj} \frac{J_{0j}}{J_j} \quad (18)$$

определяет полосу захвата генератора.

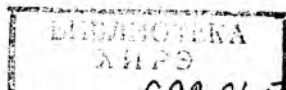
Экспериментальной проверке подвергались оба метода синхронизации многочастотных генераторов. С этой целью изготовили устройство для их проверки, состоящее из задающего генератора, управляемого генератора, устройства согласования и измерительных приборов.

Задающий генератор, собранный на одном транзисторе, представлял собой LC-генератор с колебательным контуром в цепи коллектора. Питание генератора осуществлялось по последовательной схеме. Частота генерируемых колебаний 1 МГц. Для создания спектра синхронизирующего сигнала в нем выполнялась модуляция потерь колебательного контура. Использовался полевой транзистор, со стороны затвора модулирующий сигнал в цепи управления практически не имел электрической связи с колебаниями в контуре.

Управляемый генератор, собранный на одном транзисторе, представлял собой LC-генератор с пятью колебательными контурами, включенными последовательно в цепь коллектора. Так как устройство автосмещения малоинерционно, в генераторе возбуждались пять устойчивых колебаний на частотах, близких к частотам настройки колебательных контуров. В качестве устройства согласования использовался стандартный усилитель из электронного тракта осциллографа С1-17, который служил для передачи синхронизирующего сигнала от задающего генератора к управляемому и предотвращал обратное проникновение сигнала. Для индикации и измерений применялись осциллограф С1-49 и спектроанализатор С4-8, которые подключались к колебательным контурам управляемого генератора.

Эксперимент проводили в два этапа. На первом проверяли внутреннюю принудительную синхронизацию управляемого генератора с модулированными потерями колебательных контуров по эквивалентной схеме (рис. 1). Для реализации проводимости Y_m параллельно цепочке из пяти колебательных контуров включали полевой транзистор с изолированным затвором, на который подавался модулирующий сигнал от генератора ГЗ-34. Частота его выбиралась равной разности резонансных частот соседних колебательных контуров и составляла 100 кГц. При этом первая гармоника модулированного сигнала совпадала с резонансной частотой соседнего контура и синхронизировала его колебания.

На втором этапе контролировали инжекционную принудительную синхронизацию (внешним сигналом). Экспериментальная установка была реализована в соответствии с эквивалентной схемой (рис. 2). Синхросигналы подавались с задающего генератора через устройство согласования. Каждая составляющая синхронизирующего сигнала совпадала с резонансной частотой соответствующего контура управляемого генератора. Достаточное число гармоник синхросигнала достигалось благодаря использованию параметрической модуляции задающего генера-



тора. Для синхронизации использовался сигнал, амплитуда которого на порядок меньше сигнала управляемого генератора. В колебательных контурах последнего предусмотрели регулировку потерь с помощью микрометрических потенциометров, что обеспечивало регулировку амплитуд составляющих. Это позволило в определенных пределах управлять спектром выходного сигнала.

Проведенный эксперимент показал, что оба метода синхронизации дают одинаковый результат. Вне области синхронизации вынужденные колебания существуют совместно с автоколебаниями, поэтому в системе образуется квазипериодический режим биений, характеризующийся сложными амплитудными и фазовыми соотношениями. Синхронный режим устанавливается лишь в определенной полосе расстроек колебательного контура относительно частоты спектральной составляющей внешнего синхронизирующего сигнала. Режим биений пропадает, и устанавливается режим, когда управляемый генератор в нагрузке возбуждает единое колебание, образованное синхронизированными составляющими, огибающая которого с высокой точностью описывается соотношением (6) и представляет собой последовательность импульсов длительностью порядка 20 мкс и периодом следования 60 мкс. Наилучшая форма импульса достигается при равенстве амплитуд колебаний пяти контуров, причем несущей выходного сигнала становится колебание с наибольшей амплитудой. Это позволяет в дискретной форме управлять частотой несущей выходного сигнала.

Список литературы: 1. Адлер Р. Исследование явлений синхронизации генераторов// Тр. Ин-та инженеров по электронике и радиоэлектронике. 1973. 61. № 10. С. 5—11. 2. Курокава К. Принудительная синхронизация твердотельных СВЧ-генераторов//Тр. Ин-та инженеров по электронике и радиоэлектронике. 1973. 61. № 10. С. 12—40. 3. Поляков Г. И. Методы эквивалентных электрических моделей в теории внутренней модуляции лазеров//Радиотехника и электроника. 1981. 26. № 7. С. 1461—1468. 4. Бугаенко В. В., Поляков Г. И. Использование методов исследования радиотехнических цепей при анализе синхронизации мод в лазере внешним сигналом//УПИМ. 1983. № 1. Д5698Н, Д5699Н. 5. Штейн Н. И. Автогенераторы гармонических колебаний. М.; Л., 1961. 200 с. 6. Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы. М., 1971. 672 с.

Поступила в редколлегию 30.11.84.

УДК 621.396

Н. П. СУВОРОВ, канд. техн. наук

СИНТЕЗ УСТРОЙСТВ СИНХРОНИЗАЦИИ МНОГОКРАТНОЙ ФАЗОВОЙ МАНИПУЛЯЦИИ

В рамках теории квазилинейной фильтрации рассмотрим синтез оптимальных устройств многократной фазовой манипуляции. Синтез структуры дискриминатора проведем в соответ-

ствии с критерием максимума апостериорной плотности вероятности и максимума функции правдоподобия. Сигналы многократной фазовой манипуляции являются многоосновными. Основание сигналов $m = 2^k$, где k — кратность фазовой манипуляции.

Задача синхронизации при приеме многоосновных сигналов заключается в следующем. На интервале наблюдения $(0, T_n)$ на вход приемника поступает случайный сигнал

$$y(t) = S_i[t, x(t), \mu(t)] + n(t), \quad i = \overline{1, m}, \quad (1)$$

представляющий собой аддитивную смесь сигнала $S(t)$ и помехи $n(t)$. Помеха $n(t)$ — белый гауссов шум со спектральной плотностью N_0 . Параметр сигнала $x(t)$ принимает на интервале его длительности T , равном j -му интервалу наблюдения, одно из m возможных значений с вероятностью $P(x_i)$, т. е.

$$x(t) = x(t_j) = x_i; \quad t_{j+1} - t_j = T; \quad j = \overline{1, l}; \quad T_n = lT, \quad (2)$$

параметр x на интервале длительности сигнала T является постоянным.

Синхропараметр определим так:

$$\mu(t) = \mu(t_j) = \mu_j; \quad j = \overline{1, l}; \quad T_n = lT. \quad (3)$$

Здесь параметр μ на интервале T длительности сигнала постоянный, а на интервале наблюдения T_n — случайный процесс или последовательность.

Если используются простая функция потерь во время принятия решения по дискретному информационному параметру и квадратичная функция потерь при оценке непрерывного синхропараметра, то оптимальная оценка синхропараметра

$$\mu_i^* = \sum_{i=1}^m P(x_i/y) \int_{\{\mu_i\}_{i_0}} \mu_i P(\mu_i/y, x_i) d\mu_i, \quad (4)$$

где $\{\mu_i\}_{i_0}$ — область допустимых значений синхропараметра при передаче сигнала x_i .

Из выражения (4) следует, что оптимальная оценка синхропараметра определяется взвешенной суммой условных средних значений синхропараметра μ_i при заданных значениях y и информационного параметра x_i . Выражение (4) можно представить в виде

$$\mu_i^* = \sum_{i=1}^m P(x_i/y) \mu_i^*(x_i), \quad (5)$$

где

$$\mu_i^*(x_i) = \int_{\{\mu_i\}_{i_0}} \mu_i P(\mu_i/y, x_i) d\mu_i. \quad (6)$$

Алгоритм (5) реализует метод разделения, предложенный Лайниотисом в качестве единого метода построения адаптивных систем [1].

Рассмотрим ряд важных с практической точки зрения частных случаев.

1. Апостериорная плотность вероятности $p(\mu_i/y, x_i)$ унимодальная и симметричная на множестве значений синхропараметра $\{\mu_i\}_{i_0}$, $i = \overline{1, m}$. В соответствии с теоремой Шермана

оценка по среднему значению параметра совпадает с оценкой по максимуму функции апостериорной плотности вероятности:

$$\mu_i^*(x_i) = \mu_{i_{\max}}(x_i),$$

где $\mu_{i_{\max}}(x_i)$ удовлетворяет условию

$$p(\mu_{i_{\max}}/y, x_i) = \max, \mu_{i_{\max}} \in \{\mu_i\}_{i_0}, i = \overline{1, m}. \quad (7)$$

Это эквивалентно тому, что оценка $\mu_{i_{\max}}(x_i)$ является решением уравнения

$$\frac{\partial}{\partial \mu_i} p(\mu_i/y, x_i) = 0, \mu_i \in \{\mu_i\}_{i_0}. \quad (8)$$

2. Множества допустимых значений синхропараметра одинаковы:

$$\{\mu_i\}_{i_0} = \{\mu_j\}_{j_0} = \{\mu_l\}_{l_0}, j, i = \overline{1, m}; j \neq i, \quad (9)$$

апостериорная плотность вероятности $p(\mu_i/y, x_i)$ унимодальна и симметрична. В таких условиях выражение (4) примет вид

$$\mu_i^* = \int_{\{\mu_l\}_{l_0}} \mu_l \sum_{i=1}^m P(x_i/y) p(\mu_l/y, x_i) d\mu_l = \int_{\{\mu_l\}_{l_0}} \mu_l p(\mu_l/y) d\mu_l, \quad (10)$$

где

$$p(\mu_l/y) = \sum_{i=1}^m P(x_i/y) p(\mu_l/y, x_i). \quad (11)$$

Оптимальная оценка μ_i^* в данном случае является решением уравнения

$$\frac{\partial}{\partial \mu_l} p(\mu_l/y) = 0, \mu_l \in \{\mu_l\}_{l_0}. \quad (12)$$

Алгоритм (10) представляется универсальным алгоритмом оценки синхропараметра при наличии неопределенности относительно информационного параметра [2; 3; 4; 5]. Из приведенных алгоритмов видно, что задание областей существования

ния синхропараметров является необходимым условием определения оптимального алгоритма функционирования устройства синхронизации.

Как следует из полученных выражений, алгоритм оценки синхропараметра сигнала содержит функцию апостериорной плотности вероятности оцениваемого параметра. Исследование апостериорной плотности вероятности без конкретизации характера изменения параметра во времени провести сложно. Широким классом случайных процессов, охватывающих множество интересных для приложения случаев, является класс марковских процессов. В данном случае для формирования апостериорного распределения на очередном l -м интервале измерения необходимо трансформировать апостериорное распределение на предыдущем $(l-1)$ -м интервале с помощью функции перехода [6]. В связи с этим устройство оптимальной оценки синхропараметра сигнала представляет собой следящий измеритель, состоящий из устройства оптимальной оценки текущего значения параметра и сглаживающих цепей. Структура сглаживающих цепей не зависит от формы сигнала и физической природы синхропараметра, а определяется статистическими свойствами оцениваемого параметра и помехи, действующей в канале связи [4]. Устройство оптимальной оценки текущего значения оцениваемого параметра устраняет нелинейную зависимость его от сигнала, поэтому синтез сглаживающих цепей может быть осуществлен с использованием линейной теории.

При больших отношениях сигнал-шум, когда в процессе принятия решения x_j^* выполняется условие

$$P(x_i/y) \gg P(x_j/y), \quad i = \overline{1, m}; \quad i \neq j, \quad (13)$$

алгоритм (5) можно записать в виде

$$\mu_i^* = \sum_{l=1}^m P(x_l/y) \mu_l^*(x_l) \delta(x_l - x_j^*), \quad j = \overline{1, m}. \quad (14)$$

Алгоритм (14) реализует способ синхронизации с обратной связью от решающего устройства. Оценка синхропараметра μ_i^* может быть получена также в соответствии с критерием максимума правдоподобия. В этом случае оптимальная оценка на выходе линейного фильтра

$$\mu_i^* = \sum_{l=1}^m P(y/x_l) \int_{\{\mu_l\}_0} \mu_l p(y/\mu_l, x_l) p(\mu_l) d\mu_l. \quad (15)$$

Если области значений синхропараметров равновелики, т. е.

$$\{\mu_l\}_0 = \{\mu_l\}_{l_0} = \{\mu_l\}_0, \quad i, j = \overline{1, m}; \quad i \neq j, \quad (16)$$

то оптимальная оценка на выходе дискриминатора будет определяться из уравнения правдоподобия

$$\frac{\partial}{\partial \mu_i} p(y/\mu_i) = 0, \quad (17)$$

где

$$p(y/\mu_i) = \sum_{i=1}^m P(y/x_i) p(y/\mu_i, x_i), \quad (18)$$

При использовании обратной связи по решению имеем

$$\frac{\partial}{\partial \mu_i} \sum_{i=1}^m P(y/x_i) p(y/\mu_i, x_i) \delta(x_i - x_i^*) = 0, \quad j = \overline{1, m}. \quad (19)$$

Когда области значений синхропараметров различны; т. е.

$$\{\mu_i\}_{i_0} \neq \{\mu_i\}_{i_0}, \quad i, j = \overline{1, m}; \quad i \neq j, \quad (20)$$

то оптимальная оценка на выходе линейного фильтра

$$\mu_i^* = \sum_{i=1}^m P(y/x_i) \mu_i^*(x_i), \quad (21)$$

где $\mu_i^*(x_i)$ — условная оценка синхропараметра,

$$\mu_i^*(x_i) = \int_{\{\mu_i\}_{i_0}} \mu_i p(y/\mu_i, x_i) p(\mu_i) d\mu_i. \quad (22)$$

На выходе дискриминатора оптимальная оценка

$$\frac{\partial}{\partial \mu_i} p(y/\mu_i, x_i) = 0, \quad \mu_i \in \{\mu_i\}_{i_0}, \quad i = \overline{1, m}. \quad (23)$$

При использовании обратной связи по решению получим

$$\frac{\partial}{\partial \mu_i} p(y/\mu_i, x_i) \delta(x_i - x_i^*) = 0, \quad i, j = \overline{1, m}. \quad (24)$$

Имея приближенное представление в опорной точке μ_{i_0} логарифма функции правдоподобия в виде параболической кривой для алгоритмов (17), (23), запишем

$$\mu_i^* = \mu_{i_0} - \frac{\frac{\partial}{\partial \mu_i} \ln p(y/\mu_i)}{\frac{\partial^2}{\partial \mu_i^2} \ln p(y/\mu_{i_0})}, \quad \mu_i^* \in \{\mu_i\}_{i_0}. \quad (25)$$

$$\mu_i^*(x_i) = \mu_{i_0}(x_i) - \frac{\frac{\partial}{\partial \mu_i} \ln p(y/\mu_{i_0}, x_i)}{\frac{\partial^2}{\partial \mu_i^2} \ln p(y/\mu_{i_0}, x_i)}; \mu_i^*(x_i) \in \{\mu_i\}_{i_0}, i = \overline{1, m}. \quad (26)$$

Приведенные результаты позволяют рассмотреть задачу синхронизации сигналов многократной фазовой манипуляции. Сигнал $S_i(t) = S_0 \cos(\omega t + x_i + \varphi_i)$ принимаются на фоне аддитивного белого гауссова шума со спектральной плотностью N_0 . Информационный параметр x_i принимает значения $x_i = \frac{2\pi}{m} i$;

$i = \overline{1, m}$. Анализ оптимального правила принятия решений x_i^* при когерентном приеме многократной фазовой манипуляции показывает, что множества допустимых значений синхропараметра сигнала в этом случае:

$$\{\varphi_i\}_{i_0} = \{\varphi_i\}_{i_0} = \{\varphi_i\}_0 = \left\{ -\frac{\pi}{m}, \frac{\pi}{m} \right\}. \quad (27)$$

Следовательно, для оценки текущего значения фазы φ_i можно использовать алгоритм (26). Подставляя в выражение (26) значение функции правдоподобия, получаем

$$\varphi_i^* = \varphi_{i_0} - \frac{\frac{\partial}{\partial \varphi_i} \sum_{i=1}^m \left[\int_0^T y(t) S_0 \cos(\omega t + x_i + \varphi_{i_0}) dt \right]^m}{\frac{\partial^2}{\partial \varphi_i^2} \sum_{i=1}^m \left[\int_0^T y(t) S_0 \cos(\omega t + x_i + \varphi_{i_0}) dt \right]^m} \quad (28)$$

$$x_i = \frac{2\pi}{m} i, \quad i = \overline{1, m}.$$

Средняя дискриминационная характеристика устройства в окрестности оценки имеет вид

$$\langle \Delta \varphi_i^* \rangle = \langle \varphi_i^* - \varphi_{i_0} \rangle = \frac{1}{m} \sin m(\varphi_i - \varphi_{i_0}). \quad (29)$$

Дисперсия оценки φ_i^* синхропараметра сигнала в окрестности истинного значения

$$\sigma_{\varphi_i^*}^2 = \langle (\Delta \varphi_i^* - \langle \Delta \varphi_i^* \rangle)^2 \rangle = \frac{N_0}{2E}, \quad (30)$$

где E — энергия сигнала.

Из алгоритма (28) при $m=2$ вытекает структура дискриминатора устройства синхронизации для противофазных сигналов (схема Д. Костаса). Функционирование устройства синхронизации при приеме сигналов двухкратной и трехкратной фазовой манипуляции описано в работах [6; 7]. Синтез сглаживающих цепей не имеет особенностей применительно к указ-

занным устройствам синхронизации и может быть выполнен в соответствии с хорошо развитой линейной теорией.

Синтез устройств синхронизации возможен и на основе теории нелинейной фильтрации с использованием уравнения апостериорной плотности вероятности марковского процесса. На основе получаемых при этом алгоритмов разрабатываются аналогичные устройства синхронизации.

Список литературы: 1. Лайниотис Д. Г. Разделение — единый метод построения адаптивных систем//Тр. Ин-та инженеров по электронике и радиоэлектронике. 1976. 64. № 8. С. 8—27. 2. Ярлыков М. С. Применение марковской теории нелинейной фильтрации в радиотехнике. М., 1980. 360 с. 3. Березин Л. В., Венцель В. А. Теория и проектирование радиосистем. М., 1977. 448 с. 4. Тузов Г. И. Статистическая теория приема сложных сигналов. М., 1977. 400 с. 5. Репин В. Г., Тартаковский Г. П. Статистический синтез при априорной неопределенности и адаптации информационных систем. М., 1977. 432 с. 6. А. с. 524306 СССР. Демодулятор фазоманипулированных сигналов/Н. П. Суворов, М. П. Медиченко, А. Е. Панасенко и др.//Бюл. изобрет. 1976. № 29. С. 164. 7. А. с. 632100 СССР. Приемник сигналов трехкратной фазовой манипуляции/Н. П. Суворов, М. П. Медиченко, А. Е. Панасенко//Бюл. изобрет. 1978. № 41. С. 224.

Поступила в редколлегию 07.06.85.

УДК 621.396

Б. Г. ТЕРЯЕВ, канд. техн. наук

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТИ КВАЗИКОГЕРЕНТНЫХ ДЕМОДУЛЯТОРОВ ФМ-СИГНАЛОВ ПРИ УЧЕТЕ РАБОТЫ ИХ УСТРОЙСТВ СИНХРОНИЗАЦИИ И МЕЖСИМВОЛЬНЫХ ИСКАЖЕНИЙ В ЛИНЕЙНЫХ КАНАЛАХ

Реальная помехоустойчивость высокоскоростных демодуляторов ФМ-сигналов, в том числе радиорелейных и спутниковых, может значительно отличаться от потенциальной. Перечислим наиболее существенные причины, вызывающие ее снижение: нестабильность фаз опорного колебания (ОК) и тактовых импульсов (ТИ) на выходе устройств синхронизации, обусловленная изменением температуры, напряжений источников питания, старением деталей; флуктуации ОК и ТИ в результате аддитивных и межсимвольных помех, а также АМ—АМ- и АМ—ФМ-конверсии сигнала в мощных приборах приемопередающего тракта.

Эти и другие причины приводят к тому, что реальная помехоустойчивость может оказаться ниже потенциальной на 6 дБ и более [1]. При теоретических исследованиях помехоустойчивости демодуляторов обычно учитывается не совокупность указанных причин, а их изолированное влияние. Например, при учете флуктуаций ОК и ТИ на выходе устройств синхронизации

ции полагают, что межсимвольная помеха (МСП) и конверсия сигнала в канале отсутствуют [2, 3]. Наоборот, в случае исследования помехоустойчивости при МСП и конверсии принимается, что устройства синхронизации работают идеально [4, 5]. Такое разделение причин обусловлено сложностью моделей устройств формирования опорного колебания (УФОК) и выделения тактовых импульсов (УВТИ), а также приемопередающего тракта. По тем же причинам аналитическое исследование помехоустойчивости демодуляторов часто заменяется машинным моделированием радиотракта [5]. Работа УФОК, УВТИ и искажений сигнала в радиотракте одновременно, по-видимому, не принимается во внимание [1].

Изложим методику аналитического исследования и расчета помехоустойчивости квазикогерентных демодуляторов сигналов ФМ-4 с применением дифференциального кодирования, согласно которой учитывается работа УФОК, УВТИ, искажений сигнала МСП и аддитивным шумом в линейном канале. С помощью этой методики можно исследовать реальную помехоустойчивость демодуляторов при различных вариантах выполнения устройств синхронизации и частотных характеристиках тракта, удовлетворяющего или не удовлетворяющего условию Найквиста. Приводимая методика пригодна и для других демодуляторов ФМ-сигналов, например двухпозиционных ФМ-2, восьмипозиционных ФМ-8, с применением дифференциального кодирования или без него, а также для иных типов сигналов, в частности с малым внеполосным излучением — ММС, ФМ-4 со сдвигом [3] или сигналов с дискретно-сплошным спектром [1].

Рассмотрим безусловную и условную вероятности сбоя элементарного символа демодуляторов сигналов ФМ-4. Несмотря на то, что фазоманипулированные сигналы, в частности с четырьмя позициями фаз ФМ-4, используются широко, аналитическое выражение вероятности сбоя элементарного символа для таких сигналов при применении дифференциального кода известно лишь в приближенном виде [4]. Запишем вначале выражение условной вероятности сбоя бинарного символа на выходе демодулятора сигнала ФМ-4 при случайном, фиксированном фазовом сдвиге оси ОК на угол $\theta(t)$ и ТИ на $\tau(t)$ на выходе УФОК и УВТИ, а также при искажении сигнала МСП. Предполагается, что в канале имеется гауссов шум, прием ведется стробированием сигналов на выходе фазовых детекторов, а МСП в эквидистантных точках подчиняется нормальному закону [1].

$$\langle P_{сб} \rangle = \frac{1}{16} \cdot \frac{1}{4} \left\langle \left[1 + \Phi \left(\tilde{N} h_1(m, \tau) \sin \left(\frac{\pi}{4} - \theta \right) \right) \right] \right\rangle \times \\ \times \left[1 + \Phi \left(\tilde{N} h_1(m, \tau) \cos \left(\frac{\pi}{4} - \theta \right) \right) \right] \left\{ \left[1 + \Phi \left(\tilde{N} h_2(m, \tau) \sin \left(\frac{\pi}{4} - \theta \right) \right) \right] \right\} \times$$

$$\begin{aligned}
& \times \left[1 - \Phi \left(\tilde{N} h_2(m, \tau) \cos \left(\frac{\pi}{4} - \theta \right) \right) \right] + \left[1 - \Phi \left(\tilde{N} h_2(m, \tau) \sin \left(\frac{\pi}{4} - \theta \right) \right) \right] \times \\
& \quad \times \left[1 + \Phi \left(\tilde{N} h_2(m, \tau) \cos \left(\frac{\pi}{4} - \theta \right) \right) \right] + \\
& + 2 \left[\left[1 + \Phi \left(\tilde{N} \tilde{h}_2(m, \tau) \cos \left(\frac{\pi}{4} - \alpha - \theta \right) \right) \right] \times \right. \quad (1) \\
& \quad \times \left[1 - \Phi \left(\tilde{N} \tilde{h}_2(m, \tau) \sin \left(\frac{\pi}{4} - \alpha - \theta \right) \right) \right] + \\
& \quad + \left[1 - \Phi \left(\tilde{N} \tilde{h}_2(m, \tau) \cos \left(\frac{\pi}{4} - \alpha - \theta \right) \right) \right] \times \\
& \quad \times \left[1 + \Phi \left(\tilde{N} \tilde{h}_2(m, \tau) \sin \left(\frac{\pi}{4} - \alpha - \theta \right) \right) \right] \left. \right] + \\
& \quad + \left[1 - \Phi \left(\tilde{N} \hat{h}_2(m, \tau) \sin \left(\frac{\pi}{4} - \theta \right) \right) \right] \times \\
& \times \left[1 + \Phi \left(\tilde{N} \hat{h}_2(m, \tau) \cos \left(\frac{\pi}{4} - \theta \right) \right) \right] + \left[1 + \Phi \left(\tilde{N} \hat{h}_2(m, \tau) \sin \left(\frac{\pi}{4} - \theta \right) \right) \right] \times \\
& \quad \times \left[1 - \Phi \left(\tilde{N} \hat{h}_2(m, \tau) \cos \left(\frac{\pi}{4} - \theta \right) \right) \right] \left. \right] \Bigg\} ,
\end{aligned}$$

где $\Phi(x)$ — интервал вероятности, $\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$;

U_0 — амплитуда неискаженного радиоимпульса сигнала ФМ-4;
 σ_a — среднее квадратичное значение аддитивной помехи на выходе канала; $k = \sigma_M / \sigma_a$ — отношение среднее квадратичных значений МПС и аддитивного шума; причем

$$\begin{aligned}
\tilde{\sigma}_M &= \int_{-1/2}^{+1/2} d\tau \int_{-\pi/4}^{+\pi/4} d\theta W(\tau) W(\theta) \sigma_{\text{МСП}}(\tau, \theta); \quad \sigma_{\text{МСП}}(\tau, \theta) = \\
&= \cos \theta \sqrt{\sum_{i=3}^{\infty} h_1^2 (|\tau| + i \tilde{T}_{\text{стр}})}
\end{aligned}$$

$T_{\text{стр}}$ — нормированное время стробирования импульсов при идеальной синхронизации УВТИ, $\tilde{T}_{\text{стр}} = \frac{T_0}{2T_0} = \frac{1}{2}$, где T_0 —

длительность радиоимпульса сигнала ФМ-4; $W(\theta)$, $W(\tau)$ — одномерные плотности распределения случайных величин $\theta(t)$, $\tau(t)$; $h_1(m, \tau)$ — импульсная реакция канала на радиоимпульс,

$$h_2(m, \tau) = h_1(2m, \tau);$$

$$h_2(m, \tau) = \sqrt{h_1^2(m, \tau) + h_1^2(m, |\tau| + 1)};$$

$$\alpha = \arctg \frac{h_1(m, |\tau| + 1)}{h_1(m, \tau)}; \quad \hat{h}_2(m, \tau) = h_1(m, \tau) - h_1(m, |\tau| + 1).$$

Выражение (1) получено на основе известного векторного представления сигнала и помехи при определении вероятности сбоя элементарного сигнала и символа, которая записывается в виде

$$P_{сб} = \frac{1}{2} [1 - \Phi(N)].$$

Здесь учтено, что при передаче дибита 00 сбой одного символа произойдет, когда во второй тактовый интервал суммарный вектор сигнала и помехи в момент стробирования окажется во втором или четвертом квадранте; при передаче дибита 01 — в третьем или первом квадранте; дибита 11 — во втором или четвертом и, наконец, дибита 10 — в первом или третьем. Выражение (1) выведено с условием, что вероятности передачи бинарных символов одинаковы ($P_c = 1/2$). Следовательно, вероятности появления одного из четырех сигналов ФМ-4 также одинаковы ($P_{сиг} = 1/4$).

Если в (1) положить $\theta(t) = \tau(t) \equiv 0$, получим вероятность сбоя символа на выходе демодулятора при идеальных устройствах синхронизации, когда учитываются искажения сигнала только в результате МСП и аддитивного шума в канале. Наоборот, если считать, что канал передачи данных не вызывает межсимвольных искажений, когда

$$h_1(m, \tau) = \begin{cases} 1 & \text{при } -\frac{1}{2} < \tau < +\frac{1}{2}; \\ 0 & \text{вне указанного интервала,} \end{cases} \quad (2)$$

$$h_2(m, \tau) = h_1(m, \tau), \quad \alpha = 0; \quad h_2(m, \tau) = h_1(m, \tau), \quad (2a)$$

находим условную вероятность сбоя символа при неидеальных устройствах синхронизации. Наконец, если в (1) положить $\theta = \tau = 0$ и одновременно выполнить условия (2), (2a), получим вероятность сбоя символа на выходе идеального демодулятора сигналов ФМ-4 при действии в канале только аддитивного шума. Выражение потенциальной помехоустойчивости демодулятора сигналов ФМ-4 в случае использования дифференциального кодирования имеет вид

$$P_{сб} = \frac{1}{8} \left[1 + \Phi\left(\frac{N}{\sqrt{2}}\right) \right]^2 \left[1 - \Phi^2\left(\frac{N}{\sqrt{2}}\right) \right]. \quad (3)$$

Зависимость (3) от N дает значения $P_{сб(ид)}$, достаточно близкие к приближенным, приведенным в работе [4] для малых вероятностей ошибки, $P_{сб} \leq 10^{-3}$.

Аналитическое выражение вероятности ошибки на выходе демодулятора, соответствующее реальной с учетом устройств синхронизации, МСП и аддитивного шума, получается из (1) путем статистического усреднения случайных величин θ , τ . При этом находится безусловная вероятность сбоя символа на выходе приемного устройства. Чтобы УФОК и УВТИ обеспечивали высокое качество работы демодулятора, их выполняют узкополосными, т. е. полоса пропускания фильтрующего элемента (ФЭ) УФОК и УВТИ, где выделяются ОК и тактовая частота, минимально на порядок уже полосы радиотракта. Здесь время корреляции случайных процессов $\theta(t)$, $\tau(t)$ оказывается существенно больше времени существования элементарного радиосигнала T_0 . В данном случае процессы $\theta(t)$, $\tau(t)$ в (1) можно заменить случайными величинами и для получения безусловной вероятности сбоя символа усреднить это выражение, используя одномерные плотности распределения θ , τ :

$$P_{сб} = \int_{-\pi/4}^{+\pi/4} d\tau \int_{-\pi/4}^{+\pi/4} d\theta \langle P_{сб} \rangle W(\theta) W(\tau). \quad (4)$$

Исходя из работ Р. Л. Стратоновича и В. И. Тихонова [1] функции распределения $W(\theta)$, $W(\tau)$ при отсутствии начальной частотной расстройки сигнала имеют вид

$$W(\theta) = \frac{2}{\pi} \frac{\exp D_{оп} \cos 4\theta}{I_0(D_{оп})}, \quad -\frac{\pi}{4} < \theta \leq +\frac{\pi}{4};$$

$$W(\tau) = \frac{\exp D_{ти} \cos \tau}{I_0(D_{ти})}, \quad -\frac{1}{2} \leq \tau \leq +\frac{1}{2}, \quad (5)$$

где $D_{оп}$, $D_{ти}$ — удвоенное отношение мощности сигнала к мощности помехи на выходе ФЭ УФОК и УВТИ соответственно,

$$D_{оп} = 2 \frac{P_c(оп)}{P_n(оп)}; \quad D_{ти} = 2 \frac{P_c(ти)}{P_n(ти)}. \quad (6)$$

Таким образом, чтобы найти реальную помехоустойчивость демодулятора, необходимо знать зависимости параметров $D_{оп}$, $D_{ти}$ от отношения сигнал-помеха на входе демодулятора и типа функциональной схемы устройств синхронизации, а также импульсную реакцию канала на радиосигнал $h_1(m, \tau)$. Зависимости $D_{оп}$, $D_{ти}$ для различных типов устройств синхронизации демодуляторов сигналов ФМ-2, ФМ-4 при отсутствии МСП в канале получены ранее [1]. В дальнейшем будут определены ана-

Таблица 1

Демодулятор	А. А. Пистолькорс	В. И. Сифоров	Ж. П. Костас	Р. Л. Стратонович	Г. А. Травин
ФМ-2	1	1	1	1	1
	$2n_{\text{оп}} \left(\frac{1}{N^2} + \frac{1}{2\sqrt{2N^4}} \right)$	$2n_{\text{оп}} \left(\frac{1}{N^2} + \frac{1}{2N^4} \right)$	$2n_{\text{оп}} \left(\frac{1}{N^2} + \frac{1}{2N^4} \right)$	$n_{\text{оп}} \frac{1}{2N^2}$	$n_{\text{оп}} \frac{1}{2} \left(\frac{1}{N^2} + \frac{1}{4N^4} \right)$
ФМ-4	1	1	1	1	1
	$8n_{\text{оп}} \left(\frac{1}{N^2} + \frac{9}{2\sqrt{2N^4}} \right)$	$8n_{\text{оп}} \left(\frac{1}{N^2} + \frac{9}{2\sqrt{2N^4}} \right)$	$8n_{\text{оп}} \left(\frac{1}{N^2} + \frac{1}{2N^4} \right)$	$n_{\text{оп}} \frac{1}{2N^2}$	$n_{\text{оп}} \frac{1}{2} \left(\frac{1}{N^2} + \frac{1}{4N^4} \right)$

Таблица 2

Демодулятор	УВТИ		СВФ	
	с дифференциальной цепью и двухполупериодным преобразователем	с перемножителем и ЛЗ	с умножителем частоты	с перемножителем и ЛЗ
ФМ-2	1	1	1	1
	$n_{\text{ТИ}} \left[1 + \frac{1}{\gamma^2} \left(\frac{16}{N^2} + \frac{1}{128N^4} \right) \right]$	$\frac{n_{\text{ТИ}}}{2} \left(4 + \frac{1,52}{N^2} + \frac{156}{N^4} \right)$	$\frac{n_{\text{ТИ}}}{2} \left(\frac{5,47}{N^2} + \frac{4,41}{N^4} \right)$	$\frac{n_{\text{ТИ}}}{2} \left[1,5 + \left(\frac{3,15}{N^2} + \frac{1,68}{N^4} \right) \right]$
ФМ-4	1	1	1	1
	$\frac{n_{\text{ТИ}}}{2} \left[1 + \frac{1}{\gamma^2} \left(\frac{16}{N^2} + \frac{1}{128N^4} \right) \right]$	$\frac{n_{\text{ТИ}}}{2} \left(4 + \frac{0,38}{N^4} + \frac{3,9}{N^2} \right)$	$\frac{n_{\text{ТИ}}}{2} \left(\frac{3,66}{N^2} + \frac{19,76}{N^4} + \frac{105,4}{N^6} + \frac{10,98}{N^8} \right)$	$\frac{n_{\text{ТИ}}}{2} \left[1,5 + \left(\frac{4,26}{N^2} + \frac{2,28}{N^4} \right) \right]$

литические зависимости $P_c(\text{ОП})/P_n(\text{ОП})$, $P_c(\text{ТИ})/P_n(\text{ТИ})$ при дополнительном учете МСП с использованием известной методики [1]. Поэтому выражения (6), заимствованные из указанной работы, даны в табл. 1, 2. Как следует из таблиц, значения $D_{\text{оп}}$, $D_{\text{ти}}$ зависят от параметров $n_{\text{оп}}$, $n_{\text{ти}}$, которые представляют собой отношения полос пропускания ФЭ УФОК и УВТИ к полосе приемопередающего тракта соответственно.

Методика определения параметров на выходе различных функциональных схем УФОК и УВТИ при наличии МСП, найденные при этом аналитические выражения $D_{\text{оп}}$, $D_{\text{ти}}$ и результаты исследования помехоустойчивости демодуляторов с учетом работы устройств синхронизации, МСП и аддитивного шума в линейном канале приведены в работе [1].

Список литературы: 1. Теряев Б. Г. Сравнительный анализ устройств формирования опорного колебания и тактовых импульсов и их влияние на помехоустойчивость сигналов однократной и двукратной манипуляции // Докл. на VIII науч.-техн. конф., посвященной Дню радио. М., 1982. 22 с. 2. Поваляева И. В. Влияние нелинейности опорного тракта на помехоустойчивость канала связи // Радиотехника. 1980. Вып. 6. С. 51—53. 3. Стилкер Дж. Цифровая спутниковая связь: Пер. с англ./Под ред. В. В. Маркова. М., 1979. 404 с. 4. Окунев Ю. Б. Теория фазоразностной модуляции. М., 1979. 157 с. 5. Benedetto S. Modeling and performance evaluation of nonlinear satellite links a Volterra series // IEEE trans. on aerospace and electronics systems. 1979. 15. № 4. P. 494—504.

Поступила в редколлегию 15.11.85.

УДК 621.317

В. В. БАВЫКИНА, Ю. А. КОВАЛЬ, канд. техн. наук, А. В. ПОПОВИЧ

ВЫБОР ПОЛОСЫ ПРОПУСКАНИЯ КВАЗИОПТИМАЛЬНОГО ФИЛЬТРА ПО КРИТЕРИЮ МИНИМУМА ПОГРЕШНОСТИ ФИКСАЦИИ ВРЕМЕННОГО ПОЛОЖЕНИЯ РАДИОСИГНАЛА

Потенциальную оценку среднеквадратичной погрешности определения временного сдвига сигнала находят на основе теории статистических решений по максимуму апостериорной вероятности. Такой оценкой является временное положение максимума выходного эффекта оптимального фильтра, обеспечивающее наибольшее отношение сигнал-помеха. Временные и частотные характеристики указанного фильтра согласованы с временным и спектральным представлениями сигнала.

Практически определение временного положения простых сигналов ведется в приемном устройстве без оптимального фильтра с использованием полосового фильтра. Обоснуем выбор полосы пропускания такого фильтра при фиксации временного сдвига сигнала.

Исследуем точность фиксации временного положения радиопульса с немодулированным гармоническим заполнением

й прямоугольной огибающей при обработке фильтром, имеющим прямоугольную амплитудно-частотную (АЧХ) и линейную фазочастотную (ФЧХ) характеристики. Предполагаем, что фильтр настроен на несущую частоту сигнала. Пара сигнал — фильтр имеет характеристики, не удовлетворяющие требованиям оптимальной фильтрации по критерию максимума сигнал-помеха.

Полосовой фильтр с неоптимальной прямоугольной АЧХ, но «оптимальной» полосой $2\Delta f_{\text{п}} = \frac{1,37}{\tau_{\text{н}}}$ дает для рассматриваемого сигнала в виде прямоугольного радиоимпульса проигрыш в энергетическом отношении сигнал-помеха 17 %, или в 1,2 раза [1], так как максимальное отношение сигнал-помеха составляет $0,83 q^2$.

Для устройств, оценивающих неэнергетический параметр сигнала — время запаздывания, в качестве критерия оптимальности логично использовать минимум средней квадратической ошибки фиксации временного положения сигнала [2]:

$$\sigma_{\tau} = [(1 - P_{\text{ош}}) \sigma_{\text{н}}^2 + P_{\text{ош}} \sigma_{\text{а}}^2]^{1/2}, \quad (1)$$

где $P_{\text{ош}}$ — вероятность ошибки, называемая в работе [1] коэффициентом ненадежности измерения,

$$P_{\text{ош}} = 1/[1 + \exp(q^2/2)/q^2 M]; \quad (2)$$

$\sigma_{\text{а}}^2, \sigma_{\text{н}}^2$ — дисперсии ошибок при аномальном и нормальном принятии решений.

Решим задачу квазиоптимальной фильтрации по критерию минимума погрешности фиксации временного положения сигнала для выбранной пары сигнал — фильтр. Вначале установим оптимальное соотношение полосы пропускания фильтра и длительности импульса, при котором достигается максимальная точность в определении времени прихода радиосигнала по пересечению его огибающей порогового уровня. Дисперсия ошибки измерения времени запаздывания [3]

$$\sigma_{\text{н}}^2 = \sigma_{\text{ш}}^2 / S^2. \quad (3)$$

Здесь $\sigma_{\text{ш}}^2$ — дисперсия шума; S^2 — квадрат крутизны огибающей сигнала на выходе фильтра в момент фиксации. Это справедливо, если детектор, включенный после полосового фильтра перед фиксатором для выделения огибающей радиосигнала, является линейным [3]. Дисперсия ошибки определения временного положения при аномальном приеме [2]

$$\sigma_{\text{а}}^2 = M^2 \tau_{\text{н}} / 6, \quad (4)$$

где $\tau_{\text{н}}$ — длительность принимаемого радиосигнала; M — число элементов разрешения на интервале наблюдения T , $M = T/\tau_{\text{н}}$.

Временное представление рассматриваемого радиосигнала

$$u(t) = U_0 \operatorname{rect}\left(\frac{t}{\tau_n}\right) \cos 2\pi f_0 t, \quad |t| < \frac{\tau_n}{2}, \quad (5)$$

спектральное представление

$$S(2\pi f) = \frac{U_0}{2} \left[\frac{\sin \pi(f-f_0)\tau_n}{\pi(f-f_0)} + \frac{\sin \pi(f+f_0)\tau_n}{\pi(f+f_0)} \right]. \quad (6)$$

Комплексный коэффициент передачи выбранного полосового фильтра

$$K(j2\pi f) = \operatorname{rect}\left(\frac{f-f_0}{2\Delta f_n}\right) \exp(-j2\pi f t_0), \quad |f-f_0| \leq \Delta f_n. \quad (7)$$

Здесь $2\Delta f_n$ — полоса пропускания фильтра; t_0 — время задержки. Импульсная характеристика фильтра

$$g(t) = 2\Delta f_n \frac{\sin \pi 2\Delta f_n (t-t_0)}{\pi 2\Delta f_n (t-t_0)} \cos 2\pi f_0 (t-t_0). \quad (8)$$

При записи характеристик фильтра учтено, что полосовой фильтр настроен на несущую частоту радиоимпульса.

Определим максимальное значение крутизны огибающей сигнала на выходе рассматриваемого приемного фильтра. Огибающая радиосигнала на выходе полосового фильтра с прямоугольной АЧХ и линейной ФЧХ имеет вид [1]

$$U_{\text{вых}}(t) = \frac{1}{\pi} \left[\operatorname{Si} \pi 2\Delta f_n \left(t-t_0 + \frac{\tau_n}{2} \right) - \operatorname{Si} \pi 2\Delta f_n \left(t-t_0 - \frac{\tau_n}{2} \right) \right], \quad (9)$$

где $\operatorname{Si} y$ — интегральный синус, $\operatorname{Si} y = \int_0^y \frac{\sin x}{x} dx$. Используем обозначение $\operatorname{sinc} x = \sin x/x$. Крутизна огибающей сигнала

$$S = 2\Delta f_n \left[\operatorname{sinc} \pi 2\Delta f_n \left(t-t_0 + \frac{\tau_n}{2} \right) - \operatorname{sinc} \pi 2\Delta f_n \left(t-t_0 - \frac{\tau_n}{2} \right) \right] \quad (10)$$

является функцией времени. Она достигает максимального значения при $t-t_0 = -\tau_n/2$:

$$S_{\text{макс}} = 2\Delta f_n (1 - \operatorname{sinc} \pi 2\Delta f_n \tau_n). \quad (11)$$

Крутизна огибающей выходного сигнала увеличивается с ростом полосы пропускания фильтра, стремясь к максимальной крутизне входного сигнала. Для рассматриваемого сигнала рост крутизны выходного сигнала с полосой не ограничен из-за прямоугольной огибающей входного сигнала. Второй множитель $\eta = 1 - \operatorname{sinc} \pi t$ в формуле (11) — осциллирующая вокруг едини-

цы функция m , причем размах осцилляций убывает пропорционально m . При $m=1,5$, $m=3,5$, $m=5,5$ сомножитель η принимает наибольшие значения 1,21; 1,09; 1,05 соответственно. Здесь $m=2\Delta f_{\text{п}}\tau_{\text{и}}$.

