

621.395.1
P15

РЕСПУБЛИКАНСКИЙ
МЕЖВЕДОМСТВЕННЫЙ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

РАДИОТЕХНИКА

ВЫПУСК 8

2151

462656

83

ИЗДАТЕЛЬСТВО
ХАРЬКОВСКОГО ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА имени А. М. ГОРЬКОГО
Харьков 1969

ХНУРЕ Radiotekhnika



462656

Настоящий выпуск сборника содержит результаты теоретических и экспериментальных работ, выполненных в вузах и научно-исследовательских институтах Украины по теоретической радиотехнике и вопросам проектирования радиомикроэлектронной аппаратуры.

Сборник может быть полезным для специалистов, работающих в области проектирования радиотехнических и электронных устройств, а также для аспирантов и студентов старших курсов радиотехнических и электротехнических факультетов и вузов.

Сборник подготовлен редакционной коллегией при Харьковском институте радиомикроэлектроники.

Редакционная коллегия

проф. В. П. Шестопалов (отв. редактор), доц. В. Д. Кукун (зам. отв. ред.), доц. В. Г. Шульга (отв. секретарь), доц. В. А. Бубнов, доц. Н. П. Якименко, доц. В. В. Толстов, доц. Е. Г. Прошкин, доц. Н. А. Хижняк, доц. А. Е. Прокопов, В. Г. Орлов, доц. Н. В. Ляпунов, доц. Б. М. Булахов, ст. преп. Г. И. Сидоров, инж. О. Д. Бакланов.

Ответственный за выпуск доц. Е. Г. Прошкин.

Адрес редакционной коллегии:

Харьков, проспект Ленина 14, Харьковский институт радиомикроэлектроники

Редактор Н. И. Юркович
Техредактор Г. П. Александрова
Корректор Гужва А. П.

Сдано в набор 7/Х 1968 г. Подписано к печати 11/ХІІ 1968 г. БЦ 50428. Формат 70×108¹/₁₆. Объем 11,25 физ. печ. л, 15,8 усл. печ. л 12,2 уч.-изд. л. Зак. 8-360. Тираж 2000. Цена 1 р. 22 коп. ТПУ 1968 г. п. 68.

Отпечатано с матриц Книжной ф-ки им. М. В. Фрунзе в типографии № 16 Областного управления по печати, Харьков, Университетская, ул., 16. Зак. 763.

МОЩНОСТИ В ЛИНЕЙНОЙ ЦЕПИ

Ю. Т. Величко

Львов

1. ВРЕМЕННАЯ t - И ЧАСТОТНАЯ $j\omega$ -ПЛОСКОСТИ

Вместо того, чтобы рассматривать оригинал напряжения u , тока i , сопротивления $z = \frac{u}{i}$ или проводимости $y = \frac{i}{u}$, мощности $p = ui$, которые выступают в цепи как функции времени t , с помощью их интегро-дифференциальных уравнений во временной t -плоскости, удобнее весь расчет стационарных процессов провести на их частотных трансформантах в частотной (символической) $j\omega$ -плоскости. Поставим перед собой задачу — определить мощность, потребляемую многополосником, сначала с помощью ее трансформанты в частотной $j\omega$ -плоскости, а затем путем переноса результата на оригинал во временную t -плоскость.

В узловых уравнениях, которыми мы будем пользоваться, удобнее всего придерживаться косинусоидальной трансформации (табл. 1). Чтобы получить косинусоидальный оригинал, подвижную трансформанту \hat{A} проектируем на вещественную ось Re . Пока допустим, что ток i и напряжение u колеблются с различными частотами ω_i и ω_u . Это позволит нам в будущем рассмотреть более широкий класс цепей: линейные, нелинейные и параметрические цепи.

Таблица 1

Косинусоидальные оригиналы и трансформанты

№	Оригиналы	Трансформанты
1 2	$u = \sqrt{2} \hat{U} \cos(\omega_u t + \varphi_u) = \sqrt{2} \text{Re}(\hat{U})$	$\hat{U} = \hat{U} e^{j\omega_u t} = \hat{U} e^{j\omega_u t + \varphi_u}$ $\hat{U} = U e^{-j\omega_u t} = \hat{U} e^{-j(\omega_u t + \varphi_u)}$
3 4	$i = \sqrt{2} \hat{I} \cos(\omega_i t + \varphi_i) = \sqrt{2} \text{Re}(\hat{I})$	$\hat{I} = \hat{I} e^{j\omega_i t} = \hat{I} e^{j\omega_i t + \varphi_i}$ $\hat{I} = I e^{-j\omega_i t} = \hat{I} e^{-j(\omega_i t + \varphi_i)}$
5	$\frac{i}{u} = \frac{ \hat{I} \cos(\omega_i t + \varphi_i)}{ \hat{U} \cos(\omega_u t + \varphi_u)} = \frac{\text{Re}(\hat{I})}{\text{Re}(\hat{U})}$	$\hat{Y} = \frac{\hat{I}}{\hat{U}} = \hat{Y} e^{j(\omega_i - \omega_u)t}$
6 7 8 9	$ui = 2 \hat{U}\hat{I} \cos(\omega_u t + \varphi_u) \cos(\omega_i t + \varphi_i) = \hat{U}\hat{I} \{ \cos [(-\omega_u + \omega_i)t + (-\varphi_u + \varphi_i)] + \cos [(\omega_u + \omega_i)t + (\varphi_u + \varphi_i)] \} = \text{Re} [\hat{P}^* + \hat{P}]$	$\hat{P}^* + \hat{P} = \hat{U}\hat{I} + \hat{U}\hat{I} = \hat{U}\hat{I} e^{-j(\omega_u + \omega_i)t} + \hat{U}\hat{I} e^{j(\omega_u + \omega_i)t} = \hat{U}^2 \hat{Y}^* + (\hat{U})^2 \hat{Y} = \hat{U} ^2 \hat{Y}^* e^{-j(\omega_u + \omega_i)t} + \hat{U} ^2 \hat{Y} e^{j(\omega_u + \omega_i)t}$

Для частного случая ($\omega_1 = \omega_2 = \omega$) трансформата мощности (табл. 1—6; 1—7; 1—8; 1—9) соответственно упрощается до

$$\dot{P}_Y + \dot{P} = \dot{U} \dot{I} + \dot{U} \dot{I} |_{2\omega t} \quad (1.1)$$

и в этом случае состоит из неподвижной $\dot{U} \dot{I}$ и подвижной $\dot{U} \dot{I} |_{2\omega t}$ частей. Поскольку при узловых уравнениях оперируем исключительно проводимостями, то в неподвижной трансформате:

а) действительная часть равняется рабочей (ваттной «активной», диссипативной) мощности, которая для $\text{Re}[\dot{U} \dot{I}] \leq 0$ будет расходоваться (выделяться);

б) мнимая часть равняется запасаемой (неваттной, «реактивной», консервативной) мощности, которая для $\text{Im}[\dot{U} \dot{I}] \leq 0$ будет емкостным (индуктивным)

ребителем, соответственно знаку $\text{Im}[\dot{Y}] \leq 0$ емкостной (индуктивной) проводимости.

Роль подвижной трансформаты $\dot{P} = \dot{P}_+ + \dot{U} \dot{I} |_{2\omega t}$ в литературе (даже в учебной) явно извращается. Если подвижную трансформату мощности $\dot{P} = \dot{P}_+ + \dot{P}_-$ будем рассматривать как носитель информации, то только тогда нам станет ясно, почему стык между двумя проходными четырехполюсниками в полосе пропускания мы всегда стараемся согласовать зеркально: обратная волна \dot{P}_- — отсутствует, через стык проходит свободно прямая волна мощности $\dot{P}_+ = \dot{P}$.

2. МОЩНОСТИ В МНОГОПОЛЮСНИКЕ

Пусть имеется многополюсник (рис. 1, а), в котором отсутствуют активные и параметрические элементы; он описывается плавающей матри-

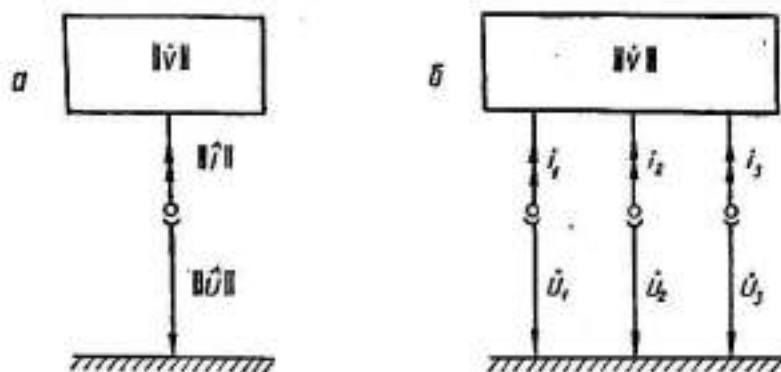


Рис. 1.

цей проводимостей $\|\dot{V}\|$, построенной из неподвижных трансформат. Допустим, что в цепи действует напряжение $\|\dot{U}\|$ и токи $\|\dot{I}\|$ различных частот. Отсюда узловые уравнения, описываемые косинусоидальными трансформатами.