Дисперсия шума прямо пропорциональна полосе пропускания фильтра $\sigma_{\text{ш}}^2 = N_0 2\Delta f_{\text{п}}$ (12), где N_0 — спектральная плотность мощности шума. Считая детектор линейным, подставим формулы (10), (12) в выражение (3) и найдем дисперсию ошибки фиксации временного положения сигнала по максимуму крутизны при большом отношении сигнал-помеха на выходе фильтра:

$$\sigma_{\text{н}}^2 = m/q^2 [2\Delta f_{\text{п}} (1 - \text{sinc} \pi m)]^2. \quad (13)$$

Здесь q — предельное отношение сигнал-помеха, реализуемое при оптимальной фильтрации. Для радиоимпульса с единичной амплитудой $q^2 = \tau_{\text{и}}/N_0$.

При решении задачи об оптимальном соотношении полосы пропускания фильтра и длительности сигнала следует различать две постановки.

1. Полоса пропускания фильтра задана и ограничена. Энергия сигнала постоянна, следовательно, гарантируется заданное и неизменное при варьировании длительности импульса соотношение сигнал-помеха. Подбором длительности импульса добиваемся минимума средней квадратической ошибки фиксации, связанной с обобщенным безразмерным точностным коэффициентом

$$\xi = \sigma_{\tau} q 2\Delta f_{\text{п}} = \sqrt{m}/(1 - \text{sinc} \pi m). \quad (14)$$

Зависимость точностного параметра от произведения длительности импульса на полосу пропускания фильтра m показана на рис. 1. Оптимальная длительность импульса $\tau_{\text{и опт}} = 1,228/2 \Delta f_{\text{п}}$, тогда $\xi = \sigma_{\tau} q 2\Delta f_{\text{п}} = 0,947$.

При заданных полосе пропускания фильтра и пиковой мощности сигнала обобщенный безразмерный точностной коэффициент

$$\xi = \sigma_{\tau} \sqrt{\frac{P_{\text{с}}}{P_{\text{ш}}}} 2\Delta f_{\text{п}} = 1/\sqrt{2} (1 - \text{sinc} \pi m)$$

фактически не зависит от длительности сигнала.

2. Параметры сигнала — длительность, энергия, мощность — заданы и неизменны. Подбором полосы пропускания фильтра находим минимум дисперсии ошибки в определении временно-го положения сигнала, т. е. минимум выражения (1).

Рассчитывая вероятность ошибки по формуле (2), учтем уменьшение отношения сигнал-помеха на выходе квазиоптимального фильтра [1]:

$$q = q^2 \text{Si}^2 (\pi m/2)/(\pi^2 m/4). \quad (15)$$

Пронормируем выражение (1) относительно длительности импульса, учтем формулы (13), (4), (2), получим расчетное соотношение

$$\sigma_{\tau}/\tau_{и} = [(1 - P_{ош}) / (q^2 m (1 - \text{sinc}^2 \pi m)^2) + P_{ош} M^2 / 6]^{1/2}. \quad (16)$$

Минимум вероятности ошибки при постоянном числе элементов разрешения приходится на максимум отношения сигнал-помеха на выходе квазиоптимального фильтра, т. е. на $m=1,37$, когда $q'^2=0,83 q^2$ (по В. И. Сифорову). Проигрыш в надежно-

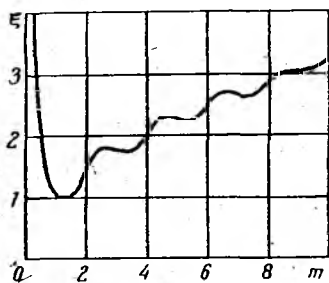


Рис. 1

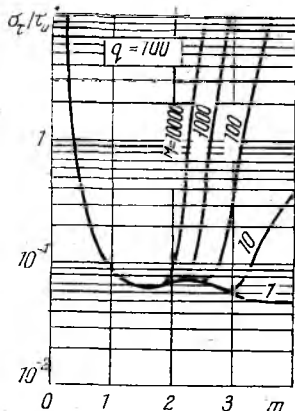


Рис. 2

сти обнаружения является функцией полосы пропускания фильтра и оказывается тем значительнее, чем она шире [см. формулу (15)]. Если при $2\Delta f_{п} = 4\tau_{и}$ он составляет $q'^2/q^2 = 0,203$, значит, отношение сигнал-помеха по напряжению на выходе исследуемого фильтра уменьшается по сравнению с сигналом на входе в $\sqrt{5} = 2,23$ раз. Такое снижение помехоустойчивости во многих случаях недопустимо. Например, при сверке вторичных эталонов времени по метеорному каналу применение в аппаратуре входного фильтра с полосой пропускания $2\Delta f_{п} = 4/\tau_{и}$ и прямоугольной АЧХ приведет к существенному (в 2,23 раза) уменьшению численности метеоров, которые можно использовать для этих целей. Взвешенное среднее квадратическое отклонение ошибки измерения временного сдвига сигнала, определяемое формулой (1), а в нормированном виде — выражением (16), ведет себя по-разному в зависимости от значений q , M . Если сигналы слабые ($q < q_{порог}$), погрешность определения временного положения сигнала в функции от полосы пропускания фильтра имеет минимум. Но даже при таком оптимальном выборе полосы вклад аномальных ошибок в точность измерения времени задержки превосходит вклад так называемых нормальных ошибок [2]. Расчеты позволили определить пороговое отношение сигнал-помеха, соответствующее $\sigma_{\alpha}/\sigma_{н} \approx 0,1$. При слабых помехах ($q > 20$) расширение полосы пропускания фильтра ведет

к снижению погрешности фиксации временного положения импульса из-за малых вероятностей ошибок измерения. Этот путь повышения точности оценки параметра сигнала можно рекомендовать в тех случаях, когда с проигрышем в надежности обнаружения по причине снижения отношения сигнал-помеха можно не считаться. Существует диапазон средних значений отношения сигнал-помеха $b < q < 20$, когда расширение полосы пропускания для $m > 1,6$ ведет к резкому росту погрешности измерения времени запаздывания. Чем больше число элементов разрешения M , тем при меньших значениях m проявляется этот рост погрешности.

Представление о поведении зависимости нормированной средней квадратической ошибки измерения временного положения сигнала от полосы пропускания фильтра при $q = 10$ дает рис. 2. На основании анализа и расчетов рекомендуем в качестве оптимального выбирать значение полосы пропускания фильтра, в 1,63 раза превосходящее значение частоты первого нуля спектра огибающей, т. е. $1,63/\tau_{\text{к}}$. Для средних q и $m = 1,63$ имеет место минимум погрешностей фиксации временного положения радиоимпульса при любых практически используемых M . Расширение полосы пропускания фильтра допустимо, если величины q очень велики, но нецелесообразно, так как обработка сигнала ведется в условиях изменяющейся помеховой обстановки.

Формула (13) для дисперсии ошибки фиксации временного положения сигнала по максимуму его крутизны, когда $m \gg 1$, приводит к значению, в $\sqrt{2}$ раз большему, чем приближенная формула (12.4.20) в работе [3], оценивающая временное положение по максимуму выходного сигнала оптимального (согласованного) фильтра при тех же ограничениях.

Список литературы: 1. *Теоретические основы радиолокации*/Под ред. Я. Д. Ширмана. М., 1970. 560 с. 2. Бавыкина В. В., Коваль Ю. А. К вопросу о потенциальной точности фиксации временного положения сигнала при сличении шкал хранителей времени//Радиотехника. 1980. Вып. 57. С. 100—106. 3. Тихонов В. И. Статистическая радиотехника. М., 1966. 678 с.

Поступила в редколлегию 20.12.85.

УДК 621.391

М. А. ИВАНОВ, канд. техн. наук, С. И. ГРИДЧИН, В. И. МАИ

МЕЖСИМВОЛЬНЫЕ ИСКАЖЕНИЯ ДИСКРЕТНЫХ СИГНАЛОВ В НЕЛИНЕЙНЫХ КАНАЛАХ ЦИФРОВОЙ СВЯЗИ

Исследования межсимвольной интерференции (межсимвольных искажений — МСИ) проводятся, как правило, в предположении о линейности используемых каналов передачи инфор-

мации [1—6]. Учитывая широкое практическое применение нелинейных, в частности ретрансляционных каналов цифровой связи, проанализируем особенности «нелинейных МСИ» дискретных сигналов.

Запишем выражение для определения сигнала $y(\cdot)$ на выходе узкополосного по отношению к несущей частоте нелинейного канала с памятью в виде ряда Вольтерра от входного воздействия [1, 2]:

$$y(t) = \sum_{n=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} H_n(f_1, \dots, f_n) \prod_{i=1}^n X(f_i) \exp(j2\pi f_i t) df_i \approx \\ \approx \int_{-\infty}^{\infty} H_1(f) X(f) \exp(j2\pi f t) df + \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} H_3(f_1, f_2, -f_3) X(f_1) \times \\ \times \exp(j2\pi f_1 t) X(f_2) \exp(j2\pi f_2 t) X(-f_3) \exp(-j2\pi f_3 t) df_1 df_2 df_3. \quad (1)$$

Здесь $H_n(\cdot)$ — нелинейная передаточная функция (ядро Вольтерра) n -го порядка исследуемого канала; $X(f)$ — спектр входного сигнала $x(t)$, причем $x(t)$, $X(f)$ связаны между собой преобразованием Фурье; f_i — аргументы многомерного преобразования Фурье, $f_1 + f_2 - f_3 = f$; $f, f_k \in \Delta f \forall k \in [1, 2, 3]$; Δf — полоса пропускания («прозрачности») исследуемого канала; \forall — квантор общности; j — мнимая единица ($j = \sqrt{-1}$).

Можно показать, что общее выражение для определения нелинейной передаточной функции m -го ($m > 1$) порядка имеет следующий вид [1]:

$$H_m(f_1, \dots, f_m) = L(f_1 + f_2 + \dots + f_m) F_m \{ [K_l(\cdot)]_2^m; L(\cdot); \quad (2) \\ \prod_{l=1}^m H_1(f_l) \}.$$

Здесь $K_l(\cdot)$ — ядра разложения характеризующего нелинейность исследуемого канала оператора в функциональный ряд Вольтерра ($l \in [2m]$); $L(\cdot)$ — ассоциированная (присоединенная) часть нелинейных передаточных функций канала, в общем случае представляющая собой некоторое линейное преобразование от $H_1(\cdot)$; $F_m[\cdot]$ — «нелинейный входной сигнал» m -го порядка, являющийся некоторой функцией от ядер Вольтерра $K_l(\cdot)$, ассоциированной линейной части $L(\cdot)$ и нелинейных передаточных функций канала $H_l(\cdot)$ низших порядков.

В частности, нелинейная передаточная функция третьего порядка $H_3(f_1, f_2, -f_3)$, играющая определяющую роль для функционирующих в малосигнальном режиме узкополосных по отношению к несущей частоте нелинейных каналов, может быть найдена по формуле

$$H_3(f_1, f_2, -f_3) = L(f_1 + f_2 - f_3) \{ [K_3(f_1, f_2, -f_3) + \\ + 2K_2(f_1, f_2 - f_3) L(f_2 - f_3) K_2(f_2, -f_3) [H_1(f_1) H_1(f_2) H_1(-f_3)] \} \otimes, \quad (3)$$

где символ (\otimes) означает операцию симметризации стоящего в фигурных скобках выражения по комплексным переменным $f_1, f_2, -f_3$ [1; 2].

Тогда можно утверждать, что для реальных каналов с неидеальными характеристиками частотной избирательности, т. е. с неравномерными в полосе прозрачности АЧХ и (или) ГВЗ и, следовательно, с нелинейной ФЧХ передаточной функции $H_1(f)$, справедливо строгое неравенство

$$\tau_{\text{нлин}} < \tau_{\text{нел}l_1} < \tau_{\text{нел}l_2}, \quad \forall l_2 > l_1 > 2, \quad (4)$$

где $\tau_{\text{нлин}}$; $\tau_{\text{нел}l}$ — постоянные времени переходных процессов в линейной подсистеме, характеризуемой передаточной функцией $H_1(\cdot)$, и в нелинейной подсистеме l -го порядка, описываемой ядром Вольтерра $H_l(\cdot)$. По определению под постоянной времени переходных процессов понимается период, в течение которого после подачи испытательного воздействия типа функции включения Хевисайда мгновенный либо средний уровень сигнала на выходе канала уменьшится в e раз. При этом с учетом уровней линейной составляющей $|Y_1(f)|$ и нелинейных компонент нечетных порядков $|Y_{l^*}(f)|_{\Delta f}$ выходного сигнала $Y(f)$ верхняя граница полной длительности переходных процессов $t_{\text{н}(\Delta f)}$ в полосе прозрачности канала Δf определяется формулой вида:

$$t_{\text{н}(\Delta f)} \leq \left\{ \tau_{\text{нлин}} \ln \left[|Y_1(f)| \frac{1}{Y_0} \right] \right\} \cup \left\{ \bigcup_{l^*=3}^{\infty} \tau_{\text{нел}l^*(\Delta f)} \ln \left[|Y_{l^*}(f)|_{\Delta f} \frac{1}{Y_0} \right] \right\}. \quad (5)$$

Здесь Y_0 — некоторый априорно заданный уровень выходного сигнала, начиная с которого и ниже переходные процессы в канале условно считаются закончившимися (обычно Y_0 сравниваем с уровнем шумов канала); $l^* = 2k + 1$, причем $k \in \mathbb{N}$, где \mathbb{N} — множество натуральных чисел; \cup — знак объединения.

Таким образом, традиционное пренебрежение нелинейной добавкой

$$\Delta t_{\text{нел}(\Delta f)} \stackrel{\circ}{=} t_{\text{н}(\Delta f)} / t_{\text{нлин}} \stackrel{\Delta}{=} t_{\text{н}(\Delta f)} / \left\{ \tau_{\text{нлин}} \ln \left[|Y_1(f)| \frac{1}{Y_0} \right] \right\} \quad (6)$$

к общей длительности переходных процессов $t_{\text{н}(\Delta f)}$, вообще говоря, некорректно. На практике это может быть оправдано только для некоторых ситуаций. Следовательно, допустимо приближение вида $t_{\text{н}(\Delta f)} \approx t_{\text{нлин}}$ лишь для частного случая малосигнального режима функционирования ($|Y_1(f)| \gg |Y_{l^*}(f)|_{(\Delta f)}$, $\forall l^*$) сравнительно узкополосного канала с достаточно высокой частотной избирательностью. Последняя равносильна незначительной неравномерности АЧХ и ГВЗ, т. е. весьма малой степени нелинейности ФЧХ данного канала в полосе его прозрачности.

Анализ соотношения (5) показывает, что в реальных нелинейных каналах связи в общем случае имеет место не только «размытие» спектра передаваемых сигналов, но и дополнительное «рассеяние» их энергии во времени. Это обуславливает существенную специфику оптимальной обработки дискретных сигналов в данных каналах, поскольку игнорирование нелинейных эффектов в ряде случаев приводит к заметным потерям. В нелинейных каналах (в отличие от линейных) невозможно полное устранение МСИ соответствующим подбором приемного и передающего фильтров, например с передаточной функцией типа $\{x/\sin x\}$. Из формул (5), (6) вытекает также, что в общем случае $t_{п(\Delta f)} \geq t_{п\text{лин}}$ и, следовательно, $\Delta t_{п\text{нел}(\Delta f)} \geq 0$, т. е. в реальных нелинейных каналах необходимо оценивать влияние МСИ с учетом большего, чем для линейного случая, числа соседних символов. С увеличением относительного уровня нелинейных составляющих $\Delta t_{п\text{нел}(\Delta f)}$ возрастает — см. выражение (5). При этом в общем случае

$$N_{\Sigma} = N_{\text{лин}} + \Delta N_{\text{нел}} \sim \frac{2}{\tau_0} t_{п(\Delta f)} = \frac{2}{\tau_0} [t_{п\text{лин}} + \Delta t_{п\text{нел}(\Delta f)}] \geq \\ \geq N_{\text{лин}} \sim \frac{2}{\tau_0} t_{п\text{лин}}, \quad (7)$$

где N_{Σ} , $N_{\text{лин}}$ — количество соседних символов, учета влияния которых достаточно для анализа МСИ с заданной точностью в реальном нелинейном и в идеализированном линейном каналах соответственно (по определению $N_{\Sigma} \sim \frac{2}{\tau_0} t_{п(\Delta f)}$, $N_{\text{лин}} \sim \frac{2}{\tau_0} t_{п\text{лин}}$); $\Delta N_{\text{нел}}$ — дополнительное число соседних символов, учет влияния которых необходим для обеспечения корректности анализа МСИ в реальном нелинейном канале, причем $\Delta N_{\text{нел}} = N_{\Sigma} - N_{\text{лин}}$ и, значит, $\Delta N_{\text{нел}} \sim \frac{2}{\tau_0} \Delta t_{п\text{нел}(\Delta f)}$, τ_0 — длительность тактового интервала.

Недостаточный учет реальной длины МСИ вызывает не только снижение точности их анализа и (или) подавления, но может приводить к заметному «размножению» ошибок при автокомпенсации МСИ [1; 3; 4]. Кроме того, нелинейный характер преобразований дискретных сигналов обуславливает дополнительные отличия закона распределения МСИ от нормального, что заметно усложняет процедуру их расчета [3, 6]. Вследствие внутренней когерентности нелинейных компонент в некоторых случаях (как правило, при малосигнальном режиме функцио-

нирования сравнительно узкополосных каналов) имеет место определенное, до 1 дБ, уменьшение общего уровня МСИ. Таким образом, здесь эффекты снижения уровня выходного отклика и коррекции его формы компенсируют влияние эффектов «удлинения» переходных процессов в нелинейных каналах, т. е. иногда нелинейность оказывает регуляризирующее воздействие и приводит к снижению МСИ. В то же время необходимо учитывать повышенную критичность уровня нелинейных МСИ к ошибкам тактовой синхронизации и неидеальности стробирования, а также возрастание перекрестных искажений между синфазным и квадратурным каналами приема, особенно при асимметрии АЧХ и ФЧХ линейной передаточной функции $H_1(f)$ канала. Последняя существенно усиливается для соответствующих характеристик нелинейных передаточных функций $H_{l*}(f)$ — см. формулы (2), (3). Действительно, помимо пульсаций текущего уровня сигнала в синфазном и квадратурном каналах вследствие справедливости условия [6]

$$i_s^2(t) + i_c^2(t) = \text{const}(t), \quad (8)$$

в нелинейном случае имеют место «межканальные» (перекрестные) составляющие ненулевого уровня:

$$\Delta i_{s_{\text{нел}}}(t) = \Delta i_{s_{\text{нел}}}[i_s(t); i_c(t)] \neq 0; \quad (9)$$

$$\Delta i_{c_{\text{нел}}}(t) = \Delta i_{c_{\text{нел}}}[i_c(t); i_s(t)] \neq 0. \quad (10)$$

Это дополнительно ухудшает помехоустойчивость приема цифровой информации. Здесь подстрочные индексы s, c обозначают принадлежность сигналов i и перекрестных составляющих Δi к синфазному и квадратурному каналам приема. В частности, для узкополосных по отношению к несущей частоте ω_0 и работающих в малосигнальном режиме приемников с кубической нелинейностью в основной полосе их пропускания имеем

$$\Delta i_s(t) = k_3 \left[\left(\frac{3}{4} A_s^3 + \frac{3}{2} A_c^2 A_s \right) \sin(\omega_0 t + \varphi_s) - \frac{3}{4} A_c^2 A_s \sin(\omega_0 t + \varphi_c - \varphi_s) \right] \stackrel{\circ}{=} \Delta i_{s_{\text{нел}(3)}}(t); \quad (11)$$

$$\Delta i_c(t) = k_3 \left[\left(\frac{3}{4} A_c^3 + \frac{3}{2} A_s^2 A_c \right) \cos(\omega_0 t + \varphi_c) - \frac{3}{4} A_s^2 A_c \cos(\omega_0 t + 2\varphi_s - \varphi_c) \right] \stackrel{\circ}{=} \Delta i_{c_{\text{нел}(3)}}(t), \quad (12)$$

где A, φ — амплитуда и фаза соответствующей составляющей — синфазной s или квадратурной c ; k_3 — коэффициент нелинейных искажений третьего порядка (коэффициент третьего порядка

разложения нелинейной характеристики данного приемника в ряд Тейлора).

Из формул (9) — (12) следует, что в нелинейном приемнике с синфазным и квадратурным каналами имеют место не только амплитудные [см. первые слагаемые правой части формул (11), (12)], но и фазовые перекрестные искажения, характеризующие вторым слагаемым правой части выражений (11), (12). Таким образом, в отличие от линейного в нелинейном приемнике расщепление сигналов на синфазную и квадратурную составляющие является необратимым. В свою очередь, появление нелинейных компонент перекрестных искажений между сигналами синфазного и квадратурного каналов приема приводит к дополнительному увеличению потерь от МСИ в реальных нелинейных линиях связи. Это соответственно снижает эффективность практического применения двумерных видов модуляции и квадратурных способов приема сигналов.

Выше рассматривался одиночный нелинейный канал. В случае реализации частотного принципа разделения независимых информационных каналов необходимо учитывать, что нелинейность амплитудных и особенно фазовых характеристик последних обуславливает появление межканальных помех (МКП) вследствие «размытия» спектра передаваемых сигналов в нелинейных каналах связи. При этом применение традиционно используемых фильтрационных методов подавления МКП неизбежно приводит к возрастанию уровня и усиления влияния канальных МСИ, особенно нелинейных, так как повышение избирательности фильтров связано с увеличением их инерционности и, следовательно, сопровождается ростом нелинейности ФЧХ (неравномерности ГВЗ) передаточной функции $H_1(f)$, а значит, и соответствующих характеристик ядер Вольтерра $H_{l*}(f)$ — см. формулы (2), (3). Таким образом, требования минимизации МСИ и МКП в нелинейных каналах связи являются взаимно противоречивыми [6]. Поэтому на практике необходимо искусственно понижать избирательность фильтров, в частности, умышленно снижать коэффициент прямоугольности до значения 0,5 и ниже, вводить специальный дополнительный запас по энергетике и (или) полосе прозрачности нелинейных каналов, а также увеличивать защитные межканальные промежутки, что неизбежно вызывает заметное снижение эффективности связи, особенно в случае многоканальной передачи информации. Для передающих трактов, работающих обычно в режиме большого сигнала, указанные запасы, как правило, должны быть существенно больше, чем для приемных устройств, функционирующих преимущественно в малосигнальном режиме:

$$k_{\text{ПРПРД}} < k_{\text{ПРПРМ}} \quad (13); \quad \alpha_{\text{ПРД}} > \alpha_{\text{ПРМ}}. \quad (14).$$

Здесь $k_{\text{пр}}$ — коэффициент прямоугольности фильтра; α — величина, характеризующая запас по полосе, причем $\alpha \geq 1$ и

$$\Delta f_{\text{треб}} = \alpha \Delta f_{\text{мин}} = \alpha \frac{1}{\tau_0}; \quad (15)$$

$\Delta f_{\text{мин}}$ — минимальная полоса частот, необходимая для передачи дискретных сигналов с тактовой скоростью $B = 1/\tau_0$; $\Delta f_{\text{треб}}$ — полоса частот, требуемая для обеспечения приема или передачи следующих со скоростью B символов с качеством не хуже заданного (с уровнем МСИ не выше заданного); подстрочные индексы ПРД, ПРМ характеризуют принадлежность к передающему или приемному терминалам исследуемого нелинейного канала цифровой связи.

С повышением скорости передачи символов B , а значит, с расширением требуемой полосы и с увеличением минимально допустимой несущей частоты ограничиваются реальные возможности эффективной фильтрации. В результате возрастают требуемые для заданного качества связи значения отмеченных ранее запасов по энергетике и (или) полосе прозрачности используемых нелинейных каналов. При прочих равных условиях имеем

$$\left. \begin{aligned} \beta_{(B_1)} &< \beta_{(B_2)} \\ k_{\text{пр}(B_1)} &\geq k_{\text{пр}(B_2)} \\ \alpha_{(B_1)} &< \alpha_{(B_2)} \end{aligned} \right\}, \quad \forall B_1 < B_2, \quad (16)$$

где β — величина, характеризующая степень недоиспользования мощности передатчика относительно уровня насыщения в (дБ). Значение β , как правило, выбирается не менее 2—3 дБ [6].

В целом проведенный анализ свидетельствует о недостаточной эффективности рассмотренных «пассивных» рекомендаций (особенно для высокоскоростных систем передачи информации) и о необходимости применения специальных активных методов борьбы с влиянием МСИ (и МКП) в нелинейных каналах связи. Особое место занимают адаптивные методы компенсации МСИ, использование которых позволяет избежать некорректности в постановке задачи подавления искажений и тем самым исключить явления типа перекомпенсации и, следовательно, устранить возможное повышение уровня помех [1; 3; 4]. Применение автокомпенсаторов, как правило, позволяет заметно уменьшить уровень МСИ и существенно ослабить их влияние. Но одновременно увеличиваются потери полезных сообщений из-за конечной длительности самообучения данного автокомпенсатора по информационной или тестовой последовательности. Поэтому необходимые и достаточные условия применимости адаптивных компенсаторов МСИ могут быть определены так:

$$T_c \ll \Delta T_{\text{о.к}} \quad (17); \quad \Delta \mathcal{E}_{\text{МСИ}}^{\#} \ll \Delta \mathcal{E}_{\text{МСИ}} \quad (18), \quad \text{причем } \Delta \mathcal{E}_{\text{МСИ}} > \Delta \mathcal{E}_{\text{доп}}, \quad \Delta \mathcal{E}_{\text{МСИ}}^{\#} <$$

$\leq \Delta \varepsilon_{\text{доп}}$. Здесь T_c — полезная длительность сеанса связи; $\Delta T_{o.k.}$ — продолжительность самообучения автокомпенсатора МСИ (обычно $\Delta T_{o.k.} \geq 10^2 - 10^3$ тактовых интервалов [1; 3; 4]); $\Delta \varepsilon_{\text{МСИ}}$, $\Delta \varepsilon_{\text{МСИ}}^{\#}$ — энергетические потери, обусловленные влиянием МСИ при отсутствии и при наличии автокомпенсатора МСИ; $\Delta \varepsilon_{\text{доп}}$ — предельно допустимое значение энергетических потерь от влияния МСИ (для заданных качества и скорости передачи информации по выбранному каналу связи). Для обеспечения эффективного подавления МСИ в процессе разработки автокомпенсаторов необходимо учитывать нелинейный характер переходных процессов в исследуемых каналах связи [1; 2; 6]. В частности, применение специальных методов подавления нелинейных искажений сигналов [1] позволяет не только повысить качество компенсации МСИ, но и в значительной степени ослабить влияние МКП и уменьшить взаимные помехи между синфазным и квадратурным каналами приема. Очевидно, наиболее существенным ограничением практической применимости указанных методов является их реально достижимое быстроедействие [1; 3; 4]. Поэтому представляется целесообразным полностью или частично совмещать во времени процессы вхождения в связь и самообучения автокомпенсаторов МСИ. Отметим также необходимость подавлять МСИ в конечных временных зонах ненулевой ширины (длительности), ширина которых определяется реальной длительностью стробирующих импульсов и возможными ошибками тактовой синхронизации [6].

С увеличением скорости передачи информации и, следовательно, с повышением рабочего диапазона частот и уменьшением длительности тактового интервала возрастает практическая целесообразность более полного учета специфики соединительных, в частности волноводных, микрополосковых трактов и других элементов конструкции как систем с распределенными параметрами. Предельно достижимая полоса пропускания Δf_c , а значит, и пропускная способность S данных систем обратно пропорциональна корню квадратному из физической длины L_n линии передачи [5]:

$$\Delta f_c = Q \sqrt{\frac{\Delta \varphi_{\text{доп}}}{L_n}}, \quad (19)$$

где Q — коэффициент пропорциональности, инвариантный к значениям L_c и $\Delta \varphi_{\text{доп}}$, $Q = \text{const}(\Delta \varphi_{\text{доп}}; L_c)$ (20); $\Delta \varphi_{\text{доп}}$ — допустимый уровень фазовых искажений, который возрастает с увеличением длины линии передачи.

Необходимо учитывать, что ограничение полосы пропускания длинных линий, в частности волноводов, вызвано не «обрезанием» спектра, что характерно для традиционных фильтров

с сосредоточенными параметрами, а фазовыми искажениями передаваемых волн, которые в принципиальном отношении являются обратимыми. Поэтому нелинейность систем с распределенными параметрами, обуславливающая появление движущихся с различными фазовыми скоростями высших типов волн (образование «спектра» временных задержек), приводит к существенному увеличению уровня искажений и к резкому ограничению полосы передачи данных нелинейных длинных линий. В случае превышения критической длины линии $L > L_{кр}$, $L_{кр} \div \div \Delta f_{л} \geq \Delta f_c$, где Δf_c — полоса частот, занимаемая полезным сообщением, имеют место существенные искажения формы передаваемого сигнала и, следовательно, значительное увеличение уровня МСИ [4; 5]. Таким образом, с повышением скорости передачи информации уменьшается максимально допустимая для заданного уровня МСИ длина линейных и особенно нелинейных соединительных линий — трактов прохождения сигналов:

$$B \uparrow, \Rightarrow L_{кр}^+ \quad (21)$$

причем

$$L_{кр(лин)} \geq L_{кр(нел)}, \forall B. \quad (22)$$

Численное моделирование переходных процессов в микрополосковых линиях и в типовых волноводных трактах миллиметрового диапазона длины волн при воздействии на вход последовательности импульсов наносекундной длительности проведено с использованием предложенных в работе [2] вычислительных алгоритмов и реализующего их пакета программ. Анализ результатов моделирования показывает, в частности, что в малосигнальном режиме функционирования данных линий передачи требуемое уменьшение их длины не превышает, как правило, 20 %, т. е. $1 \geq (L_{кр,нел}/L_{кр,лин}) \geq 0,8 \div 0,9$ для любых видов нагрузки. В то же время для режима большого сигнала сокращение предельно допустимой длины нелинейной линии передачи в ряде практически важных случаев может достигать 60 % и более. При этом для последнего режима работы длинной линии передачи характерно, что необходимое сокращение заметно зависит от характеристик используемой нагрузки и особенно от степени выполнения условий ее согласования с линией передачи. Возрастают также требования к качеству изготовления указанных линий и выполнения соединений и согласований. Последнее особенно нужно для исключения или максимального возможного ослабления источников нелинейных искажений (генерирующих высшие типы волн), которые появляются обычно на месте стыков разнородных физических материалов, вследствие образования окисных пленок на металлических волноводах и т. п. [4—6]. Для повышения эффективности подавления МСИ в высокоскоростных трактах с распределенными параметрами в некоторых случаях представляется целесообразным при-

менять методы адаптивного гашения паразитных типов волн (полей) [4] на основе использования системы пространственно-разнесенных излучателей с регулируемыми характеристиками.

Список литературы: 1. Иванов М. А. Адаптивный метод компенсации нелинейных искажений в динамических системах//Радиотехника. 1983. Вып. 66. С. 20—24. 2. Васильев В. Г., Гридчин С. И. Моделирование нелинейной системы с распределенными параметрами//Вестн. Харьк. политехн. ин-та. 1984. № 210. Автоматика и приборостроение. Вып. 10. С. 3—5. 3. Сысов В. Д. Динамика вероятности посимвольной ошибки приема дискретных сигналов с адаптивной фильтрацией межсимвольных искажений//Вопр. радиоэлектроники. Сер. Общие вопросы радиоэлектроники. 1983. Вып. 6. С. 84—89. 4. Мальцев А. А., Позументов И. Е. Адаптивная система активного гашения случайных волн по измерениям ближнего поля//Изв вузов. Радиофизика. 1982. 25. № 6. С. 668—675. 5. Карбовяк А. Е. Переходные процессы в волноводах//Волноводные линии передачи с малыми потерями: Пер. с англ./Под ред. В. Б. Штейншлейгера. М., 1960. 480 с. 6. Fang I. F. Quaternary transmission over satellite channels with cascaded nonlinear elements and adjacent channel interference//IEEE Trans. Commun. 1981. N5. P. 567—581.

Поступила в редколлегию 27.12.84.

УДК 621.371

Б. Г. БОНДАРЬ, канд. техн. наук, Б. Л. КАЩЕЕВ, д-р техн. наук

ОБОСНОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ РАДИОЛИНИИ МЕТЕОРНОЙ СВЯЗИ

Попытки использования для связи наклонного метеорного распространения радиоволн, предпринятые в начале 50-х гг., привели к разработке и практическому применению ряда экспериментальных систем метеорной связи. Одним из примеров успешного использования метеорного распространения является разработанная в Харькове система сличения шкал времени [1].

Однако в те годы системы метеорной связи не были распространены. Это объясняется прерывистым характером передачи информации и необходимостью ожидания, причем время ожидания — случайная величина, максимальная в предвечерние часы и изменяющаяся в течение года [2]. Прерывистая работа усложняет конструкцию аппаратуры и ее обслуживание. Появление новой элементно-компонентной базы РЭА в виде интегральных микросхем, микропроцессоров и микроЭВМ значительно упростило разработку аппаратуры метеорной связи. Это позволяет реализовать преимущества метеорного распространения радиоволн, к которым относятся независимость от ионосферных возмущений, защищенность от помех, скрытность связи, небольшая средняя потребляемая мощность. Работы [3; 4] свидетельствуют о практическом применении метеорной связи и разработке новых систем.

Системы метеорной связи обладают неоспоримыми преимуществами при обмене небольшими (до 1—2 кбит) объемами информации с удаленными (от 0,5 до ≈ 2 тыс. км) объектами, том числе автоматически управляемыми (системы сбора информации от автоматических метеостанций), для резервирования коротковолновых линий радиосвязи, особенно в условиях высоких широт, и т. д.

Воспользовавшись результатами исследования распространения метеорных сигналов на трассе экспериментальной радиолинии протяженностью около 1000 км, ориентированной на северо-восток, авторы произвели оценку возможных параметров радиолинии метеорной связи, пригодной для передачи небольших объемов информации с приемлемым временем ожидания.

Параметры экспериментальной радиолинии: протяженность трассы — около 900 км; рабочая частота — 48 МГц; мощность передатчика — 1 кВт в импульсе; модуляция амплитудная, меандр — 100 Гц; полоса пропускания приемника — 600 Гц; уровень шумов, отнесенных к 75-омному входу приемника, — 0,1 мкВ; антенны подняты на высоту 1,5λ, пятиэлементные волновые каналы ориентированы вдоль трассы.

Примем следующие предположения, подтвержденные практикой эксплуатации экспериментальных радиолиний.

1. Условия распространения радиосигналов возникают практически одновременно в обоих направлениях.

2. Минимальная длительность метеорного сигнала, обусловленная механизмом формирования следа, близка к 0,1 с.

3. Максимальную длительность сигнала целесообразно выбирать в пределах 0,5—1,0 с, так как при большем ее значении в результате искривления следа под действием вихревых движений атмосферы возможно многолучевое распространение и возникновение повторных сигналов [2].

4. Длина пути распространения сигналов практически стабильна в пределах одного следа и несколько изменяется от следа к следу.

5. Цифровая информация передается пакетами, например по 100 бит (5 групп по 5 цифр в двоично-десятичном коде), с последующим подтверждением неискаженного приема пакета.

За минимальное время связи необходимо передать позывной сигнал (он же является сигналом синхронизации) длительностью 30 бит, хотя бы один пакет информации длительностью 100 бит и сигнал подтверждения неискаженного приема (квитанция) длительностью 20 бит. Следует также учесть время обнаружения станции, работающей в режиме запроса кратковременными импульсами со скважностью, например 50, длиной интервала в среднем 25 бит и временем распространения сигнала туда и обратно (при максимальной длине трассы

2,2 тыс. км это время составляет примерно 15 мс). Скорость передачи информации

$$v = \frac{100 + 30 + 25 + 20}{0,1 - 0,015} \approx 2000 = 2 \text{ кбит/с},$$

что соответствует скорости телеграфирования 2 кбод. Таким образом, в самом невыгодном случае для передачи полезной информации удастся использовать около 50 % времени связи. При максимальной длительности связи 1 с доля полезного времени возрастает до 80 %.

Используя данные, полученные на экспериментальной радиолинии, определим мощность передатчика, обеспечивающую приемлемое значение времени ожидания. Зависимость количества интервалов N от их длительности t описывается соотношением [2]

$$N(t) = N_0 \exp\left(-\frac{t}{t_{\text{ср}}}\right). \quad (1)$$

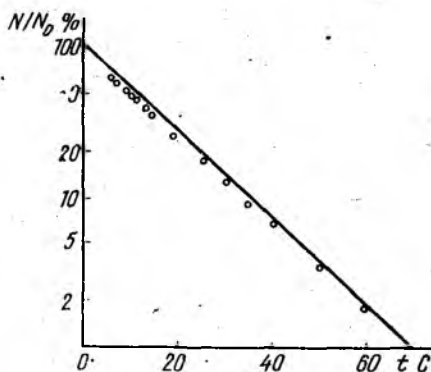
Здесь N_0 — общее число интервалов за время наблюдения T_0 ; $t_{\text{ср}}$ — средняя длительность интервала,

$$t_{\text{ср}} = \frac{T_0(1-D)}{N_0}, \quad (2)$$

где D — коэффициент заполнения, представляющий собой отношение суммарной длительности существования сигнала $t_{\text{сиг}}$ ко времени наблюдения: $D = t_{\text{сиг}}/T$ (3). Из зависимости $N(t)$, полученной в ночные и утренние часы на экспериментальной линии связи (рисунок) следует, что время ожидания в 1 % случаев превышает 70 с, а средняя длительность интервала — порядка 15 с.

Скорость передачи 2 кбод потребует увеличения полосы пропускания приемника по сравнению с полосой экспериментальной трассы в 10 раз. Следовательно, для сохранения неизменным

коэффициента заполнения D мощность передатчика необходимо довести до 10 кВт. Если, используя транзисторный передатчик, остановиться на мощности излучения 5 кВт, коэффициент заполнения уменьшится вдвое, средняя длительность интервала и время ожидания возрастут в 2 раза. Время ожида-



ния для 1 % метеорных вспышек составит примерно 2—3 мин. В предвечерние часы (минимум метеорной численности) время ожидания для 1 % вспышек превысит 8—10 мин.

Время ожидания подвержено сезонным изменениям в каждом году и зависит от положения трассы и типа антенн. Распределение метеорных сигналов по длительности относительно стабильно. Тем не менее указанные величины могут служить ориентиром. Изменения этих величин более вероятны в сторону сокращения времени ожидания из-за влияния метеорных потоков, более высокой чувствительности современных приемников и других причин.

Список литературы: 1. *Экспериментальное исследование привязки шкал времени на двух метеорных радиоканалах*/Б. С. Дудник, Б. Л. Кашеев, А. Н. Смирнов и др.//Измерител. техника. 1972. № 11. С. 46—48. 2. *Бондарь Б. Г., Кашеев Б. Л.* Метеорная связь. К., 1968. 119 с. 3. *Высокочастотное сравнение шкал Государственного и вторичного эталонов времени и частоты*/Б. С. Дудник, Б. Л. Кашеев, Ю. А. Коваль и др.//Измерител. техника. 1982. № 1. С. 30—32. 4. *Чекаленко В. И.* Метеорная радиосвязь//Зарубеж. воен. обозрение. 1985. № 9. С. 34—36.

Поступила в редколлегию 20.03.85.

УДК 621.391

Ю. М. БИДНЫЙ, И. Н. ПРЕСНЯКОВ, канд. техн. наук

ВЫСОТНО-ВРЕМЕННАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ СОСТОЯНИЯ ДИНАМИЧНОЙ ИОНОСФЕРЫ. СООБЩЕНИЕ 1. СИНТЕЗ ОБЩЕЙ СТРУКТУРЫ ФИЛЬТРА

Радиолокационные исследования ионосферы методом некогерентного рассеяния (НР) радиоволн позволяют получить важную информацию о параметрах, характеризующих ее состояние, пространственно-временной динамике, знание которой необходимо для многих приложений. С позиций статистической теории радиолокации ионосферную плазму можно рассматривать как пространственно-распределенный рассеивающий объект, вектор параметров α которого является случайной функцией времени t и высоты h . Наибольший объем информации о состоянии этого объекта содержат наблюдения реализаций НР сигналов, представляющие собой гауссовские случайные процессы с нулевым средним и статистическими характеристиками, определяемыми вектором $\alpha(t, h)$ [1].

Традиционные методы многопараметрической обработки наблюдаемых данных $y(t)$ в виде аддитивной смеси реализаций сигнала НР и белого гауссовского шума рассмотрены ранее [1, 2]. Они, как правило, используют упрощенное представ-

ление высотно-временной динамики состояния ионосферы $\vec{\alpha}(t, h)$ в виде

$$\vec{\alpha}(t, h) = \sum_{k=1}^K \sum_{l=1}^L \vec{\alpha}(k, l) \psi_{kl}(t, h), T_0 \leq t \leq T_f, H_0 \leq h \leq H_f. \quad (1)$$

Здесь $\vec{\alpha}(k, l)$ — координата разложения динамики вектора параметров состояния ионосферы по заданной системе базисных функций $\psi_{kl}(t, h)$, $k = \overline{1, K}$, $l = \overline{1, L}$;

$$\psi_{kl}(t, h) = \begin{cases} 1 & \text{для } (k-1)\Delta T \leq t \leq k\Delta T, (l-1)\Delta H \leq h \leq l\Delta H; \\ 0 & \text{для других } t, h; \end{cases}$$

$\Delta T, \Delta H$ — интервалы временного и высотного разрешения наблюдений, $\Delta T = (T_f - T_0)/K$, $\Delta H = (H_f - H_0)/L$.