$$\|\dot{I}\| = \|\dot{V}\| \|\dot{U}\|. \quad (2.1)$$

Узловая мощность в неактивном многообразии

№	цепь		$\ M\ $	$\dot{P}_Y = \ \dot{U}\ \ M\ \ \dot{U}\ = \operatorname{Re}(\dot{P}_Y) + I_m(\dot{P}_A)$	
1	пассивно-обратная	рабочая	$\operatorname{Re} \frac{\ \dot{U}\ + \ \dot{U}\ }{2}$	$\begin{array}{ccc} a_{11}, & \frac{a_{12} + a_{21}}{2}, & \frac{a_{13} + a_{21}}{2} \\ \frac{a_{12} + a_{21}}{2}, & a_{22}, & \frac{a_{21} + a_{23}}{2} \\ \frac{a_{12} + a_{21}}{2}, & \frac{a_{22} + a_{23}}{2}, & a_{23} \end{array}$	$ \dot{U}_1 ^2 [a_{11}] + \dot{U}_1 \dot{U}_2 [(a_{12} + a_{21}) \cos(\varphi_1 - \varphi_2)] +$ $+ \dot{U}_2 ^2 [a_{22}] + \dot{U}_1 \dot{U}_3 [(a_{13} + a_{21}) \cos(\varphi_1 - \varphi_3)] +$ $+ \dot{U}_2 \dot{U}_3 [(a_{23}) \cos(\varphi_2 - \varphi_3)]$
		запасная	$j m I_m \frac{\ \dot{U}\ + \ \dot{U}\ }{2}$	$\begin{array}{ccc} j b_{11}, & j \frac{b_{12} + b_{21}}{2}, & j \frac{b_{13} + b_{21}}{2} \\ j \frac{b_{12} + b_{21}}{2}, & j b_{22}, & j \frac{b_{22} + b_{23}}{2} \\ j \frac{b_{12} + b_{21}}{2}, & j \frac{b_{22} + b_{23}}{2}, & j b_{23} \end{array}$	$ \dot{U}_1 ^2 [j b_{11}] + \dot{U}_1 \dot{U}_2 [j (b_{12} + b_{21}) \cos(\varphi_1 - \varphi_2)] +$ $+ \dot{U}_2 ^2 [j b_{22}] + \dot{U}_1 \dot{U}_3 [j (b_{13} + b_{21}) \cos(\varphi_1 - \varphi_3)] +$ $+ \dot{U}_2 \dot{U}_3 [j b_{23}] + \dot{U}_2 \dot{U}_3 [(b_{23} + b_{23}) \cos(\varphi_2 - \varphi_3)]$
3	управляемая	рабочая	$j m I_m \frac{\ \dot{U}\ - \ \dot{U}\ }{2}$	$\begin{array}{ccc} \dots, & + j \frac{b_{12} - b_{21}}{2}, & + j \frac{b_{13} + b_{21}}{2} \\ -j \frac{b_{12} - b_{21}}{2}, & \dots, & + j \frac{b_{22} - b_{23}}{2} \\ -j \frac{b_{12} - b_{21}}{2}, & -j \frac{b_{22} - b_{23}}{2}, & \dots \end{array}$	$ \dot{U}_1 \dot{U}_2 [(b_{12} - b_{21}) \sin(\varphi_1 - \varphi_2)] +$ $+ \dot{U}_1 \dot{U}_3 [(b_{13} - b_{21}) \sin(\varphi_1 - \varphi_3)] +$ $+ \dot{U}_2 \dot{U}_3 [(b_{23} - b_{23}) \sin(\varphi_2 - \varphi_3)]$
		запасная	$\operatorname{Re} \frac{\ \dot{U}\ - \ \dot{U}\ }{2}$	$\begin{array}{ccc} \dots, & + \frac{a_{12} - a_{21}}{2}, & + \frac{a_{13} - a_{21}}{2} \\ -\frac{a_{12} - a_{21}}{2}, & \dots, & -\frac{a_{22} - a_{23}}{2} \\ -\frac{a_{12} - a_{21}}{2}, & -\frac{a_{22} - a_{23}}{2}, & \dots \end{array}$	$ \dot{U}_1 \dot{U}_2 [-I(a_{12} - a_{21}) \sin(\varphi_1 - \varphi_2)] +$ $+ \dot{U}_1 \dot{U}_3 [-I(a_{13} - a_{21}) \sin(\varphi_1 - \varphi_3)] +$ $+ \dot{U}_2 \dot{U}_3 [-I(a_{23} - a_{23}) \sin(\varphi_2 - \varphi_3)]$

Учитывая, что и оригинал и трансформата мощности, потребляемой многополюсником, должны быть скалярными, приходим к уравнениям мгновенной мощности:

$$u\dot{i} = \text{Re} \{ \|\dot{U}\| \|\dot{I}\| + \|\dot{U}\| \|\dot{I}\| \}, \quad (2.2)$$

где знак \sim обозначает транспонирование (столбцы заменяют строками). Подставляем (2.1) в (2.2) и получаем

$$u\dot{i} = \text{Re} \{ \|\dot{U}\| \|\dot{V}\| \|\dot{U}\| + \|\dot{U}\| \|\dot{V}\| \|\dot{U}\| \}. \quad (2.3)$$

В частном случае, когда в цепи действуют только колебания одной частоты ω , последние два уравнения упрощаются до

$$u\dot{i} = \text{Re} \{ \|\dot{U}\| \|\dot{I}\| + \|\dot{U}\| \|\dot{I}\| \} = \text{Re} \{ \|\dot{U}\| \|\dot{V}\| \|\dot{U}\| + \|\dot{U}\| \|\dot{V}\| \|\dot{U}\| \} \quad (2.4)$$

При рассмотрении мощности по функциональному содержанию существует определенное различие, которое вкладываем в понятие проводимости. Для двухполюсников (1.1)

$$\dot{U}\dot{I} = \dot{U} \frac{\dot{I}}{Y} \dot{U} = \dot{U}Y\dot{U} = |\dot{U}|^2 Y, \quad (2.5)$$

а для многополюсников (2.4) отделять матрицу проводимостей от уравнения мощности

$$\|\dot{U}\| \|\dot{V}\| \|\dot{U}\|$$

невозможно.

3. МОЩНОСТИ В ТРЕХПОЛЮСНИКЕ

Чтобы разобраться в мощностях, рассмотрим трехполюсник (рис. 1. б), построенный из одних пассивно-обратимых и управляемых элементов (активные и параметрические элементы в нем отсутствуют), которые могут быть и комплексными. Допустим, что в нем действуют колебания только одной частоты, в этом случае его уравнения:

$$\begin{pmatrix} \dot{I}_1 \\ \dot{I}_2 \\ \dot{I}_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} + jb_{11} & a_{12} + jb_{12} & a_{13} + jb_{13} \\ a_{21} + jb_{21} & a_{22} + jb_{22} & a_{23} + jb_{23} \\ a_{31} + jb_{31} & a_{32} + jb_{32} & a_{33} + jb_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \dot{U}_1 \\ \dot{U}_2 \\ \dot{U}_3 \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

С помощью (2—4) определяем неподвижную трансформату мощности:

$$\begin{aligned} \dot{P}_v &= \|\dot{U}\| \|\dot{V}\| \|\dot{U}\| = \\ &= \|\dot{U}_1, \dot{U}_2, \dot{U}_3\| \begin{pmatrix} a_{11} + jb_{11} & a_{12} + jb_{12} & a_{13} + jb_{13} \\ a_{21} + jb_{21} & a_{22} + jb_{22} & a_{23} + jb_{23} \\ a_{31} + jb_{31} & a_{32} + jb_{32} & a_{33} + jb_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \dot{U}_1 \\ \dot{U}_2 \\ \dot{U}_3 \end{pmatrix} = \\ &= \dot{U}_1 (a_{11} + jb_{11}) \dot{U}_1 + \dot{U}_1 (a_{12} + jb_{12}) \dot{U}_2 + \dot{U}_1 (a_{13} + jb_{13}) \dot{U}_3 + \\ &+ \dot{U}_2 (a_{21} + jb_{21}) \dot{U}_1 + \dot{U}_2 (a_{22} + jb_{22}) \dot{U}_2 + \dot{U}_2 (a_{23} + jb_{23}) \dot{U}_3 + \\ &+ \dot{U}_3 (a_{31} + jb_{31}) \dot{U}_1 + \dot{U}_3 (a_{32} + jb_{32}) \dot{U}_2 + \dot{U}_3 (a_{33} + jb_{33}) \dot{U}_3 \end{aligned} \quad (3.2)$$

Развернутые выражения

$$\begin{pmatrix} \dot{U}_1 \\ \dot{U}_2 \\ \dot{U}_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |U_1|(\cos \varphi_1 + j \sin \varphi_1) \\ |U_2|(\cos \varphi_2 + j \sin \varphi_2) \\ |U_3|(\cos \varphi_3 + j \sin \varphi_3) \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \dot{U}_1 \\ \dot{U}_2 \\ \dot{U}_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |U_1|(\cos \varphi_1 - j \sin \varphi_1) \\ |U_2|(\cos \varphi_2 - j \sin \varphi_2) \\ |U_3|(\cos \varphi_3 - j \sin \varphi_3) \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

подставляем в (3.2) и получаем неподвижную трансформату мощности:

$$\dot{P}_y = \operatorname{Re}(\dot{P}_y) + j \operatorname{Im}(\dot{P}_y),$$

где

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}(\dot{P}_y) = & |\dot{U}_1|^2 [a_{11}] + |\dot{U}_1 \dot{U}_2| [(a_{12} + a_{21}) \cos(\varphi_1 - \varphi_2) + \\ & + (b_{12} - b_{21}) \sin(\varphi_1 - \varphi_2)] + |\dot{U}_2|^2 [a_{22}] + |\dot{U}_1 \dot{U}_3| [(a_{13} + a_{31}) \cos(\varphi_1 - \varphi_3) + \\ & + (b_{13} + b_{31}) \sin(\varphi_1 - \varphi_3)] + |\dot{U}_3|^2 [a_{33}] + |\dot{U}_2 \dot{U}_3| [(a_{23} + a_{32}) \cos(\varphi_2 - \varphi_3) + \\ & + (b_{23} - b_{32}) \sin(\varphi_2 - \varphi_3)]; \end{aligned} \quad (3.4)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Im}(\dot{P}_y) = & |\dot{U}_1|^2 [b_{11}] + |\dot{U}_1 \dot{U}_2| [(b_{12} + b_{21}) \cos(\varphi_1 - \varphi_2) - \\ & - (a_{12} - a_{21}) \sin(\varphi_1 - \varphi_2)] + |\dot{U}_2|^2 [b_{22}] + |\dot{U}_1 \dot{U}_3| [(b_{13} + b_{31}) \cos(\varphi_1 - \varphi_3) - \\ & - (a_{13} - a_{31}) \sin(\varphi_1 - \varphi_3)] + |\dot{U}_3|^2 [b_{33}] + |\dot{U}_2 \dot{U}_3| [(b_{23} + b_{32}) \cos(\varphi_2 - \varphi_3) - \\ & - (-a_{23} - a_{32}) \sin(\varphi_2 - \varphi_3)]. \end{aligned} \quad (3.5)$$