Задача измерения процесса $\vec{\alpha}(t, h)$ сводится к максимально правдоподобной оценке набора векторов $\vec{\alpha}(k, l)$, $k = \overline{1, K}$, $l = \overline{1, L}$ на элементарных интервалах $\Delta T, \Delta H$, для которых используется стационарная модель сигнала НР:

$$\vec{\alpha}^*(k, l) = \overrightarrow{ML} \{y[t, \vec{\alpha}(t, h)], (k-1)\Delta T \leq t \leq k\Delta T, (l-1)\Delta H \leq h \leq l\Delta H\}, \quad k = \overline{1, K}, \quad l = \overline{1, L}, \quad (2)$$

где $\overrightarrow{ML}\{\cdot\}$ — оператор максимально правдоподобной обработки. Относительно последовательности ошибок оценивания $\Delta \vec{\alpha}^*(k, l) = \vec{\alpha}^*(k, l) - \vec{\alpha}(k, l)$, $k = \overline{1, K}$, $l = \overline{1, L}$ предполагается, что она является дискретным аналогом векторного гауссовского белого шума с нулевым средним и ковариационной матрицей $\vec{P}_{\alpha^*}(k, l)$:

$$\begin{aligned} E \{\Delta \vec{\alpha}^*(k, l)\} &= \vec{0}, \quad E \{\Delta \vec{\alpha}^*(k, l) \Delta \vec{\alpha}^{*T}(k', l')\} = \\ &= \vec{P}_{\alpha^*}(k, l) \delta_{kk'} \delta_{ll'}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $\delta_{kk'}$, $\delta_{ll'}$ — временной и высотный символы Кронекера.

Простота представления (1) достигается в результате отказа от априорных сведений о вероятностных характеристиках модели высотно-временной динамики вектора $\vec{\alpha}(t, h)$ и приводит к значительным динамическим ошибкам его измерения в соот-

ветствии с алгоритмом (2). Оно не отражает физической природы процессов в ионосфере и не может быть использовано для предсказания ее состояния.

Естественно предположить, что уменьшения динамических ошибок и предсказания состояния ионосферы можно достичь, используя байесовский подход [3], основанный на вероятностных характеристиках динамики состояния ионосферы и его наблюдений. Оценка и предсказание состояния при этом рассматриваются как одна из разновидностей задачи нелинейной фильтрации случайного процесса $\alpha(t, h)$ из случайно наблюдаемых данных $y(t)$.

Для решения задачи нелинейной байесовской фильтрации необходимо знать совместную плотность вероятности наблюдаемых сигналов и фильтруемого процесса:

$$p[y(t), \alpha(t, h)] = p[y(t) | \alpha(t, h)] p[\alpha(t, h)],$$

$$T_0 \leq t \leq T_f, H_0 \leq h \leq H_f, \quad (4)$$

где $p[y(t) | \alpha(t, h)]$ — условная плотность вероятности наблюдений $y(t)$ при заданных высотно-временных изменениях вектора $\alpha(t, h)$; $p[\alpha(t, h)]$ — априорная плотность вероятности случайного процесса $\alpha(t, h)$ для анализируемых высотного и временного интервалов $[T_0, T_f]$, $[H_0, H_f]$. Структура фильтра и его точностные характеристики, очевидно, определяются принятыми моделями сигнала НР и динамикой состояния ионосферы, вероятностные свойства которых влияют на вид $p[y(t) | \alpha(t, h)]$ и $p[\alpha(t, h)]$.

Отсутствие разработанных моделей, описывающих процесс НР с учетом динамики вектора $\alpha(t, h)$, не позволяет получить аналитическое выражение для условной плотности $p[y(t) | \alpha(t, h)]$ на значительных интервалах $[T_0, T_f]$, $[H_0, H_f]$ и, следовательно, непосредственно использовать процесс $y(t)$ для высотно-временной фильтрации параметров состояния динамичной ионосферы. В связи с этим рассмотрим возможность применения приближенных методов фильтрации, когда входной информацией являются достаточные статистики процесса $y(t)$ на интервалах его стационарности ΔT , ΔH в виде максимально правдоподобных оценок $\alpha^*(k, l)$, $k = \overline{1, K}$, $l = \overline{1, L}$.

Рассматривая координату $\alpha(k, l)$ в качестве выборочного значения процесса $\alpha(t, h)$ в момент времени $t_k = k\Delta T$ для высоты $h_l = l\Delta H$, в соответствии с байесовским подходом точность ее оценки можно повысить при использовании априорной информации о вероятностных характеристиках высотно-времен-

ной динамики параметров ионосферы. В работе [4] предлагается марковская модель, основанная на гидродинамической имитации геофизических процессов в ионосферной плазме.

Анализируемый класс процессов, отображающих высотновременные изменения вектора $\vec{\alpha}(t, h)$, можно описать стохастическим дифференциальным уравнением параболического типа

$$\frac{\partial \vec{\alpha}}{\partial t}(t, h) = \vec{\varphi}_2[\vec{\alpha}(t, h)] \frac{\partial^2 \vec{\alpha}}{\partial h^2}(t, h) + \vec{\varphi}_1[\vec{\alpha}(t, h)] \frac{\partial \vec{\alpha}}{\partial h}(t, h) + \vec{\varphi}_0[\vec{\alpha}(t, h)]\vec{\alpha}(t, h) + \vec{u}[\vec{\alpha}(t, h)] + \vec{\omega}(t, h) \quad (5)$$

при учете соответствующих гауссовских начальных и граничных условий

$$E\{\vec{\alpha}(T_0, h)\} = \vec{\alpha}_0(h), E\{[\vec{\alpha}(T_0, h) - \vec{\alpha}_0(h)][\vec{\alpha}(T_0, h) - \vec{\alpha}_0(h)]^T\} = \vec{P}_{\alpha_0}(h); \quad (6)$$

$$E\{\vec{\alpha}(t, H_0)\} = \vec{\alpha}_0(t), E\{[\vec{\alpha}(t, H_0) - \vec{\alpha}_0(t)][\vec{\alpha}(t, H_0) - \vec{\alpha}_0(t)]^T\} = \vec{P}_{\alpha_0}(t); \quad (7)$$

$$E\{\vec{\alpha}(t, H_f)\} = \vec{\alpha}_f(t), E\{[\vec{\alpha}(t, H_f) - \vec{\alpha}_f(t)][\vec{\alpha}(t, H_f) - \vec{\alpha}_f(t)]^T\} = \vec{P}_{\alpha_f}(t). \quad (8)$$

Здесь $\vec{\varphi}_2[\cdot]$, $\vec{\varphi}_1[\cdot]$, $\vec{\varphi}_0[\cdot]$ — непрерывные нелинейные матричные функции вектора состояния $\vec{\alpha}(t, h)$; $\vec{u}[\cdot]$ — непрерывная нелинейная векторная функция $\vec{\alpha}(t, h)$; $\vec{\omega}(t, h)$ — вектор белого гауссовского шума моделирования динамики состояния ионосферы с характеристиками

$$E\{\vec{\omega}(t, h)\} = \vec{0}, E\{\vec{\omega}(t, h)\vec{\omega}^T(t, h)\} = \vec{P}_w(t, h). \quad (9)$$

Представление исходной системы (5) — (9) в дискретной форме может быть получено путем использования конечно-разностных методов [4]. Заменяя дифференциальное уравнение (5) высотно-центрированной разностной схемой

$$\frac{\vec{\alpha}(k, l) - \vec{\alpha}(k-1, l)}{\Delta T} = \vec{\varphi}_2[\vec{\alpha}(k-1, l)] \times \\ \times \frac{\vec{\alpha}(k-1, l+1) - 2\vec{\alpha}(k-1, l) + \vec{\alpha}(k-1, l-1)}{\Delta H^2} +$$

$$+ \vec{\varphi}_1 [\vec{\alpha}(k-1, l)] \frac{\vec{\alpha}(k-1, l+1) - \vec{\alpha}(k-1, l-1)}{2\Delta H} +$$

$$+ \vec{\varphi}_0 [\vec{\alpha}(k-1, l)] \vec{\alpha}(k-1, l) + \vec{u} [\vec{\alpha}(k-1, l)] + \vec{w}(k-1, l), \quad (10)$$

запишем дискретное уравнение состояния

$$\vec{A}(k) = \vec{\Phi} [\vec{A}(k-1), \Delta T, \Delta H] + \vec{W}(k-1), \quad (11)$$

где \vec{A} , $\vec{\Phi}$, \vec{W} — L -мерные гипервекторы с элементами соответственно

$$\vec{A}_l(k) = \vec{\alpha}(k, l); \vec{\Phi}_l [\vec{A}(k-1), \Delta T, \Delta H] = \vec{\alpha}(k-1, l) +$$

$$+ (\Delta T / \Delta H^2) \vec{\varphi}_2 [\vec{\alpha}(k-1, l) [\vec{\alpha}(k-1, l+1) - 2\vec{\alpha}(k-1, l) + \vec{\alpha}(k-1, l-1)]] +$$

$$+ (\Delta T / 2\Delta H) \vec{\varphi}_1 [\vec{\alpha}(k-1, l)] [\vec{\alpha}(k-1, l+1) - \vec{\alpha}(k-1, l-1)] +$$

$$+ \Delta T \vec{\varphi}_0 [\vec{\alpha}(k-1, l)] \vec{\alpha}(k-1, l) + \Delta T \vec{u} [\vec{\alpha}(k-1, l)];$$

$$\vec{W}_l(k-1) = \Delta T \vec{w}(k-1, l); l = \overline{1, L}.$$

Начальное состояние и дискретный аналог шума моделирования $\vec{W}(k-1)$ имеют характеристики

$$E\{\vec{A}(0)\} = \vec{A}_0, E\{[\vec{A}(0) - \vec{A}_0] [\vec{A}(0) - \vec{A}_0]^T\} =$$

$$= \vec{P}_{A_0}; E\{\vec{W}(k-1)\} = \vec{0}, E\{\vec{W}(k-1) \vec{W}^T(k-1)\} = \vec{P}_W(k-1);$$

$$\vec{P}_{A_0}, \vec{P}_W(k-1) — \text{диагональные гиперматрицы размера } L \times L$$

$$\text{с элементами на главной диагонали } \vec{P}_{A_0}(l), \vec{P}_W(k-1, l), l = \overline{1, L}.$$

Дискретное уравнение состояния (11) совместно с уравнением наблюдения $\vec{A}^*(k) = \vec{A}(k) + \Delta \vec{A}^*(k)$ (12), в котором

$$\vec{A}^*(k) = [\vec{\alpha}^*(k, 1) \dots \vec{\alpha}^*(k, L)]^T; \Delta \vec{A}^*(k) = [\Delta \vec{\alpha}^*(k, 1) \dots \Delta \vec{\alpha}^*(k, L)]^T;$$

$$E\{\Delta \vec{A}^*(k)\} = \vec{0}, E\{\Delta \vec{A}^*(k) \Delta \vec{A}^*(k) \Delta \vec{A}^{*T}(k)\} = \vec{P}_{A^*}(k);$$

$\vec{P}_{A^*}(k)$ — диагональная гиперматрица с элементами на главной диагонали $\vec{P}_{A^*}(k, l)$, $l = \overline{1, L}$, характеризуют задачу марковской нелинейной цифровой фильтрации гипервектора пара-

метров ионосферы $\vec{A}(k)$. Ее решение при использовании критерия минимума среднеквадратической ошибки (СКО) и предположении о гауссовском характере апостериорной плотности вероятности вектора $\vec{A}(k)$ находится в виде алгоритма расширенного фильтра Калмана [3]:

$$\hat{\vec{A}}(k) = \hat{\vec{A}}(k/k-1) + \vec{P}_A^{\wedge}(k) \vec{P}_{A^*}^{-1}(k) [A^*(k) - \hat{\vec{A}}(k/k-1)], \quad (13)$$

где $\hat{\vec{A}}(k)$ — оценка вектора $\vec{A}(k)$ по минимуму СКО; $\hat{\vec{A}}(k/k-1)$ — предсказанное значение вектора $\vec{A}(k)$ по критерию СКО,

$$\hat{\vec{A}}(k/k-1) = \vec{\Phi}[\hat{\vec{A}}(k-1), \Delta T, \Delta H]; \quad (14)$$

$\vec{P}_A^{\wedge}(k)$ — ковариационная матрица ошибок оценки,

$$\begin{aligned} \vec{P}_A^{\wedge}(k) = \vec{P}_A^{\wedge}(k/k-1) - \vec{P}_A^{\wedge}(k/k-1) [\vec{P}_A^{\wedge}(k/k-1) + \vec{P}_{A^*}(k)]^{-1} \times \\ \times \vec{P}_A^{\wedge}(k/k-1); \end{aligned} \quad (15)$$

$\vec{P}_A^{\wedge}(k/k-1)$ — ковариационная матрица ошибок предсказания,

$$\begin{aligned} \vec{P}_A^{\wedge}(k/k-1) = \\ = \frac{\partial \vec{\Phi}[\hat{\vec{A}}(k-1), \Delta T, \Delta H]}{\partial \hat{\vec{A}}(k-1)} \vec{P}_A^{\wedge}(k-1) \frac{\partial \vec{\Phi}^T[\hat{\vec{A}}(k-1), \Delta T, \Delta H]}{\partial \hat{\vec{A}}(k-1)} + \\ + \vec{P}_w(k-1). \end{aligned} \quad (16)$$

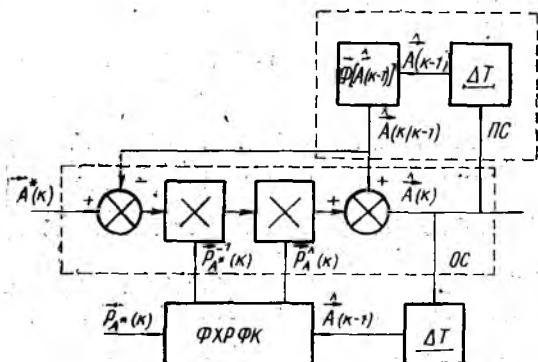
Начальные условия для уравнений (13) — (16) имеют вид

$$\hat{\vec{A}}(1) = \vec{A}^*(1), \vec{P}_A^{\wedge}(1) = \vec{P}_{A^*}(1). \quad (17)$$

Расширенный фильтр Калмана реализует идею предсказания-коррекции. Предыдущая оценка $\hat{\vec{A}}(k-1)$ экстраполируется на один шаг алгоритма вперед с учетом динамики состояния и используется для получения новой оценки $\hat{\vec{A}}(k)$ при поступ-

лении наблюдения $\vec{A}^*(k)$. Описанная процедура позволяет реализовать в реальном масштабе времени последовательную оценку и предсказание состояния ионосферы, основанные на измерениях ее параметров методом НР.

Решение задачи марковской нелинейной цифровой фильтра-



ции в виде вычислительного алгоритма (13)—(16) делает возможным непосредственный синтез структуры фильтра. Последовательность преобразований, которые необходимо выполнить над измерительной информацией метода НР $\vec{A}^*(k)$, можно представить в виде структуры (рисунок), которая включает в себя оценщик состояния (ОС), предсказатель состояния (ПС), формирователь характеристик расширенного фильтра Калмана (ФХРФК). Структура блока ОС определяется алгоритмом (13), блока ПС — алгоритмом (14), блока ФХРФК — алгоритмом (15), (16).

Анализ рассмотренной последовательности преобразований позволяет выделить следующие основные операции, реализуемые высотно-временным фильтром: сложение матриц (векторов), умножение матриц (векторов), обращение положительно определенных матриц. Вследствие ограниченного быстродействия универсальных ЭВМ выполнение комплекса этих операций в реальном масштабе времени не представляется возможным. Для решения этой задачи необходимо универсальную ЭВМ дополнить специализированным процессором матричных операций.

Расширенный фильтр Калмана имеет существенный недостаток: его алгоритм требует точного знания динамических уравнений состояния и статистических характеристик шумов состояния и наблюдения. В связи с этим для обеспечения высокой точности оценки и предсказания состояния ионосферы требуется дальнейшее развитие статистической теории поведения ионосферной плазмы.

Список литературы: 1. Метод некогерентного рассеяния радиоволн /Б. Е. Брюнелли, М. И. Кочкин, И. Н. Пресняков и др. Л., 1979. 188 с. 2. Пресняков И. Н., Бидный Ю. М. Применение алгоритмов калмановской фильтрации для оценки параметров исследуемой среды методом некогерентного рассеяния радиоволн//Радиотехника. 1983. Вып. 66. С. 3—10. 3. Сейдж Э. П., Мелс Дж. Теория оценивания и ее применение в связи и управлении. М., 1976. 496 с. 4. Бидный Ю. М., Пресняков И. Н. Синтез модели динамики ионосферной плазмы для реализации алгоритмов последовательной оценки ее параметров//Радиотехника. 1984. Вып. 69. С. 3—12.

Поступила в редакцию 26.06.85.

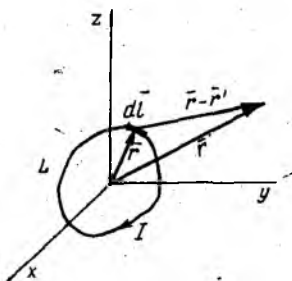
УДК 621.3

В. А. АРТЕМЕНКО, канд. техн. наук, Б. В. ДЗЮНДЗЮК, канд. техн. наук,
В. К. ЯРМОЛЮК, канд. физ.-мат. наук

РАСЧЕТ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ КОНТУРОВ С ТОКОМ.

СООБЩЕНИЕ 1. РАЗЛОЖЕНИЕ ПО СОСТАВЛЯЮЩИМ

Электротехнические и радиотехнические устройства создают вокруг себя магнитное поле. Наличие в какой-либо области пространства магнитного поля можно обнаружить по ряду характерных признаков, в частности по возникновению ЭДС в движущихся и в замкнутых проводниках, по механическому воздействию на находящиеся в этом поле проводники с током или движущиеся заряженные частицы. Указанные проявления зачастую создают помехи, например, при проведении точных электромагнитных измерений вблизи помехонесущих источников. Кроме того, следует учитывать воздействие переменных магнитных полей, которое еще недостаточно полно изучено, на живые организмы, особенно в сочетании



с СВЧ-полями [1]. Поэтому прогнозирование напряженности создаваемого магнитного поля еще на стадии проектирования в целях принятия мер для ослабления его вредного влияния (например, экранирования) имеет достаточно важное значение.

Рассмотрим метод расчета квазистационарного электромагнитного поля. Полагаем, что длина волны λ помехонесущего поля значительно больше, чем расстояния r от источника помех. Это равносильно пренебрежению запаздыванием или допущению, согласно которому поле в какой-либо фиксированный момент времени определяется мгновенным значением тока в тот же момент времени.

Пусть произвольно расположенный в пространстве контур (рисунок) обтекается током I . Требуется определить создаваемое

мое им магнитное поле в произвольной точке A . Векторный потенциал этого поля [2]:

$$\bar{A} = \frac{\mu I}{4\pi L} \oint \frac{d\bar{l}'}{|\bar{r} - \bar{r}'|}. \quad (1)$$

В общем случае контурный интеграл в выражении (1) вычислить сложно. Поэтому разложим подынтегральное выражение в ряд Тейлора. Рассматривая поле вдали от контура, т. е. при выполнении условия $r'/r \ll 1$, и ограничиваясь в разложении членами второго порядка малости, получаем

$$\begin{aligned} \frac{1}{|\bar{r} - \bar{r}'|} &= [r^2 + (r')^2 - 2\bar{r} \cdot \bar{r}']^{-1/2} \cong \\ &\cong \frac{1}{r} \left[1 + \frac{\bar{r} \cdot \bar{r}'}{r^2} + \frac{3}{2} \frac{(\bar{r} \cdot \bar{r}')^2}{r^4} - \frac{1}{2} \left(\frac{r'}{r} \right)^2 + \dots \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

При учете (2) выражение (1) приобретает вид

$$\begin{aligned} \bar{A} &= \frac{\mu I}{4\pi} \left[\frac{1}{r} \oint \frac{d\bar{l}'}{L} + \frac{1}{r^3} \oint (\bar{r} \cdot \bar{r}') d\bar{l}' + \right. \\ &\left. + \frac{3}{2r^5} \oint (\bar{r} \cdot \bar{r}')^2 d\bar{l}' - \frac{1}{2r^3} \oint (r')^2 d\bar{l}' \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

Напряженность магнитного поля найдем из соотношения

$$\bar{H} = \frac{1}{\mu} \text{rot } \bar{A}. \quad (4)$$

Тогда, используя (3), имеем

$$\begin{aligned} \bar{H} &= \frac{I}{4\pi} \left\{ \text{rot} \left(\frac{1}{r} \oint d\bar{l}' \right) + \text{rot} \left[\frac{1}{r^3} \oint (\bar{l}' \cdot \bar{r}') d\bar{l}' \right] + \right. \\ &\left. + \text{rot} \left[\frac{3}{2r^5} \oint (\bar{r} \cdot \bar{r}')^2 d\bar{l}' - \frac{1}{2r^3} \oint (r')^2 d\bar{l}' \right] \right\}. \end{aligned} \quad (5)$$

Для упрощения записи индекс L у контурного интеграла в дальнейшем опускаем. Выражение (5) характеризует разложение по мультиполям с точностью до мультиполя второго порядка. Очевидно, первый член в формуле (5) равен нулю в силу замкнутости контура. Второй член описывает диполь, третий — квадруполь. Явные выражения для дипольной и квадрупольной составляющей получим отдельно.

Дипольная составляющая напряженности магнитного поля

$$\bar{H}_{\text{дип}} = \frac{I}{4\pi} \left[\text{rot} \frac{1}{r^3} \oint (\bar{r} \cdot \bar{r}') d\bar{l}' \right] =$$

$$= \frac{I}{4\pi} \left[\frac{1}{r^3} \operatorname{rot} \oint (\bar{r} \cdot \bar{r}') d\bar{l}' + \operatorname{grad} \frac{1}{r^3} \times \oint (\bar{r} \cdot \bar{r}') d\bar{l}' \right] =$$

$$= \frac{I}{4\pi} \left[\frac{1}{r^3} \oint (\bar{r} \cdot \bar{r}') \operatorname{rot} d\bar{l}' + \frac{1}{r^3} \oint \operatorname{grad}(\bar{r} \cdot \bar{r}') \times d\bar{l}' - \frac{3\bar{r}}{r^5} \times \oint (\bar{r} \cdot \bar{r}') d\bar{l}' \right].$$

Здесь использовано известное равенство векторного анализа [3]

$$\operatorname{rot}(\varphi \bar{A}) = \varphi \operatorname{rot} \bar{A} + \operatorname{grad} \varphi \times \bar{A}.$$

Для операции grad вектор \bar{r}' является постоянным, поэтому $\operatorname{grad}(\bar{r} \cdot \bar{r}') = \bar{r}'$. И так как $\operatorname{rot} d\bar{l}' \equiv 0$, окончательно получим

$$\bar{H}_{\text{дип}} = \frac{I}{4\pi} \left[\frac{1}{r^3} \oint \bar{r}' \times d\bar{l}' - \frac{3\bar{r}}{r^5} \times \oint (\bar{r} \cdot \bar{r}') d\bar{l}' \right]. \quad (6)$$

Декартовы компоненты дипольной составляющей напряженности магнитного поля определяются скалярным умножением выражения (6) на соответствующий единичный вектор. Например,

$$H_x^{\text{дип}} = \bar{i} \cdot \bar{H}_{\text{дип}} = \frac{I}{4\pi r^3} \oint \bar{i} \cdot \begin{vmatrix} \bar{i} & \bar{j} & \bar{k} \\ x' & y' & z' \\ dx' & dy' & dz' \end{vmatrix} - \frac{3I}{4\pi r^5} \oint (\bar{r} \cdot \bar{r}') \bar{i} \cdot \begin{vmatrix} \bar{i} & \bar{j} & \bar{k} \\ x & y & z \\ dx & dy & dz \end{vmatrix} =$$

$$= \frac{I}{4\pi r^3} [(\oint y' dz' - z' dy') \cos^2 \alpha - (\oint 2y' dz' + z' dy') \cos^2 \beta +$$

$$+ (\oint y' dz' + 2z' dy') \cos^2 \gamma - 3(\oint x' dz') \cos \alpha \cos \beta +$$

$$+ 3(\oint x' dy' (\cos \alpha \cos \gamma + 3(\oint y' dy' - z' dz') \cos \beta \cos \gamma), \quad (7)$$

где $\cos \alpha = \frac{x}{r}$, $\cos \beta = \frac{y}{r}$, $\cos \gamma = \frac{z}{r}$ — направляющие косинусы вектора \bar{r} . В общем виде можно записать

$$H_t^{\text{дип}} = \frac{I}{4\pi r^3} (L_{xx}^t \cos^2 \alpha + L_{yy}^t \cos^2 \beta + L_{zz}^t \cos^2 \gamma +$$

$$+ L_{xy}^t \cos \alpha \cos \beta + L_{yz}^t \cos \beta \cos \gamma + L_{xz}^t \cos \alpha \cos \gamma), \quad (8)$$

где t принимает значения x, y, z и коэффициенты L^x определяются выражением (7)

$$L_{xx}^x = \oint y' dz' - z' dy'; \quad L_{yy}^x = -\oint 2y' dz' + z' dy';$$

$$L_{zz}^x = \oint y' dz' + 2z' dy'; \quad L_{xy}^x = -3\oint x' dz';$$

$$L_{xz}^x = 3\oint x' dy'; \quad L_{yz}^x = 3\oint y' dy' - z' dz'.$$

Коэффициенты $L^y L^z$ несложно получить из коэффициентов L^x циклической перестановкой трех индексов одновременно. Например,

если $L_{xx}^x = \oint y' dz' - z' dy'$, то $L_{zz}^z = \oint x' dy' - y' dx'$;

если $L_{yz}^x = 3 \oint y' dy' - z' dz'$, то $L_{zx}^y = 3 \oint z' dz' - x' dx''$.

Таким образом, выражение (8) определяет любую декартову компоненту дипольной составляющей напряженности магнитного поля.

Квадрупольная составляющая \bar{H}^{KB} описывается третьим членом выражения (5):

$$\begin{aligned} \bar{H}^{KB} &= \frac{I}{4\pi} \operatorname{rot} \left[\frac{3}{2r^5} \oint (\bar{r} \cdot \bar{r}')^2 d\bar{l}' - \frac{1}{2r^3} \oint (r')^2 d\bar{l}' \right] = \\ &= \frac{I}{4\pi} \left[\frac{3}{2r^5} \operatorname{rot} \oint (\bar{r} \cdot \bar{r}')^2 d\bar{l}' + \frac{3}{2} \operatorname{grad} \frac{1}{r^5} \times \oint (\bar{r} \cdot \bar{r}') d\bar{l}' - \right. \\ &- \left. \frac{1}{2} \operatorname{grad} \frac{1}{r^3} \times \oint (r')^2 d\bar{l}' = \frac{I}{4\pi} \left[\frac{3}{r^5} \oint (\bar{r} \cdot \bar{r}') (\bar{r}' \times d\bar{l}') - \right. \right. \\ &- \left. \left. \frac{15}{2r^7} \bar{r} \times \oint (\bar{r} \cdot \bar{r}')^2 d\bar{l}' + \frac{3}{2r^5} \bar{r} \times \oint (r')^2 d\bar{l}' \right] \right). \end{aligned} \quad (9)$$

Декартовы компоненты поля квадруполь, как и ранее, определяются скалярным умножением выражения (9) на соответствующий единичный вектор. Например,

$$H_x^{KB} = \bar{i} \cdot \bar{H}^{KB}. \quad (10)$$

Опуская простые, но громоздкие преобразования, компоненты поля квадруполь записываем в виде

$$\begin{aligned} H_t^{KB} &= \frac{3I}{8\pi r^4} (L_{xxx}^t \cos^3 \alpha + L_{yyy}^t \cos^3 \beta + L_{zzz}^t \cos^3 \gamma + \\ &+ L_{xxy}^t \cos^2 \alpha \cos \beta + L_{xxb}^t \cos^2 \alpha \cos \gamma + L_{xyy}^t \cos \alpha \cos^2 \beta + \\ &+ L_{yyz}^t \cos^2 \beta \cos \gamma + L_{xzz}^t \cos \alpha \cos^2 \gamma + L_{yzz}^t \cos \beta \cos^2 \gamma + \\ &+ L_{xyz}^t \cos \alpha \cos \beta \cos \gamma), \end{aligned} \quad (11)$$

где $t=x, y, z$ и коэффициенты L^x определяются следующими выражениями

$$L_{xxx}^x = 2 \oint x' y' dz' - 2 \oint x' z' dy',$$

$$L_{yyy}^y = - \oint [2(y')^2 - (x')^2 - (z')^2] dz' - 2 \oint z' y' dy',$$

$$L_{zzz}^x = \oint [2(z')^2 - (x')^2 - (y')^2] dy' + 2\oint z'y'dy',$$

$$L_{xxy}^x = -\oint [4(x')^2 - 3(y')^2 - (z')^2] dz' - 2\oint y'z'dy',$$

$$L_{xxz}^x = \oint [4(x')^2 - (y')^2 - 3(z')^2] dy' + 2\oint y'z'dz',$$

$$L_{xyy}^x = -8\oint x'y'dz' - 2\oint x'z'dy',$$

$$L_{yyz}^x = \oint [4(y')^2 - (x')^2 - 3(z')^2] dy' - 8\oint y'z'dz',$$

$$L_{xzz}^x = 8\oint x'z'dy' + 2\oint x'y'dz',$$

$$L_{yzz}^x = -\oint [4(z')^2 - (x')^2 - 3(y')^2] dz' + 8\oint y'z'dy',$$

$$L_{xyz}^x = 10\oint x'y'dy' - 10\oint x'z'dz'.$$

Коэффициенты L^y , L^z , как и ранее, могут быть получены из коэффициентов L^x циклической перестановкой четырех индексов одновременно. Например, из последнего выражения для L_{xyz}^x вытекает, что

$$L_{yxz}^y = 10\oint y'z'dz' - 10\oint y'x'dx'.$$

Остальные коэффициенты получаем аналогично. Итак, выражения (8), (11) полностью определяют компоненты поля в декартовой системе координат.

Иногда возникает необходимость найти компоненты поля по другим направлениям в какой-либо криволинейной системе координат. Пусть криволинейные координаты u_1, u_2, u_3 связаны с декартовыми координатами x_1, x_2, x_3 зависимостями $x_1 = f_1(u_1, u_2, u_3)$; $x_2 = f_2(u_1, u_2, u_3)$; $x_3 = f_3(u_1, u_2, u_3)$. Тогда для перехода от компонент $A_{x_1}, A_{x_2}, A_{x_3}$ к компонентам A_1, A_2, A_3 криволинейной системы координат приведем формулу преобразования [4]

$$A_i = \frac{1}{H_i} \sum_{k=1}^3 A_{x_k} \frac{\partial f_k}{\partial u_i} = H_i \sum_{k=1}^3 A_{x_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k},$$

где

$$H_i^2 = \left(\frac{\partial f_1}{\partial u_i} \right)^2 + \left(\frac{\partial f_2}{\partial u_i} \right)^2 + \left(\frac{\partial f_3}{\partial u_i} \right)^2, \quad i = 1, 2, 3.$$

Используя эту формулу, легко получить компоненты поля в криволинейных системах: цилиндрической

$$x = \rho \cos \varphi; \quad y = \rho \sin \varphi; \quad z = z;$$

$$H_\rho = \frac{xH_x + yH_y}{\sqrt{x^2 + y^2}}; \quad H_\varphi = \frac{-yH_x + xH_y}{\sqrt{x^2 + y^2}}; \quad (12)$$

$$H_z = H_x,$$

сферической

$$x = r \cos \varphi \sin \theta; \quad y = r \sin \varphi \cos \theta; \quad z = r \cos \theta;$$

$$H_r = H_x \frac{x}{r} + H_y \frac{y}{r} + H_z \frac{z}{r}; \quad H_\varphi = \frac{-yH_x + xH_y}{\sqrt{x^2 + y^2}}; \quad (13)$$

$$H_\theta = \frac{xzH_x}{r\sqrt{x^2 + y^2}} + \frac{yzH_y}{r\sqrt{x^2 + y^2}} - \frac{H_z\sqrt{x^2 + y^2}}{r}.$$

Если требуется найти только радиальную компоненту поля, то вычисление декартовых компонент не обязательно. Указанную компоненту можно получить более простым путем непосредственно из выражения (6).

Умножая выражение (6) скалярно на вектор \bar{r}^0 , имеем

$$\begin{aligned} H_r^{\text{дин}} &= \frac{I\bar{r}}{4\pi r} \left[\frac{1}{r^2} \oint \bar{r}' \times d\bar{l}' - \frac{3\bar{r}}{r^5} \times \oint (\bar{r} \cdot \bar{r}') d\bar{l}' \right] = \\ &= \frac{I}{4\pi r^4} \oint \bar{r}' \times d\bar{l}', \end{aligned} \quad (14)$$

так как второй член при скалярном умножении на \bar{r} обращается в нуль. Выражение (14) нетрудно записать в координатном виде:

$$\begin{aligned} H_r^{\text{дин}} &= \frac{I}{4\pi r^3} [\cos \alpha \oint (y' dz' - z' dy') + \cos \beta \oint (z' dx' - x' dz') + \\ &+ \cos \gamma \oint (x' dy' - y' dx')]. \end{aligned} \quad (15)$$

Как следует из выражения (9), радиальная компонента квадрупольной составляющей

$$\begin{aligned} H_r^{\text{кв}} &= \frac{I\bar{r}}{4\pi r} \left[\frac{3}{r^5} \oint (\bar{r} \cdot \bar{r}') (\bar{r}' \times d\bar{l}') - \frac{15}{2r^7} \bar{r} \times \oint (\bar{r} \cdot \bar{r}')^2 d\bar{l}' + \right. \\ &\left. + \frac{3}{2r^5} \bar{r} \times \oint (r')^2 d\bar{l}' \right] = \frac{3I\bar{r}}{4\pi r^6} \oint (\bar{r} \cdot \bar{r}') (\bar{r}' \times d\bar{l}'), \end{aligned} \quad (16)$$

так как второй и третий члены после скалярного умножения на \bar{r} обращаются в нуль. В координатном виде

$$\begin{aligned} H_r^{\text{кв}} &= \frac{3I}{4\pi r^6} (x\bar{i} + y\bar{j} + z\bar{k}) (xx' + yy' + zz') \begin{vmatrix} \bar{i} & \bar{j} & \bar{k} \\ x' & y' & z' \\ dx' & dy' & dz' \end{vmatrix} = \\ &= \frac{3I}{4\pi r^4} \left\{ \cos^2 \alpha \oint x' (y' dz' - z' dy') + \cos^2 \beta \oint y' (z' dx' - x' dz') + \right. \\ &+ \cos^2 \gamma \oint z' (x' dy' - y' dx') + \cos \alpha \cos \beta \left[\oint y' (y' dz' - z' dy') + \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \oint x' (x'dy' - y'dx') + \cos \alpha \cos \gamma [\oint z' (y'dz' - z'dy') + \\
& + \oint x' (x'dy' - y'dx') + \cos \beta \cos \gamma [\oint z' (z'dx' - x'dz') + \\
& + \oint y' (x'dy' - y'dx')]]. \quad (17)
\end{aligned}$$

Полное выражение для радиальной компоненты магнитного поля получим суммированием (15) и (17):

$$H_r = H_r^{\text{дип}} + H_r^{\text{кв}}.$$

Приведенные в данной статье формулы позволяют при относительно несложных распределениях (в частности, для плоских контуров простой конфигурации) токов вычислить все компоненты создаваемого ими магнитного поля. В случае более сложных распределений необходимо переходить к кусочно-линейной аппроксимации пространственных контуров, что значительно облегчит нахождение компонент магнитного поля.

Список литературы: 1. Минин Б. А. СВЧ и безопасность человека. М., 1974. 24 с. 2. Джексон Д. Классическая электродинамика. М., 1965. 702 с. 3. Кочин Н. Е. Векторное исчисление и начала тензорного исчисления. М., 1961. 426 с. 4. Бухгольц Г. Расчет электрических и магнитных полей. М., 1961. 712 с.

Поступила в редколлегию 27.12.84.

УДК 621.391

В. И. АЛЕХИН, канд. техн. наук, О. В. ДРЯМОВ, А. И. КЛЮШИН,
И. В. КОРЫТЦЕВ, канд. техн. наук, Г. И. СИДОРОВ, канд. техн. наук

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС СИСТЕМЫ РАДИОАКУСТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ. СООБЩЕНИЕ 2. ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ

Система радиоакустического зондирования атмосферы (РАЗ) предназначена для измерения температуры и трех составляющих скорости ветра, поэтому для определения указанных метеопараметров необходимо произвести зондирование по четырем направлениям. Одно направление зондирования выбрано вертикальным, совпадающим с осью конуса зондирования и осью Z, три других являются образующими конуса. Их проекции в горизонтальной плоскости совмещены с осями X, Y. Используя результаты работы [1], для данного случая получаем систему уравнений, связывающих метеопараметры с доплеровской частотой отраженного сигнала:

$$V_X = (2F_{\Delta 2} - F_{\Delta 1} - F_{\Delta 3}) \frac{\lambda}{4 \cos \varphi}; \quad V_Y = (F_{\Delta 3} - F_{\Delta 1}) \frac{\lambda}{4 \cos \varphi};$$

$$V_z = (2F_{д4} - F_{д1} - F_{д3}) \frac{\lambda}{4(1 - \sin \varphi)}; \quad (1)$$

$$T = a^{-2} \left[(F_{д1} + F_{д3} - F_{д4} \sin \varphi) \frac{\lambda}{4(1 - \sin \varphi)} \right]^2$$

Здесь V_x , V_y , V_z — проекции вектора скорости ветра в декартовой системе координат; T — температура воздуха, К; $F_{дi}$ — усредненная по M зондированиям доплеровская частота для i -го направления; φ — угол между направлением зондирования и его проекцией на горизонтальную плоскость; λ — длина электромагнитной волны излучаемого сигнала; a — коэффициент.

Для варианта облучения пространства метеопараметры вычисляются в соответствии с алгоритмом, представленным на рисунке. Активным источником информационного слова служит блок сопряжения Периодомер ЭВМ (БС П ЭВМ), на вход которого поступают данные периода доплеровского сигнала, представленные в коде ВСД (двоично-десятичном). Так как операции проводятся в микроЭВМ над числами в двоичном коде, в алгоритме предусмотрено преобразование ВСД кода в двоичный код. БС П ЭВМ сам инициирует акт обмена информацией на магистрали, поэтому перед каждой передачей микроЭВМ переводится в режим ожидания прерывания от внешнего устройства.

Первым шагом алгоритма является обнуление рабочего массива доплеровских частот ДОП. Поскольку в каждом направлении производится M зондирований и измеряется доплеровская частота для каждой из k площадок по трассе зондирования, операторами 3, 4, 5 устанавливаются счетчики направления зондирования, числа зондирований и числа площадок.

В цикле по индексу k , который предоставлен операторами 5—12, осуществляются перевод микроЭВМ в режим ожидания прерывания от БС П ЭВМ, прием числа с буферного регистра блока сопряжения, преобразование кода принятого 32-разрядного числа в двоичный и суммирование значений периода доплеровского сигнала для i -й площадки. Эта процедура повторяется M раз, после чего значения периода доплеровского сигнала по M зондированиям для каждой из k площадок усредняются. Период в частоту преобразуется оператором 17.

После установки антенн локатора в следующее направление выполнение программы возобновляется с оператора 4. Как только по всем направлениям доплеровская частота F_d измерена для всех площадок зондирования и данные упорядочены в памяти, микроЭВМ начинает расчет значений метеовеличин по формулам (1). Кроме четырех перечисленных параметров, в программе вычисляется модуль скорости ветра в горизонтальной плоскости, а также дирекционный угол, который показывает направление ветрового потока в полярной системе координат.

нат. Полярная система привязывается к направлению на север. Дирекционный угол $\alpha_{дир}$ и модуль скорости ветра $|V_T|$ характеризуют ветровую обстановку в районе взлетно-посадочной полосы.

Просчитанные для каждой площадки метеовеличины представляют собой ветровой и температурный профили по высоте. Эти данные через блок сопряжения выводятся на цифрпечата-

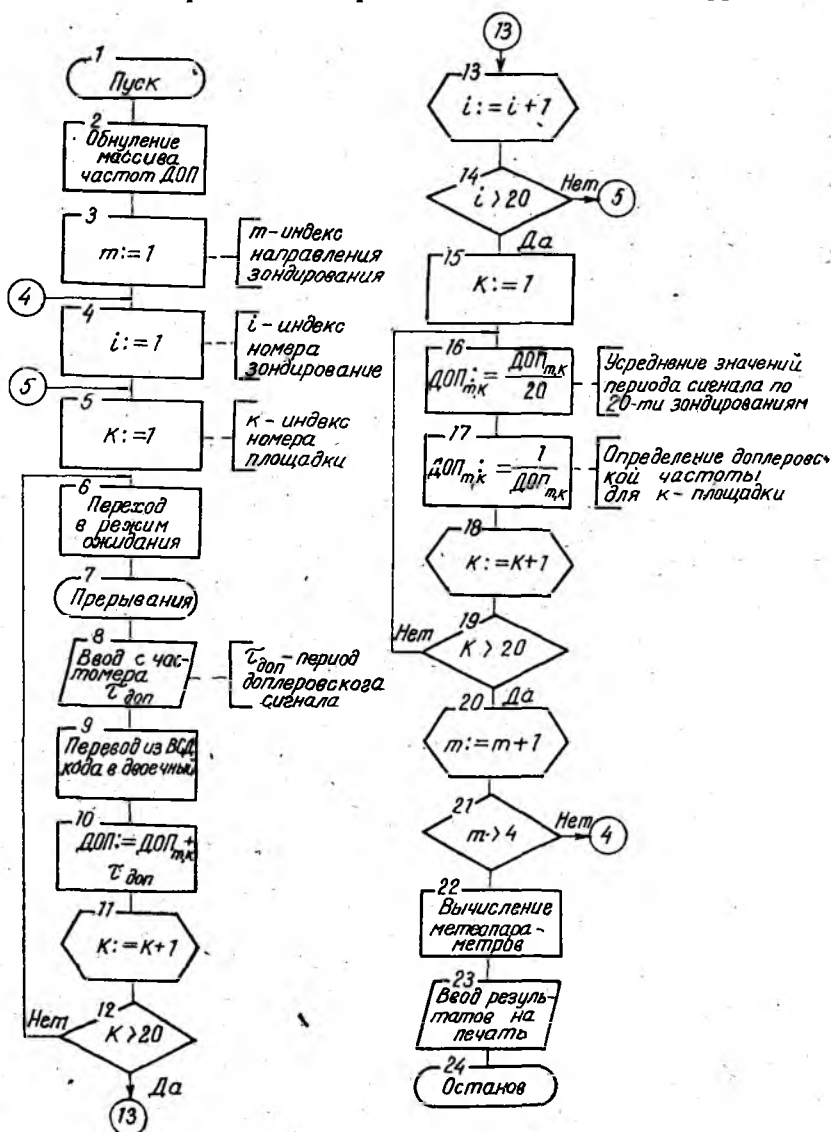


Рис. 1

ющее устройство МПУ-16. Предусмотрен также вывод информации на электрическую пишущую машинку «Консул-260». Программа, реализующая вычисления согласно представленному алгоритму, написана на языке ассемблера БАСС микроЭВМ «Электроника НЦ-ОЗТ» и занимает 2 тыс. ячеек памяти. Вычислительный процесс осуществляется под управлением операционной системы «ПОС-01» с использованием в ее составе библиотеки стандартных программ (БСП).

Работа ВК, входящего в состав системы радиоакустического зондирования атмосферы, происходит в реальном масштабе времени. ВК должен принимать, обрабатывать и выдавать информацию в том темпе, который диктуется работой остальных элементов системы (периодомера, электродвигателей установки платформы локатора и др.). В связи с этим установим затраты времени, необходимые для реализации алгоритма работы ВК. Расчет ведется с использованием данных, полученных в результате выполнения отдельными блоками реальной программы.

Определение временных затрат начнем с внутреннего цикла (индекс k). Время на выполнение цикла по k оценивается по формуле

$$t_k = t_{p.n} + 4t_n + t_{BCD-2} + 3t_{сл.к}, \quad (2)$$

где $t_{p.n}$ — время реакции на прерывание; t_n — время пересылки слов; $t_{сл.к}$ — время на сложение коротких слов; t_{BCD} — время на преобразование кодов.

Значение t_k должно удовлетворять условию $t_k \leq \Delta_k$ (3). Здесь Δ_k — интервал поступления информации, который определяется работой остальных элементов системы РАЗ и составляет $88 \cdot 10^{-3}$ с. Затраты времени на выполнение отдельных операций микроЭВМ «Электроника НЦ-ОЗТ» рассчитаны [2]. Время преобразования кодов установлено в процессе отладки блока: $5 \cdot 10^{-3}$ с.

Подставляя в выражение (2) значения слагаемых, получаем $t_k = 5,04 \cdot 10^{-3}$ с, что удовлетворяет условию (3). Зададимся значениями $k=20$, $M=20$, $i=4$. Для цикла по индексу M время можно определить из соотношения

$$t_M = k\Delta_k + 60t_n + 2t_{дел.п.з}, \quad (4)$$

где $t_{дел.п.з}$ — время на деление чисел с плавающей запятой. В результате расчета получим $t_M = 1,77$ с. Цикл по i предназначен для формирования рабочего массива доплеровских частот по одному из направлений. Время на его выполнение

$$t_i = Mt_M + 2t_n + t_{сп.к} + t_{ор}. \quad (5)$$

В этой формуле $t_{ор}$ — время на ориентацию антенн локатора, $t_{ор} \approx 20$ с. После вычисления получаем t_i , равное 58,4 с.

Весь цикл работы ВК системы РАЗ оценивается по формуле

$$t_{полн} = [4t_i - t_{ор} + k(t_{мет. пар} + t_{пч})]. \quad (6)$$

Здесь $t_{\text{мет. пар}}$ — время на вычисление метеопараметров; $t_{\text{пч}}$ — время печати получения данных.

Время $t_{\text{мет. пар}}$ установлено экспериментально и составляет порядка $200 \cdot 10^{-3}$ с. Время $t_{\text{пч}}$ определяется скоростью печатающего устройства и равно 2,3 с. Тогда $t_{\text{полн}} = 248,6 \text{ с} \approx 4 \text{ мин.}$

Результаты показывают, что спроектированный вычислительный комплекс по быстрдействию удовлетворяет требованиям аэродромных метеослужб.

Список литературы: 1. *Определение температуры, скорости и направления ветра в приземном слое атмосферы методом радиоакустического зондирования*/С. И. Бабкин, Г. Н. Милосердова, М. Ю. Орлов и др.//Метеорология и гидрология. 1980. № 8. С. 36—45. 2. *МикроЭВМ «Электроника НЦ ОЗТ»*. Техн. описание. Х., 1978. Кн. 3. 127 с. (Ротапринт/АН УССР. Ин-т радиоэлектроники).

Поступила в редколлегию 03.07.84.

УДК 621.396

В. Н. КРАСНИКОВ, О. В. ОБЧАРЕНКО

ОПТИМАЛЬНОЕ РАСПОЛОЖЕНИЕ ЮСТИРОВОЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

При радиюстировке антенного поля обычно применяют реперные источники радиоизлучения [1], принимая сигналы которых, находят вектор оцениваемых параметров (например, поправки к координатам фазовых центров антенн радиointерферометра). В работе [2] был предложен эффективный алгоритм составления системы линейных уравнений для оцениваемых поправок, использующий четыре радиорепера.

Решим задачу об оптимальном расположении радиореперов по критерию максимума определителя линейной системы уравнений для оцениваемых поправок. Рассмотрим случай, когда антенны и радиорепера расположены в одной плоскости XOY .

Обозначим координаты антенн A_i , $i = 0, 1, 2, \dots, n$ через $(x_i + \delta x_i, y_i + \delta y_i)$, а координаты радиореперов I_m , $m = \overline{1, 4}$ через (a_m, b_m) . Тогда система линейных уравнений относительно $\delta x_i, \delta y_i$ при условии $x_0 = y_0 = 0$ принимает вид [2]

$$\vec{Ax} = \vec{h}, \quad (1)$$

где $\vec{x} = (\delta x_0, \delta y_0, \delta x_1, \delta y_1, \dots, \delta x_n, \delta y_n)^T$;

$$\vec{h} = (h_{11}, h_{12}, h_{13}, h_{14}, h_{23}, h_{24}, \dots, h_{n3}, h_{n4})^T;$$

$$h_{im} = k\psi_{im} - r_{im} + r_m; \quad r_{im} = \sqrt{(x_i - a_m)^2 + (y_i - b_m)^2};$$

$$r_m = \sqrt{a_m^2 + b_m^2};$$

$$A = \begin{bmatrix} A_0 & C & 0 & \dots & 0 \\ B_1 & A_1 & 0 & \dots & \vdots \\ B_2 & 0 & A_2 & & 0 \\ \vdots & & & \ddots & \vdots \\ B_n & 0 & 0 & & A_n \end{bmatrix} \quad (2); \quad A_0 = \begin{bmatrix} a_1 & b_1 \\ r_1 & r_1 \\ a_2 & b_2 \\ r_2 & r_2 \end{bmatrix} \quad (3);$$

$$C = \begin{bmatrix} \frac{x_1 - a_1}{r_{11}} & \frac{y_1 - b_1}{r_{11}} \\ \frac{x_1 - a_2}{r_{12}} & \frac{y_1 - b_2}{r_{12}} \end{bmatrix} \quad (4); \quad A_i = \begin{bmatrix} \frac{x_i - a_3}{r_{i3}} & \frac{y_i - b_3}{r_{i3}} \\ \frac{x_i - a_4}{r_{i3}} & \frac{y_i - b_4}{r_{i3}} \end{bmatrix} \quad (5);$$

$$B_i = \begin{bmatrix} a_3 & b_3 \\ r_3 & r_3 \\ a_4 & b_4 \\ r_4 & r_4 \end{bmatrix} \quad (6);$$

ψ_{im} — разность фаз сигналов, принятых нулевой и i -й антеннами от m -го радиопередача.

Определитель системы (1) равен

$$\det A = \det D \det A_2 \dots \det A_n, \quad \text{где } D = \begin{bmatrix} A_0 & C \\ B_1 & A_1 \end{bmatrix}. \quad (7)$$

Матрицы A_i составлены из координат нормированных векторов, направленных из A_i к I_3 и I_4 , поэтому $\det A_i$ равен площади параллелограмма, построенного на этих единичных векторах. Чтобы площадь была максимальной, указанный параллелограмм должен приближаться к квадрату, для чего I_3, I_4 следует расположить вдали от антенного поля на взаимно ортогональных осях, например OX, OY . В этом случае

$$\det A_i \cong 1; \quad \det A \cong \det D, \quad i = \overline{2, n}.$$

Таким образом, задача сводится к максимизации $\det D$. Для ее решения заметим, что при использовании описанного расположения I_3, I_4 имеем $B_1 = E$, где справа — единичная матрица. Поэтому, умножая справа второй столбец блочной матрицы (7) на A_1^{-1} и вычитая его из первого, получаем

$$\tilde{D} = \begin{bmatrix} A_0 - CA_1^{-1}C & C \\ 0 & A_1 \end{bmatrix}. \quad (8)$$

Так как (8) следует из (7) в результате элементарных преобразований [3]: $\det D = \det \tilde{D}$. В случае принятого расположения I_3, I_4 матрица $A \cong E$, поэтому можно считать, что

$$\det D \cong \det \tilde{D} \cong \det (A_0 - CA_1^{-1}) \cong \det (A_0 - C). \quad (9)$$

Первая строка матрицы A_0 состоит из координат нормированного вектора \vec{r}_1^H , а вторая — \vec{r}_2^H . Аналогично строки матрицы C состоят из координат нормированных векторов $\vec{r}_{11}^H, \vec{r}_{12}^H$.

Следовательно, $\det D$ равен площади параллелограмма Π , построенного на векторах \vec{V}_1, \vec{V}_2 , координаты которых определяются выражениями

$$\vec{V}_1 = \vec{r}_1^H - \vec{r}_{11}^H, \quad \vec{V}_2 = \vec{r}_2^H - \vec{r}_{12}^H \quad (10)$$

и составляют первую и вторую строки матрицы $[A_0 - C]$ соответственно. Таким образом,

$$\det D = \det \begin{bmatrix} \vec{r}_1^H - \vec{r}_{11}^H \\ \vec{r}_2^H - \vec{r}_{12}^H \end{bmatrix} = \det \begin{bmatrix} \vec{V}_1 \\ \vec{V}_2 \end{bmatrix} = S. \quad (11)$$

Приведенная геометрическая интерпретация $\det D$ позволяет геометрическим путем выяснить оптимальное расположение источников I_1, I_2 .

Из формул (3), (4), (9) видно, что матрица D зависит только от координат антенны A_1 . Удобно выбрать местную систему координат, чтобы антенна A_1 располагалась на оси OX , тогда $x_1 = l, y_1 = 0$, где l — база (расстояние между фазовыми центрами антенн A_0 и A_1). Целесообразно иметь максимальную базу l . При этом, как будет показано, оптимальное расположение I_1, I_2 дает наибольшее значение $\det D$.

С учетом замечания относительно месторасположения антенны A_1 будем варьировать положения реперов I_1, I_2 и следить за формой параллелограмма Π . При этом примем во внимание следующие условия.

1. Расстояния от источников I_1, I_2 до антенн A_0, A_1 должны быть намного больше оцениваемых поправок. Только при этом условии остается в силе линейная система уравнений (1).

2. I_1, I_2 не должны располагаться на перпендикуляре P к оси OX , проходящем через середину отрезка $(0, l)$. Далее будет показано, что в противном случае $\det D = S_{\Pi} = 0$.

3. В расчетные соотношения для S_{Π} в качестве основных переменных целесообразно ввести углы между перпендикуляром к оси OX , проходящем через источник I_1 (I_2), и вектора-

ми, направленными из A_0, A_1 к $I_1 (I_2)$. В целях облегчения анализа возникающих при этом тригонометрических выражений удобно ограничить изменение указанных углов диапазоном $0 \div \pi/2$. Это условие всегда выполняется, если положение источников изменяется в пределах одной из восьми зон, на которые разбивается плоскость XOY прямыми OY, OX, P и q , где q — перпендикуляр к OX , проходящий через A_1 (рис. 1).

Следовательно, нужно рассмотреть $8^2=64$ варианта расположения I_1, I_2 в указанных зонах. Однако с учетом симметрии можно оставить для рассмотрения лишь следующие 12 вариантов: 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 23, 24, 25, 26, 27, где первая цифра указывает зону расположения репера I_1 , а вторая — I_2 . Если задан некоторый вариант расположения I_1, I_2 , не совпадающий ни с одним из приведенных 12 вариантов, максимум S_{Π} будет совпадать с максимумом S_{Π} для того из указанных 12 вариантов, который получается из данного некоторым естественным преобразованием симметрии. Например, вариант 74 переходит в 16 с помощью зеркальной симметрии относительно оси OX и изменения порядка записи номеров источников излучения. Аналогично поступаем и с другими вариантами, не совпадающими с основными.

Перейдем к доказательству вырождения системы (1) в случае расположения реперов I_1, I_2 на линии P . Соединим прямыми линиями точки местоположения антенн A_0, A_1 и источников I_1, I_2 (рис. 1). Построим на них единичные векторы $\vec{r}_1^H, \vec{r}_{11}^H, \vec{r}_2^H, \vec{r}_{12}^H$. Затем перенесем векторы $\vec{r}_{11}^H, \vec{r}_{12}^H$ в начало координат и построим векторы $\vec{V}_1 = \vec{r}_1^H - \vec{r}_{11}^H, \vec{V}_2 = \vec{r}_2^H - \vec{r}_{12}^H$. Эти векторы в рассматриваемом случае параллельны. Следовательно, площадь параллелограмма S_{Π} , построенного на этих векторах, будет равна нулю.

Теперь изложим методику определения оптимального расположения источников I_1, I_2 для одной комбинации зон (для других комбинаций зон методика аналогична). Пусть I_1 находится в зоне 1, а I_2 в зоне 4 (рис. 2). Используя представленные на рис. 2 обозначения, имеем

$$\gamma = \alpha + \zeta = \frac{1}{2} [(x' - \beta') + (x - \beta)]; \quad of = \sin \frac{1}{2} (x' + \beta');$$

$$dn = od \sin \gamma = 2 \sin \frac{1}{2} (x + \beta) \sin \frac{1}{2} [(x' - \beta') + (x - \beta)].$$

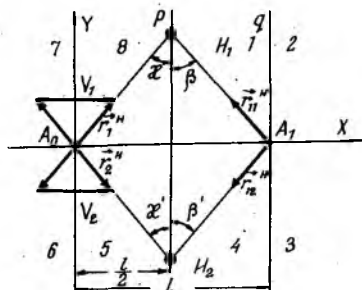


Рис. 1

Следовательно, площадь параллелограмма

$$S_{\Pi} = S_{oco'd} = 2S_{ocd} = 2 \left(\frac{1}{2} ocdn \right) = 4 \sin \frac{1}{2}(\kappa + \beta) \times \\ \times \sin \frac{1}{2}(\kappa' + \beta') \sin \frac{1}{2}[(\kappa' - \beta') + (\kappa - \beta)].$$

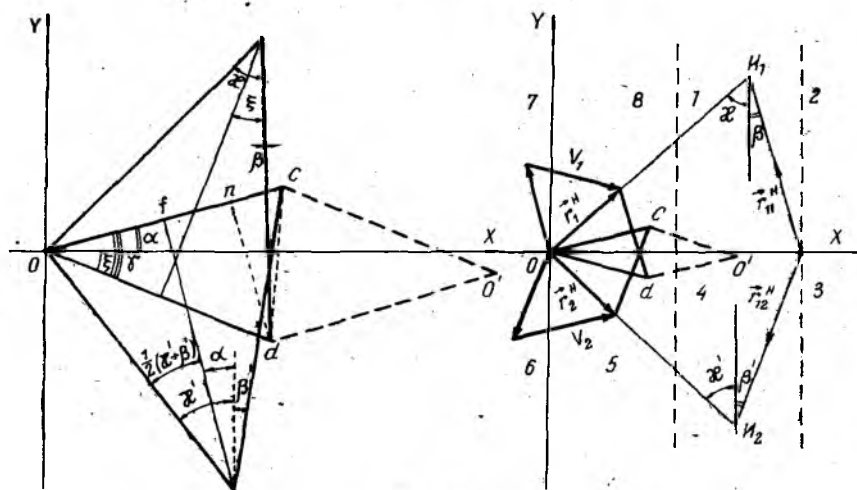


Рис. 2

Таким образом, полученная функция от четырех переменных $S_{\Pi}(\kappa, \beta, \kappa', \beta')$, заданная на области Ω в четырехмерном пространстве, описывается условиями:

$$\kappa, \beta, \kappa', \beta' \in \left[0, \frac{\pi}{2} \right], \quad \kappa > \beta, \quad \kappa' > \beta'.$$

Для нахождения экстремума функции S_{Π} в области Ω зафиксируем параметры κ', β' и найдем максимум

$$S_{\Pi\text{м}}(\kappa', \beta') = \max_{\substack{0 < \kappa, \beta < \pi/2 \\ \kappa > \beta}} S_{\Pi}(\kappa, \beta, \kappa', \beta').$$

Затем аналогичным путем найдем максимум

$$S_{\Pi\text{мм}} = \max_{\substack{0 < \kappa', \beta' < \pi/2 \\ \kappa' > \beta'}} S_{\Pi}(\kappa', \beta').$$

Из формулы

$$S_{\Pi} = 4 \sin \frac{1}{2}(\kappa' + \beta') \sin \frac{1}{2}(\kappa + \beta) \sin \frac{1}{2}[\Delta + (\kappa - \beta)],$$

где $\Delta = \alpha' - \beta'$, следует, что плоскость $\alpha\beta$ прямыми

$$\alpha + \beta = 2\pi k, \quad \alpha - \beta + \Delta = 2\pi n; \quad k, n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

разбивается на прямоугольники, внутри которых функция S_{π} знакопостоянна, в центре каждого прямоугольника имеет экстремум,

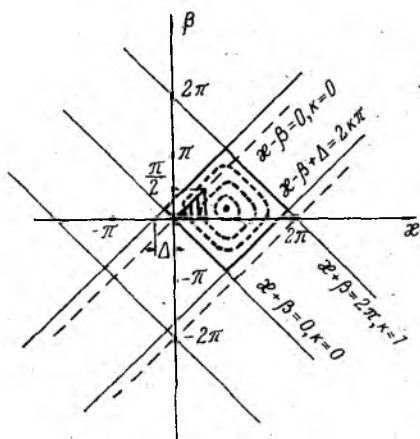


Рис. 3



Вариант 14

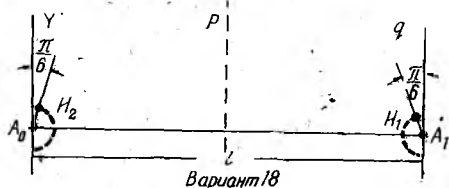


Рис. 4

ремум, а на его границе равна нулю. Один из таких прямоугольников вместе с треугольником, внутри которого могут принимать какие-либо значения углы α, β , показан на рис. 3. Там же показаны линии уровней функции $S_{\pi}(\alpha, \beta, \alpha', \beta')$ при $\alpha', \beta' = \text{const}$. Из рис. 3 ясно, что S_{π} принимает экстремум в некоторой точке катета треугольника параллельного оси β . Из уравнения

$$\left. \frac{\partial S_{\pi}}{\partial \beta} \right|_{\alpha=\pi/2} = 0$$

находим координату $\beta_0 = \frac{\Delta}{2}$, при которой S_{π} принимает максимальное значение:

$$S_{\text{пм}} = 2 \left[1 + \sin \frac{1}{2} (\alpha' - \beta') \right] \sin \frac{1}{2} (\alpha' + \beta').$$

Изучая, как и ранее, поведение этой функции над плоскостью $\alpha' \circ \beta'$, получим искомый максимум $S_{\text{пм}} = \frac{1}{2} 3\sqrt{3}$ в точке $\alpha' = \pi/2, \beta' = \pi/6$, чему соответствует $\beta_0 = \pi/6$.

В таблице представлены результаты вычислений $S_{\text{пмм}}$ для всех основных комбинаций зон расположения реперных источников. Из них следует, что наибольшее значение площади $S_{\text{п}}$ получается в случаях 14, 18.

Показатели	Комбинации зон											
	12	13	14	15	16	17	18	23	24	25	26	27
$S_{\text{пмм}}$	$\sqrt{2}+1$	$\sqrt{2}+1$	$\frac{3\sqrt{3}}{2}$	2	$\sqrt{2}+1$	2	$\frac{3\sqrt{3}}{2}$	2	$\sqrt{2}+1$	2	0,5	2
α	$\pi/2$	$\pi/2$	$\pi/2$	$\pi/2$	$\pi/2$	$\pi/2$	$\pi/2$	$\pi/2$	$\pi/2$	$\pi/2$	$\pi/2$	$\pi/2$
β	0	$\pi/4$	$\pi/6$	0	0	0	$\pi/6$	0	0	0	$\pi/6$	0
α'	$\pi/2$	$\pi/2$	$\pi/2$	$\pi/2$	$\pi/4$	0	$\pi/6$	$\pi/2$	$\pi/2$	$\pi/2$	0	0
β'	$\pi/4$	0	$\pi/6$	$\pi/2$	$\pi/2$	$\pi/2$	$\pi/2$	0	$\pi/4$	$\pi/2$	$\pi/3$	$\pi/2$

Используя приведенные в таблице значения оптимальных углов $\alpha, \beta, \alpha', \beta'$, легко установить местоположение источников I_1, I_2 . Во всех случаях координаты $b_1, b_2=0$. Значения координат a_1, a_2 различны для вариантов зон. В наиболее важных случаях 14, 18 местоположение источников I_1, I_2 совпадает с местоположением антенн, что недопустимо согласно предположению 1, ограничивающему снизу расстояние от источника до антенн.

Для установления оптимального расположения реперов I_1, I_2 , с учетом ограничения 1, проведем окружности минимального радиуса и будем искать оптимум на них.

Рассмотрим подробно вариант 18, при котором источник I_1 должен располагаться на дуге (S_1^0, S_2^0) окружности с центром в точке A_0 , а источник I_2 — на дуге (S_1', S_2') окружности с центром в точке A_1 . Радиусы окружностей малы по сравнению с расстоянием l между антеннами A_0, A_1 . При перемещении I_1, I_2 по указанным дугам углы α, β' останутся близкими к оптимальным: $\alpha=\beta'=\pi/2$. Следовательно, остается найти положения источников I_1, I_2 на соответствующих дугах, при которых углы β, α' принимают значения, близкие к приведенным в таблице оптимальным значениям $\beta=\alpha'=\pi/6$.

На рис. 4 представлены оптимальные расположения реперов I_1, I_2 для наилучших вариантов, полученных по описанной методике. В каждом из них определитель системы (1)

$$\det A = \frac{3\sqrt{3}}{2}.$$

Отметим следующее. Так как радиусы рассмотренных окружностей фиксированы, для получения наименьшего отклонения углов $\alpha, \alpha', \beta, \beta'$ от оптимальных, указанных в таблице, нужно иметь возможно большее расстояние l между антенна-

ми A_0, A_1 . Этим обосновывается выбор в качестве антенн A_0, A_1 наиболее удаленных друг от друга двух антенн юстируемого антенного поля.

Список литературы: 1. *Космические* траекторные измерения. Радиотехнические методы измерений и математическая обработка данных/Под общ. ред. Агаджанова П. А., Дулевича В. Е., Коростылева А. А. М., 1969. 504 с.
2. *Красников В. Н., Овчаренко О. В.* Об эффективной системе линейных уравнений для радиоюстировки//Радиотехника. 1986. Вып. 79. С. 55—59.
3. *Гантмахер Ф. Р.* Теория матриц. М., 1978. 576 с.

Поступила в редколлегию 18.11.85.

УДК 621.396

К. П. ЯЦУК, канд. физ.-мат. наук, С. Н. БОЙКО

СИММЕТРИЧНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ПЛОСКОЙ ЛОГАРИФМИЧЕСКОЙ СПИРАЛИ НА ГИРОТРОПНОЙ ПОДЛОЖКЕ С ЭКРАНОМ

Расширение функциональных возможностей приборов СВЧ можно осуществлять путем усложнения структуры этих устройств. Так, для получения однонаправленного излучения плоских спиральных антенн с одной ее стороны располагают экран-резонатор, заполненный диэлектриком [1]. В работе [2] решена задача о симметричном возбуждении такой системы. Представляет интерес изучить симметричное возбуждение плоской спирали, когда в качестве экранированной подложки используется гиротропная среда — феррит.

Исследуемая система состоит из спирали с углом намотки $u = \text{ctg} \psi$, расположенной в плоскости $z=0$ цилиндрической системы координат ρ, φ, z , и идеально проводящего экрана при $z=-a$. Пространство между экраном и спиралью заполнено намагниченным до насыщения ферритом. Постоянное магнитное поле H_0 направлено вдоль оси z . Спираль аппроксимируется бесконечной анизотропно проводящей плоскостью, источник возбуждения — кольцом δ -генераторов радиуса ρ_0 с полем $E = E_0 \delta(\rho - \rho_0)$. Зависимость от времени взята в виде $e^{i\omega t}$. Используется гауссова система единиц.

Для решения задачи система разбивается на две частичные области: $0 < z < \infty, \epsilon = \mu = 1$; $-a < z < 0, \epsilon = 1, \hat{\mu}$. Поля в первой области выражаются через электрический Π_e^I и магнитный Π_m^I векторы Герца, взятые в виде разложения в интегралы Фурье—Бесселя [3]:

$$\Pi_{e,m}^I = \int_0^\infty \begin{Bmatrix} B_{e1}(\gamma) \\ B_{m1}(\gamma) \end{Bmatrix} J_0(\gamma\rho) e^{-\rho z} \gamma d\gamma, \quad (1)$$

$$E_{\varphi 0} = -\frac{ik\mu_{II}}{k^2\varepsilon\mu_{II} - \gamma^2} \frac{\partial H_{\rho 0}}{\partial z}; \quad H_{z0} = \frac{\gamma}{k^2\varepsilon\mu_{II} - \gamma^2} \frac{\partial H_{\rho 0}}{\partial z} \quad (5)$$

и связанные дифференциальные уравнения относительно E_{z0} , $H_{\rho 0}$

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 H_{\rho 0}}{\partial z^2} + a_1(\gamma) H_{\rho 0} = b_1(\gamma) E_{z0}; \\ \frac{\partial^2 E_{z0}}{\partial z^2} + a_2(\gamma) E_{z0} = b_2(\gamma) H_{\rho 0}, \end{cases} \quad (6)$$

где

$$a_1(\gamma) = \frac{\mu}{\mu_{II}} (k^2\varepsilon\mu_{II} - \gamma^2);$$

$$b_1(\gamma) = \frac{k\varepsilon\mu_a}{\gamma\mu_{II}} (k^2\varepsilon\mu_{II} - \gamma^2);$$

$$a_2(\gamma) = k^2\varepsilon\mu - \gamma^2; \quad b_2(\gamma) = k\mu_a\gamma.$$

Система (6) решается путем введения линейной комбинации [5]

$$\Psi = H_{\rho 0} + \Lambda E_{z0}. \quad (7)$$

Если Λ подчинить условию

$$\Lambda_{1,2} = \frac{a_1 - a_2}{2b_2} \pm \sqrt{\left(\frac{a_1 - a_2}{2b_2}\right)^2 + \frac{b_1}{b_2}}, \quad (8)$$

для Ψ получаем однородное уравнение

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} - \chi^2 \Psi = 0. \quad (9)$$

Здесь

$$\chi^2 = b_2 \Lambda_1 - a_1. \quad (10)$$

Решение (9) дает

$$\begin{aligned} \Psi_1 &= A(\gamma) \operatorname{ch}(\chi_1 z) + B(\gamma) \operatorname{sh}(\chi_1 z); \\ \Psi_2 &= C(\gamma) \operatorname{ch}(\chi_2 z) + D(\gamma) \operatorname{sh}(\chi_2 z), \end{aligned} \quad (11)$$

а из (7) получаем

$$E_{z0} = \frac{\Psi_2 - \Psi_1}{\Lambda_2 - \Lambda_1}; \quad H_{\rho 0} = \frac{\Psi_1 \Lambda_2 - \Psi_2 \Lambda_1}{\Lambda_2 - \Lambda_1}. \quad (12)$$

Все остальные амплитуды полей определяем согласно (5).

Таким образом, поля во второй области оказываются функциями четырех неизвестных $A(\gamma)$, $B(\gamma)$, $C(\gamma)$, $D(\gamma)$, а в первой — двух $B_{e1}(\gamma)$, $B_{m1}(\gamma)$. Для определения этих неизвестных используются граничные условия на спирали ($z=0$).

$$E_p^I = E_p^{II}; \quad H_z^I = \mu_{II} H_z^{II};$$

$$E_{\rho}^I + \operatorname{ctg} \Psi E_{\varphi}^I + E_0 \delta (\rho - \rho_0) = 0; \quad (13)$$

$$(H_{\rho}^I - H_{\rho}^{II}) + \operatorname{ctg} \Psi (H_{\varphi}^I - H_{\varphi}^{II}) = 0,$$

на экране

$$(z = -a) E_{\varphi}^{II} = E_{\rho}^{II} = 0.$$

После подстановки в (13) полей первой и второй областей получим систему шести интегральных уравнений относительно неизвестных $A(\gamma)$, $B(\gamma)$, $C(\gamma)$, $D(\gamma)$, $B_{e1}(\gamma)$, $B_{m1}(\gamma)$. Применение обратного преобразования Ханкеля позволяет записать выражения для искоемых неизвестных.

Анализ интегралов для полей вида (1), (4) удобно проводить в комплексной плоскости γ . Выражения для потенциалов (1) с учетом найденных $B_{e1}(\gamma)$, $B_{m1}(\gamma)$ и при переходе к бесконечным пределам примут вид

$$\Pi_e^I = \frac{1}{2} E_0 \rho_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(p x_1 - x_2 + i k t \operatorname{ctg} \Psi)}{F(\gamma)} H_0^{(2)}(\gamma \rho) e^{-p z} \gamma d\gamma; \quad (14)$$

$$\Pi_m^I = -\frac{i}{2} E_0 \rho_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(x_3 + k x_1 \operatorname{ctg} \Psi + i t p)}{F(\gamma)} H_0^{(2)}(\gamma \rho) e^{-p z} \gamma d\gamma, \quad (14a)$$

где

$$t_1 = \chi_1 \operatorname{th}(\chi_1 a); \quad x_1 = \Lambda t_1 t_2;$$

$$t_2 = \chi_2 \operatorname{th}(\chi_2 a); \quad x_2 = \alpha (t_2 \Lambda_2 - t_1 \Lambda_1);$$

$$t = \frac{\varepsilon \alpha}{\gamma} (t_2 - t_1); \quad x_3 = p k \varepsilon \operatorname{ctg} \Psi (t_1 \Lambda_2 - t_2 \Lambda_1);$$

$$\alpha = k^2 \varepsilon \mu_{II} - \gamma^2; \quad \Lambda = \Lambda_2 - \Lambda_1;$$

$$F(\gamma) = x_1 (k^2 \operatorname{ctg}^2 \Psi - p^2) + k \operatorname{ctg} \Psi x_3 + x_2 p.$$

Из соотношений (14), (14a) видно, что подынтегральные выражения имеют особенности типа полюс, обусловленные корнями уравнения $F(\gamma) = 0$, и точки ветвления $\gamma = \pm k$. Способ проведения контура вблизи точек ветвления и полюсов устанавливается по их смещению с действительной оси при наличии малых потерь в среде. Разрезы от точек ветвления будут проходить во втором и четвертом квадрантах. Анализ интегралов (14 а) проводился методом перевала путем введения новой переменной ξ $\gamma = k \sin \xi$ и перехода к сферической системе координат R , θ , φ . При деформации первоначального контура интегрирования в перевальный путь пересекаются положительные полюса и к интегралу по перевальному пути добавляются соответствующие вычеты. Интеграл по перевальному пути соответствует пространственной волне, вычеты в полюсах — поверхностным [3].

Беря вычеты в точках $\gamma = \gamma_{0n}$, соответствующих корням

уравнения $F(\gamma) = 0$, получим следующие выражения для полей поверхностных волн:

$$\begin{aligned} E_z^{\text{П}} &= -\kappa \sum_{(n)} \gamma_{0n}^3 \zeta H_0^{(2)}(\gamma_{0n} \rho); & H_z^{\text{П}} &= \kappa \sum_{(n)} \gamma_{0n}^3 \eta H_0^{(2)}(\gamma_{0n} \rho); \\ E_\rho^{\text{П}} &= -\kappa \sum_{(n)} p_{0n} \gamma_{0n}^2 \zeta H_1^{(2)}(\gamma_{0n} \rho); & H_\rho^{\text{П}} &= \kappa \sum_{(n)} p_{0n} \gamma_{0n}^2 \eta H_1^{(2)}(\gamma_{0n} \rho); \\ E_\varphi^{\text{П}} &= ik\kappa \sum_{(n)} \gamma_{0n}^2 \eta H_1^{(2)}(\gamma_{0n} \rho); & H_\varphi^{\text{П}} &= -ik\kappa \sum_{(n)} \gamma_{0n}^2 \zeta H_1^{(2)}(\gamma_{0n} \rho), \end{aligned} \quad (15)$$

где $\kappa = i\pi E_0 \rho_0^2$; $p_{0n} = \sqrt{\gamma_{0n}^2 - k^2}$;

$$\zeta = \frac{x_1 p_{0n} - x_2 + ikt \operatorname{ctg} \Psi}{F'(\gamma_{0n})} e^{-p_{0n} z};$$

$$\eta = \frac{i(x_3 + x_1 k \operatorname{ctg} \Psi) - t p_{0n}}{F'(\gamma_{0n})} e^{-p_{0n} z};$$

$F'(\gamma_{0n})$ — производная от $F(\gamma)$ в точках $\gamma = \gamma_{0n}$. Условие $F(\gamma) = 0$ эквивалентно дисперсионному уравнению для поверхностных волн.

С учетом определения точки перевала ξ_0 из соотношения $\cos'(\xi_0 - \theta) = 0$ после соответствующих преобразований получим компоненты поля пространственной волны

$$E_\varphi^{\text{ПР}} = -H_\theta^{\text{ПР}} = \frac{1}{2} E_0 \rho_0^2 k^3 \sin 2\theta \frac{-pt + ix_3 + ikx_1 \operatorname{ctg} \Psi}{F(\theta)} \frac{e^{-ikR}}{R}; \quad (16)$$

$$E_\theta^{\text{ПР}} = H_\varphi^{\text{ПР}} = -\frac{1}{2} E_0 \rho_0^2 k^3 \sin 2\theta \frac{px_1 - x_2 + ikt \operatorname{ctg} \Psi}{F(\theta)} \frac{e^{-ikR}}{R}.$$

Выражение для мощностей, переносимых поверхностными волнами, получаем в виде

$$P^{\text{П}} = \frac{c}{8\pi} \int_0^\infty dz \int_0^{2\pi} [\vec{E}^{\text{П}} (\vec{H}^{\text{П}})^*]_\rho \rho d\varphi = \frac{c}{4} \frac{\pi k \gamma_{0n}^4}{p_{0n} [F'(\gamma_{0n})]^2} \times \quad (17)$$

$$\times E_0^2 \rho_0^4 [(x_3 + x_1 k \operatorname{ctg} \Psi)^2 + (x_1 p_{0n} - x_2)^2 + t^2 (k^2 \operatorname{ctg}^2 \Psi + p_{0n}^2)].$$

Для пространственной волны расчет мощности следует проводить численно по формуле

$$P^{\text{ПР}} = \frac{c}{4} \int_0^{\pi/2} (|E_\theta|^2 + |E_\varphi|^2) R^2 \sin \theta d\theta \quad (18)$$

при значениях $\gamma = k \sin \theta$.

Анализировались свойства поверхностных и излученных волн. Расчеты проводились для феррита марки 80СЧ ($4\pi M_0 = 310\text{Э}$, $\epsilon = 12,5$) толщиной $a = 0,5$ см и спиралей с $\text{ctg } \psi = 30$ и 75.

— На рис. 1, а представлены зависимости постоянной распространения γ (кривая 1 — $\text{ctg } \psi = 30$, 2 — $\text{ctg } \psi = 75$) поверхност-

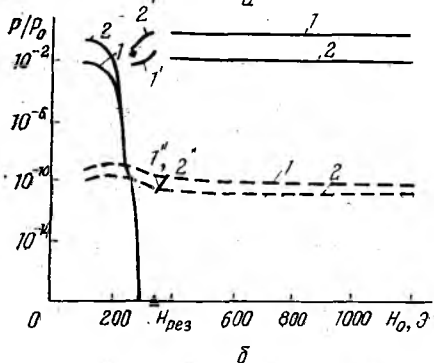
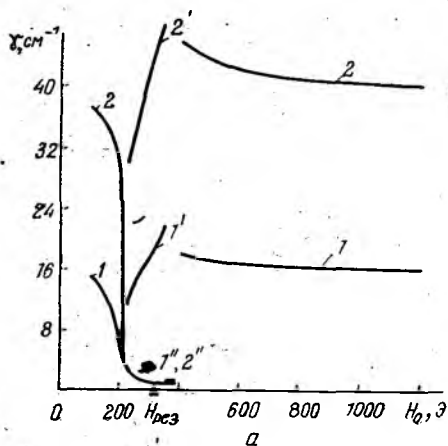


Рис. 1

ной волны γ в зависимости от постоянного магнитного поля H_0 при $k = 0,2$ см⁻¹. Из рисунка следует, что для нерезонансных магнитных полей замедление определяется параметрами спирали и свойствами среды подложки. Вблизи ферромагнитного резонанса происходит расщепление дисперсионной кривой на две ветви: с большим замедлением (кривые 1', 2' для «медленных» волн) и меньшим замедлением (1'', 2'', для «быстрых» волн). Расчет мощностей, идущих в каждую из волн, показал, что «медленная» волна возбуждается легче, чем «быстрая» (кривые 1', 2' по сравнению с 1'', 2'' на рис. 1, б). На этом же рисунке представлены мощности излученных волн (пунктирные линии 1, 2). Видно, что мощность излученной волны меньше мощности «медленной» поверхностной и может быть больше «быстрой» поверх-

ностной волны. Диаграмма направленности излученного поля имеет коническую форму с шириной лепестка порядка 45—50° и изменяющимся направлением максимума излучения $\Theta_{\text{макс}}$ в зависимости от постоянного магнитного поля (рис. 2, сплошные кривые 1, 2 для составляющих поля E_φ , E_θ). Здесь же пунктирной линией обозначена зависимость коэффициента эллиптичности в направлении максимума излучения от магнитного поля. В районе ферромагнитного резонанса происходит изменение поляризации излученного поля от линейной до круговой. Изменение расстояния до экрана a влияет на направление главного максимума поля E_θ и не влияет на E_φ .

Как следствие коэффициент эллиптичности излученного поля оказывается функцией расстояния a (рис. 3).

Таким образом, при симметричном возбуждении в спирали на гиротропной подложке существуют поверхностные и излученные волны. В районе ферромагнитного резонанса поверхностные

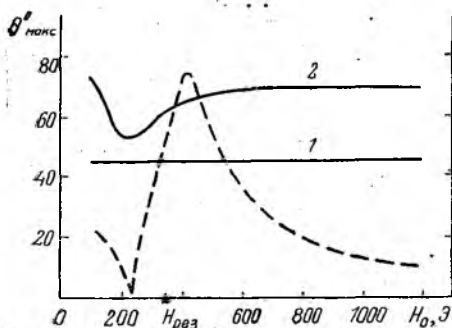


Рис. 2

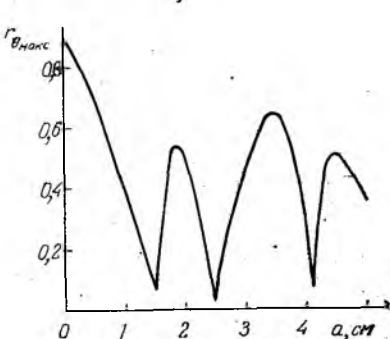


Рис. 3

волны состоят из «медленной» и «быстрой» волн с регулируемой магнитным полем фазовой скоростью. В поверхностные волны идет больше мощности, чем в излученную, а «медленная» волна возбуждается лучше «быстрой». Излученная волна имеет конечную диаграмму направленности с регулируемой магнитным полем поляризацией излучения от линейной до круговой.

Список литературы: 1. Юрцев О. А., Рунов А. В., Казарин А. Н. Спиральные антенны. М., 1974. 223 с. 2. Гошин Г. Г., Замараева В. П. Синфазное возбуждение плоской спиральной антенны, расположенной на заземленном магнитодиэлектрическом слое // Изв. вузов. Радиофизика. 1977. 20. № 5. С. 739—744. 3. Горощеня А. Б. Возбуждение спирально проводящей плоскости вертикальным диполем // Радиотехника. 1966. 21. № 5. С. 10—18. 4. Микаэлян А. Л. Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах. М.; Л., 1963. 664 с. 5. Сул Г., Уокер Л. Вопросы волноводного распространения электромагнитных волн в гиротропных средах. М., 1955. 212 с.

Поступила в редколлегию 29.10.85.

УДК 537.874

В. И. АЛЕШИН, Н. П. ЖУК, В. Э. МАЗИНГ, Л. В. МЯКИНЬКОВА,
Д. А. РАПОПОРТ

УЧЕТ МИКРОНЕОДНОРОДНОЙ СТРУКТУРЫ МАТЕРИАЛА С ПОМОЩЬЮ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ПАРАМЕТРОВ

Расчет отражения электромагнитных волн от объектов со случайными вариациями геометрии и электромагнитных параметров — одна из ключевых теоретических задач для неразрушаю-

шего контроля, дистанционного зондирования земных покровов и других приложений [1; 2]. Рассмотрим модель объекта в виде слоистого полупространства с регулярным профилем диэлектрической проницаемости и микронеоднородностями поверхности — шероховатостями. Цель работы — анализ численной схемы исследования когерентного отражения от такой поверхности, которая теоретически изучена в работах [3; 4].

Пусть нижняя область $-\infty < z < 0$, $-\infty < x, y < +\infty$ заполнена изотропной слоистой средой, диэлектрическая проницаемость которой представляет собой произвольную кусочно-непрерывную комплекснозначную функцию $\epsilon_c(z)$ вертикальной координаты z ($\text{Im}\epsilon_c(z) \geq 0$). Среда в верхней области $0 < z < +\infty$, $-\infty < x, y < +\infty$ считается изотропной, однородной и характеризуется постоянной вещественной диэлектрической проницаемостью ϵ . Магнитная проницаемость всюду равна 1.