Такое разложение мощности не может нас удовлетворить: в нем не отражены управляемость и обратимость цепи.

4. РАЗЛОЖЕНИЕ РЕАЛЬНОЙ ЦЕПИ НА ИДЕАЛЬНЫЕ

Пусть имеется узловая матрица (3.1) трехвольтника (рис. 1, б), построенного из рабочих и задающих элементов. Мы ее транспонируем:

$$\|\dot{V}\| = \begin{pmatrix} a_{11} - jb_{11} & a_{21} + jb_{21} & a_{31} + jb_{31} \\ a_{12} + jb_{12} & a_{22} + jb_{22} & a_{32} + jb_{32} \\ a_{13} + jb_{13} & a_{23} + jb_{23} & a_{33} + jb_{33} \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

Кроме того, найдем к обоим комплексно сопряженные:

$$\|\dot{V}^*\| = \begin{pmatrix} a_{11} - jb_{11} & a_{12} - jb_{12} & a_{13} - jb_{13} \\ a_{21} - jb_{21} & a_{22} - jb_{22} & a_{23} - jb_{23} \\ a_{31} - jb_{31} & a_{32} - jb_{32} & a_{33} - jb_{33} \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

$$\|\dot{V}^{\bar{*}}\| = \begin{pmatrix} a_{11} - jb_{11} & a_{21} - jb_{21} & a_{31} - jb_{31} \\ a_{12} - jb_{12} & a_{22} - jb_{22} & a_{32} - jb_{32} \\ a_{13} - jb_{13} & a_{23} - jb_{23} & a_{33} - jb_{33} \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

Пользуясь ими, можем легко матрицу (3.1) разложить на такие частные матрицы:

$$\begin{aligned} \|V\| = & \frac{1}{4} (\|\dot{V}\| + \|\dot{V}^*\| + \|\dot{V}^{\bar{*}}\| + \|\dot{V}^{\bar{\bar{*}}}\|) + (\|\dot{V}\| + \|\dot{V}^{\bar{*}}\| - \|\dot{V}^*\| - \|\dot{V}^{\bar{\bar{*}}}\| + \\ & + (\|\dot{V}\| - \|\dot{V}^{\bar{*}}\| - \|\dot{V}^*\| + \|\dot{V}^{\bar{\bar{*}}}\|) + (\|\dot{V}^{\bar{*}}\| - \|\dot{V}^*\| + \|\dot{V}^{\bar{\bar{*}}}\| - \|\dot{V}^{\bar{\bar{\bar{*}}}}\|), \end{aligned} \quad (4.4)$$

что проще можно записать

$$\begin{aligned} \|\hat{V}\| = \frac{1}{2} [\operatorname{Re} (\|\hat{V}\| + \|\hat{V}\|) + j \operatorname{Im} (\|\hat{V}\| + \|\hat{V}\|) + \\ + j \operatorname{Im} (\|\hat{V}\| - \|\hat{V}\|) + \operatorname{Re} (\|\hat{V}\| - \|\hat{V}\|)]. \end{aligned} \quad (45)$$

С помощью указанной формулы вычислена матрица 2; в ней найдены все четыре идеальные цепи, на которые разложена реальная трехполюсная цепь (рис. 1, а), и потребляемые или неподвижные трансформаты (3—4; 3—5). Анализируя эту таблицу, найдем, что идеальная цепь

а) из табл. 2-1; 2-2 описывается симметричной, из табл. 2-3; 2-4 кососимметричной матрицей;

б) из табл. 2-1; 2-4 описывается матрицей с действительными, а из табл. 2-2; 2-3 матрицей с мнимыми параметрами;

в) из табл. 2-1; 2-3 описывается эрмитовой матрицей и при питании ее напряжениями $\hat{U}_1, \hat{U}_2, \hat{U}_3$ потребляет исключительно рабочую мощность, а из табл. 2-2; 2-4 описывается альтернирующей матрицей и потребляет исключительно запасаемую мощность.

6. КЛАССИФИКАЦИЯ ИДЕАЛЬНЫХ МНОГОПОЛЮСНИКОВ

Допустим, что разделение реальной цепи на идеальные может послужить основой для стройной классификации идеальных цепей, построенных из однотипных элементов. Если идеальные цепи просинтезировать их частотным идеальным матрицам из табл. 2, то придем к выводу, что значения, которые мы придаем отдельным элементам, или должны быть заменены новыми или им необходимо придать новый физический смысл, что мы и сделаем.