Проанализируем падение из верхней области плоской монохроматической ($e^{-i\omega t}$) волны вертикальной (s) или горизонтальной (p) поляризации. Волна распространяется в направлении единичного вектора \vec{l}_i :

$$\vec{E}_i(\vec{R}) = \omega \vec{\theta}_i \exp ik \vec{l}_i \cdot \vec{R}, \quad \vec{H}_i(\vec{R}) = -\vec{\varphi}_i \exp ik \vec{l}_i \cdot \vec{R}, \quad (1)$$

$$\vec{E}_i(\vec{R}) = \vec{\varphi}_i \exp ik \vec{l}_i \cdot \vec{R}; \quad \vec{H}_i(\vec{R}) = \omega^{-1} \vec{\theta}_i \exp ik \vec{l}_i \cdot \vec{R}. \quad (2)$$

Здесь $\vec{l}_i = \vec{n}_i \cos \theta - \vec{z}_0 \sin \theta$; θ — угол скольжения падающей волны, $0 \leq \theta < \pi/2$; $\vec{\varphi}_i$, $\vec{\theta}_i$ — ортогональные к вектору \vec{l}_i орты, $\vec{\varphi}_i = \vec{z}_0 \times \vec{n}_i$, $\vec{\theta}_i = \vec{l}_i \times \vec{\varphi}_i$; \vec{z}_0 — орт оси z , $\vec{n}_i = -\vec{z}_0 \times \vec{z}_0 \times \vec{l}_i / \cos \theta$; ω , k — импеданс и волновое число в верхней среде, $\omega = 1/\sqrt{\epsilon}$;

$k = k_0 \sqrt{\epsilon}$, $k_0 = \omega/c$; c — скорость света в вакууме; $\vec{R} = (x, y, z)$.

Отвлекаясь от конкретного профиля материальных параметров слоистого полупространства $z < 0$, считаем известными коэффициенты отражения $R_s(x)$, $R_p(x)$ от ровной поверхности $z=0$. Отраженное поле в перечисленных ситуациях определяется выражениями

$$\vec{E}_{0r}(\vec{R}) = \omega \vec{\theta}_r R_s(x) \exp ik \vec{l}_r \cdot \vec{R}; \quad \vec{H}_{0r}(\vec{R}) = -\vec{\varphi}_r R_s(x) \exp ik \vec{l}_r \cdot \vec{R}; \quad (3)$$

$$\vec{E}_{0r}(\vec{R}) = \vec{\varphi}_r R_p(x) \exp ik \vec{l}_r \cdot \vec{R}; \quad \vec{H}_{0r}(\vec{R}) = \omega^{-1} \vec{\theta}_r R_p(x) \exp ik \vec{l}_r \cdot \vec{R}.$$

Единичный вектор \vec{l}_r дает направление отражения; $\vec{l}_r = \vec{n}_i \cos \theta + \vec{z}_0 \sin \theta$; $\vec{\varphi}_r$, $\vec{\theta}_r$ — ортогональные ему орты, $\vec{\varphi}_r = \vec{\varphi}_i$.

$\vec{\theta}_r = \vec{l}_r \times \vec{\varphi}_r$; $\mathbf{x} = k \cos \theta$. Далее удобно использовать адмитанс $\alpha(\mathbf{x})$ и импеданс $\beta(\mathbf{x})$ поверхности $z=0$, которые связаны с величинами $R_{s,p}(\mathbf{x})$ соотношениями:

$$R_s(\mathbf{x}) = [\sin \theta - \beta(\mathbf{x})] / \Delta_1, \quad \Delta_1 = \sin \theta + \beta(\mathbf{x}); \quad (4)$$

$$R_p(\mathbf{x}) = [\sin \theta \alpha(\mathbf{x}) - 1] / \Delta_2, \quad \Delta_2 = \sin \theta \alpha(\mathbf{x}) + 1.$$

Кроме $R_{s,p}$ предполагается известной величина q , характеризующая скачкообразное изменение диэлектрической проницаемости на границе $z=0$: $q = 1 - \epsilon_c(-0) / \epsilon$.

Усложним описанную модель среды, положив, что поверхность $z=0$ покрыта шероховатостями. При этом случайная поверхность раздела в каждой реализации задается уравнением $z = \zeta(\vec{r})$, где $\vec{r} = (x, y, 0)$. Случайная функция ζ с нулевым средним значением характеризуется функцией корреляции $\langle \zeta(\vec{r}) \zeta(\vec{r}') \rangle = B(\vec{r} - \vec{r}')$. Среднеквадратичная высота неровностей $\sigma = \sqrt{B(0)}$ считается малой по сравнению с длиной волны и характерным горизонтальным размером неровностей.

Электромагнитное поле над такой поверхностью в силу случайной природы неровностей является случайным и состоит из флуктуационной и когерентной (статистически средней) компонент. Когда источники поля расположены в верхней области, отправным пунктом для нахождения когерентной компоненты $\vec{E}(\vec{R})$, $\vec{H}(\vec{R})$ в этой области удобно использовать импедансную краевую задачу, предложенную в работе [4]. Она включает уравнения Максвелла, заданные в области $0 < z < +\infty$, $-\infty < x, y < +\infty$:

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{R}) - ik_0 \mu \vec{H}(\vec{R}) = 0, \quad \nabla \times \vec{H}(\vec{R}) + ik_0 \epsilon \vec{E}(\vec{R}) = 0 \quad (5)$$

и нелокальное граничное условие импедансного типа при $z=0$. Источники поля в уравнениях (5) удалены в бесконечность.

Рассмотрим когерентную компоненту в виде пространственной гармоника

$$\vec{E}(\vec{R}) = \vec{E}(x, z) \exp i \vec{x} \cdot \vec{r}, \quad \vec{H}(\vec{R}) = \vec{H}(x, z) \exp i \vec{x} \cdot \vec{r}. \quad (6)$$

Граничное условие для нее записывается в форме

$$\vec{E}_t(x, z) - \hat{L}_e(x) \cdot z_0 \times \vec{H}(x, z) = 0 \quad (z = +0). \quad (7)$$

Здесь \vec{E}_t — тангенциальная составляющая электрического поля $\vec{x} = (x_x, x_y)$ — горизонтальная проекция волнового вектора, $\hat{L}_e(x)$ — диада эквивалентного импеданса. Она учитывает наличие шероховатостей границы $z=0$ и влияние слоистого полупространства $z < 0$. Поэтому ее компоненты целесообразно

рассматривать как эквивалентные параметры среды с поверхностными микронеоднородностями. В частности, в базе из векторов $\vec{n} = \vec{x}/\kappa$ и $\vec{z}_0 \times \vec{n}$, где $\kappa = (\kappa_x^2 + \kappa_y^2)^{1/2}$, диада \hat{L}_e выражается через три скалярные функции векторного аргумента \vec{x} : эквивалентные импеданс $\beta_e(\vec{x})$, адмитанс $\alpha_e(\vec{x})$ и коэффициент деполяризации $\rho(\vec{x})$. В явном виде

$$L_e(\vec{x}) = w[n \vec{n} \beta_e(\vec{x}) + \vec{z}_0 \times \vec{n} \vec{z}_0 \times \vec{n} \alpha_e(\vec{x})] + \kappa \rho(\vec{x}) (\vec{n} \vec{z}_0 \times \vec{n} + \vec{z}_0 \times \vec{n} \vec{n}). \quad (8)$$

Коэффициенты β_e , α_e отличаются от величин β , α на малые добавки $\delta\beta$, $\delta\alpha$. Для безразмерных коэффициентов $\delta\beta$, $\delta\alpha$, ρ получаем следующие выражения:

$$\delta\alpha(\vec{x}) = -\alpha q (k\sigma)^2 - (\alpha q k)^2 \int d\vec{x}' \tilde{B}(\vec{x} - \vec{x}') \times \\ \times [\beta' \gamma' (\vec{n} \times \vec{n}')^2 / k \Delta'_s + \alpha' (\vec{n} \cdot \vec{n}')^2 / \Delta'_p]; \quad (9)$$

$$\delta\beta(\vec{x}) = q\beta [(1 + \nu)x^2 / \nu k^2 - 1] (k\sigma)^2 + \\ + (qk)^2 \int d\vec{x}' \tilde{B}(\vec{x} - \vec{x}') [(x^2 x'^2 / k^3 + \nu\beta (\gamma' - k\beta') \vec{x} \cdot \vec{x}' / k^2 - \\ - \nu^2 \beta^2 \beta' \gamma' (\vec{n} \cdot \vec{n}')^2 / \nu^2 k \Delta'_s - \beta^2 \alpha' (\vec{n} \times \vec{n}')^2 / \Delta'_p];$$

$$\rho(\vec{x}) = -\alpha (qk)^2 \int d\vec{x}' \tilde{B}(\vec{x} - \vec{x}') [\beta \alpha' \vec{n} \cdot \vec{n}' / \Delta'_p + \\ + \gamma' (\kappa \kappa' / k^2 - \nu \beta \beta' \vec{n} \cdot \vec{n}') / \nu k \Delta'_s] (\vec{z}_0 \cdot \vec{n}' \times \vec{n}).$$

В этих формулах интегрирование ведется по всей плоскости переменной $\vec{x}' = (x'_x, x'_y)$; \tilde{B} — энергетический спектр шероховатостей,

$$\tilde{B}(\vec{x} - \vec{x}') = (2\pi)^{-2} \int d\vec{r} B(\vec{r}) \exp i(\vec{x} - \vec{x}') \cdot \vec{r}. \quad (10)$$

Используются обозначения: $\nu = 1 - q$; $\kappa' = (\kappa_x'^2 + \kappa_y'^2)^{1/2}$; $\vec{n}' = = \vec{x}' / \kappa'$. Далее $\gamma' = (k^2 - \kappa'^2)^{1/2}$; $\text{Im } \gamma' > +0$; $\Delta'_s = \gamma' / k + \beta'$,

$\Delta'_p = \alpha' \gamma' / k + 1$ (11), где штрих означает зависимость отмеченных величин от переменной \vec{x}' .

Когерентная компонента, возникающая при дифракции волны вида (1) на неровной поверхности, представляет собой сум-

му падающей и зеркально отраженной волн. Для падающей волны s - или p -поляризации отраженное поле ищем соответственно в виде

$$\vec{E}_r(\vec{R}) = [\omega \vec{\theta}_r R_{ss}(\vec{x}) - \vec{\varphi}_r R_{ps}(\vec{x})] \exp ik \vec{l}_r \cdot \vec{R}; \quad (12)$$

$$\vec{H}_r(\vec{R}) = -[\vec{\varphi}_r R_{ss}(\vec{x}) + \omega^{-1} \vec{\theta}_r R_{ps}(\vec{x})] \exp ik \vec{l}_r \cdot \vec{R};$$

$$\vec{E}_r(\vec{R}) = [\vec{\varphi}_r R_{pp}(\vec{x}) - \omega \vec{\theta}_r R_{sp}(\vec{x})] \exp ik \vec{l}_r \cdot \vec{R};$$

$$\vec{H}_r(\vec{R}) = [\omega^{-1} \vec{\theta}_r R_{pp}(\vec{x}) + \vec{\varphi}_r R_{sp}(\vec{x})] \exp ik \vec{l}_r \cdot \vec{R}. \quad (13)$$

Здесь \vec{x} , R_{ik} — коэффициенты когерентного отражения ($\vec{x} = -kn_i \cos \theta$), которые мы находим из условия (7) для суммарного поля $\vec{E}_i + \vec{E}_r = \vec{E}$, $\vec{H} + \vec{H}_r = \vec{H}$. В итоге получаем следующие выражения:

$$R_{ss}(\vec{x}) = \frac{\Delta_{2e}(\vec{x}) [\sin \theta - \beta_e(\vec{x})] + \rho^2(\vec{x}) \sin \theta}{\Delta_{1e}(\vec{x}) \Delta_{2e}(\vec{x}) - \rho^2(\vec{x}) \sin \theta};$$

$$R_{pp}(\vec{x}) = \frac{\Delta_{1e}(\vec{x}) [\sin \theta \alpha_e(\vec{x}) - 1] - \rho^2(\vec{x}) \sin \theta}{\Delta_{1e}(\vec{x}) \Delta_{2e}(\vec{x}) - \rho^2(\vec{x}) \sin \theta}; \quad (14)$$

$$R_{sp}(\vec{x}) = \frac{2\omega^{-1} \sin \theta \rho(\vec{x})}{\Delta_{1e}(\vec{x}) \Delta_{2e}(\vec{x}) - \rho^2(\vec{x}) \sin \theta};$$

$$R_{ps}(\vec{x}) = -\omega^2 R_{sp}(\vec{x});$$

$$\Delta_{1e}(\vec{x}) = \sin \theta + \beta_e(\vec{x}), \quad \Delta_{2e}(\vec{x}) = \sin \theta \alpha_e(\vec{x}) + 1. \quad (15)$$

Формулы (9), (14), (15) образуют основу для численных расчетов когерентного отражения от среды с поверхностными микронеоднородностями.

С этой целью разработан пакет программ, состоящий из семи программных модулей и содержащий около полутора тысяч операторов апоритмического языка Фортран-10.

Основные затраты машинного времени связаны с вычислением двукратных интегралов от комплекснозначных вещественных аргументов, которые фигурируют в соотношениях (9). Перейдем в них к интегрированию в полярных координатах χ' , φ' и представим каждый из двукратных интегралов через два однократных интеграла — внутренний по χ' и внешний по φ' . При реализации численного алгоритма удобно иметь дело с безраз-

мерной переменной $t' = \kappa'/k$, которая изменяется в пределах интервала $(0 + \infty)$.

Статистически анизотропные шероховатости считаются коррелированными по гауссовому закону. Для этой модели неровностей подынтегральные выражения содержат множитель вида $\exp[-at^2 + bt' + c]$, где a, b, c — некоторые функции переменной ϕ' . Интегрирование по t' проводится в пределах конечного интервала $(0, t^*)$. Здесь t^* — наибольший корень квадратного уравнения $at^2 + bt' + c - 174 = 0$. При численном интегрировании используется метод Ньютона — Котеса с адаптивной процедурой разбиения интервала [5]. Расчет матрицы коэффициентов отражения для одного набора параметров требует от 10 до 15 мин процессорного времени ЭВМ ЕС-1060.

Список литературы: 1. Шкарпет Ю. М. О теоретических основах электромагнитных и электроакустических методов неразрушающего контроля//Дефектоскопия. 1974. № 1. С. 11—18. 2. Башаринов А. Е., Гурвич А. С., Егоров С. П. Радиоизлучение Земли как планеты. М., 1974. 188 с. 3. Данилевич С. Б., Жук Н. П., Третьяков О. А. Влияние шероховатостей подстилающей поверхности на деполяризацию среднего поля//Тез. докл. Всесоюз. конф. по распространению радиоволн. М., 1984. Ч. 2. С. 103—104. 4. Жук Н. П., Третьяков О. А. Среднее электромагнитное поле в слоистых средах с шероховатой поверхностью раздела. Х., 1985. С. 44. (Препринт/ИРЭ АН УССР; № 289). 5. Форсайт Д. Э., Малькольм М., Моулер К. Машинные методы математических вычислений. М., 1980. 279 с.

Поступила в редколлегию 18.11.85.

УДК 621.372

М. П. КУХТИН, Г. Г. КАНАРИК, канд. техн. наук,
Э. И. ЧЕРНЯКОВ, канд. физ.-мат. наук, О. П. ВАСИЛЬЧЕНКО

К РАСЧЕТУ ОДНОМОДОВЫХ ВОЛОКОН

Одной из определяющих тенденций создания световодов с высокой пропускной способностью является переход на одномодовые высокочистые волокна. Это обусловлено рядом существенных преимуществ одномодовых волокон перед многомодовыми. Низкие потери и малая дисперсия в широком спектральном диапазоне позволяют использовать их с большим успехом в магистральных волоконно-оптических линиях связи [1].

Задача об исследовании параметров одномодовых волокон решалась методом частичных областей. Разбиение на частичные области, вводимые предположения, символика обозначений такие же, как в работе [2]. Параметры рассчитывались для фиксированных значений показателя преломления сердцевин $n_1 = 1,4584$ и диаметра оболочки $2b = 125$ мкм, соответствующих параметрам выпускаемого отечественной промышленностью оптического волокна. Потери в материале сердцевин и оболочки составляли $\alpha_1 = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-1}$, $\alpha_2 = 1,0 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-1}$ соответственно.

В процессе расчета радиус сердцевинки варьировался от 2,5 до 5 мкм, длина волны — от 0,5 до 2,5 мкм, разность показателей преломления Δ сердцевинки и оболочки — от 0,0001 до 0,01.

На рис. 1 представлены результаты расчета переносимой мощности сердцевинкой P_c и оболочкой P_0 , а также постоянной затухания и длины волны в зависимости от параметра V (обоб-

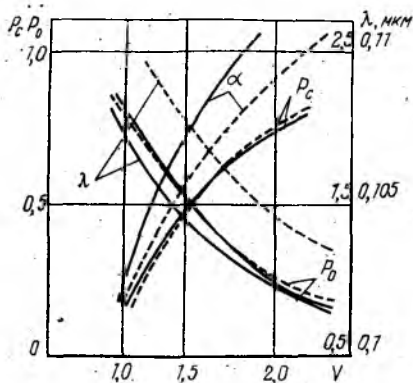


Рис. 1

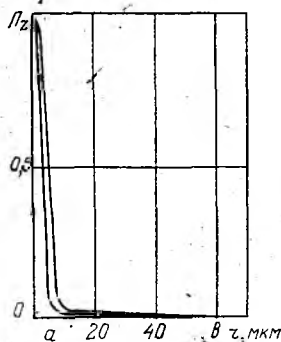


Рис. 2

щенный параметр частоты, геометрии и разности квадратов показателей преломления). Параметр V изменялся от 0,9 до 2,4, так как при $V < 0,9$ сердцевина содержит до 10 % всей передаваемой мощности. Сплошной линией нанесены результаты для радиуса сердцевинки $a = 2,6$ мкм, пунктирной — $a = 3,8$ мкм.

Волокно с неограниченной оболочкой направляет основную моду HE_{11} , когда параметр волокна $V < 2,405$.

Постоянная затухания в волокне рассчитывалась по соотношению

$$\alpha = \frac{P_c \alpha_1}{P} + \frac{P_0 \alpha_2}{P},$$

где

$$P = P_c + P_0;$$

$$P_c = \frac{\pi a^2}{4} \{ A_1 [J_{m-1}^2(u) - J_m(u) J_{m-2}(u)] + \\ + A_2 [J_{m+1}^2(u) - J_m(u) J_{m+2}(u)] \};$$

$$P_0 = \frac{\pi b^2}{4} \{ D_1 [K_{m-2}(cv) K_m(cv) - K_{m-1}(cv) +$$

$$+ D_2 [K_{m+2}(cv) K_m(cv) - K_{m+1}^2(cv)] - \frac{\pi a^2}{4} \{ D_1 [K_{m-2}(v) K_m(v) -$$

$$-K_{m-1}^2(v)] + D_2 [K_m(v)K_{m+2}(v) - K_{m+1}^2(v)];$$

$$A_{1,2} = \frac{a^2}{u^2} [\beta \omega \alpha_0 \varepsilon_0 n_1^2 + \mu_0 \pm \alpha_0 (\beta^2 + k^2 n_1^2)] A_{\mu}^2;$$

$$D_{1,2} = \frac{a^2}{u^2} [\beta \omega \alpha_0 \varepsilon_0 n_2^2 + \mu_0 \pm \alpha_0 (\beta^2 + k^2 n_2^2) \theta^2] A_{\mu}^2;$$

$$\theta = \frac{J_m(u)}{K_m(u)}; \quad \alpha_0 = \frac{\omega \mu_0 (X_m + U_m) (uv)^2}{\beta m V^2};$$

$c = \frac{b}{a}$ — внешний радиус оболочки. Знаки „плюс“ и „минус“

относятся к A_1 , D_1 и A_2 , D_2 соответственно.

По мере приближения V к нулевой отсечке (нижняя граница одномодового режима) постоянная затухания α стремится к постоянной затухания оболочки. Мощность между сердцевинной и оболочкой перераспределяется. Значительно большая ее часть сосредоточивается в оболочке. Это может привести к усиленному излучению энергии из волокна и искажению передаваемого сигнала.

При стремлении V к верхней границе отсечки ($V \approx 2,405$) происходит перераспределение мощности между сердцевинной и оболочкой. Большая часть мощности будет переноситься сердцевинной. Постоянная затухания волокна определяется постоянной затухания сердцевинной. Крутизна изменения α , P_c — незначительная. Наилучшие передаточные свойства световода имеют место вблизи верхней границы одномодового режима.

Анализ влияния геометрии показывает, что увеличение радиуса сердцевинной при $V = \text{const}$ не приводит к значительному росту параметров световода, хотя при $\lambda = \text{const}$ наблюдается практическое линейное увеличение P_c , α и уменьшение P_0 . В обоих случаях наблюдается снижение крутизны дисперсии. Существенно при этом сужение диапазона одномодового режима, причем связь между шириной диапазона и радиусом сердцевинной обратно пропорциональная.

Световоды с радиусом 3,8 мкм желательно использовать на длинах волн, больших 1,2 мкм, так как в противном случае появляются другие типы волн.

С ростом разности показателей преломления $\Delta = n_1 - n_2$ характеристики передачи мощности улучшаются. Но чтобы в этом случае работать в одномодовом режиме, необходимо уменьшать размеры сердцевинной. Это ведет к трудностям, связанным с возбуждением основного типа волны. Поэтому геометрические размеры световода необходимо выбирать, реализуя компромисс между разностью показателей преломления и усложнением техники ввода излучения. При этом не следует забывать, что уве-

личение размеров сердцевины приводит к сужению области реализации одномодового режима.

Эффективный показатель преломления моды $N = \beta/k$ (продольная постоянная распространения, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число) в области нижней границы одномодового режима близок к показателю преломления оболочки n_2 . По мере роста параметра V он увеличивается с небольшой крутизной изменения. В области верхней границы N отличается от показателя сердцевины n_1 меньше чем на $\Delta/2$, что свидетельствует о малой дисперсии моды в этом диапазоне. Рост a , Δ в отдельности также приводит к увеличению N , но с большей крутизной, чем при изменении V .

О проникновении поля в оболочку можно судить по эффективному радиусу моды

$$r_e = a \left(1 + \frac{1}{v} \right),$$

определяемому поперечным параметром затухания v . Вблизи верхней границы одномодового режима ($V=2,4$) меньше чем на 1 % отличается от радиуса сердцевины. В этом случае все поле моды сосредоточено в сердцевине. Имеет место резкое изменение продольной составляющей вектора Умова—Пойнтинга Π_z^c при $r=a$. По мере уменьшения V эффективный радиус моды увеличивается. Когда $V=0,9$, он уже на 30 % больше радиуса a . Анализ показывает, что хотя и малая дисперсия в области нулевой отсечки, но очень велик r_e моды. Поэтому передача сигнала будет чувствительна к неоднородностям оболочки.

Относительное распределение продольной составляющей вектора Умова — Пойнтинга в сердцевине

$$\Pi_z^c = A_1 J_{m-1}^2 \left(\frac{ur}{a} \right) + A_2 J_{m+1}^2 \left(\frac{ur}{a} \right)$$

и оболочке

$$\Pi_z^0 = D_1 K_{m-1}^2 \left(\frac{vr}{a} \right) + D_2 K_{m+1}^2 \left(\frac{vr}{a} \right)$$

по поперечному сечению световода для значений параметра $V=2,4$; $V=0,9$ показано на рис. 2. Нормирование произведено к амплитуде продольной составляющей в центре волокна. На оси абсцисс точками a , b отмечены радиусы сердцевины и оболочки. При $V=2,4$; $V=0,9$ на границе сердцевина — оболочка $\Pi_z=0,12$; $\Pi_z=0,68$, что свидетельствует об ограничении поля сердцевинной в первом случае и проникновении поля в оболочку во втором.

Таким образом, в области верхней границы одномодового диапазона модовая дисперсия малая, сердцевина содержит наи-

большую часть переносимой мощности. Выбор размеров волокна должен осуществляться из условий возбуждения основной моды и технологии изготовления волокна.

Список литературы: 1. Носов Ю. Р. Тенденции развития оптоэлектронной техники обработки, передачи и отображения информации//Зарубеж. радиоэлектроника. 1984. № 9. С. 3—42. 2. Унгер Х. Г. Плоскостные и волоконные оптические волноводы. М., 1980. 656 с.

Поступила в редколлегию 16.12.85.

УДК 621.372

Д. С. ДЕНИСОВ, канд. физ.-мат. наук, Б. Д. ТРУФАНОВ, В. Ф. УЖИК,
Е. А. ШАУЛОВ

СОГЛАСОВАНИЕ МИКРОПОЛОСКОВЫХ УПРАВЛЯЮЩИХ УСТРОЙСТВ НА $p-i-n$ -ДИОДАХ

При конструировании управляющих устройств, регулирующих уровень проходящей мощности СВЧ, требование минимальности коэффициента стоячей волны (КСТ) со входа в разных режимах работы — одно из основных.

Существуют различные схемы электрически управляемых устройств СВЧ [1]. При работе в динамическом режиме увеличение входного сопротивления устройства приводит к недопустимому росту коэффициента стоячей волны на входе. Использование развязывающих устройств (вентилей, циркуляторов) нежелательно из-за сравнительно больших потерь (0,4—0,8 дБ). Для обеспечения согласования используют схемы, имеющие цепочку диодов с сопротивлениями, например электрически управляемые аттенюаторы, использующие $p-i-n$ -диоды, включенные параллельно в линию передачи на расстоянии $\lambda_g/4$ друг от друга. Согласование аттенюатора в режиме максимального ослабления осуществляется подбором диодов таким образом, чтобы сопротивление крайних диодов было больше сопротивления диодов, расположенных ближе к центру аттенюатора. Сопротивления же диодов связаны определенными соотношениями [2].

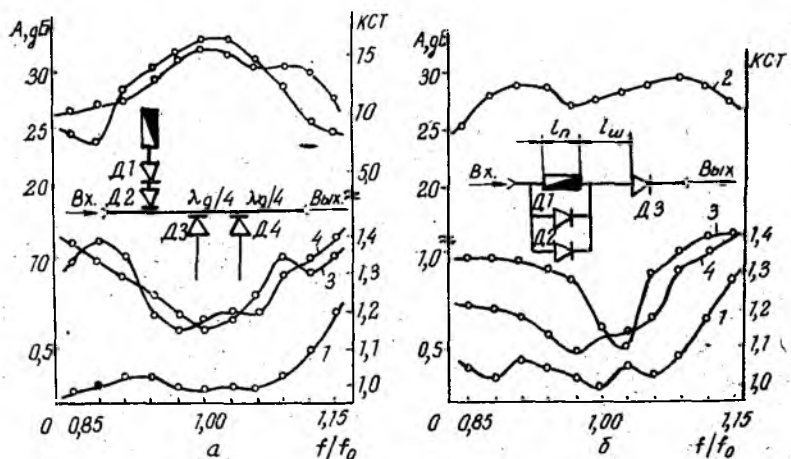
Однако такие аттенюаторы с параллельным включением диодов для расширения рабочей полосы частот требуют использования большого количества диодов с соответствующими цепями управления, что существенно усложняет устройство, снижает его надежность и повышает стоимость. Для реализации широкополосных электрически управляемых аттенюаторов применяют и более сложные схемы, например с использованием мостов Лэнжа [3; 4].

Аттенюаторы на основе моста Лэнжа имеют хорошие параметры в широкой полосе частот, но реализация их достаточно

сложна в технологическом отношении. Кроме того, настройка таких аттенуаторов связана с устранением разбаланса мостов, что само по себе не простая задача.

Рассмотрим варианты малогабаритных микрополосковых устройств, согласованных при работе в динамическом режиме.

Неотъемлемым элементом управляющих устройств является управляющая ячейка, представляющая собой линейный



четырёхполосник, имеющий два различных состояния, в одном из которых он является идеально пропускающим, во втором — идеально отражающим.

На рисунке (позиция а) изображена схема управляющей ячейки (цепи подвода управляющего смещения к диодам не показаны), к которой со стороны входа подключена согласующая ячейка. Управление проходящей СВЧ-мощностью осуществляется параллельно включенными в микрополосковую линию $p-i-n$ -диодами, отстоящими друг от друга и от точки подключения согласующей ячейки на расстоянии $\lambda_g/4$, где λ_g — длина волны в микрополосковой линии. Согласующая ячейка, представляющая собой согласованную нагрузку, подключается к микрополосковой линии последовательно включенными $p-i-n$ -диодами. При отсутствии смещения на $p-i-n$ -диодах (или при подаче обратного смещения) эти диоды заперты, согласованная нагрузка отключена и сигнал практически без ослабления проходит на выход. При подаче прямого смещения на диоды их сопротивление снижается, входное сопротивление четвертьволнового отрезка линии между точкой подключения согласующей ячейки и диодом стремится к бесконечности и входной канал через открытые $p-i-n$ -диоды согласующей ячейки подключается к согласованной нагрузке. Таким образом, обеспечивается согласование устройства при работе в динамическом режиме.

Другой вариант согласованной управляющей ячейки (рисунок, позиция б) состоит из микрополосковой линии, имеющей сопротивление 50 Ом, с последовательно включенными в нее $p-i-n$ -диодами, пленочной резистивной согласованной нагрузки и включенных параллельно к ней диодов. Пленочная резистивная согласованная нагрузка на микрополосковой линии со стороны входа управляющей ячейки образуется участком резистивной пленки и четвертьволновым разомкнутым шлейфом $l_{ш}$, являющимся отрезком микрополосковой линии между резистивной пленкой и управляющим $p-i-n$ -диодом. Длина резистивной пленки определяется из условия $l_n = \lambda_g/10$, а номинальное сопротивление $R = R_s l_n / W$, где R_s — поверхностное сопротивление резистивного участка; W — ширина резистивного элемента. Для согласования с микрополосковой линией сопротивление резистивной пленки должно соответствовать волновому сопротивлению линии. Ширина резистивного элемента выбрана равной ширине микрополосковой линии.

При подаче на $p-i-n$ -диоды прямого смещения через них протекает ток и их сопротивление, зависящее от параметров применяемых диодов, незначительно. Согласованная нагрузка шунтируется включенными параллельно к ней $p-i-n$ -диодами. При этом сигнал проходит практически без потерь. При обратном смещении (или его отсутствии) сопротивление диодов велико, прохождение сигнала прекращается и вся СВЧ-мощность поступает в согласованную нагрузку.

Управляющие ячейки подобного типа эффективны в выключателях, аттенюаторах, переключателях. Изменением управляющего смещения на $p-i-n$ -диодах можно плавно или дискретно менять вносимое в тракт затухание. Увеличение прямого смещения (рисунок, позиция а) на диодах обеспечивает введение затухания в основной канал управляющей ячейки. При этом изменение тока через $p-i-n$ -диоды приводит к изменению их сопротивления, что вызывает перераспределение мощности входного сигнала между согласующей ячейкой и выходом.

Оба варианта управляющих ячеек реализованы на ситалловых подложках ($\epsilon = 9,8$) размером $30 \times 24 \times 1$ мм. В качестве управляющих элементов используются бескорпусные $p-i-n$ -диоды типа 2А517А. Цепи подвода управляющего смещения к диодам — трехэлементные фильтры низкой частоты в микрополосковом исполнении, обеспечивающие развязку между каналом СВЧ-сигнала и цепью подвода управляющего смещения до 25 дБ. Развязка по постоянному току цепей питания $p-i-n$ -диодов и тракта СВЧ осуществляется конденсаторами типа К10-42.

Параметры устройств, работающих в режиме переключения, представлены на рисунке, где кривые 1, 2 отражают изменение затуханий в тракте СВЧ для сигнала в режимах пропускания и заграждения, кривые 3, 4 соответствуют КСТ со входа в ре-

жимах пропускания и заграждения, кривая 5 — КСТ со входа устройства в режиме заграждения без использования согласующей ячейки.

Значения КСТ со входа в зависимости от вносимого в тракт затухания в режиме аттенюатора представлены в табл. 1, 2.

Таблица 1

КСТ	Значение КСТ при $A_{вн}$, дБ							
	0,5	3	6	9	11	15	18	29
Без согласования	1,6	1,46	1,4	1,45	1,7	2,5	3	16
С согласованием	1,4	1,24	1,25	1,2	1,35	1,3	1,35	1,4

Таблица 2

КСТ	Значение КСТ при $A_{вн}$, дБ				
	0,5	3	6	7	28
Без согласования	1,3	1,7	1,8	2,2	5,5
С согласованием	1,3	1,25	1,3	1,35	1,4

Значения КСТ со входа в зависимости от вносимого в тракт СВЧ затухания на центральной частоте диапазона для управляющих ячеек, работающих в режиме аттенюатора, без использования и с использованием согласующей ячейки приведены в табл. 1, 2 для первого и второго вариантов устройств. Как видно из рисунка и таблиц, применение согласующей ячейки обеспечивает снижение КСТ со входа устройства до уровня, меньшего 1,4. Согласование осуществляется в 30 %-й полосе частот.

Данные устройства могут найти и другие применения.

При настройке, регулировке передатчиков и в случаях, когда излучение СВЧ-энергии нежелательно, выход передатчика переключается на согласованную нагрузку, так называемый «эквивалент антенны». Эти функции антенного переключателя без каких-либо изменений в конструкции могут выполнять описанные устройства, при этом вход устройства следует подключать к передатчику, а выход — к антенне.

Если к управляющему устройству (рисунок, позиция *a*) со стороны выхода на расстоянии $\lambda_g/4$ от места подключения, т. е. симметрично согласующей ячейке относительно параллельно

включенных $p-i-n$ -диодов ДЗ, Д4, $p-i-n$ -диола Д4 к основному каналу, подключить дополнительно управляющую ячейку с последовательно включенными в нее $p-i-n$ -диодами, выход которой нагрузить на вход СВЧ-приемника, такое устройство может осуществлять подключения приемника или передатчика к антенне и подключения передатчика к антенне или к «эквиваленту антенны». Устройство работает следующим образом. При отсутствии смещения (или при подаче обратного смещения) все $p-i-n$ -диоды заперты и выход передатчика подключается к антенне. При подаче прямого смещения на эти диоды антенна подключается ко входу приемника. Параллельно включенные в основной канал $p-i-n$ -диоды ДЗ, Д4 запирают канал между передатчиком и антенной, и выход передатчика нагружается на согласующую ячейку, выполняющую функции «эквивалента антенны».

Список литературы: 1. Карпов В. М., Малышев В. А., Перевоицков И. В. Широкополосные устройства СВЧ на элементах с сосредоточенными параметрами/Под ред. В. А. Малышева. М., 1984. 104 с. 2. Силаев М. А., Брянцев С. Ф. Приложение матриц и графов к анализу СВЧ устройств. М., 1970. 268 с. 3. Lange Z. Interdigitated stripline quadrature hybrid//IEEE Trans. 1969, 17. N 12. 4. Малорацкий Л. Г. Микроминиатюризация элементов и устройств СВЧ. М., 1976. 216 с.

Поступила в редколлегию 10.12.85.

УДК 621.385

А. В. ВАСЯНОВИЧ

ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ МНОГОЧАСТОТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В УСИЛИТЕЛЯХ М-ТИПА С РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ЭМИССИЕЙ

Широкое развитие средств вычислительной техники позволяет достаточно глубоко исследовать механизм взаимодействия в усилителях М-типа. Созданные численные модели, использование которых дало возможность заменить трудоемкий физический эксперимент, дают детальную информацию о работе приборов. Наиболее полно и адекватно отображают процесс взаимодействия модели, описанные в работах [1; 2; 3]. Однако большинство существующих моделей исследует одночастотный режим работы усилителей, а многочастотный режим рассматривался только со стороны усиления нескольких сигналов, поданных на вход приборов. При этом в большинстве случаев для изучения этого режима использовались аналитические и приближенные модели, которые не могут глубоко и полно описать физику происходящих в усилителях этого типа явлений. Отметим, что в литературе не приведены результаты исследо-

вания процесса генерации гармоник основной рабочей частоты. В особенности затруднено моделирование работы усилителей обратной волны (амплитронов), где в связи с вращением электронного потока навстречу движению электромагнитной энергии в моделях из работ [1; 2], например, необходимо подбирать такие начальные условия на выходе, чтобы выполнились условия, существующие на входе. Попытка использовать такой подход для моделирования процесса генерации гармоник в амплитроне [4] показала, что для этого требуется неоправданно много времени счета и памяти ЭВМ.

Таким образом, задача численного моделирования много-частотного режима работы усилителей М-типа с распределенной эмиссией и замкнутым электронным потоком актуальна. Рассмотрим численную цилиндрическую модель, позволяющую исследовать этот режим работы усилителей прямой и обратной волны. При построении модели использовались результаты исследований [2; 3].

Опишем математический аппарат модели усилителя с распределенной эмиссией. Основу ее составляет самосогласованная система интегродифференциальных уравнений движения, взаимодействия и уравнения Пуассона для расчета поля пространственного заряда. Отличительными особенностями модели являются: исследование процесса взаимодействия в случае различной кривизны электродов (в том числе и отрицательной $r_a < r_k$), что позволяет в предельном переходе рассмотреть и линейную конструкцию прибора (при $r_a \rightarrow \infty$); моделирование процессов одновременно на всей длине системы, включающей пространство взаимодействия и пространство дрейфа; использование метода «крупных частиц»; нахождение истинной траектории каждой частицы; расчет многочастотного режима работы с учетом отражения ВЧ-энергии от нагрузки. Здесь исследован процесс генерации гармоник, хотя в модели предусматривается и рассмотрение усиления нескольких сигналов, поданных на вход усилителя.

В модели введены следующие ограничения и допущения: рассматривается двумерная задача; релятивистские эффекты и магнитные составляющие ВЧ-полей не учитываются; статические электрическое и магнитное поля в пространстве взаимодействия однородны, хотя это условие и не является существенным ограничением и модель может быть распространена на системы с изменяющимися вдоль азимута параметрами; предполагается, что электронный поток взаимодействует только с одной пространственной гармоникой.

Уравнения движения. Движение частиц рассматриваем в неподвижной цилиндрической системе координат. Для нормализованных координат и скоростей частиц введем обозначения

$$R = \frac{r - r_k}{r_a - r_k}; \quad \Phi = \gamma\varphi; \quad (1)$$

$$U_r = \frac{V_r}{V_\varphi^a}; \quad \theta = \frac{\tilde{\Omega}}{\Omega}, \quad (2)$$

где r_k, r_a — радиусы катода и анода; γ — постоянная распространения; Ω — угловая скорость основной пространственной гармоники; $V_\varphi^a = r_a \Omega$; $\tilde{\Omega} = V_\varphi / r$.

Независимые переменные в нормализованном виде запишем $T = \omega_c t$; $T_0 = \omega_c t_0$; $\Phi_0 = \Omega t_0$ (3). Здесь ω_c — циклотронная частота, $\omega_c = \left| \frac{e}{m} \right| B_0$, где e, m — заряд и масса электрона; B_0 — индукция постоянного магнитного поля; t_0 — время влета.

Тогда, используя (1), (2), (3), исходные уравнения движения Ньютона принимают вид

$$\begin{aligned} \frac{dU_r}{dT} &= -G \left\{ \tilde{E}_r + \bar{E}_r - \frac{1}{\varepsilon(1+R\xi)} + \frac{\varepsilon(1+R\xi)\theta}{G} \left(1 - \frac{\omega}{\omega_c} \frac{\theta}{\gamma} \right) \right\}; \\ \frac{d\theta}{dT} &= -\frac{G}{\varepsilon(1+R\xi)} \left\{ \tilde{E}_\varphi + \bar{E}_\varphi - \frac{U_r}{G} \left(1 - 2 \frac{\omega}{\omega_c} \frac{\theta}{\gamma} \right) \right\}; \\ \frac{d\Phi}{dT} &= \frac{\omega}{\omega_c} \theta; \quad \frac{dR}{dT} = \frac{U_r \omega}{\varepsilon \xi \omega_c}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\tilde{E}_r, \tilde{E}_\varphi, \bar{E}_r, \bar{E}_\varphi$ — нормализованные к $E_0(r_a)$ составляющие напряженности ВЧ-поля и поля пространственного заряда (ПЗ) соответственно; $E_0(r_a)$ — напряженность статического электрического поля на уровне анода; $G = E_0(r_a) / V_\varphi^a B_0$; $\varepsilon =$

$$r_k / r_a; \quad \xi = \frac{r_a}{r_k} - 1.$$

Уравнения движения (4) решаются методом Рунге—Кутты четвертого порядка с фиксированным шагом интегрирования ΔT . При этом предполагается, что в пределах шага ВЧ и ПЗ силы, действующие на рассматриваемую частицу, являются квазистатическими.

При вылете частиц на анод вычисляется их энергия бомбардировки и они исключаются из рассмотрения. При вылете на катод, кроме того, рассматриваются вторично-эмиссионные эффекты. При этом зависимость коэффициента вторичной эмиссии от энергии первичных частиц моделируется формулой

$$\sigma = 1,57 \sigma_m (W_p / W_{pm})^{0,45} \exp[-0,55 (W_p / W_{pm})], \quad (5)$$

где σ_m — максимальное значение коэффициента вторичной эмиссии; W_p — энергия первичной частицы в момент удара; W_{pm} — энергия первичной частицы, соответствующая σ_m . Испускание вторичных частиц происходит из мест их попадания на катод.

Уравнения взаимодействия. Для определения составляющих ВЧ-поля, действующего на каждую частицу в пространстве взаимодействия, необходимо решить неоднородную систему уравнений Максвелла при соответствующих граничных условиях. Но, так как численное решение указанной системы чрезвычайно сложно и трудоемко, применим для этой цели теорию возбуждения волноводов в случае непрямолинейных электронных потоков [5]. Отметим, что присутствие электронного потока в пространстве взаимодействия приводит к фазовому сдвигу $\Phi'_{\pm sn}$ квазистатической $\pm s$ -й «холодной» ВЧ-волны в замедляющей системе относительно электронного потока, и предположим, что коэффициенты $C_{\pm sn}$, $\Phi'_{\pm sn}$ являются медленно меняющимися функциями координаты φ . Тогда представим комплексную амплитуду ВЧ-волны в виде

$$C_{\pm sn}(\varphi) = |C_{\pm sn}(\varphi)| e^{i\Phi'_{\pm sn}}, \quad (6)$$

где $+s$ характеризует волны, фазовые скорости которых совпадают по направлению с дрейфом электронного потока; $-s$ — встречные волны.

Заменим интегрирование правых частей уравнений возбуждения [5] суммированием по всем частицам, влетевшим в пространство объемом $\Delta V = S_{\perp} \Delta\varphi$, где S_{\perp} — площадь поперечного сечения пространства взаимодействия; $\Delta\varphi = 2\pi/N$; N — количество узлов сетки разбиения в азимутальном направлении. Получим

$$\frac{dA_{\pm sn}}{d\varphi} = \pm \Psi_{\pm sn} \sum_{\Delta V} \sum_T (U_r F_{\pm snr} \sin \Phi_{sn}^* + \theta [R(1-\epsilon) + \epsilon] F_{\pm sn\varphi} \cos \Phi_{sn}^*); \quad (7)$$

$$\frac{d\Phi'_{\pm sn}}{d\varphi} = \pm \frac{\Psi_{\pm sn}}{A_{\pm sn}} \sum_{\Delta V} \sum_T (U_r F_{\pm snr} \cos \Phi_{sn}^* - \theta [R(1-\epsilon) + \epsilon] \times \\ \times F_{\pm sn\varphi} \sin \Phi_{sn}^*).$$

Здесь $\Phi_{sn}^* = \Phi + \Phi'_{sn}$; $\Psi_{\pm sn} = \frac{\omega Q_e \Omega N_p^2 \sin^2 \gamma_n \alpha R_{св}(n)}{\omega_c 2\pi^2 r_a \Delta\varphi E_0(r_a)}$;

N_p — количество рабочих резонаторов; α — половина углового размера щели резонатора; $R_{св}(n)$ — сопротивление связи на частоте $n\Omega$; $\omega = \gamma\Omega$; Q_e — заряд «крупной частицы»; $F_{\pm snr}$, $F_{\pm sn\varphi}$ — структурные функции; $A_{\pm sn} = C_{\pm sn}(\varphi) N_p \sin \gamma_n \alpha / \pi \gamma_n E_0(r_a)$.