Будем различать такие идеальные элементы:

а) Активные цепи строятся из самостоятельных двухполюсных ($n=2$) источников напряжения или тока. В нашей матрице они не отражены.

б) Пассивные цепи строятся из двухполюсных ($n=2$) элементов типа R, L, C с одним существенным дополнением: пассивными двухполюсниками будем считать элементы, описываемые также и отрицательными параметрами $R < 0; L < 0; C < 0$.

в) Обратимые цепи, построенные из многополюсных элементов типа трансформатора или дуалатора [1].

г) Управляемые цепи состоят из многополюсных ($n > 3$) элементов типа жиратора или конвертора [1].

В настоящее время в терминологии по идеальным элементам нет договоренности. Одни авторы активным элементом называют «активное» сопротивление $R > 0$, другие — сохраняют это название для отрицательного сопротивления $R < 0$, а третьи — «активными» четырехполюсниками называют усилительные каскады, которые свою активность проявляют при наличии внешнего управления. Бывает и так, что управляемый жиратор называют пассивным и необратимым, приписывают неprisущие ему свойства и противопоставляют ему обратимые элементы.

Может вызвать удивление то, что цепь из табл. 2-3 описывается матрицей с мнимыми параметрами и потребляет исключительно рабочую мощность, а управляемая цепь из табл. 2-4, описываемая матрицей с вещественными параметрами, потребляет запасаемую мощность. Однако именно это и говорит о том, что мы еще не разобрались глубоко во всех идеальных элементах. Пользуясь случаем, хотелось бы подчеркнуть одно значительное различие между идеальным пассивно-обратимым и управляемым многополюсником. Если их питать n -фазным напряжением $\hat{U}_1, \hat{U}_2,$

$U_2 \dots$, обе цепи, если они не являются вырожденными, потребляют некоторую мощность. Если же начнем обе цепи питать одним только напряжением \dot{U}_1 одной фазы $U_3 = 0$; $\dot{U}_3 = 0$, то управляемая цепь по отношению к мощности будет глухой и не будет ее потреблять. Пассивно-обратимая цепь в любом направлении будет обратимой и будет подчиняться теореме обратимости.

Сравним теперь между собой управляемые элементы с активными и обратимые с пассивными. Каждый управляемый элемент при некоторых условиях (наличие внешнего управления) может стать активным и каждый обратимый элемент можно заменить [2] соответствующей схемой, построенной только из одних пассивных двухполюсных элементов. Однако обратный переход (от активных к управляемым, от пассивных к обратимым элементам) не всегда возможен. Нужно признать, что еще не решен вопрос: как однозначно пассивно-обратимую матрицу из табл. 2-2 синтезировать отдельно пассивной и отдельно обратимой цепями.

6. ПРИМЕРЫ

Покажем на примере, какие преимущества имеет новая классификация идеальных цепей и что кроется в потребляемой ими мощности. Пусть имеется пентод 6AG7, узловые параметры которого $\dot{U}_a = 300$ в, $\dot{U}_{g2} = 150$ в, $\dot{U}_{g1} = -3$ в найдем в работе [4].

Дополним их до плавающей V -матрицы (рис. 2, а)

$1 + j7,6\Omega$	$+410 - j4,5\Omega$	$+11000 - j0,1\Omega$	$-11411 - j3,0\Omega$	mS, (6.1)
$-3 - j4,5\Omega$	$+120 + j10,5\Omega$	$+2800 - j5,8\Omega$	$-2917 - j0,2\Omega$	
$-j0,1\Omega$	$-j5,8\Omega$	$+j13,1\Omega$	$-j7,2\Omega$	
$+2 - j3,0\Omega$	$-530 - j0,2\Omega$	$-13800 - j7,2\Omega$	$+14328 - j10,4\Omega$	

где нормированная частота $\Omega = \frac{\omega}{\text{MHz}}$

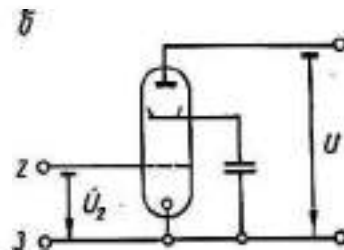
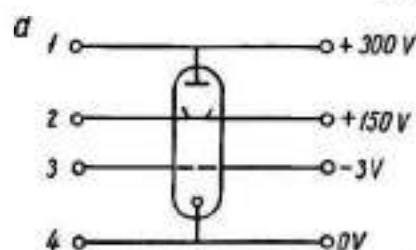


Рис. 2.

Чтобы подчеркнуть плавучесть матрицы (сумма параметров каждого столбца и каждой строки равна нулю), значение отдельных параметров мы привели с обычной для практики точностью.