Знаки « \pm », « $-$ » перед интегралами в (7) характеризуют взаимодействие с прямой и обратной волнами замедляющей системы.

Методика нахождения $A_{\pm sn}, \Phi'_{\pm sn}$ аналогична изложенной в работе [3]. Отличие состоит в том, что в предлагаемой модели используется представление комплексной амплитуды ВЧ-волн в виде (6), а в [3] — в виде амплитуд косинус- и синус-составляющих ВЧ-волн. Кроме того, нами используется более универсальная подпрограмма расчета структурных функций ВЧ-поля, что позволяет находить составляющие напряженности поля в случае различной кривизны электродов. Расчет этих функций для всех гармоник проводится всего один раз в начале счета для всего пространства взаимодействия. Результаты в виде таблицы передаются через общую область в нужные подпрограммы, где по текущему радиусу «отбираются» соответствующие ему значения структурных функций. Следует отметить, что ввиду рассмотрения процессов взаимодействия на всей электрической длине прибора счет структурных функций на каждом шаге для каждой частицы практически невозможен, так как даже в случае применения приближенной формулы из работы [6] время счета будет в 3—5 раз больше по сравнению с табличным представлением.

Уравнение Пуассона. В цилиндрической системе координат для потенциала U уравнение имеет вид

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial U}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} = - \frac{\rho(r, \varphi)}{\epsilon_0}. \quad (8)$$

Граничные условия: $U(\varphi, r_k) = U_k$, $U(\varphi, r_a) = U_a$; $U(\varphi, r) = U(\varphi, r \pm L)$ — условие периодичности, где L — период системы; U_k, U_a — потенциалы на катоде и аноде.

Пусть $z = \varphi$, $y = \ln(r/r_k)$, тогда (8) запишем в виде

$$\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = - \frac{\rho(y, z)}{\epsilon_0} \quad (9)$$

и решим в прямоугольной области $[0, H; 0, L]$, причем $L = 2\pi$, $H = \ln(r_a/r_k)$, $\rho(y, z) = dQ_e / (\epsilon_0 dy dz U_a)$.

В результате решения (9) методом Хокки определяем распределение потенциала ПЗ. Окончательно в цилиндрической системе координат выражения для составляющих напряженности поля ПЗ имеют вид

$$\bar{E}_r = - \frac{(M-1)}{\epsilon(1+R\xi)} \bar{E}_y; \quad \bar{E}_\varphi = - \frac{\ln(1/\epsilon)(N-1)}{2\pi\epsilon(1+R\xi)} \bar{E}_z.$$

Здесь M — количество узлов сетки разбиения в радиальном направлении; $\bar{E}_{y,z}$ — значения составляющих напряженности поля ПЗ в прямоугольной системе координат.

Моделирование начального состояния электронного потока.

Так как исследуется стационарный режим работы усилителя, особых требований в отношении точности воспроизведения физики формирования начального состояния потока нет (в отличие, например, от работы [3], где моделируется переходной режим работы). В данном случае основным критерием является время формирования электронной втулки, квазиламинарное состояние которой представляется следующим образом. Предполагается наличие термоэмиссионного катода, с поверхности которого при «включенных» статических (электрическом и магнитном) полях эмитируются «слои» укрупненных частиц с нулевыми скоростями и координатами $R_i = 0$, $\Phi_i = \Phi_{i-1} + \Delta\Phi$, где $\Delta\Phi = 2\pi/N_i$; N_i — количество частиц в «слое»; i — индекс частицы в «слое»; $\Phi_0 = 0$. Запускается столько «слоев» и, естественно, частиц, сколько предполагается использовать на начальном этапе (или до достижения определенной плотности заряда во втулке). Для этих частиц решаются уравнения движения без учета действия сил ПЗ. Через некоторое число шагов втулка будет сформированной. Для существенного уменьшения времени формирования используется следующее явление: в отсутствие ВЧ-поля и поля ПЗ частицы j -«слоя» полностью повторяют ход траекторий $(j-1)$ -«слоя». Таким образом, решаются уравнения движения только для одного «слоя» в течение циклотронного периода T_c . Остальные формируются запоминанием его состояния через определенное количество временных шагов. Равномерность заполнения достигается подбором шага решения уравнений движения. Начальное представление электронного потока в виде такой статической втулки является физически оправданным, так как в реальном случае усилителей с холодным катодом электронный поток после выключения ВЧ-поля формируется в таком виде и именно частицы из такой втулки будут определять процесс группировки на следующем цикле интегрирования.

Методика моделирования. Для численной реализации предлагаемой математической модели выбираются входные параметры, которые характеризуют заданное состояние модели. К ним относятся геометрические размеры (число резонаторов, радиусы электродов, угловой размер щели резонатора), «холодные» электродинамические параметры (частота ВЧ-сигнала, сопротивление связи, фазовый сдвиг на ячейку), электрический режим (значения входной мощности, статических электрического и магнитного полей), а также параметры, характеризующие вторичную электронную эмиссию.

В процессе счета на каждом шаге интегрирования определяются координаты и скорости частиц, а также значения амплитуд A_n и фаз Φ'_n ВЧ-волн. Практический интерес представляет и вычисление интегральных величин, которые позволяют сравнить выходные параметры модели с аналогичными реаль-

ных приборов (ВЧ-мощности, постоянного анодного тока, коэффициента усиления, КПД). Кроме того, в процессе численной реализации модели вычисляются гармоники конвекционного и наведенного токов, распределение объемной плотности заряда вдоль длины усилителя, мощности бомбардировки электродов и др.

Предлагаемая модель реализована на алгоритмическом языке Фортран-IV. Так как число взаимодействующих частиц должно быть порядка 1000 на период ВЧ-волны, расчет многочастотного режима возможен только на ЭВМ с быстродействием 0,5—1 млн операций в секунду и оперативной памятью 1—2 Мбайт. Время счета на ЭВМ типа ЕС-1050 без учета встречного излучения составляет 2—3 ч.

Таким образом, разработанная численная модель усилителя М-типа с распределенной эмиссией позволяет исследовать как процесс генерации гармоник основной рабочей частоты при подаче на вход монохроматического сигнала, так и режим усиления нескольких сигналов различной амплитуды и частоты, поданных на вход прибора. Кроме того, возможно рассмотрение вторичноэмиссионных и тепловых явлений на электродах (так как используется метод «крупных частиц» и вычисляются истинные траектории частиц); модель позволяет изучать процессы при наличии изменяющихся в азимутальном направлении статических полей, сопротивления связи; предусмотрен учет отражения ВЧ-энергии от нагрузки; планируется рассмотреть влияние кривизны электродов и учета ионов в междуэлектродном промежутке на процесс взаимодействия в усилителях этого типа.

Список литературы: 1. Байбурич В. Б., Ширшин С. И., Еремич В. П. Цилиндрическая модель магнетронного усилителя с распределенной эмиссией и замкнутым электронным потоком//Радиотехника и электроника. 1984. № 3. С. 508—515. 2. Чурюмов Г. И. Моделирование процесса взаимодействия замкнутого электронного потока с электромагнитной волной в системах магнетронного типа с распределенной эмиссией//Радиотехника. 1982. Вып. 62. С. 14—23. 3. Грицунов А. В. Моделирование стационарных режимов СВЧ-усилителей типа М с распределенной эмиссией//Радиотехника. 1984. Вып. 70. С. 90—100. 4. Васянович А. В., Чурюмов Г. И. К вопросу о генерации гармоник в усилителях обратной волны//Тез. докл. X Всесоюз. науч. конф. «Электроника СВЧ». Минск, 1983. С. 168. 5. Кураев А. А. Сверхвысокочастотные приборы с периодическими электронными потоками. Минск. 1971. 312 с. 6. Коллинз Д. Магнетроны сантиметрового диапазона: Пер. с англ./Под ред. С. А. Зусмановского. М. 1950. Т. 1. 420 с.

Поступила в редколлегию 06.12.85.

ТЕОРИЯ p - n -ПЕРЕХОДА, ТОЛЩИНА КОТОРОГО БОЛЬШЕ ДИФфуЗИОННОЙ ДЛИНЫ. СООБЩЕНИЕ 1

Рассмотрим одномерный p - n -переход, толщина которого намного превышает диффузионную длину неосновных носителей заряда. Тогда на концах этого перехода концентрация дырок и электронов практически совпадает с равновесными концентрациями, и в качестве адекватной модели p - n -перехода можно взять p - n -переход с неограниченными p - и n -областями, считая на бесконечности в p -области $p = p_p$, $n = n_p$, а в n -области $n = n_n$, $p = p_n$, где p_p , n_p , n_n , p_n — равновесные концентрации дырок и электронов в соответствующих областях.

Построение теории p - n -перехода предусматривает следующее [1]. На основании сравнения уровней Ферми для p - и n -областей устанавливается связь равновесных концентраций носителей заряда с контактной разностью потенциала φ_k в случае изолированного p - n -перехода. Затем рассматривается случай, когда к p - n -переходу прикладывается напряжение U и через него протекает ток I . Предполагая малыми падения напряжения на p - и n -областях, считают, что на контакте полупроводников действует разность потенциалов $\varphi_k + U$, и применяют имеющуюся формулу для концентрации носителей заряда, подставляя в нее $\varphi_k + U$ вместо φ_k . Таким путем определяют неравновесные концентрации неосновных носителей заряда в окрестности контакта. Их используют в качестве граничных условий при решении диффузионных уравнений в p - и n -областях. С помощью полученных решений вычисляют силу тока I . В результате находят вольт-амперную характеристику p - n -перехода $I(U)$.

Таким образом, теория неограниченного p - n -перехода не позволяет найти распределение по всей длине такого перехода основных физических величин: концентраций дырок $p(x)$ и электронов $n(x)$, напряженности поля $E(x)$ и плотности заряда $\rho(x)$. А без этих распределений невозможно дать точное определение области пространственного заряда (ОПЗ) и вычислить толщину ОПЗ; накопленный в ней заряд, максимальную напряженность поля внутри ОПЗ, удельное сопротивление ОПЗ. Изучение этих распределений имеет теоретическое и практическое значение для современного периода развития полупроводниковой электроники (особенно микроэлектроники), широко применяющей разнообразные комбинации p - n -переходов и использующей особенности и вариации конфигурации ОПЗ, а также особенности физических свойств этой области.

На первый взгляд может показаться, что выяснение перечисленных вопросов не вызывает принципиальных трудностей: достаточно решить уравнения непрерывности для дырок и электронов совместно с уравнением Пуассона при соответствующих граничных условиях, чтобы получить нужные распределения. Однако в действительности на этом пути имеются серьезные препятствия, связанные с необычным характером задания дополнительных условий, обеспечивающих единственность решения. Именно это обстоятельство заставляет отнести задачу о безграничном p — n -переходе к классу нестандартных задач математической физики со всеми вытекающими отсюда техническими и принципиальными затруднениями. Имеющиеся исследования p — n -переходов [2—5] касаются в основном тонких переходов и не могут быть использованы в рассматриваемом случае.

Изложим новый метод построения теории безграничного p — n -перехода. Сначала устраняется недостаток стандартных одномерных уравнений непрерывности, применяемых в теории полупроводниковых приборов. Они не удовлетворяют естественному требованию — суммарная плотность тока не должна зависеть от пространственной координаты x . В результате получаем новое уравнение непрерывности с нелинейным релаксационным членом. Затем исследуется общее решение линеаризованных дифференциальных уравнений (ДУ), которыми описывается p — n -переход вдали от ОПЗ. На основе этого исследования формулируются условия единственности решения нелинейной системы ДУ, описывающего весь p — n -переход, включая ОПЗ. Метод решения соответствующей системы нелинейных ДУ с полученными дополнительными ограничениями строится с помощью двумерных рядов экспонент (рядов Дирихле). Приведены результаты численных экспериментов на ЭВМ.

1. Рассмотрим одномерную симметричную неограниченную модель резкого p — n -перехода, находящуюся в статическом состоянии. В силу симметрии модели будем изучать лишь p -область. Ось пространственной переменной x направим от p - к n -области, полагая $x=0$ в месте контакта p - и n -полупроводников. Стандартная система ДУ, описывающая процессы в p -области, имеет вид [1, с. 56, 62]

$$-\frac{p-p_p}{\tau} - \frac{1}{q} \frac{d}{dx} j_p = 0; \quad (1)$$

$$-\frac{n-n_p}{\tau} + \frac{1}{q} \frac{d}{dx} j_n = 0; \quad (2)$$

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho}{\epsilon\epsilon_0}, \quad (3)$$

где ρ — плотность заряда, $\rho = q [(p-p_p) - (n-n_p)]$; (4)

q — элементарный заряд; τ — постоянная релаксации; ϵ — диэлектрическая проницаемость; ϵ_0 — диэлектрическая постоянная; E — напряженность электрического поля; j_p, j_n — плотности дырочного и электронного токов. При $x \rightarrow -\infty$ концентрации $p \rightarrow p_p, n \rightarrow n_p$.

Система (1) — (3), строго говоря, некорректна, так как она не удовлетворяет требованию независимости от x суммарной плотности тока $j(x) = j_p(x) + j_n(x)$, поскольку из (1) — (4) получаем

$$\frac{d}{dx} j(x) = -\frac{q}{\tau} [(p - p_p) - (n - n_p)] = -\frac{\epsilon \epsilon_0}{\tau} \frac{dE}{dx}.$$

Отсюда $j(x) = E(x) + \text{const} \neq \text{const}$. Далее выводятся новые уравнения непрерывности вместо (1), (2), для которых $j(x) \equiv \text{const}$.

2. Проанализируем уравнения непрерывности. Рассмотрим три случая: собственный полупроводник без тока; примесный полупроводник без тока; примесный полупроводник с током, пренебрегая каждый раз генерацией свободных носителей заряда под действием всех внешних факторов, кроме температуры.

В собственном полупроводнике все время происходит генерация и рекомбинация электронно-дырочных пар. При малой концентрации свободных носителей заряда ($p_i, n_i \ll 10^{24} \text{ см}^{-3}$) скорость генерации, определяемая концентрацией неионизированных атомов в кристалле (порядка 10^{24} см^{-3}) и температурой, постоянна:

$$v_{\text{ген},p} = v_{\text{ген},n} = v_g = \text{const}. \quad (5)$$

С другой стороны, скорость рекомбинаций пропорциональна малой концентрации свободных носителей заряда (дырок и электронов):

$$v_{\text{рек},p} = v_{\text{рек},n} = -r p_i n_i, \quad (6)$$

где r — неизвестный пока коэффициент пропорциональности. С помощью (5), (6) записываем очевидные релаксационные уравнения для дырок и электронов

$$\frac{dp}{dt} = v_{\text{ген},p} + v_{\text{рек},p} = v_g - r p_i n_i, \quad (7)$$

$$\frac{dn}{dt} = v_{\text{ген},n} + v_{\text{рек},n} = v_g - r p_i n_i.$$

Так как в собственном полупроводнике $p_i = n_i$, система (7) сводится к одному нелинейному ДУ:

$$\frac{dp_i}{dt} = v_g - r p_i^2, \quad (8)$$

точкой равновесия которого является

$$p_{i0} = \sqrt{\frac{v_r}{r}} \quad (9)$$

Линеаризация ДУ (8) в окрестности точки p_{i0} дает линейное ДУ:

$$\frac{d}{dt} \Delta p_i + \frac{1}{\tau_i} \Delta p_i = 0, \quad (10)$$

где постоянная релаксация (или время жизни носителей заряда)

$$\tau_i = 1/2p_{i0}r \quad (11)$$

Формулы (9), (11) позволяют найти константы v_r , r по результатам измерения равновесной концентрации p_{i0} и времени жизни τ_i :

$$v_r = p_{i0}/2\tau_i; \quad r = 1/p_{i0}2\tau_i. \quad (12)$$

Рассмотрим примесный полупроводник без тока. Если предположить, что концентрации свободных носителей заряда p , $n \ll 10^{24} \text{ см}^{-3}$, то константы v_r , r будут иметь те же постоянные значения (12), а релаксационные процессы описываться системой

$$\frac{dp}{dt} = v_r - rpn, \quad \frac{dn}{dt} = v_r - rpn, \quad (13)$$

аналогичной (7). Однако в (13) в отличие от (7) $p \neq n$. Далее показывается, что система (13), так же как и (7), сводится к одному ДУ.

Система (13) имеет бесконечное количество точек равновесия, описываемых уравнением гиперболы: $v_r - rpn_0 = 0$ (14) на фазовой плоскости pOn . Каждой из этих точек равновесия соответствует своя концентрация примесей. Действительно, в равновесном состоянии и при отсутствии токов в силу локальной электронейтральности полупроводника имеем $p_0 = n_0 + N$ (15),

где $N = \begin{cases} N_a & \text{для ацепторного полупроводника;} \\ 0 & \text{для собственного полупроводника;} \\ -N_d & \text{для донорного полупроводника.} \end{cases}$

Система алгебраических уравнений (14), (15) однозначно определяет координаты точки равновесия через концентрацию примесей N :

$$p_0 = +\frac{N}{2} + \sqrt{\left(\frac{N}{2}\right)^2 + \frac{v_r}{r}}, \quad n_0 = -\frac{N}{2} + \sqrt{\left(\frac{N}{2}\right)^2 + \frac{v_r}{r}} \quad (16)$$

Согласно (9) $p_{i0}^2 = v_r/r$, поэтому с учетом неравенства $N \gg p_{i0}$, справедливого для примесных полупроводников, из (16)

получаем хорошо известные приближенные равенства [1, с. 41]:
 для акцепторных полупроводников

$$p_0 \cong N_a, \quad n_0 = p_{i0}^2 / N_a;$$

для донорных полупроводников

$$n_0 \cong N_d, \quad p_0 = p_{i0}^2 / N_d.$$

В соответствии с уравнениями (13) во время протекания релаксационного процесса изображающая точка на фазовой плоскости pOn перемещается по прямой линии $p=n+C$, которая проходит через некоторую точку равновесия (p_0, n_0) . В этой точке имеем $C=p_0-n_0=N$. Используя равенство $p=n+N$, сводим систему (13) к одному ДУ: $\frac{dp}{dt} = v_r - rp(p-N)$. Линеаризация этого уравнения дает (10) с постоянной релаксации

$$\tau = \frac{1}{r(2p_0 - N)} = \frac{1}{2r\sqrt{\left(\frac{N}{2}\right)^2 + p_{i0}^2}} \cong \frac{1}{r|N|} \quad (17)$$

(предполагается, что $N \gg p_{i0}$). Из этой формулы следует, что время жизни носителей заряда значительно меньше времени жизни для собственного полупроводника и не зависит от типа примесного полупроводника.

Рассмотрим примесный полупроводник с током. Если в нем существуют дырочный и электронный токи, при выводе уравнений непрерывности [1, с. 62] к релаксационным составляющим скорости изменения концентрации носителей заряда добавляются составляющие, обусловленные соответствующими токами: $-\frac{1}{q} \frac{\partial}{\partial x} j_p$ для дырок и $\frac{1}{q} \frac{\partial}{\partial x} j_n$ для электронов. В результате уравнения непрерывности принимают вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} &= v_r - rpn - \frac{1}{q} \frac{\partial}{\partial x} j_p; \\ \frac{\partial n}{\partial t} &= v_r - rpn + \frac{1}{q} \frac{\partial}{\partial x} j_n. \end{aligned} \quad (18)$$

В статическом случае имеем

$$0 = v_r - rpn - \frac{1}{q} \frac{\partial}{\partial x} j_p; \quad 0 = v_r - rpn + \frac{1}{q} \frac{\partial}{\partial x} j_n,$$

откуда $\frac{\partial}{\partial x} j = \frac{\partial}{\partial x} j_p + \frac{\partial}{\partial x} j_n = 0$, или $j(x) = \text{const}$.

Преобразуем релаксационный член

$$v_r - rpn = \frac{p_{10}}{2\tau_1} - \frac{pn}{p_{10}2\tau_1} = -\left(\frac{p}{p_p}n - n_p\right)\frac{1}{\tau'},$$

где $\tau' = 1/rp_p$ (19). Поскольку согласно (17), (19), (16) отношение констант $\frac{\tau}{\tau'} \cong 1 - \frac{p_{10}^2}{N^2} \cong 1$ с высокой степенью точности, в дальнейшем (считаем $\tau = \tau'$ (см. (17))). Теперь учтем выражения для плотностей токов [1, с. 61, 62]:

$$j_p = q \left(p\mu_p E - D_p \frac{\partial p}{\partial x} \right); \quad j_n = q \left(n\mu_n E + D_n \frac{\partial n}{\partial x} \right) \quad (20)$$

и запишем уравнения непрерывности (18) в виде

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\hat{p}n - n_p}{\tau} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \mu_p \frac{\partial p}{\partial x} E - \mu_p p \frac{\partial E}{\partial x}; \quad (21)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\hat{p}n - n_p}{\tau} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \mu_n \frac{\partial n}{\partial x} E + \mu_n n \frac{\partial E}{\partial x},$$

где $\hat{p} = p/p_p$; μ_p и D_p ; μ_n и D_n — подвижности и коэффициенты диффузии дырок и электронов соответственно. Эти уравнения будем использовать в качестве уравнений непрерывности для p -области p - n -перехода. В отличие от стандартных уравнений непрерывности для полупроводников уравнения (21) нелинейны в релаксационном члене.

3. Рассмотрим нелинейные ДУ для p -области, проанализировав дополнительные условия. В силу симметрии p - n -перехода будем рассматривать только p -область, процессы в которой описываются уравнениями (21), где $D_p = D_n = D$; $\mu_p = \mu_n = \mu$, а также уравнением Пуассона (3). Отмечая все размерные переменные штрихом, запишем полную систему уравнений для статического случая в виде

$$\frac{d^2 p'}{dx'^2} = \frac{-n_p + p'n'/p_p}{L^2} + \frac{1}{\varphi} p' \frac{dE'}{dx'} + \frac{1}{\varphi} \frac{dp'}{dx'} E';$$

$$\frac{d^2 n'}{dx'^2} = \frac{-n_p + p'n'/p_p}{L^2} - \frac{1}{\varphi} n' \frac{dE'}{dx'} - \frac{1}{\varphi} \frac{dn'}{dx'} E'; \quad (22)$$

$$\frac{dE'}{dx'} = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} [(p' - p_p) - (n' - n_p)] = \frac{p'}{\epsilon\epsilon_0}.$$

Здесь $L^2 = D\tau$; $\varphi = D/\mu$. Если ввести дополнительные неизвестные функции $z'_p = \frac{dp'}{dx'}$, $z'_n = \frac{dn'}{dx'}$, то система ДУ (22) сведется к системе из пяти ДУ первого порядка, которая при использовании безразмерных величин (без штрихов), определяемых формулами преобразования:

$$\begin{aligned} x' &= L\sqrt{ax}; & p' &= p_p \tilde{p}; & n' &= n_p \{1 + [(\tilde{p} - 1) - \rho] \frac{1}{b}\}; \\ z'_p &= \frac{p_p z_p}{L\sqrt{a}}; \\ z'_n &= \frac{p_p(z_p - z)}{L\sqrt{a}}; & E' &= \frac{\varphi \tilde{E}}{L\sqrt{a}}; & \rho' &= qp_p \rho, & a &= \frac{\varphi \varepsilon \varepsilon_0}{L^2 p_p q}, \\ b &= \frac{n_p^*}{p_p}, \end{aligned} \quad (23)$$

примет вид

$$\frac{dz_p}{dx} = a(\tilde{p} - 1)(\tilde{p} - b) + \tilde{p}\rho(1 - a) + z_p \tilde{E}; \quad \frac{dp}{dx} = z_p; \quad (24)$$

$$\frac{dz}{dx} = (2\tilde{p} - 1 + b - \rho)\rho + (2z_p - z)\tilde{E}; \quad \frac{d\rho}{dx} = z; \quad \frac{d\tilde{E}}{dx} = \rho.$$

Эта система ДУ в пятимерном фазовом пространстве R^5 имеет бесконечное множество особых точек, составляющих линию:

$$\Gamma: z_p = 0, \quad \tilde{p} = 1, \quad z = 0, \quad \rho = 0, \quad \forall \tilde{E} \in R. \quad (25)$$

Рассмотрим произвольную особую точку из Γ . Она определяется значением координаты \tilde{E} , которое обозначим через E_1 . Каждая фазовая траектория, проходящая через эту точку, может стремиться к ней при $x \rightarrow +\infty$ либо при $x \rightarrow -\infty$. Далее покажем, что такие траектории существуют и составляют два однопараметрических семейства. Каждое из этих семейств определяет двумерное интегральное многообразие. Обозначим через ИМ (ИМ') интегральное многообразие, на котором лежат фазовые траектории, проходящие через особую точку при $x \rightarrow -\infty$ ($x \rightarrow +\infty$). Каждая из траекторий, лежащих на ИМ, описывает некоторое распределение величин z_p , ρ , z , ρ , E в p -области, где координата x отрицательна. При этом значения указанных величин в особой точке соответствуют равновесным значениям в области, бесконечно удаленной от контакта. В этой об-

* Константы: $a = 10^{-9}$, $b = 10^{-12}$ при $p_p = 10^{17}$ см⁻³, $n_p = 10^5$ см⁻³, $L = 400$ мкм, $\varphi = 25$ мВ, $\varepsilon = 12$.

ласти между суммарной плотностью тока $j(-\infty)$ и напряженностью поля $\tilde{E} = E_1$ существует однозначная связь, которую получаем, подставляя в выражение для суммарной плотности тока (см. (20), (23)):

$$j(x) = j_p(x) + j_n(x) = q \left\{ \mu p' E' - D \frac{\partial p'}{\partial x'} + \mu n' + D \frac{\partial n'}{\partial x'} \right\} = \frac{q^2 p_p \varphi}{L \sqrt{a}} [(2\tilde{p} + b - 1 - \rho) \tilde{E} - z] \quad (26)$$

значения (25)
$$j(-\infty) = \frac{q^2 p_p \varphi}{L \sqrt{a}} (1 + b) E_1. \quad (27)$$

Таким образом, каждая особая точка однозначно определяется суммарной плотностью тока $j(x) = \text{const}$, протекающего через p - n -переход.

Заметим, что в силу предположения о симметрии p - n -перехода в месте контакта p - и n -областей должно выполняться равенство концентраций $p' = n'$ и их производных $z'_p = -z'_n$. В безразмерных величинах эти равенства принимают вид

$$\rho(0) = -1 + b, \quad z(0) = 2z_p. \quad (28)$$

Условия (26) позволяют выделить из семейства фазовых траекторий, лежащих на ИМ, единственную траекторию, которая описывает равновесное состояние p - n -перехода.

Приведенное качественное описание особенностей потока фазовых траекторий показывает, что целесообразно сделать еще одну замену переменных, введя вместо \tilde{p} , \tilde{E} их отклонения $\rho = \tilde{p} - 1$, $E = \tilde{E} - E_1$ от равновесных значений $\tilde{p} = 1$, $\tilde{E} = E_1$. Это позволяет записать систему (24) в стандартной форме

$$\frac{dz_p}{dx} = E_1 z_p + a(1 + b) + (1 - a)\rho + [ap^2 + (1 - a)p\rho + z_p E];$$

$$\frac{d\rho}{dx} = z_p; \quad (29)$$

$$\frac{dz}{dx} = 2E_1 z_p - E_1 z + (1 + b)\rho + [(2p - \rho)\rho + (2z_p - z)E];$$

$$\frac{d\rho}{dx} = z; \quad \frac{dE}{dx} = \rho$$

или

$$\frac{dy}{dx} = Ay + (Ty, y), \quad (30)$$

где

$$y = \begin{bmatrix} z_p \\ p \\ z \\ \rho \\ E \end{bmatrix}; \quad A = \begin{bmatrix} -E_1 & a(1+b) & 0 & 1 & -a & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 2E_1 & 0 & -E_1 & 1 & +a & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix},$$

а компоненты тензора T имеют значения

$$\begin{aligned} t_{rs}^2 = 0, \quad t_{rs}^4 = 0, \quad t_{rs}^5 = 0 \quad \text{при } \forall r, s = 1, 2, 3, 4, 5; \\ t_{22}^1 = a, \quad t_{24}^1 = 1 - a, \quad t_{15}^1 = 1, \quad \text{остальные } t_{rs}^1 = 0; \\ t_{24}^3 = 2, \quad t_{44}^3 = -1, \quad t_{15}^3 = 2, \quad t_{35}^3 = -1, \quad \text{остальные } t_{rs}^3 = 0. \end{aligned} \quad (31)$$

Отметим, что условие постоянства суммарного тока $j_p + j_n = \text{const}$ равносильно существованию у системы (27) интеграла движения, который с учетом (26), (27) имеет вид

$$H(p, z, \rho, E) = (1 + b + 2p - \rho)(E_1 + E) - z = (1 + b)E_1. \quad (32)$$

При фиксированной константе E_1 уравнение (32) описывает в фазовом пространстве R^5 гиперповерхность H , в которую погружено интегральное многообразие ИМ.

Список литературы: 1. Степаненко И. П. Основы микроэлектроники. М., 1980. 423 с. 2. Авакьянс Г. И. О свойствах p - n -перехода при очень больших токах//Радиотехника и электроника. 1964. 10. С. 1898—1899. 3. Васильева А. Б., Кардо-Сысоев А. Ф., Стельмах В. Г. Пограничный слой в теории p - n -перехода//Физика и техника полупроводников. 1976. 10. Вып. 7. С. 1321—1329. 4. Васильева А. Б., Стельмах В. Г. Сингулярно возмущенные системы теории полупроводниковых приборов//Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1977. 17. № 2. С. 339—348. 5. Гудков В. В., Клоков Ю. А. Двухточечная краевая задача для одной системы третьего порядка//Дифференц. уравнения. 1982. 18. № 4. С. 576—580.

Поступила в редколлегию 25.07.85.

УДК 537.312

Ю. Е. ГОРДИЕНКО, д-р физ.-мат. наук,
Ю. И. ГУД, канд. техн. наук

СИНТЕЗ ОПТИМАЛЬНЫХ СВЧ РЕЗОНАТОРНЫХ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ДЛЯ КОНТРОЛЯ ПАРАМЕТРОВ ПЛЕНОК НА НИЗКООМНЫХ ПОДЛОЖКАХ

Для получения объективной информации об электрофизических параметрах полупроводниковых материалов успешно применяются СВЧ измерительные средства [1]. Наиболее перспективными при измерении толщины и электропроводности полу-

проводниковых пленок на низкоомных подложках показали себя резонаторные измерительные преобразователи (ИП) накладного типа [2—5]. Благодаря тому что измерительное отверстие, на которое накладывается исследуемый образец, можно выполнить в стенке резонатора по линии нулевого тока [3], влияние переходного сопротивления контакта на результат измерения практически не сказывается.

При измерении электропроводности пленок в качестве выходного сигнала измерительной информации целесообразно использовать изменение прошедшей через резонатор или отраженной от него СВЧ-мощности. Теоретические выражения характеристики преобразования для различных полупроводниковых структур и типов ИП представлены в работах [3; 4]. Для определения толщины пленок в качестве выходного сигнала удобно использовать смещение резонансного положения поршня резонатора [5].

Одной из причин, осложняющих экспериментальную работу с эффективным в целом накладным ИП на основе цилиндрического H_{012} -резонатора с четвертьволновым диэлектрическим трансформатором у измерительного торца [4; 5], является наличие в нем паразитных видов колебаний (все низшие виды относительно рабочего и более высокие, критическая частота которых оказывается меньше рабочей частоты генератора). Если не приняты специальные меры по подавлению нежелательных колебаний, их присутствие в диапазоне перестройки измерительного резонатора не только затрудняет практическую работу с ним, но и может приводить к изменению уровня сигнала измерительной информации вследствие межвидовой связи. Происходящее в этом случае изменение добротности резонатора на основном (рабочем) виде колебаний и затягивание его резонансной частоты служат дополнительным источником погрешности измерения электропроводности и толщины исследуемых пленок. Осуществление глубокого подавления паразитных видов колебаний — довольно сложная задача.

В связи с этим определение диапазона перестройки резонаторного ИП, свободного от паразитных колебаний, становится необходимым условием при конструировании преобразователя с оптимальными параметрами.

При настройке резонаторного ИП в резонанс с помощью подстроечного поршня [4, 5] установление диапазона его перестройки сводится к определению расстояния между положениями поршня, при которых имеют место резонансы рабочего и ближайшего паразитного вида колебаний. Каждому резонаторному ИП с конкретно заданными параметрами соответствует свой вполне определенный диапазон перестройки. Поэтому задача оптимизации заключается в выборе параметров резонатора, отвечающих высокой чувствительности измерений и максимально возможному разнесению по длине резонатора резонансов рабо-

чего и паразитных видов колебаний. В результате появляется возможность проведения измерений параметров полупроводниковых пленок в более широком диапазоне их толщин.

Для расчета спектра видов колебаний резонаторного H_{012} -ИП воспользуемся следующими соотношениями. Для магнитных видов колебаний

$$\operatorname{tg}(\beta_0^H mnp z_0) = - \frac{\beta_0^H mnp}{\beta_g^H mnp} \operatorname{tg}(\beta_g^H mnp d); \quad (1)$$

для электрических видов колебаний

$$\operatorname{tg}(\beta_0^E mnp z_0) = - \frac{\beta_g^E mnp}{\epsilon_g \beta_0^E mnp} \operatorname{tg}(\beta_g^E mnp d), \quad (2)$$

где d — толщина четвертьволнового диэлектрического трансформатора H_{012} -ИП; z_0 — расстояние от диэлектрического трансформатора до настроечного поршня резонатора; ϵ_g — относительная диэлектрическая проницаемость материала трансформатора; $\beta_0^H mnp$, $\beta_g^H mnp$ — фазовый коэффициент в воздушной части резонатора для магнитных и электрических видов колебаний; $\beta_g^H mnp$, $\beta_g^E mnp$ — фазовый коэффициент в материале диэлектрического трансформатора для магнитных и электрических видов колебаний.

На рис. 1 представлен рассчитанный спектр видов колебаний, электрическая длина которых наиболее близка к элект-

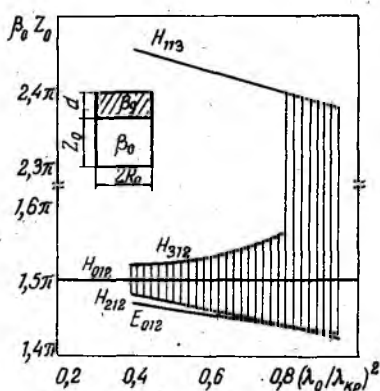


Рис. 1

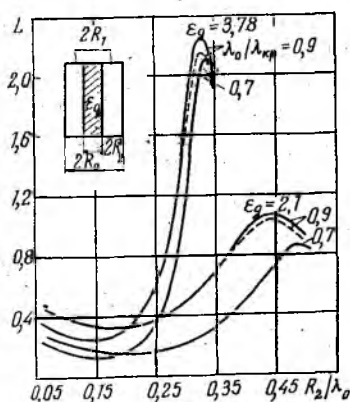


Рис. 2

рической длине рабочего H_{012} -вида. Из анализа этих зависимостей следует, что максимального диапазона перестройки H_{012} -ИП, свободного от паразитных видов колебаний, можно достичь, конструируя его таким образом, чтобы выполнялось ус-

ловие $(\lambda_0/\lambda_{кр})^2 N_{01} > 0,8$, т. е. выбирать рабочую частоту резонатора близкой к критической.

Резонаторный H_{012} -ИП, параметры которого удовлетворяют данному требованию, отличается высокой чувствительностью измерения толщины пленок [5]. При этом отпадает необходимость в высоких значениях диэлектрической проницаемости материала четвертьволнового трансформатора, что, в свою очередь, позволяет значительно снизить требования к точности его изготовления.

Характеристики преобразования резонаторных ИП при измерении электропроводности полупроводниковых пленок на низкоомных подложках в общем случае нелинейны. Следовательно, чувствительность их неодинакова по диапазону исследуемой величины. Однако, анализируя вопрос о возможных способах повышения чувствительности, допустимо ограничиться предположением о ее постоянстве в некотором интервале и использовать следующие общие представления.

Рассматривая выражения для изменения прошедшей (отраженной) мощности или добротности ИП, аналогичные приведенным в работе [3], можно заключить, что чувствительность измерения тонких пленок определяется произведением $Q\eta$ — добротности ИП с образцом на коэффициент заполнения поля резонатора пленкой. Коэффициент η для полупроводниковых пленок на низкоомных подложках в первую очередь определяется толщиной пленки, в то время как добротность Q — потерями в подложке образца и стенках резонатора. Прямым путем повышения добротности является уменьшение рабочей частоты, что не всегда приемлемо ввиду ухудшения локальности или в связи с необходимостью перехода к квазистатическим резонансным системам [2], не обеспечивающим электрической бесконтактности измерений.

Поэтому оптимальным является такое воздействие полупроводниковой структуры на поле резонатора, при котором достигался бы значительный коэффициент заполнения за счет концентрации электрического поля в пленке и слабо уменьшалась бы исходная добротность резонатора из-за ослабления магнитного поля в подложке образца.

Так как рассмотренные в работе [4] способы концентрации поля в образце полупроводниковой структуры pn^+ -типа приводят одновременно к возрастанию η и уменьшению Q (в результате возрастания потерь в подложке), применение четвертьволновых концентрирующих трансформаторов оправдано до тех пор, пока не выполнено условие преобладания потерь в подложке образца по сравнению с потерями в стенках резонатора.

Практика показывает, что в миллиметровом диапазоне длин волн при высококачественной обработке внутренней полости ци-

линдрических резонаторов потери в стандартных ($\sigma_{\text{подл}} = 10^2 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$) кремниевых структурах nn^+ -типа существенно превышают потери в стенках, если $(\lambda_0/\lambda_{\text{кр}})^2 < 0,8$. Для образцов с $\sigma_{\text{подл}} \geq 10^3 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ и резонаторов, не удовлетворяющих указанному условию, необходимо применение концентрирующих пути трансформаторов.

Заметного увеличения параметра $Q\eta$ можно достичь, реализовав условия раздельного управления величинами Q , η . Полное заполнение резонатора диэлектриком приводит практически всегда к уменьшению добротности резонатора вследствие потерь в диэлектрике, и увеличения $Q\eta$ не достигается.

ИП с тангенциальной компонентой электрического поля у измерительного торца резонатора (ИП H -типа) имеют одинаковое распределение электрического и магнитного полей по поперечным координатам. Поэтому пути раздельного управления Q и η для преобразователей данного типа не определены.

Для ИП E -типа с нормальной компонентой электрического поля в области измерительного отверстия качественно можно предположить, что наличие смещения в распределении нормальной компоненты электрического поля E_n относительно тангенциальной компоненты магнитного поля H_t в плоскости образца позволит увеличить $Q\eta$ концентрацией поля в области максимума E_n и ослаблением его в месте максимума H_t . Требуемое перераспределение поля в резонаторе можно осуществить с помощью диэлектрических вставок.

Выполненный в работе [6] количественный анализ этого варианта с использованием ИП на основе прямоугольного резонатора с E_{112} -видом колебаний подтвердил высказанные предположения.

Аналогичные соображения могут быть положены в основу повышения чувствительности одного из наиболее применяемых ИП E -типа на основе цилиндрического резонатора с E_{022} -видом колебаний. В общем случае выражение параметра чувствительности E_{022} -ИП с концентрирующей диэлектрической вставкой, реализованной аксиально расположенным цилиндрическим стержнем (см. врезку на рис. 2), запишем следующим образом:

$$Q\eta = \frac{\omega \varepsilon_0 \left[\left(\frac{D_{11}}{D_{12}} \right)^2 \int_{V_1} E_{z_{11}}^2 dV + \int_{V_2} E_{z_{12}}^2 dV \right]}{Z_{\text{п}} \left[\left(\frac{D_{11}}{D_{12}} \right)^2 \int_{S_1} H_{\varphi_{11}}^2 dS + \int_{S_2} H_{\varphi_{12}}^2 dS \right]}, \quad (3)$$

где ω — круговая частота СВЧ-колебаний; ε_0 — абсолютная диэлектрическая проницаемость вакуума; $Z_{\text{п}}$ — активное сопротивление подложки образца на данной частоте.

Выражение (3) представлено без учета E_r -компоненты электрического поля рассматриваемого вида колебаний, так как при

исследовании высокоомных пленок ($\text{tg } \delta_2 < 1$) эта компонента практически не оказывает влияния на параметр чувствительности.

Для определения входящего в выражение (3) соотношения между амплитудными множителями D_{11} , D_{12} и интегралами представим распределение поля E_{022} -вида колебаний (без учета E_r -компоненты) в различных частях резонатора в таком виде: для области $0 < r < R_2$

$$E_{z_1} = D_1 k_1^2 J_0(rk_1) \cos \beta z;$$

$$H_{\varphi_1} = j D_1 \omega \varepsilon_0 \varepsilon_g k_1 J_1(rk_1) \cos \beta z; \quad (4)$$

для области $R_2 < r < R_0$

$$E_{z_2} = D_2 k_2^2 [J_0(rk_2) - J_0(R_0 k_2) N_0(rk_2)/N_0(R_0 k_2)] \cos \beta z; \quad (5)$$

$$H_{\varphi_2} = j D_2 \omega \varepsilon_0 \varepsilon_2 k_2 [J_1(rk_2) - J_0(R_0 k_2) N_1(rk_2)/N_0(R_0 k_2)] \cos \beta z,$$

где $k_1 = [(2\pi/\lambda_0)^2 \varepsilon_g - \beta^2]^{1/2}$; $k_2 = [(2\pi/\lambda_0)^2 - \beta^2]^{1/2}$; $\beta = 2\pi/\lambda$;

J , N — функции Бесселя первого и второго рода; λ_0 — длина волны в свободном пространстве; λ — длина волны в резонаторе, частично заполненном диэлектриком.