Включая вторую сетку на катод (рис. 2, б), мы тем самым сделаем перестановку узлов $\begin{pmatrix} 1 & 2 & 3 & 4 \\ 1 & 3 & 2 & 3 \end{pmatrix}$ в нашей матрице, которая в случае триода вырождается до

$+1 + 7,6\Omega$	$+11000 - j0,1\Omega$	$-11001 - j7,5\Omega$	mS (6.2)
$-j0,1\Omega$	$+j13,1\Omega$	$-j13,0\Omega$	
$-1 - j7,5\Omega$	$-11000 - j13\Omega$	$+11000 + j20,5\Omega$	

и которую с помощью табл. 2 раскладываем на такие частичные цепи:

а) пассивно-обратимую рабочую

$$\begin{bmatrix} 0,001 & 5,500 & -5,501 \\ 5,500 & 0 & -5,500 \\ -5,501 & -5,500 & 11,001 \end{bmatrix} \text{ mS}, \quad (6.3)$$

которая синтезируется средним кольцом (рис. 3) проводимостей:

б) пассивно-обратимую, запасную

$$j\omega \begin{bmatrix} 7,6 & -0,1 & -7,5 \\ -0,1 & 13,1 & -13,0 \\ -7,5 & -13,0 & +20,5 \end{bmatrix} \text{ pF}, \quad (6.4)$$

которая синтезируется внешним кольцом емкостей:

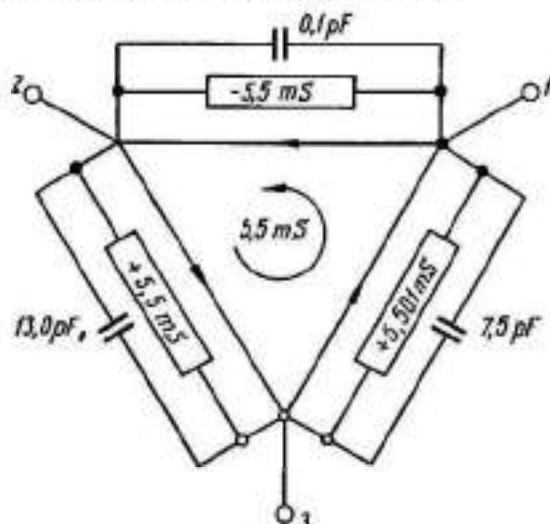


Рис. 3.

в) управляемую рабочую, которая равна 0,

г) управляемую, запасную

$$\begin{bmatrix} 0 & -5,500 & -5,500 \\ -5,00 & 0 & +5,500 \\ +5,500 & -5,500 & 0 \end{bmatrix} \text{ mS}, \quad (6.5)$$

которая синтезируется жиратором внутреннего кольца [3] с круговой проводимостью $Y = 5,5 \text{ mS}$.

Пользуясь случаем, проанализируем некоторые мощности, потребляемые нашим триодом. Возьмем случай, когда лампа питается напряжениями $(\dot{U}_1 = U_2) = |\dot{U}| \sqrt{2}$, $U_3 = 0$

С помощью (3.4; 3.5) из (6.2) находим

$$P_p = |\dot{U}|^2 [a_{11} + a_{12} + a_{21} + a_{22}] + j|\dot{U}|^2 [b_{11} + b_{12} + b_{21} + b_{22}] + |\dot{U}|^2 [11001 \mu\text{S} + j\omega 20,5 \text{ pF}]. \quad (6.6)$$

Это значит, что триод при низких частотах потребляет в основном рабочую мощность

$$\text{Re}(\dot{P}_p) = |\dot{U}|^2 \cdot 11,001 \text{ mS}$$

Если, однако, триод будем питать напряжениями

$$U_1 | \dot{U} | \sqrt{2}, \quad U_2 = -j \dot{U}_1 = -j | \dot{U} | \sqrt{2}$$

то найдем

$$\begin{aligned} \dot{P}_Y &= | \dot{U} |^2 [a_{11} + a_{22} + b_{12} - b_{21}] - | \dot{U} |^2 [a_{12} - a_{21} - b_{11} - b_{22}] = \\ &= | \dot{U} |^2 [1 - j(11000 - 20,7\Omega)] \mu S, \end{aligned} \quad (6.7)$$

т. е. триод при низких частотах будет впитывать в основном из-за $\text{Im}(\dot{P}_Y) < 0$ индуктивную мощность $\dot{P}_Y = | \dot{U} |^2 [1 \mu S - j11mS]$, что противоречит общепринятым сегодня законам: в лампе не видно индуктивных параметров.

ВЫВОДЫ

Идеальным линейным цепям нам удалось, на наш взгляд, дать очень простую, но в то же время достаточно стройную классификацию. Однако она требует от нас некоторого уточнения физического смысла применяемых до настоящего времени терминов.