Составляющие поля в пленке образца в области $0 < r < R_2$

$$E_{z_{11}} = -D_{11} k_1^2 J_0(rk_1) [\text{ch } \gamma_2(z_0 - z) + C \text{ sh } \gamma_2(z_0 - z)];$$

$$H_{\varphi_{11}} = j D_{11} \omega \varepsilon_0 \varepsilon_2 k_1 J_1(rk_1) [\text{ch } \gamma_2(z_0 - z) + C \text{ sh } \gamma_2(z_0 - z)]; \quad (6)$$

в области $R_2 < r < R_0$

$$E_{z_{12}} = -D_{12} k_2^2 [J_0(rk_2) - J_0(R_0 k_2) N_0(rk_2)/N_0(R_0 k_2)] \times$$

$$\times [\text{ch } \gamma_2(z_0 - z) + C \text{ sh } \gamma_2(z_0 - z)];$$

$$H_{\varphi_{12}} = j D_{12} \omega \varepsilon_0 \varepsilon_2 k_2 [J_1(rk_2) - J_0(R_0 k_2) N_1(rk_2)/N_0(R_0 k_2)] \times$$

$$\times [\text{ch } \gamma_2(z_0 - z) + C \text{ sh } \gamma_2(z_0 - z)], \quad (7)$$

где $C = \gamma_3 \varepsilon_2 / \gamma_2 \varepsilon_3$; γ_2 , γ_3 — комплексные коэффициенты распространения в пленке и подложке образца; ε_2 , ε_3 — комплексные диэлектрические проницаемости пленки и подложки.

Фазовый коэффициент β определим из условия

$$\frac{k_1 J_0(R_2 k_1)}{\varepsilon_g J_1(R_2 k_1)} = \frac{k_2 [J_0(R_2 k_2) - J_0(R_0 k_2) N_0(R_2 k_2)/N_0(R_0 k_2)]}{J_1(R_2 k_2) - J_0(R_0 k_2) N_1(R_2 k_2)/N_0(R_0 k_2)}. \quad (8)$$

Выражение характеристики преобразования E_{022} -ИП в случае измерения электропроводности полупроводниковых пленок на низкоомных подложках можно представить в следующем виде:

$$\sqrt{P_0/P_1} - 1 = \frac{\text{tg } \delta_2}{(1 + 2\xi_0) \omega \varepsilon_0 (1 + \text{tg}^2 \delta_2) Z_{\Pi}} \times$$

$$\times \left\{ L \int_0^{h_2} [\operatorname{ch} \gamma_2(z_0 - z) + C \operatorname{sh} \gamma_2(z_0 - z)] [\dots]^* d(z_0 - z) + \right. \\ \left. + \gamma_2 \int_0^{h_2} [\operatorname{sh} \gamma_2(z_0 - z) + C \operatorname{ch} \gamma_2(z_0 - z)] [\dots]^* d(z_0 - z) \right\}. \quad (9)$$

Здесь

$$L = \left\{ k_1^2 (D_{11}/D_{12})^2 \int_0^{R_2} [k_1^2 J_0^2(rk_1) + \beta^2 J_1^2(rk_1)] r dr + \right. \\ \left. + k_2^2 \int_{R_2}^{R_1} [k_2^2 Y_0^2(rk_2) + \beta^2 Y_1^2(rk_2)] r dr \right\} / \\ \left[k_1^2 \varepsilon_2^2 (D_{11}/D_{12})^2 \int_0^{R_2} J_1^2(rk_1) r dr + k_2^2 \int_{R_2}^{R_1} Y_1^2(rk_2) r dr \right];$$

$$Y_0(rk_2) = J_0(rk_2) - J_0(R_0 k_2) N_0(rk_2) / N_0(R_0 k_2);$$

$$Y_1(rk_2) = J_1(rk_2) - J_1(R_0 k_2) N_1(rk_2) / N_1(R_0 k_2);$$

P_0, P_1 — мощность на выходе ИП при положении образца на измерительном торце резонатора стороной подложки и пленки; $\operatorname{tg} \delta_2$ — тангенс угла потерь материала пленки; h_2 — толщина пленки образца; ξ_0 — коэффициент связи резонатора с волноводным трактом.

Из выражения (9) нетрудно видеть, что L характеризует составляющую параметра чувствительности, которая зависит от концентрирующих свойств диэлектрической вставки.

Предел интегрирования R_1 , соответствующий радиусу измерительного отверстия ИП, определим из условия

$$J_1(R_1 k_2) - \frac{J_0(R_0 k_2)}{N_0(R_0 k_2)} N_1(R_1 k_2) = 0. \quad (10)$$

Анализ выражений (3), (9) показывает, что для оценки параметра чувствительности E_{022} -ИП достаточно найти условия максимума величины L .

На ЭВМ выполнен расчет величины L , результаты которого представлены на рис. 2. Здесь и на рис. 3 сплошная кривая соответствует $\lambda_0 = 8$ мм, пунктирная — $\lambda_0 = 8,2$ мм. Расчет показал, что при оптимальном значении радиуса диэлектрической вставки R_2 и соответствующем выборе материала вставки, а именно ее диэлектрической проницаемости, можно достичь значительного (почти на порядок) увеличения чувствительности E_{022} -ИП при измерении электропроводности высокоомных пленок по сравнению с ИП без диэлектрического заполнения.

Проведенные расчеты позволили определить оптимальное значение радиуса вставки R_2 для различных материалов ($\varepsilon_g = 2,1$ — фторопласт, $\varepsilon_g = 3,78$ — кварц), обеспечивающего макси-

мальное значение параметра чувствительности (рис. 3, а), а также значение радиуса измерительного отверстия R_1 , удовлетворяющего условию электрической бесконтактности измерений (рис. 3, б).

Дальнейшее повышение чувствительности резонаторных ИП при измерении электропроводности полупроводниковых пленок на низкоомных подложках можно достичь, применяя резонато-

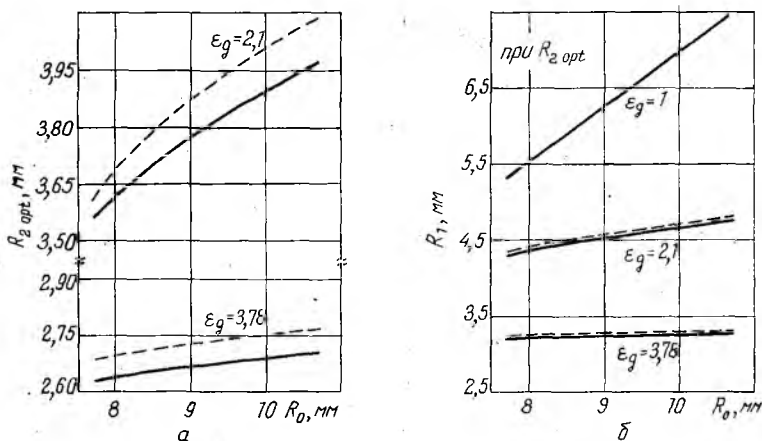


Рис. 3

ры тороидального типа [2]. Однако, в первую очередь, при этом необходимо позаботиться об обеспечении электрической бесконтактности измерений в оговоренном аспекте. Для этого наиболее целесообразно использовать резонаторы на квази- E_{020} -виде колебаний, выполняя измерительное отверстие, как и в E_{022} -ИП, по линии нулевого тангенциального СВЧ-тока.

Список литературы: 1. Методы определения параметров полупроводников и полупроводниковых пленок на СВЧ/Е. М. Гершензон, Л. Б. Литвак-Горская, А. А. Плохова и др.//Полупроводниковые приборы и их применение М., 1970. Вып. 23. С. 3—48. 2. Данилов Г. Н., Детинко М. В., Медведев Ю. В. СВЧ резонаторный метод измерения удельного сопротивления и толщины эпитаксиальных пленок//Электрон. техника. Сер. 1, 1982. Вып. 6. С. 16—19. 3. Гордиенко Ю. Е., Гуд Ю. И., Старостенко В. В. Измерительные преобразователи для неразрушающего контроля электропроводности пленок в эпитаксиальных структурах pn^+ -типа//Электрон. техника. Сер. 8, 1974. Вып. 9. С. 112—118. 4. Гордиенко Ю. Е., Гуд Ю. И., Попов Ю. В. Техника безэлектродного измерения электрофизических параметров полупроводниковых структур//Завод. лаб. 1977. № 12. С. 1494—1497. 5. Гордиенко Ю. Е., Старостенко В. В., Дудкин Ю. А. Прибор для измерения толщины полупроводниковых эпитаксиальных пленок на низкоомных подложках//Приборы и техника эксперим. 1974. № 4. С. 196—199. 6. Гордиенко Ю. Е., Гуд Ю. И. Оптимизация СВЧ измерительных преобразователей для контроля электропроводности эпитаксиальных пленок в однотипных структурах//Радиотехника. 1976. Вып. 37. С. 130—136.

Поступила в редколлегию 15.07.85.

*В. П. ТИМОФЕЕВ, Б. И. ГОНЧАРОВ, канд. техн. наук,
В. Б. ЕВДОКИМОВ, А. Г. СЕРГЕЕВ*

РАЗРАБОТКА АВТОМАТИЗИРОВАННОЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ СВЧ-СИСТЕМЫ

Технологический контроль и испытания при массовом производстве полупроводниковых сверхвысокочастотных (СВЧ) диодов невозможны без автоматизированных измерительных систем (АИС) с заданными функциональными и метрологическими характеристиками, высокой производительностью и надежностью работы.

Один из возможных путей — построение комбинированной системы, объединяющей средства вычислительной техники, ряд специализированных аналоговых и цифровых устройств, серийные автоматизированные измерительные приборы. С учетом проведенных исследований разработали базовую автоматизированную измерительную систему для регистрации электрических параметров СВЧ-полупроводниковых диодов различных классификационных групп и типов. В состав системы, построенной по модульному принципу, входит следующее оборудование: контроллеры связи с различными машинными интерфейсами; интерфейсные карты к измерительным приборам; неинтерфейсные устройства различного назначения; отладочные средства; устройства многократного контактирования.

Выбранная схема [1] построения аналоговой СВЧ измерительной части системы, являющейся импедометром с реализацией программируемых возможностей, позволяет производить калибровку и измерение S -параметров эквивалентных СВЧ-четырёхполюсников и других электрических параметров, предусмотренных техническими условиями на выбранный тип испытываемого диода. Применение комбинированных методов стабилизации по вторичным источникам питания, плого стабилизирующего резонатора, необходимого уровня развязки и термостатирование позволило добиться характеристик амплитудно-частотной стабильности измерительно-генераторного СВЧ-блока, которые соответствуют требованиям ГОСТ 18986. 0—74 и ГОСТ 19656. 0—74.

Аппаратные средства и программное обеспечение системы позволяют производить автоматизированное измерение и вывод на протоколирование ряда важнейших параметров следующих классификационных групп СВЧ-полупроводниковых диодов: смесительных, детекторных, параметрических, умножительных, переключательных, ограничительных, генераторных [2].

Базовый вариант АИС предназначен для автоматизированного задания рабочих режимов и измерения электрических па-

раметров. По группе детекторных диодов измеряются коэффициент стоячей волны по напряжению (КСВН) ρ , чувствительность по току в нулевой точке β_1 , прямое напряжение $U_{пр}$, дифференциальное сопротивление r_d ; по группе смесительных диодов — КСВН, потери преобразования $L_{пр}$, выпрямленный ток $I_{вп}$; параметрических и множительных — постоянная времени диода τ , предельная частота $f_{пред}$, пробивное напряжение $U_{проб}$, нормированное постоянное обратное напряжение $U_{н.обр}$.

Расширение базового варианта АИС позволяет дополнительно задавать режимы, измерять и регистрировать параметры по таким группам: переключательные и ограничительные диоды (критическая частота диода, прямое сопротивление и полное сопротивление диода, дифференциальное сопротивление); генераторные диоды (выходная непрерывная и импульсная мощность, сопротивление прибора Ганна).

Рассмотрим особенности автоматизированного измерения некоторых параметров СВЧ-диодов. Наибольшую сложность составляет измерение и регистрация постоянной времени и предельной частоты параметрических и умножительных полупроводниковых диодов.

Стандартами установлены следующие методы измерения τ , $f_{пред}$: метод четырехполюсника, последовательного резонанса диода и резонаторный. Перечисленные методы требуют применения высокоточной измерительной линии или иной аппаратуры, что резко ограничивает возможность автоматизации измерений. Нами был применен модифицированный метод четырехполюсника при измерении τ , $f_{пред}$. Сущность метода состоит в отдельной регистрации модуля Γ и фазы φ коэффициента отражения эквивалентов холостого хода (ХХ) и короткого замыкания (КЗ) испытываемого типа диода, а также модуля и фазы испытываемого диода при программно-подобранном напряжении смещения $U_{см}$.

Постоянную времени диода в секундах запишем так:

$$= \{ \rho^{-1} - \rho_{XX}^{-1} [1 + (R_{пос} \rho_{XX} - 1) \cos^2 \varphi] \} [2\pi f_{\emptyset} \cos^2 \varphi (\operatorname{tg} \varphi_{КЗ} - \operatorname{tg} \varphi)]^{-1},$$

где f_{\emptyset} — частота измерений, Гц; ρ — КСВН диода при выбранном напряжении смещения, $\rho = (1 + \sqrt{\Gamma}) / (1 - \sqrt{\Gamma})$; ρ_{XX} — КСВН эквивалента ХХ диода; φ , $\varphi_{КЗ}$ — фазы коэффициента отражения диода и его эквивалента КЗ; $R_{пос}$ — расчетная величина, определяемая по формуле

$$R_{пос} = \left[\rho_{КЗ} \cos^2 \varphi_{КЗ} \left(1 + \frac{\operatorname{tg}^2 \varphi_{КЗ}}{\rho_{КЗ}^2} \right) \right]^{-1} - \frac{\operatorname{tg}^2 \varphi_{КЗ}}{\rho_{XX}}$$

Здесь $\rho_{КЗ}$ — КСВН эквивалента КЗ диода.

Напряжение смещения испытываемого диода выбирается из условий $\rho \geq 1,2$; $\varphi - \left(\varphi_{XX} + \frac{\pi}{2} \right) \leq \frac{\pi}{4}$. Последовательность

проведения каждого цикла автоматизированного измерения заключается в помещении эквивалента ХХ диода в измерительную камеру и регистрации $\rho_{ХХ}$, $\varphi_{ХХ}$ помещений эквивалента КЗ диода и регистрации $\rho_{КЗ}$, $\varphi_{КЗ}$ помещений в измерительную камеру испытываемого диода и регистрации ρ , φ .

Далее микроЭВМ, управляющая работой АИС, обрабатывает полученные результаты и выводит значения τ , $f_{\text{пред}}$ на протоколирование. Циклы измерений продолжаются пока не будет испытана вся партия СВЧ-диодов выбранного типа. Помещение диодов и их эквивалентов осуществляется с помощью автоматизированного исполнительного механизма многократного контактирования обладающего высокой надежностью и производительностью.

Проведенная оценка метрологических характеристик АИС показала, что в рабочих условиях на фиксированной длине волны 32 мм при КСВН эквивалентов ХХ и КЗ диодов, превышающих 80, КСВН испытываемых диодов, не превышающих 5, и относительной погрешности измерения частоты порядка 0,5 %, модуля и фазы коэффициента отражения порядка 8 % полная относительная погрешность измерения постоянной времени СВЧ-диода составляет 15 %.

Выбранная схема базового варианта системы позволяет проводить работы по расширению номенклатуры испытываемых СВЧ-диодов, расширению перечня электрических параметров и повышению точности их измерения.

Список литературы: 1. *Схема для автоматизированных измерений коэффициентов отражения на сантиметровых волнах*/В. И. Бодман, В. П. Тимофеев, Б. И. Гончаров и др.//Радиотехника. 1984. Вып. 70. С. 112—115. 2. *Гусятинер М. С., Горбачев А. И.* Полупроводниковые сверхвысокочастотные диоды. М., 1983. 224 с.

Поступила в редколлегию 30.10.85.

УДК 621.373

Е. П. ВТОРОВ, канд. техн. наук

ПРИМЕНЕНИЕ СИСТЕМЫ ЭКСТРЕМАЛЬНОГО РЕГУЛИРОВАНИЯ ДЛЯ АВТОМАТИЧЕСКОЙ НАСТРОЙКИ ЧАСТОТЫ СВЧ-ГЕНЕРАТОРА

В процессе настройки генератора СВЧ-радиоимпульсов большой мощности приходится выводить его на резонансную частоту нагрузки, чтобы передать в нагрузку максимальную энергию. Использование общепринятых наиболее чувствительных систем автоматической настройки частоты (АНЧ) предусматривает подсоединение к системе СВЧ-генератор — нагрузка

измерительного генератора и измерение фазы прошедшей или отраженной от нагрузки волны [1]. Значение и знак отклонения фазы от частоты, соответствующей резонансу, определяют значение и направление регулирующего воздействия. Однако реализация такой системы затруднена, так как большая мощность импульса во время передачи энергии вызывает необходимость защиты измерительного генератора.

В рассматриваемом случае возможно использование метода АНЧ, основанного на принципе экстремального регулирования [2]. При этом защита генератора не нужна и установленное значение частоты не задается. Настройка частоты генератора происходит таким образом, чтобы обеспечить минимум модуля коэффициента отражения энергии от нагрузки Γ . В соответствии с законом отражения электромагнитной энергии, распространяющейся в волноводе,

$$\Gamma = \frac{(G_1 - G_2)^2 + B^2}{(G_1 + G_2)^2 + B^2}. \quad (1)$$

Здесь G_1, G_2 — активные проводимости волновода и нагрузки, обусловленные потерями энергии; B — реактивная проводимость нагрузки. При согласованной нагрузке имеем $G_1 \approx G_2$, $|B| \leq |G_2|$, а следовательно, в результате дифференцирования получаем

$$\frac{d\Gamma}{d\omega} = \frac{B}{2G_2^2} \frac{dB}{d\omega}. \quad (2)$$

Так как

$$B = \frac{Q2G}{\omega_0} (\omega - \omega_0),$$

где Q — добротность нагрузки; ω_0 — резонансная частота нагрузки, для первого приближения зависимости приращения модуля коэффициента отражения $\Delta\Gamma$ от приращения частоты $\Delta\omega$ справедливо выражение

$$\Delta\Gamma = 2 \frac{Q^2}{\omega_0} \Delta\omega^2. \quad (3)$$

Таким образом, объект управления в рассматриваемом случае имеет унимодальную характеристику, описываемую выражением (3), и управление может быть обеспечено системой экстремального регулирования.

Чтобы осуществить экстремальное регулирование, необходимо реализовать соответствующий алгоритм [3]. Последний гарантирует выход рабочей точки на характеристике объекта управления в рабочую зону за определенное количество шагов n . При этом частота изменяется по закону

$$\omega_n = \omega_1 + \sum_{i=1}^n (-1)^{i+1} \Delta\omega.$$

комбинационные схемы (КС), обеспечивающие анализ сигналов $\Phi 1, \Phi 2$.

Особенность работы рассматриваемого регулятора заключается в том, что операция занесения кода из АЦП в регистр $RG1$ выполняется после прихода радиоимпульса через интервал времени, в худшем случае равный времени готовности регулятора. Для рассматриваемой структурной схемы регулятора время его готовности составляет $2T$, где T — период повторения импульсов генератора GN . В связи с этим необходимо увеличить продолжительность входного по отношению к регистру $RG1$ импульса, обеспечив такую его длительность τ , при которой выполняется условие $\tau > 2T$. Однако параметр τ не должен превышать интервала времени между соседними радиоимпульсами T_1 регулируемого СВЧ-генератора, т. е. в результате необходимо выполнить условие $2T < \tau + T_1$. При значительной скважности S радиоимпульсов увеличение продолжительности входного импульса может быть осуществлено с помощью простого пикового детектора, постоянная времени Π которого удовлетворяет условию $\Pi \approx 0,1 S \tau_1$, где τ_1 — длительность радиоимпульса.

Таким образом, рассматриваемый экстремальный регулятор при определенных условиях, зависящих от соотношения между его тактовой частотой и временными параметрами радиоимпульсов, обеспечивает возможность автоматической настройки частоты генератора радиоимпульсов практически без ограничений диапазона и мощности этого генератора.

Список литературы: 1. Капланов М. Р., Левин В. А. Автоматическая подстройка частоты. М., 1962. 415 с. 2. Каганов В. И. Системы автоматического регулирования в радиопередатчиках. М.; 1969. 232 с. 3. Растринин Л. А. Системы экстремального управления. М., 1974. 630 с.

Поступила в редколлегию 06.06.85.

УДК 621.391

В. А. ПИСЬМЕНЕЦКИЙ, канд. техн. наук, О. В. ЯШКОВ

ИЗМЕРЕНИЕ МГНОВЕННОЙ ЧАСТОТЫ АНАЛИЗАТОРОМ СПЕКТРА ОДНОВРЕМЕННОГО ДЕЙСТВИЯ

Одновременный спектральный анализ обеспечивает получение информации о модуле спектральной плотности. Последняя не имеет однозначного соответствия исходному сигналу, что существенно затрудняет идентификацию исследуемых процессов. Поэтому, кроме огибающей спектральной плотности, целесообразно знать характер изменения мгновенной частоты.

Рассмотрим решение этой задачи с помощью анализатора спектра (АС) одновременного типа. Пусть на его вход поступает импульсный сигнал

$$F(t) = \begin{cases} U \cos[\omega_0 t + \omega(t)], & 0 < t < \tau; \\ 0, & t > \tau. \end{cases}$$

Здесь $\omega(t) = 2\pi f(t)$, $f(t) \in \Phi_0$, где Φ_0 — полоса рабочих частот.

В полосе рабочих частот Φ_0 размещается N фильтров с шагом Δf и полосой пропускания Δf_0 :

$$\Delta f = \Phi_0 / (N - 1); \quad \Delta f_0 = a \Delta f,$$

где a — некоторая константа.

Изменение $f(t)$ по линейному закону адекватно воздействию на каждый фильтр сигнала с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ-сигнал). Результаты воздействия достаточно полно исследованы в ряде работ применительно к различным типам резонаторов [1—4]. Введем параметр [4]

$$\mu = 4\gamma / (\Delta f_0^2),$$

связывающий скорость изменения частоты γ с полосой пропускания фильтра Δf_0 , и обобщенную расстройку

$$x = \frac{2(\omega - \omega_0)}{4f_0}.$$

Здесь ω_0 — резонансная частота фильтра.

С помощью динамического коэффициента передачи

$$K = \int_0^{\tau} g(\tau) e^{-\gamma \tau} d\tau$$

вычислим смещение максимума отклика s_0 , расширение полосы пропускания $s_2 - s_1$ и изменение значения максимума C_0 для трех типов фильтров.

Зависимость смещения максимума ДЧХ (s_0) (сплошная линия) и амплитуды ДЧХ (C) от параметра μ для одиночного резонатора 1, многокаскадного фильтра 2, полосового фильтра 3 показана на рис. 1. Анализ результатов вычислений показывает, что минимальное расширение полосы пропускания и смещение максимума отклика имеет место для фильтра, состоящего из n последовательно соединенных резонаторов (табл. 1).

Таблица 1

Тип фильтра	Частотная характеристика K
Одиночный резонатор Фабри-Перо Фильтр из n последовательно соединенных резонаторов Полосовой фильтр на ПАВ	$R = (1 + jx)^{-1}$ $K = e^{-1/2\gamma \ln^2 e^{-\gamma} \sqrt{n \ln 2x}}$ $K = (1 - x^2 + j\sqrt{2}x)^{-1}$

Зависимость расширения полосы (s_1-s_2) (сплошная линия) и среднего смещения максимума $(s_2-s_1)/2$ (пунктирная линия) от параметра μ для одиночного резонатора 1, многокаскадного фильтра 2, полосового фильтра 3 представлена на рис. 2. Из графиков следует, что для оценки максимальной скорости из-

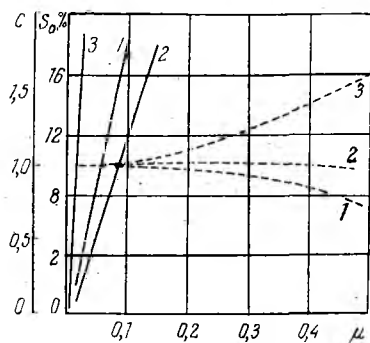


Рис. 1

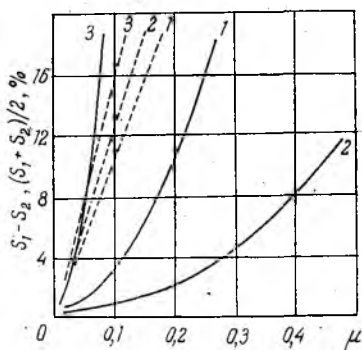


Рис. 2

менения частоты следует задаться допустимым смещением максимума отклика и расширением полосы пропускания применительно к выбранному типу фильтра.

При воздействии ЛЧМ-сигнала с допустимым значением γ на систему параллельных фильтров результирующий отклик после амплитудного детектирования будет представлять последовательность видеоимпульсов с огибающими АЧХ резонаторов. Для устранения перекрытия скатов АЧХ целесообразно ввести формирователь импульсов, срабатывающий по достижению видеоимпульсами определенного значения. Период их следования определяется значением параметра γ . При постоянной амплитуде входного сигнала без учета указанных погрешностей результирующий отклик описывается равенством

$$G = \sum_n g(t - t_n), \quad (1)$$

где
$$g(t) = \sigma\left(t - \frac{\Delta f_1}{2\gamma}\right) - \sigma\left(t + \frac{\Delta f_1}{2\gamma}\right);$$

Δf_1 — ширина полосы пропускания фильтра на уровне, соответствующем срабатыванию импульсного устройства;

$$t_n = (n - 1) \frac{\Delta f}{\gamma} + t_0.$$

Для получения информации о законе изменения частоты целесообразно ввести амплитудное взвешивание на выходе формиро-

вателя импульсов. Тогда отклик n -го фильтра приобретает амплитудное значение, пропорциональное n/N и

$$G'(t) = \sum \frac{n}{N} g(t - t_n). \quad (2)$$

Определим крутизну огибающей $G(t)$

$$S = \frac{\Delta g(t)}{\Delta t}. \quad (3)$$

Здесь $\Delta g(t)$ — приращение амплитуды последующего импульса относительно предыдущего; Δt — интервал между соседними импульсами.

С учетом (1) получим

$$S = \frac{g(t) \cdot \gamma}{N \Delta f}. \quad (4)$$

Из (1) следует, что огибающая результирующего импульсного отклика содержит информацию о параметре γ .

При изменении $f(t)$ по нелинейному закону для упрощения задачи и без потери общности предположим, что в пределах интервала Δf , $\gamma = \text{const}$. В этом случае

$$\Delta t_n = \frac{\Delta f}{\gamma_n} = \text{var} \quad (5)$$

и соответственно

$$S_n = \frac{g(t) \gamma_n}{N \Delta f}. \quad (6)$$

Определим требования к параметрам АС одновременного типа для реализации режимов спектрального анализа и слежения за мгновенной частотой заполнения.

Для измерения мгновенной частоты в полосе Φ_0 необходимо время наблюдения

$$T_a \geq \Phi_0 / \gamma_{\text{доп}} \quad (7)$$

и полоса пропускания фильтров

$$\Delta f_0 = \Phi_0 / (N - 1) a. \quad (8)$$

При этом необходимое время анализа составит

$$T'_a \approx 1 / \Delta f_0 = 1 / (a \Delta f) \quad (9)$$

Найдем отношение

$$T_a / T'_a = \Phi_0 a \Delta f / \gamma_{\text{доп}} = (N - 1) a \Delta f \Delta t, \quad (10)$$

Обозначим $\Delta f \Delta t = M$. Тогда $T_a / T'_a = a M (N - 1)$ (11)

С учетом полученных соотношений рассмотрим возможности АС одновременного действия, содержащего 25 фильтров.

трех типов, расстановка по оси частот которых соответствует значению параметра $a=1,5$, а полоса пропускания равна 10 и 500 кГц. Результаты вычислений минимального времени существования сигнала T_a и максимально возможного диапазона изменения его частоты Φ_0 представлены в виде табл. 2.

Таблица 2

Резонатор	μ	Полоса Δf_0 (Φ_0), кГц			
		10 (360)		500 (18 000)	
		γ , $\frac{\text{кГц}}{\text{мс}}$	T_a , мс	γ , $\frac{\text{кГц}}{\text{мс}}$	T_a , мс
Одиночный контур	0,075	1,875	192	4700	3,84
n последовательно соединенных резонаторов	0,065	1,625	221	4060	4,43
Полосовой фильтр	0,05	1,25	288	3130	5,76

Расчеты выполнены для максимально допустимого смещения максимумов. Исходя из этих данных, можно сделать вывод, что для измерения мгновенной частоты узкополосных сигналов целесообразно их предварительное масштабное преобразование.

Список литературы: 1. Харкевич А. А. Спектры и анализ. М., 1962. 236 с. 2. Кац А. К. Вынужденные колебания при прохождении через резонанс// Инж. сб. ин-та механики АН СССР. Сер. 3. 1947. № 2. С. 100—125. 3. Турбович И. Т. О погрешностях измерения частотных характеристик методом частотной модуляции//Радиотехника. 1954, № 2. С. 31—35. 4. Турбович И. Т. Динамические частотные характеристики избирательных систем// Радиотехника. 1957. № 11. С. 39—49.

Поступила в редколлегию 12.07.85.

УДК 621.372

И. Я. ЖУРАВЛЕВ, канд. техн. наук, Ю. Н. ЗОЛОТОВЕРХИИ

ПОГРЕШНОСТЬ АППРОКСИМАЦИИ, СИНУСОИДОЙ ИНВЕРСНОЙ ВЕТВИ СТОКОВОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЕВОГО ТРАНЗИСТОРА В ТРИОДНОЙ ОБЛАСТИ

Стоковая характеристика полевого транзистора в триодном режиме при нормальной полярности стокового напряжения, обуславливающей модуляцию сечения канала в сторону его уменьшения, описывается выражением [1]

$$I_c = K(2U_{c.н}U_{c.пер} + U_{c.н}^2)(1 + \eta), \quad (1)$$

где K — коэффициент пропорциональности (удельная крутизна характеристики); η — коэффициент влияния подложки; $U_{с. пер}$ — напряжение перекрытия канала, зависящее от типа транзистора, напряжения затвор—исток $U_{з. и}$ и напряжения отсечки $U_{отс}$ или порогового напряжения для МДП-транзисторов. У полевых транзисторов с управляющим p - n -переходом $U_{с. пер} = U_{отс} - U_{з. и}$. Форма крутого участка стоковой характеристики, описываемого выражением (1), близка к синусоиде для углов $0 \leq \omega t \leq \pi/2$. Это обстоятельство обуславливает широкое применение полевых транзисторов для формирования синусоидального напряжения из треугольного в функциональных генераторах [2]. Для описания стоковой характеристики при обратной полярности стокового напряжения (инверсном режиме) выражение (1) неприемлемо, поскольку из-за модуляции сечения канала в сторону его возрастания I_c непропорционально увеличивается, а динамическое сопротивление стока имеет тенденцию к уменьшению с увеличением силы тока I_c . Кроме того, при $U_{з. и} = 0$ у транзисторов с управляющим p - n -переходом появляется экспоненциально нарастающий прямой ток перехода, дополнительно увеличивая скорость нарастания тока стока. Однако распределение потенциала вдоль канала приводит к постепенному открыванию p - n -перехода по его длине. Считая обратный ток насыщения перехода $I_{з. о}$ независимым от напряжения и принимая в первом приближении линейный закон распределения напряжения по длине канала l , получаем выражение для прямого тока перехода канал—затвор

$$I_{с. пр} = \frac{I_{з. о}}{l} \int_0^l \exp\left(\frac{U_{с. и} - U_{з. и}}{l\varphi_T} x\right) dx. \quad (2)$$

После интегрирования находим

$$I_{с. пр} = I_{з. о} \frac{\varphi_T}{U_{с. и} - U_{з. и}} \left[\exp\left(\frac{U_{с. и} - U_{з. и}}{\varphi_T}\right) - 1 \right], \quad (3)$$

где φ_T — температурный потенциал, $\varphi_T = 25$ мВ. Суммируя все составляющие тока стока и объединяя постоянные величины, получаем

$$I_c = S \left(U_{с. и} + \frac{U_{с. и}^2}{2U_{с. пер}} \right) + I_{з. о} \frac{\varphi_T}{U_{с. и} - U_{з. и}} \left[\exp\left(\frac{U_{с. и} - U_{з. и}}{\varphi_T}\right) - 1 \right]. \quad (4)$$

Здесь S — крутизна характеристики в начале координат, $S = 2KU_{с. пер}(1 + \eta)$. В результате быстрого роста I_c после открытия p - n -перехода характеристика приобретает форму, близкую к тангенсоиде

$$I_c = I_{с. н} \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{2} \frac{U_{с. и}}{U_{с. пер}} \right), \quad (5)$$

где $I_{с.н}$ — сила тока стока, соответствующая режиму насыщения транзистора. Аппроксимация тангенсоидой дает хорошее совпадение кривых до углов $60-70^\circ$. Вместе с тем стоковая характеристика в инверсной области также близка к восходящей ветви синусоиды

$$U_{с.н} = U_{ст} \sin \left(\frac{I_{с.н}}{I_{с.н/2}} \frac{\pi}{2} \right), \quad (6)$$

где $U_{ст}$, $I_{с.н/2}$ — амплитудные значения напряжения и силы тока, соответствующие углу $\omega t = \pi/2$.

Общий вид семейства стоковых характеристик и аппроксимирующих их синусоид представлен на рис. 1. Синусоида на границах интервала $0 < \omega t \leq \pi/2$ вписывается в две прямые. В начале координат ($\omega t = 0$) она вырождается в прямую с угловым коэффициентом, равным 1, т. е. $\frac{d \sin \omega t}{d \omega t} = 1$, что отражает известное свойство синусоиды $\sin \omega t = \omega t$ при $\omega t \rightarrow 0$. Наклон касательной к синусоиде в этой области составляет 1 рад^{-1} . Постоянство наклона синусоиды в области малых углов легко моделируется характеристиками полевого транзис-

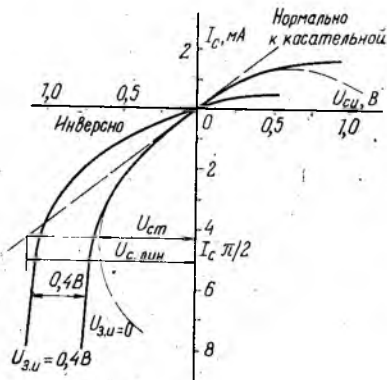


Рис. 1

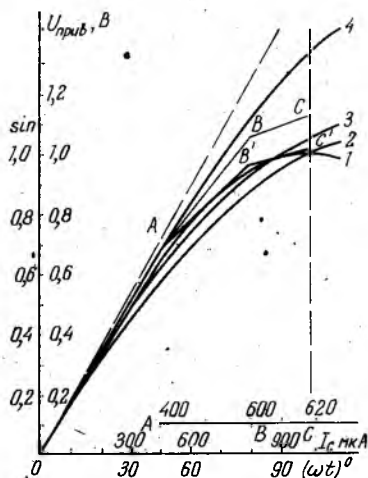


Рис. 2

тора в нормальном и в инверсном включении, так как при малых напряжениях стока преобладает омическая проводимость канала. Нулевой наклон в точке $\omega t = 0$ полевой транзистор не воспроизводит полностью, поэтому важным моментом аппроксимации является определение напряжения $U_{ст}$ и соответствующей ему силы тока $I_{с.н/2}$. Аппроксимация нормальной ветви стоковой характеристики базируется на определении силы тока насыщения $I_{с.н}$ путем исследования на экстремум выражения

(1). Инверсная кривая, описываемая выражением (4), не имеет точки экстремума. Для отыскания $I_{c\pi/2}$ проанализируем выражение (4), исходя из вклада отдельных составляющих в общее значение I_c . При малых напряжениях на стоке квадратичная $I_{c.кв}$ и экспоненциальная компоненты пренебрежимо малы, а, начиная с порядка 0,6 В и выше, для $U_{з.и}=0$ (рис. 1) прямой ток p - n -перехода становится определяющим, обуславливая резкое изменение наклона характеристики. Напряжение $U_{ст}$ согласно рис. 1 имеет порядок 0,7 В. Для исследуемого транзистора КП 307Е, у которого $S=4$ мА/В, $U_{отс}=1$ В, $I_{з.о}=10^{-10}$ А, получаем $I_{c.лин}=2,8$ мА, $I_{c.кв}=0,7$ мА, $I_{c.пр}=5,1$ мА. Отклонение по току от линейного закона составляет 207,14 %. Для синусоиды отклонение от касательной в точке $\omega t = \pi/2$ составляет 57 %, следовательно, условно принятое напряжение $U_{ст}=0,7$ В велико. Его точное значение можно вычислить из условия $I_{c.кв} + I_{c.пр} = 0,57 I_{c.лин}$. Принимая $U_{з.и}=0$, находим

$$S \frac{U_{ст}^2}{2U_{отс}} + I_{з.о} \frac{\varphi_T}{U_{ст}} \exp\left(\frac{U_{ст}}{\varphi_T}\right) = 0,57 S U_{ст}. \quad (7)$$

Численное решение данного уравнения дает $U_{ст}=0,648$ В. Это соответствует согласно (4) силе тока $I_{c\pi/2}=4,18$ мА, что практически совпадает с аналогичными значениями на рис. 1. Вычисленные значения $U_{ст}$, $I_{c\pi/2}$, соответствующие углу $\omega t = \pi/2$, позволяют совместить после приведения характеристику с синусоидой в начале координат и в точке $\omega t = \pi/2$. Кривая 2 (рис. 2), построенная по экспериментальным данным, согласно этой методике касательна к синусоиде в начале координат и пересекает ее в точке $\omega t = \pi/2$. Зависимость процентного отклонения от синусоиды для данного коэффициента приведения дана в первой строке таблицы. Максимальное отклонение от синусоиды составляет 16,4 % и соответствует углу 45°. Очевидно, выбор точки, адекватной углу $\pi/2$ в более пологой области характеристики, нецелесообразен из-за невозможности согласования наклона и минимального отклонения. В результате увеличения наклона и соответствующего небольшого рассогласования в начале координат можно несколько снизить погрешность в области максимального расхождения кривых. Этот случай представлен во второй строке таблицы. Характерной его особенностью является пересечение кривых в двух точках и независимость рассогласования кривых от угла в начале координат вследствие их линейности. Отклонение характеристики от синусоиды нигде не превышает 10 %, что достаточно для многих технических применений. Почти аналогичный характер нелинейности имеет стоковая характеристика, снятая при нормальной полярности стокового напряжения. Для сравнения в третьей строке таблицы приведено ее процентное отклонение от синусоиды.

$\frac{U_{с\text{ лин}}}{U_{см}}$	Модуль отклонения от синусоиды, %										
	0°	5°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
1,57	0	2,52	3,85	10,3	13,2	15,0	14,9	12,6	9,12	3,34	0
1,57	6,1	6,51	4,28	0	3,36	5,23	4,92	2,57	0	3,48	9,26
1,57	0	2,25	4,58	9,62	14,4	15,3	14,9	14,0	11,1	6,61	0,75
1,18	0	0,14	0,18	0,91	12,3	3,47	5,77	12,6	18,5	25,8	34,6
1,57	0	3,34	5, 8	10,4	16,8	18,5	18,2	16,2	12,8	6,72	0
$U_{з.и} = 0,48$											
1,18	0	0,14	0,18	0,91	1,23	3,47	0,8	0,2	11,6	0,15	1,4

Выбирая точку, соответствующую углу 90° в более крутой области, и допуская некоторое рассогласование вблизи вершины синусоиды, удается снизить погрешность в средней зоне при совпадении кривых в начале координат (четвертая строка таблицы). В пределе можно обеспечить непересекающийся характер кривых в случае их максимального согласования в начале координат. По экспериментальным данным, для транзистора КП 307Е при нулевом смещении на затворе непересекающийся ход кривых соответствует отклонению характеристики от синусоиды в точке $\omega t = \pi/2$ на 34,58 %, что недопустимо. Но именно этот режим наиболее приемлем для формирователей с предварительным ограничением входного сигнала треугольной формы. Зависимость отклонения от угла приведена в четвертой строке таблицы, а форма характеристики представлена кривой 4 на рис. 2. В нормальном режиме это отклонение больше и составляет 36,8 % для исследованного транзистора. Это свидетельствует о преимуществах формирователя на инверсной ветви стоковой характеристики полевого транзистора. Важно также, что схему с инверсно включенным полевым транзистором проще реализовать, так как в ней предусмотрено задание тока через этот транзистор. Последнее может быть легко выполнено с помощью современных операционных усилителей.

Как и в нормальном включении, запирающее напряжение на затворе увеличивает сопротивление канала, изменяет наклон стоковой характеристики в линейной области и наклон на пологом участке (рис. 1, кривая 2). Характер кривой в основном сохраняется, что позволяет регулировать амплитуду формируемой синусоиды, подавая на затвор запирающее напряжение, или симметризовать схему в случае, если полуволны синусоиды формируются различающимися по параметрам транзисторами, например комплементарными парами. Зависимость отклонения характеристики от синусоиды для указанного транзистора при подаче на затвор запирающего напряжения 0,4 В приведена в пятой строке таблицы.

Погрешность аппроксимации остается примерно такой же, однако напряжение в пологой области возрастает на значение запирающего напряжения на затворе. Аналогично, как и ранее при токах стока (5—10 мА), наклон в пологой области опреде-

ляется током открытого перехода канал — затвор и составляет 60 мВ на декаду тока, что характерно для $p-n$ -перехода вообще. Однако при напряжениях на затворе, близких к напряжению отсечки, переходная область недопустимо расширяется. Из анализа данных таблицы следует, что инверсная ветвь стоковой характеристики, как и нормальная, может быть использована для формирования синусоидального напряжения с невысокой степенью точности. Построение точных формирователей требует предварительной обработки входного сигнала или каскадного включения полевых транзисторов.

Оценим погрешность формирования синусоиды инверсной ветвью характеристики полевого транзистора для случая изменения наклона входного треугольного импульса при помощи двух делителей на стабилитронах, первый из которых включается в точке A (рис. 2), а второй — в точке B . В этих точках изменяется масштаб входного тока и соответственно наклон линии входного напряжения — ломанная ABC . Пересчитывая для нового масштаба тока напряжение на транзисторе с учетом кривой 4, можно получить ломанную $A'B'C'$, расположенную существенно ближе к синусоиде, чем исходная кривая 4. Вопрос об удачном выборе точек A , B , C и наклонов отрезков AB , BC представляет оптимизационную задачу. В силу сложности и неопределенности модели полевого транзистора в инверсной области ее аналитическое решение весьма затруднено.

Для оценки примем в точке A отклонение характеристики от синусоиды равным 3,5 %, что соответствует углу 40° на кривой 4. Варьируя положением точки B и наклоном отрезка BC , пересчитываем кривые AB' и $B'C'$ в соответствии с новым масштабом тока. Результаты приведены в шестой строке таблицы. Согласно этим данным отклонение скорректированной кривой от синусоиды не превышает 3,5 %. Вводя в делители нелинейные элементы, например полупроводниковые диоды, можно обеспечить плавное изменение линии наклона входного тока и дополнительно сблизить кривые.

Схемная реализация цепи предварительной обработки сигнала, как и устройства формирователя, в целом представляет самостоятельный интерес. Характер нелинейности полевого транзистора в инверсной области предполагает включение последнего в цепь отрицательной обратной связи операционного усилителя, аналогично схемам логарифмических преобразователей [2, 3]. Полученные результаты также характерны для транзисторов с управляющим $p-n$ -переходом КП 302, КП 103 и др. Измерения проводились цифровыми приборами классом точности 0,1 %, тем не менее разрешение последних недостаточно для точных измерений в милливольтном диапазоне, где расположены начальные линейные участки исследуемых кривых. Поэтому численные значения при малых углах (меньше 10°) следует рассматривать как оценочные.

Список литературы: 1. Агаханян Т. М. Интегральные микросхемы. М., 1983. 464 с. 2. Щербаков В. И., Грездов Г. И. Электронные схемы на операционных усилителях: Справочник. К., 1983. 213 с. 3. Declercq M. Low-distortion triangle to sine conversion//Electronic Engineering.—1973.—N 10.—P. 19.

Поступила в редколлегию 08.07.85.

УДК 621.375

Б. Н. БОНДАРЕНКО, В. Г. КРЫЖАНОВСКИЙ, И. Б. МАКАРЕНКО

ТРАНЗИСТОРНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ СВЧ-МОЩНОСТИ С НАСТРОЙКОЙ ПО ВТОРОЙ ГАРМОНИКЕ

Одно из основных направлений совершенствования транзисторных усилителей СВЧ-мощности (ТУМ СВЧ) — повышение КПД и линейности усиления. В связи с этим актуален поиск режимов работы и схем ТУМ СВЧ, в которых могут быть улучшены эти параметры. Использование в усилителе согласующих цепей с настройкой по второй гармонике приводит к увеличению КПД и снижению интермодуляционных искажений усищаемого сигнала [1, 2].

Влияние настройки по второй гармонике на характеристики ТУМ СВЧ исследовано на макете, который состоит из двух одинаковых согласующих цепей, включенных на входе и выходе транзистора. Каждая согласующая цепь представляет собой три связанные линии (рис. 1), помещенные между двумя проводящими плоскостями (экранами). Конфигурация и заполнение таких связанных линий обуславливают распространение ТЕМ-волны.

Две связанные линии имеют длину приблизительно $\lambda/8$ на основной частоте ($f_0=900$ МГц) и нагружены конденсаторами C_1, C_2, C_3 . Изменение емкости этих конденсаторов обеспечивает согласование импеданса транзистора с линией 50 Ом на основной частоте. Третья (дополнительная) связанная линия длиной $\lambda/8$ на частоте второй гармонике короткозамкнута с одной стороны и нагружена конденсатором C_4 с другой. Анализ такой согласующей цепи, проведенный в работе [2], показывает, что увеличение емкости C_4 приводит к варьированию в широких пределах реактивной составляющей входного комплексного сопротивления цепи на частоте второй гармоники. При этом входное комплексное сопротивление цепи на основной частоте не изменяется.

В макете использован транзистор КТ911А в режиме класса С ($E_k=28$ В, $E_0=0$ В). Экспериментальная установка состоит из генератора, двух измерителей мощности, источника напряжения, анализатора спектра С4-27 и фазометра ФК2-12. Согласующие цепи при подаче входной СВЧ-мощности настраивались путем последовательного варьирования емкостей всех конден-

саторов до получения лучших выходных параметров усилителя. Для контроля оптимальной настройки по второй гармонике емкость конденсатора C_4 изменялась в обе стороны от оптимального значения.

В процессе измерений выяснилось, что настройка по второй гармонике входной цепи существенно слабее влияет на харак-

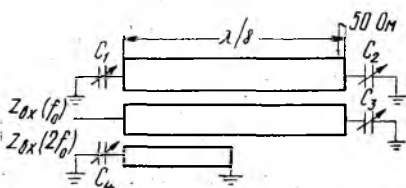


Рис. 1

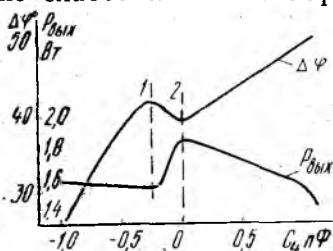


Рис. 2

теристики усилителя, чем настройка выходной цепи. Поэтому все измерения проводились при оптимальной настройке выходной цепи. В случае настройки согласующих цепей на основной частоте ($f_0=880$ МГц) при $P_{\text{вх}}=240$ мВт максимальный КПД усилителя равен 30,3 %, а коэффициент усиления по мощности K_p составляет 3,5. Эти же параметры после настройки по второй гармонике равны 48,5 % и 3,9 соответственно. Отметим, что увеличение КПД усилителя происходило вследствие увеличения выходной мощности на основной частоте и уменьшения на 30 мА постоянного тока, потребляемого транзистором. Такая же закономерность улучшения энергетических характеристик наблюдалась, если в усилителе использовались транзисторы КТ911Г, КТ913А.

Рис. 2 показывает зависимость выходной мощности $P_{\text{вых}}$ и фазового сдвига $\Delta\varphi$ между входным и выходным сигналами на основной частоте от настройки выходной согласующей цепи во второй гармонике. На оси абсцисс за нулевую принята точка, соответствующая настройке на максимальную выходную мощность. Представленная зависимость фазового сдвига немонотонна — в области увеличения выходной мощности наблюдается изменение тенденции хода кривой.

На рис. 3 изображены амплитудные и фазоамплитудные характеристики усилителя для двух режимов (без настройки и с настройкой выходной цепи по второй гармонике), обозначенных на рис. 2 цифрами 1, 2. Таким образом, при настройке по второй гармонике амплитудно-фазовая конверсия выражена слабее во всем диапазоне выходной мощности. Частотная характеристика для режимов 1, 2 усилителя дана на рис. 4.

Изучение интермодуляционных искажений проводилось в следующем режиме: разнос частот $\Delta f=1$ МГц, выходная мощность

$P_{\text{вых}} = 550$ мВт, коэффициент усиления $K_p = 3,5$. При настройке по второй гармонике уровень интермодуляционных искажений третьего порядка относительно основного сигнала уменьшился от -17 до -35 дБ. Эффект уменьшения интермодуляционных искажений при настройке по второй гармонике сложным обра-

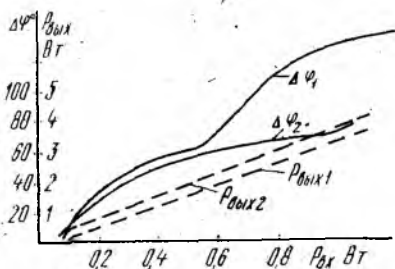


Рис. 3

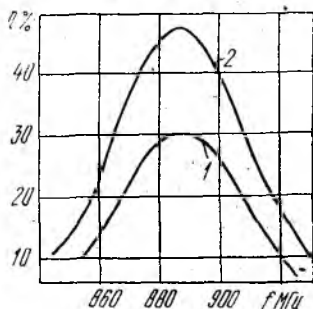


Рис. 4

зом зависит от таких факторов, как разнос частот, выходная мощность, настройка цепи, выбор режима по постоянному току.

Увеличение коэффициента усиления по мощности и КПД ТУМ СВЧ при настройке по второй гармонике можно объяснить возникновением параметрических явлений в транзисторе. Существенно нелинейный характер емкостей $p-n$ -переходов транзистора обуславливает справедливость такой предпосылки. В работе [3] проведен анализ эквивалентной схемы усилителя, представленной генератором коллекторного тока, при условии, что емкость коллекторного перехода определяется только барьерной емкостью (транзистор не работает в режиме насыщения). Показано, что если в схеме выполняется условие $|z_1(j\omega)| \ll \ll |z_n(jn\omega)|$, где $n=2, 3, \dots$, то происходит изменение коэффициента использования коллекторного напряжения по первой гармонике

$\xi = I_{k1} R_{н} / E_k$ в σ_n раз:

$$\sigma_n \approx 1 + \frac{I_{k1} \alpha_2 \gamma}{4 C_0 \omega_0 \alpha_1 E_k} \cos \left(\frac{\pi}{2} + \varphi_2 - 2\varphi_1 \right).$$

Здесь I_{k1} — амплитуда первой гармоники коллекторного тока; α_1, α_2 — коэффициенты разложения косинусоидального импульса; γ — коэффициент, зависящий от характера $p-n$ -перехода; C_0 — емкость перехода при напряжении, равном E_k ; ω_0 — частота первой гармоники, $\omega_0 = 2\pi f_0$; E_k — напряжение питания коллектора; φ_1, φ_2 — фазы первой и второй гармоник коллекторного тока.

Соответственно в σ_n раз изменяется КПД усилителя:

$$\eta = \frac{P_1}{P_{к0}} = \frac{1}{2} \frac{\alpha_1}{\alpha_0} \xi \sigma_n.$$

Как показывает оценка величины σ_n , полученная в работе [3], при выборе оптимального соотношения между фазами гармоник в ТУМ СВЧ его КПД можно увеличить в 1,2 раза. Экспериментальный результат увеличения КПД в 1,6 раза указывает на то, что анализ с учетом влияния барьерной емкости коллекторного перехода только в первом приближении можно использовать для описания работы ТУМ СВЧ. Эффект улучшения энергетических характеристик усилителя при выборе оптимального импеданса согласующих цепей на частоте второй гармоники является результатом нелинейных процессов в транзисторе. Последние обусловлены нелинейными зависимостями коллекторного тока от напряжения на переходе эмиттер—база, диффузионной и барьерной емкостей $p-n$ -переходов от напряжения, граничной частоты транзистора от коллекторного тока и напряжения, модуляцией ширины базы.

Физически увеличение КПД объясняется параметрическим преобразованием мощности второй гармоники в мощность сигнала основной частоты. ТУМ СВЧ с настройкой по второй гармонике подобно одноконтурному параметрическому генератору обладает свойством фазовой избирательности. Частотные условия синхронного режима $\omega_n = 2\omega_0$ выполняются автоматически, а фазовые условия регулируются подстройкой согласующих цепей по второй гармонике. В согласующей цепи (см. рис. 1) имеется дополнительная связанная линия, электрическая длина которой перестраивается конденсатором C_4 , что позволяет изменять фазу отраженной и проходящей волн второй гармоники. Возвращаясь в транзистор с определенным фазовым сдвигом относительно волны первой гармоники, эта отраженная волна действует как сигнал накачки, обеспечивающий параметрическое усиление мощности сигнала первой гармоники. Дополнительный фазовый сдвиг между первой и второй гармониками вызывает изменение формы импульса коллекторного тока. На это указывают наблюдаемые наряду с улучшением энергетических характеристик ТУМ СВЧ уменьшение интермодуляционных искажений и снижение амплитудно-фазовой конверсии.

Анализ экспериментальных результатов позволяет сделать вывод о том, что режим работы ТУМ СВЧ в классе С — необходимое, но не достаточное условие реализации высокого КПД. Если при проектировании согласующих цепей не принять во внимание свойство фазовой избирательности усилителя, это приведет к существенному ухудшению характеристик ТУМ СВЧ. Описанная согласующая цепь позволяет при настройке по второй гармонике улучшить параметры усилителя. При настройке ТУМ СВЧ в оптимальный режим работы необходимо контролировать фазоамплитудную характеристику.

Список литературы: 1. Mazumber S. R., Azize A., Gardiol F. E. Improvement of a Class-C Transistor Power Amplifier by Second-Harmonic Tuning//Gnst. of Electrical and Electronic eng. Trans. of MTT, 1979. MTT-27. N 5. P. 430—433.
2. Транзисторный усилитель СВЧ с настройкой по второй гармонике/ Б. Н. Бондаренко, В. Г. Крыжановский, И. Б. Макаренко, М. Ф. Степко. Донецк, 1983. С. 22. Рукопись деп. в ВИНТИ, № 473-83 Деп. 3. Каганов В. И. Транзисторные радиопередатчики. М., 1976. 448 с.

Поступила в редколлегию 07.06.85.

УДК 621.3

Ю. Я. ВОЛКОЛУПОВ, канд. физ.-мат. наук,
Т. К. БУРМАКА, С. В. ЕМЕЛЬЯНОВ,
П. И. РЫЛЬЦЕВ, канд. физ.-мат. наук

ИСТОЧНИК ЭЛЕКТРОНОВ ДЛЯ ПОДДЕРЖАНИЯ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

Несамостоятельные газовые разряды, в объеме которых плотность плазмы поддерживается внешним источником ионизации, широко используются в физике и технике, например для накачки активных сред газовых лазеров. Но проблема повышения устойчивости и однородности несамостоятельного разряда до сих пор остается актуальной.

Впервые эффект повышения устойчивости и однородности горения при создании газоразрядной плазмы внешним ионизатором, а не собственным электрическим полем описан в работе [1]. Он обусловлен тем, что концентрация электронов определяется в основном мощностью ионизатора, и флуктуации электронной температуры не приводят к сильным флуктуациям электронной концентрации. Кроме того, в несамостоятельном разряде можно в широких пределах изменять напряженность поля, не ограничиваясь определенными значениями напряжения горелки, которые свойственны самостоятельным разрядам. Это дает возможность поддерживать газовый разряд в области таких электрических полей, которые обеспечивают формирование в плазме разряда функции распределения электронов, необходимой для оптимального заселения метастабильного уровня возбуждения рабочей среды лазера. Очевидные преимущества несамостоятельного газового разряда обуславливают повышенный интерес к нему. Внешними ионизаторами могут быть источники ультрафиолетового, рентгеновского, радиоактивного излучений, интенсивных электронных пучков. К устройствам ионизации предъявляются следующие требования. Скорость образования электронно-ионных пар S в плазме разряда внешним ионизатором должна значительно превышать скорость размножения электронов под действием собственного электрического

поля $S \gg an_e v_e$, где a — количество электронов, образуемых разрядом на единичной длине; n_e — концентрация электронов; v_e — скорость дрейфа к аноду. Для выполнения этого условия устройство ионизации должно поддерживать концентрацию электронов в плазме разряда на уровне $10^{11}—10^{12}$ см $^{-3}$. Второе

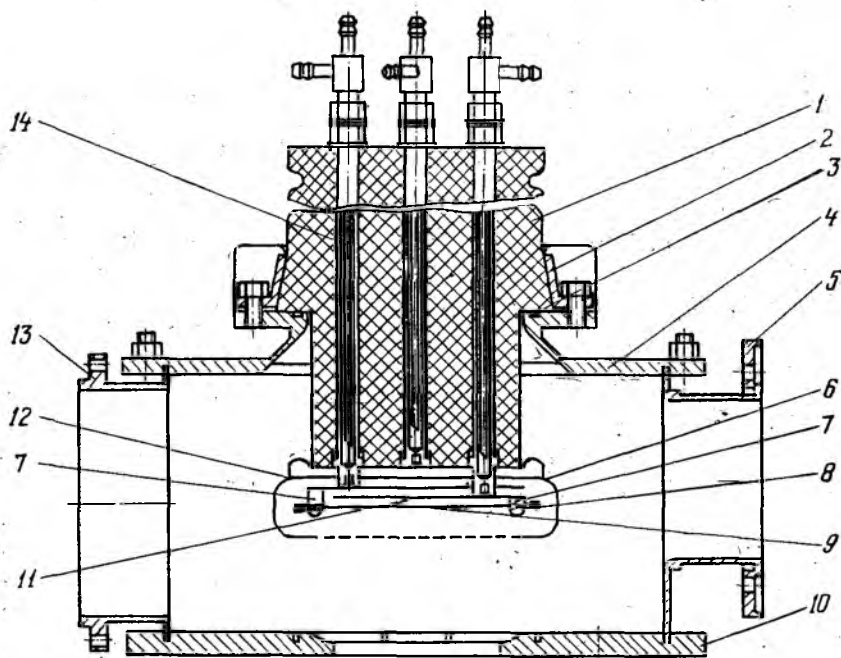


Рис. 1

требование заключается в равномерной ионизации газа по занимаемому объему. Им в полной мере удовлетворяют источники высокоэнергетичных электронов с большим поперечным сечением пучка и равномерным распределением плотности тока по сечению (неравномерность не должна превышать 10 %). Обычно требуется такое распределение плотности тока, чтобы пространственный масштаб допустимой неоднородности был много меньше площади поперечного сечения электронного пучка. Требование однородности пучка связано с необходимостью равномерной ионизации газа внешним ионизатором, так как неравномерность ионизации может приводить к росту коэффициента «прилипания» и, как следствие, к возникновению электрополевой неустойчивости разряда. Описываемый источник электронов для поддержания самостоятельного разряда обеспечивает формирование, ускорение и выведение в рабочую среду газоразрядной камеры электронного пучка с энергией частиц до 150 кэВ, площадью поперечного сечения 800 см 2 и общей

силой тока 100 мА. Конструктивная схема устройства выбрана исходя из рекомендаций работы [2].

На рис. 1 представлена конструкция источника, которая состоит из узла ввода высокого напряжения, рабочей камеры, катодно-сеточного узла и окна выпуска потока электронов.

Разборная рабочая камера 4 выполнена из нержавеющей стали 12Х18Н10Т. В ней предусмотрены два фланца для откачных агрегатов: 13 — для электродугового агрегата типа АВЭД-2/260М, 5 — для магниторазрядного насоса НОРД-250. Благодаря такому решению обеспечивается быстрая предварительная откачка объема до давления 10^{-3} Па и поддерживается высокий безмасленный вакуум насосом НОРД на уровне $6 \cdot 10^{-4}$ — 3×10^{-5} Па.

Узел ввода высокого напряжения в рабочую камеру собран на основе изолятора из органического стекла 1, который с помощью прокладки 3 и прижимного кольца 2 уплотняется «на вакуум». Для подведения накального напряжения, высокого и сеточного потенциалов используются медные шпильки 14, являющиеся одновременно несущими элементами катодно-сеточного узла. В целях уменьшения тепловой нагрузки изолятора шпильки охлаждаются водой. Электронно-оптическая система источника — четырехэлектродная. Разделение областей формирования и ускорения пучка позволяет уменьшить влияние малых изменений геометрии электронно-оптической системы на выходные параметры пучка. В источнике используется прямоканальный катод 9, состоящий из двадцати вольфрамовых нитей диаметром 0,2 мм и длиной 120 мм, параллельных короткой стороне выпускного окна на расстоянии 40 мм друг от друга. Размеры катода превышают размеры выходного окна. Тем самым устраняются краевые эффекты, возникающие при неравномерном нагреве нитей катода вблизи массивных токоподводящих шин. Такой катод обеспечивает длительную работоспособность при давлении $(4-8) \cdot 10^{-5}$ Па [2]. Нити закрепляются в цангах 8 на двух медных шинах 7, к которым подводится переменное напряжение от накального трансформатора. Цанги с одной стороны подпружинены для устранения провисания нити при нагреве. Нити катода в рабочем режиме нагреваются до температуры порядка 2200—2400 К, током 90 А и напряжением 4—10 В. Магнитное поле, создаваемое переменным током накала, вызывает модуляцию плотности тока пучка и нестабильность характеристик источника. Для устранения модуляции к шинам питания по всей длине крепятся две параллельные медные пластины 11, 12. Расстояние между ними 15 мм. В этом случае магнитные поля в зазоре компенсируются. Кроме того, на пластину 11 подается высокий (катодный) потенциал (-150 кВ). Она одновременно служит и формирующим электродом, электрическое поле которого направляет электроны, выходящие из катода, к выпускному окну. Для управления электронным потоком

в конструкцию введена сетка 6. Изменением ее потенциала можно варьировать плотность тока пучка и его распределение вплоть до полного запираания источника. Основная особенность источников электронов для управления газовым разрядом состоит в необходимости разделения области ускорения частиц (вакуум порядка 10^{-3} — 10^{-4} Па) и области взаимодействия пучка с газом (давление 10^5 Па).

Электроны выводятся через тонкую металлическую фольгу (в импульсном режиме могут использоваться пленки из полимерных материалов). Фольга опирается на поддерживающую решетку. От надежности и долговечности этого узла зависят эксплуатационные характеристики всего источника. Поэтому при разработке устройства ионизации ему уделяется особое внимание. В рассматриваемой установке узел выпуска представляет собой медный фланец 10 с опорной решеткой щелевого типа, аналогичной описанной в работе [3]. К нему со стороны, обращенной в газоразрядную камеру, крепится фольга. Пластина опорной решетки имеет ширину 1 мм, высоту 12 мм. Расстояние между пластинами 6 мм. Для отвода теплоты, выделяемой электронным пучком в фольге и опорной решетке, во фланце предусмотрены каналы охлаждения. В большинстве источников [2; 4] используется металлическая фольга в окне выпуска электронов. В этом случае применяются материалы с малым зарядом ядра, т. е. большей прозрачностью для заряженных частиц. Однако получение прозрачной для электронного потока вакуумно-плотной фольги необходимых размеров связано со многими технологическими трудностями. Поэтому в рассматриваемом источнике используется фольга из сложного композитного сплава на базе легких элементов с зарядом ядра не более 13. Применение такой фольги позволяет при ускоряющем напряжении 150 кВ получать в непрерывном режиме в атмосфере пучок электронов с площадью поперечного сечения 800 см^2 и общей силой тока до 100 мА, что составляет 50 % силы тока катода. Эти данные в 1,5 раза превышают результаты, описанные в работе [2].

Ускоряющее напряжение 0—150 кВ подается от регулируемого источника, выполненного по схеме однополупериодного выпрямителя с умножением. Параметры выведенного пучка измеряются с помощью плоского разрезного алюминиевого коллектора с ячейкой $5 \times 5 \text{ мм}^2$, удаленного на расстояние 10—30 мм от фольги. В эксперименте учитывались поправочные коэффициенты на вторичную эмиссию, ионный ток и поглощение электронов в воздушном промежутке, приведенные в работе [5]. Истинное значение тока, измеренного коллектором в виде плоской пластины (цилиндр Фарадея не применяется из-за больших размеров окна), определяется из соотношения

$$J_{\text{ист}} = \frac{J_{\text{кол}}}{K_{\text{и}} K_{\text{погл}} K_{\text{втор}}}$$

где K_n — поправочный коэффициент на полный ток; $K_{\text{погл}}$ — коэффициент, учитывающий поглощение электронов в воздушном зазоре между фольгой и коллектором; $K_{\text{втор}}$ — коэффициент, учитывающий вторичную эмиссию электронов из коллектора.

На рис. 2 дано распределение плотности выводимого электронного тока по сечению пучка для фиксированных расстояний между коллектором и фольгой. При удалении коллектора распределение плотности тока становится более равномерным. Это связано с рассеянием электронов пучка на молекулах газа. Если для значения расстояния, равного 1 см (кривая 1), неравномерность плотности тока по сечению пучка не превышает 10 %, то для расстояний 2 и 3 см неравномерность распределения уменьшается до 8 и 5 % (кривые 2, 3). Интегральный ток различных положений коллектора составляет

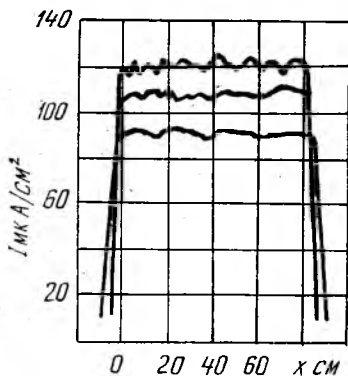


Рис. 2

98, 90 и 77 мА соответственно.

Описанные характеристики электронного пучка являются удовлетворительными для возбуждения больших объемов активной среды электроионизационных лазеров.

Список литературы: 1. *Несамостоятельный стационарный газовый разряд в смесях при атмосферном давлении и ионизации электронным пучком*/ Е. П. Велихов, С. А. Голубев, Ю. К. Земцов и др.//Журн. эксперим. и теорет. физики. 1973, 65. № 2. С. 543—549. 2. *Григорьев Ю. В., Шантурин Л. П.* Импульсная электронная пушка с выпуском потока большого сечения в атмосферу//Приборы и техника эксперим. 1978. 2. С. 187—189. 3. *Федоров В. И., Мясников А. С., Шантурин Л. П.* Расчет фольговых окон для электронных пушек с широким потоком//Приборы и техника эксперим. 1981. 6. С. 144—147. 4. *Численное исследование несамостоятельного разряда, инициируемого электронным пучком*/В. И. Богданова, В. А. Бурцев, Н. И. Козаченко и др.//Физика плазмы. 1982. 8. № 1. С. 189—192. 5. *Григорьев Ю. В., Степанов А. В.* Измерение тока электронов с энергией 60—130 кэВ в воздухе//Приборы и техника эксперим. 1982. 5. С. 124—126.

Поступила в редколлегию 04.07.84.

СОДЕРЖАНИЕ

Хяникийнен А. И., Каталевский В. М., Голенко А. В. Анализ способов сканирования частоты генератора в системах виброиспытаний	3
Слипченко Н. И., Яловега Г. И. Моделирование стационарного режима частотно-гармонического многоустойчивого элемента на основе нелинейного контура	7
Бугаенко В. В., Щербак В. И. Методы синхронизации колебаний многочастотных генераторов	12
Суворов Н. П. Синтез устройств синхронизации многократной фазовой манипуляции	18
Теряев Б. Г. Методика исследования помехоустойчивости квазикогерентных демодуляторов ФМ-сигналов при учете работы их устройств синхронизации и межсимвольных искажений в линейных каналах	24
Бавыкина В. В., Коваль Ю. А., Попович А. В. Выбор полосы пропускания квазиоптимального фильтра по критерию минимума погрешности фиксации временного положения радиосигнала	30
Иванов М. А., Гридчин С. И., Май В. И. Межсимвольные искажения дискретных сигналов в нелинейных каналах цифровой связи	35
Бондарь Б. Г., Кащеев Б. Л. Обоснование параметров радиолинии метеорной связи	44
Бидный Ю. М., Пресняков И. Н. Высотно-временная фильтрация параметров состояния динамичной ионосферы. Сообщение 1. Синтез общей структуры фильтра	47
Артеменко В. А., Дзюндзюк Б. В., Ярмолюк В. К. Расчет магнитного поля пространственных контуров. Сообщение 1. Разложение по составляющим	54
Алехин В. И., Дрямов О. В., Ключин А. И., Корытцев И. В., Сидоров Г. И. Вычислительный комплекс системы радиоакустического зондирования атмосферы. Сообщение 2. Программное обеспечение	60
Красников В. Н., Овчаренко О. В. Оптимальное расположение юстированных источников радиоизлучения	64
Яцук К. П., Бойко С. Н. Симметричное возбуждение плоской логарифмической спирали на гиротропной подложке с экраном	71
Алешин В. И., Жук Н. П., Мазинг В. Э., Мякинькова Л. В., Рапорт Д. А. Учет микронеоднородной структуры материала с помощью эквивалентных параметров	77
Кухтин М. П., Канарик Г. Г., Черняков Э. И., Васильченко О. П. К расчету одноимодовых волокон	82
Денисов Д. С., Труфанов Б. Д., Ужик В. Ф., Шаулов Е. А. Согласование микрополосковых управляющих устройств на $p-i-n$ -диодах	86
Васянович А. В. Численная модель многочастотного взаимодействия в усилителях М-типа с распределенной эмиссией	90
Овчаренко В. В. Теория $p-n$ -перехода, толщина которого больше диффузионной длины. Сообщение 1	97
Гордиенко Ю. Е., Гуд Ю. И. Синтез оптимальных СВЧ резонаторных измерительных преобразователей для контроля параметров пленок на низкоомных подложках	105
Тимофеев В. П., Гончаров Б. И., Евдокимов В. Б., Сергеев А. Г. Разработка автоматизированной измерительной СВЧ-системы	113
Второв Е. П. Применение системы экстремального регулирования для автоматической настройки частоты СВЧ-генератора	115

<i>Письменецкий В. А., Яшков О. В.</i> Измерение мгновенной частоты анализатором спектра одновременного действия	118
<i>Журавлев И. Я., Золотоверхий Ю. Н.</i> Погрешность аппроксимации синусоидой инверсной ветви стоковой характеристики полевого транзистора в триодной области	122
<i>Бондаренко Б. Н., Крыжановский В. Г., Макаренко И. Б.</i> Транзисторный усилитель СВЧ-мощности с настройкой по второй гармонике	128
<i>Волколупов Ю. Я., Бурмака Т. К., Емельянов С. В., Рыльцев П. И.</i> Источник электронов для поддержания газового разряда	132

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

РАДИОТЕХНИКА

Выпуск 80

Редактор *Н. А. Парфенова*
 Художественный редактор *Т. П. Короленко*
 Технический редактор *Л. Т. Ена*
 Корректор *А. Г. Долгова*

Информ. бланк № 11641

Сдано в набор 05.08.86. Подп. в печать 09.01.87. БЦ 08506.
 Формат 60×90/16. Бумага типогр. № 3. Лит. гарн. Выс. печать.
 Усл. печ. л. 9. Усл. кр.-отг. 9,25. Уч.-изд. 10. Тираж 900 экз.
 Изд. № 1476. Зак. 1325. Цена 1 р. 40 к.

Издательство при Харьковском государственном университете
 издательского объединения «Вища школа»
 310003, Харьков-3, ул. Университетская, 16

Харьковская городская типография № 16
 310003, Харьков-3, ул. Университетская, 16

УДК 621.86

Анализ способов сканирования частоты генератора в системах виброиспытаний/Хянькиайнен А. И., Голенко А. В., Каталевский В. М.// Радиотехника, 1987, Вып. 80. С. 3—7.

Описан сравнительный анализ существующих способов управления разверткой частоты задающего генератора виброиспытательной системы. Показано, что применяя способ управления скоростью развертки, определяемой видом фазочастотной характеристики изделия, можно добиться сокращения времени виброиспытаний.

Табл. 1. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.312

Моделирование стационарного режима частотно-гармонического многоустойчивого элемента на основе нелинейного контура/Слипченко Н. И., Яловега Г. И.//Радиотехника. 1987. Вып. 80. С. 7—12.

Изложена методика анализа многоустойчивого элемента на основе нелинейного контура с частотным кодированием информации. Получены аналитические соотношения, описывающие стационарный режим работы. Определена связь между количеством устойчивых состояний и параметрами схемы.

Ил. 3. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.373

Методы синхронизации колебаний многочастотных генераторов/Бугаенко В. В., Щербак В. И.//Радиотехника. 1987. Вып. 80. С. 12—18.

Для исследования явлений синхронизации многочастотных генераторов радиодиапазона использованы эквивалентные электрические модели лазеров и методы синхронизации мод. Показано, что стационарное решение уравнения Кирхгофа в режиме принудительной синхронизации j -й частотной составляющей пропорционально функции Бесселя j -го порядка. Получено соотношение, связывающее параметры генератора с характеристиками излучаемого поля.

Ил. 2. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.396

Синтез устройств синхронизации многократной фазовой манипуляции/Суворов Н. П.//Радиотехника. 1987. Вып. 80. С. 18—24.

На основе теории квазилинейной фильтрации рассмотрена задача фазовой синхронизации сигналов многократной фазовой манипуляции. Определена потенциальная точность синтезированных устройств.

Библиогр.: 7 назв.

УДК 621.396

Методика исследования помехоустойчивости квазикогерентных демодуляторов ФМ-сигналов при учете работы их устройств синхронизации и межсимвольных искажений в линейных каналах/Теряев Б. Г.//Радиотехника. 1987. Вып. 80. С. 24—30.

Предложена методика расчета помехоустойчивости квазикогерентных демодуляторов ФМ-сигналов, учитывающая флуктуации фазы опорного колебания и тактовых импульсов, вызванные аддитивным шумом и межсимвольной помехой, а также их влияние на решающую схему демодулятора. При-

менительно к указанным условиям приведено выражение вероятности сбоя символа на выходе демодулятора сигналов ФМ-4.

Табл. 2. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.317

Выбор полосы пропускания квазиоптимального фильтра по критерию минимума погрешности фиксации временного положения радиосигнала/Бавыкина В. В., Коваль Ю. А., Попович А. В.//Радиотехника, 1987, Вып. 80. С. 30—35.

Рассмотрен выбор полосы пропускания идеального полосового фильтра, обеспечивающий минимум взвешенной дисперсии ошибки измерения временного положения прямоугольного радиоимпульса по максимуму крутизны огибающей на выходе фильтра.

Ил. 2. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.391

Межсимвольные искажения дискретных сигналов в нелинейных системах цифровой связи/Иванов М. А., Гридчин С. И., Май В. И.//Радиотехника, 1987, Вып. 80. С. 35—44.

Проведен анализ особенностей учета и специфики подавления межсимвольных искажений (МСИ) дискретных сигналов в нелинейных каналах с сосредоточенными и распределенными параметрами. Выявлены и исследованы эффекты аномального «затягивания» переходных процессов (т. е. дополнительного «рассеяния» во времени энергии передаваемых сигналов) в нелинейных линиях цифровой связи с реальными характеристиками частотной избирательности.

Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.371

Обоснование параметров радиолинии метеорной связи/Бондарь Б. Г., Кашеев Б. Л.//Радиотехника, 1987, Вып. 80. С. 44—47.

Определены параметры промышленного образца на основе данных, полученных на экспериментальной линии метеорной связи. Вычислены мощность и режим работы передатчика, скорость поступления информации, вероятное время ожидания.

Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.391

Высотно-временная фильтрация параметров состояния динамической ионосферы. Сообщение 1. Синтез общей структуры фильтра/Бидный Ю. М., Пресняков И. Н.//Радиотехника, 1987, Вып. 80. С. 47—54.

Рассмотрено теоретическое обоснование применения расширенного фильтра Калмана для высотно-временной фильтрации параметров ионосферы в условиях динамики ее состояния. При описании динамики использована марковская модель гидродинамической имитации геофизических процессов в ионосферной плазме. Представлена структура цифрового устройства фильтрации, реализованного специализированным процессором матричных операций.

Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.3

Расчет магнитного поля пространственных контуров с током. Сообщение 1. Разложение по составляющим/Артеменко В. А., Дзюндзюк Б. В., Ярмолюк В. К.//Радиотехника. 1987. Вып. 80. С. 54—60.

Получены формулы для расчета магнитного поля пространственных контуров с током. Компоненты магнитного поля по осям координат вычисления в дипольно-квадрупольном приближении.

Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.391

Вычислительный комплекс системы радиоакустического зондирования атмосферы. Сообщение 2. Программное обеспечение/Алехиц В. И., Дрямов О. В., Ключин А. И. и др.//Радиотехника. 1987. Вып. 80. С. 60—64.

Приведено описание программного обеспечения вычислительного комплекса системы радиоакустического зондирования атмосферы. Оно предназначено для обработки сигналов радиоакустического локатора и вычисления метеопараметров приземного слоя атмосферы в реальном масштабе времени для метеорологического обеспечения взлета и посадки самолетов. Представлен алгоритм и результаты расчета временных затрат при реализации алгоритма на микроЭВМ «Электроника НЦ-03Т».

Ил. 1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.396

Оптимальное расположение юстировочных источников радиоизлучения/Красников В. Н., Овчаренко О. В.//Радиотехника. 1987. Вып. 80. С. 64—71.

На основе геометрической интерпретации определителя решена задача об оптимальном расположении радиореперов по критерию максимума детерминанта линейной системы уравнений, полученных в процедуре юстировки антенного поля.

Табл. 1. Ил. 4. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396

Симметричное возбуждение плоской логарифмической спирали на гиротропной подложке с экраном/Яцук К. П., Бойко С. Н.//Радиотехника. 1987. Вып. 80. С. 71—77.

Методом интегральных преобразований решена задача возбуждения симметричных полей плоской логарифмической спирали. Выделены поверхностная и пространственная волны. Показано, что в районе ферромагнитного резонанса происходит расщепление дисперсионной кривой поверхностной волны на две ветви с регулируемыми магнитным полем замедлениями. Обнаружена управляемость поляризации излучения постоянным магнитным полем.

Ил. 3. Библиогр.: 5 назв.

УДК 537.874

Учет микронеоднородной структуры материала с помощью эквивалентных параметров/Алешин В. И., Жук Н. П., Мазинг В. Э. и др.//Радиотехника. 1987. Вып. 80. С. 77—82.

Описана схема численного исследования когерентного отражения плоской электромагнитной волны вертикальной или горизонтальной поляризации от статически шероховатой границы слоистого диэлектрического полупространства.

Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.372

К расчету одномодовых волокон/Кухтин М. П., Канарик Г. Г., Черняков Э. И., Васильченко О. П.//Радиотехника. 1987. Вып. 80. С. 82—86.

Проанализировано влияние обобщенного параметра волокна, радиуса сердцевинны, разности показателей преломления сердцевинны и оболочки на мощность, переносимую сердцевинной и оболочкой на постоянную затухания, ширину одномодового диапазона, эффективные радиус моды и показатель преломления волокна. Показано, что в области верхней границы одномодового диапазона модовая дисперсия невелика, сердцевина содержит наибольшую часть переносимой мощности. Выбор размеров волокна должен осуществляться из условий возбуждения основной моды и технологии изготовления волокна.

Ил. 2. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.372

Согласование микрополосковых управляющих устройств на $p-i-n$ -диодах/Денисов Д. С., Труфанов Б. Д., Ужик В. Ф., Шаулов Е. А.//Радиотехника. 1987. Вып. 80. С. 86—90.

Рассмотрены два варианта конструкций микрополосковых управляющих устройств на $p-i-n$ -диодах, согласованных при работе в динамическом режиме. Приведены их схемы, достигнутые параметры и примеры практического использования в СВЧ-аппаратуре.

Табл. 2. Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.385

Численная модель многочастотного взаимодействия в усилителях М-типа с распределенной эмиссией/Васянович А. В.//Радиотехника. 1987. Вып. 80. С. 90—97.

Предложена численная цилиндрическая модель усилителей М-типа прямой и обратной волны, позволяющая исследовать процесс генерации гармоник основной рабочей частоты и режим усиления нескольких сигналов, поданных на вход прибора. Модель основана на методе «крупных частиц», главной ее особенностью является рассмотрение процессов одновременно на всей длине усилителя, включающей пространство взаимодействия и пространство дрейфа.

Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.382

Теория $p-n$ -перехода, толщина которого больше диффузионной длины. Сообщение 1./Овчаренко В. В.//Радиотехника. 1987. Вып. 80. С. 97—105.

Показано, что применяемые в теории полупроводниковых приборов уравнения непрерывности не удовлетворяют требованию независимости от пространственной координаты полного тока $p-n$ -перехода. Получены уравнения, описывающие безграничный $p-n$ -переход. Найдены дополнительные условия, обеспечивающие единственность решения нелинейных уравнений $p-n$ -перехода.

Библиогр.: 5 назв.

Синтез оптимальных СВЧ резонаторных измерительных преобразователей для контроля параметров пленок на низкоомных подложках/Гордиенко Ю. Е., Гуд Ю. И.//Радиотехника, 1987. Вып. 80. С. 105—112.

Проведена оптимизация параметров СВЧ измерительных преобразователей (ИП) накладного типа на основе цилиндрических резонаторов с H_{012} , E_{022} -видами колебаний, применяемых для неразрушающего контроля толщины и электропроводности полупроводниковых пленок на низкоомных подложках.

Исходя из анализа спектра видов колебаний цилиндрического H_{012} -резонатора с диэлектрической вставкой определены параметры ИП, отличающегося максимально возможным диапазоном перестройки. Показано, что использование диэлектрической вставки, определенным образом расположенной внутри резонатора, позволяет почти на порядок повысить чувствительность E_{022} -ИП при измерении электропроводности пленок.

Ил. 3. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.372

Разработка автоматизированной измерительной СВЧ-системы/Тимофеев В. П., Гончаров Б. И., Евдокимов В. Б., Сергеев А. Г.//Радиотехника. 1987. Вып. 80. С. 113—115.

Рассмотрены вопросы разработки и реализации автоматизированной измерительной системы для измерения параметров СВЧ-полупроводниковых диодов различных классификационных групп. Предложена модифицированная методика измерения постоянной времени умножительных и параметрических диодов и оценена ее применимость.

Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.373

Применение системы экстремального регулирования для автоматической настройки частоты СВЧ-генератора/Второв Е. П.//Радиотехника, 1987. Вып. 80. С. 115—118.

Рассмотрен метод автоматической настройки частоты СВЧ-генератора на резонансную частоту нагрузки, основанный на принципе экстремального регулирования. Даны структурная схема и описание работы регулятора, обеспечивающего настройку.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.391

Измерение мгновенной частоты анализатором спектра одновременного действия/Письменецкий В. А., Яшков О. В.//Радиотехника. 1987. Вып. 80. С. 118—122.

Предложено использовать анализатор спектра одновременного действия (АСОД) не только в режиме спектрального анализа, но и в режиме слежения за мгновенной частотой заполнения радиоимпульса.

Проведен анализ работы анализаторов, состоящих из набора одиночных резонаторов Фабри-Перо, фильтров, представляющих n последовательно соединенных резонаторов, полосовых фильтров на поверхностных акустических волнах (ПАВ).

Приведены графические зависимости, позволяющие оценить максимальную допустимую скорость изменения частоты для таких АСОД при заданных погрешностях слежения.

Табл. 2. Ил. 2. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.372

Погрешность аппроксимации синусоидой инверсной ветви стоковой характеристики полевого транзистора в триодной области/Журавлев И. Я. Золотоверхий Ю. Н./Радиотехника. 1987. Вып. 80. С. 122—128.

Проанализированы факторы, определяющие форму стоковой характеристики полевого транзистора в инверсной области. Показана возможность аппроксимации ее участком синусоиды в диапазоне углов от 0 до 90°. Приведены экспериментальные данные отклонения характеристики от синусоиды для различных коэффициентов сопряжения. Сделан вывод о применимости полевых транзисторов в инверсном включении в схемах формирователей синусоидальных напряжений.

Табл. 1. Ил. 2. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.375

Транзисторный усилитель СВЧ-мощности с настройкой по второй гармонике Бондаренко Б. Н., Крыжановский В. Г., Макаренко И. Б./ Радиотехника. 1987. Вып. 80. С. 128—132.

Описан транзисторный усилитель СВЧ-мощности, в котором реактивную составляющую входного импеданса согласующих цепей на частоте второй гармоники можно варьировать без изменения входного импеданса на основной частоте. Показано, что настройка по второй гармонике позволяет улучшить энергетические характеристики и снизить уровень интермодуляционных искажений. Это достигается в результате параметрического преобразования мощности второй гармоники в мощность первой.

Ил. 4. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.3

Источник электронов для поддержания газового разряда/Волколов Ю. Я., Бурмака Т. К., Емельянов С. В., Рыльцев П. И./Радиотехника. 1987. Вып. 80. С. 132—136.

Описан источник электронов с энергией частиц до 150 кэВ, обеспечивающий в непрерывном режиме вывод пучка с площадью поперечного сечения 800 см² и общей силой тока до 100 мА в рабочую среду газоразрядной камеры. Уделено внимание разработке конструкции самого важного узла источника — выпускного окна.

Ил. 2. Библиогр.: 5 назв.