Мы пользовались в наших рассуждениях методом узловых напряжений. Можно было бы для анализа этих цепей применить и метод контурных токов. Основные выводы будут те же.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Т. Величко. Идеальные элементы в схеме замещения линейного проходного четырехполюсника. «Изв. вузов. Радиотехника», 1961, № 4.
2. W. Klein. Grundlagen der Theorie elektrischer Schaltungen. Akademie verlag, Berlin, 1961.
3. S. L. Mason. Topological analysis of linear nonreciprocal networks. PIRE, 1957, 45, 829.
4. W. Zoberbier. Kennlinien und Vierpoltheorie der Elektronenröhren. Nachrichtentechnik, 6(1956), 457—465.

НОВЫЕ ФУНКЦИИ ТРАНСФОРМАТОРА В СХЕМЕ

Э. А. Севрицева

Харьков

Долгое время в схемах встречалось только цепное включение трансформатора. Как проходной четырехполюсник он служил для преобразования токов, напряжений и сопротивлений, а также для разделения цепей по постоянному току. Теория проходного трансформатора в настоящее время разработана достаточно полно. Она выделяет наиболее существенные свойства его, опираясь на физику явлений, лежащих в основе его работы; устанавливает количественные соотношения между полезными и паразитными явлениями в трансформаторе; показывает, как связаны между собой электрические и конструктивные параметры трансформатора.

Исследование проходного трансформатора было начато в энергетике. Позже, при использовании его в цепях, предназначенных для передачи информации, его свойства были изучены в широком диапазоне частот. В результате, начиная с пятидесятых годов, теорию проходного трансформатора можно считать завершенной, а проектирование таких трансформаторов и схем с ними теперь является чисто инженерной задачей.

Однако сейчас становится все очевиднее, что в отмеченной роли применение трансформатора не ограничится.

Цепи, предназначенные для передачи и преобразования информации, становятся все сложнее в соответствии с возрастающей сложностью и многообразием выполняемых ими задач. Поэтому никогда не прекращаются поиски новых материалов, деталей, элементов радиоаппаратуры, которые бы позволили реализовать все новые функции цепей, причем по возможности экономичнее. Трансформатор — элемент не новый, однако возможности его далеко не исчерпаны. Об этом свидетельствуют уравнения и эквивалентная схема трансформатора как плавающего четырехполюсника [1].

Уже из упрощенной матрицы плавающего трансформатора, не учитывающего потерь в нем,

$$\| \bar{y} \| = \frac{1}{j\omega(L_1L_2 - M^2)} \begin{vmatrix} L_2 & -L_2 & \mp M & \pm M \\ -L_2 & L_2 & \pm M & \mp M \\ \mp M & \pm M & L_1 & -L_1 \\ \pm M & \mp M & -L_1 & L_1 \end{vmatrix}$$

видно, что в его эквивалентную схему входят отрицательные индуктивности. Значит, с добавлением трансформатора к пассивным элементам цепей (R , L , C) в синтезе раздвигаются границы реализуемых функций. В схеме замещения реального трансформатора можно помимо отрицательных индуктивностей обнаружить отрицательные сопротивления и проводимости. Правда, все эти отрицательные элементы невозможно отделить и использовать самостоятельно. И все же уже появились цепи, в которых используется эта особенность трансформатора.

Приведем примеры в подтверждение сказанного. На рис. 1, а показан двухполюсник с отрицательной индуктивностью. Такой двухполюсник может

оказаться ветвью эквивалентной схемы цепи, содержащей трансформатор (например, если к узлам ab некоторой схемы, в которой между этими узлами были подключены последовательно соединенные индуктивность L_{ab} и емкость C_{ab} , подключить узлы 14 трансформатора). Рядом показаны частотные характеристики этого двухполюсника. Известно, что такие частотные зависимости невозможно получить с помощью обычных реактивных элементов L

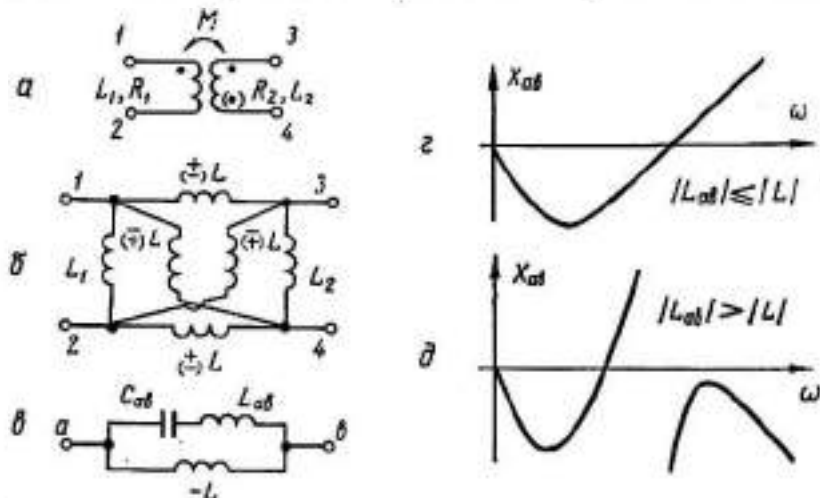


Рис. 1. Двухполюсник с трансформатором и его частотные характеристики.

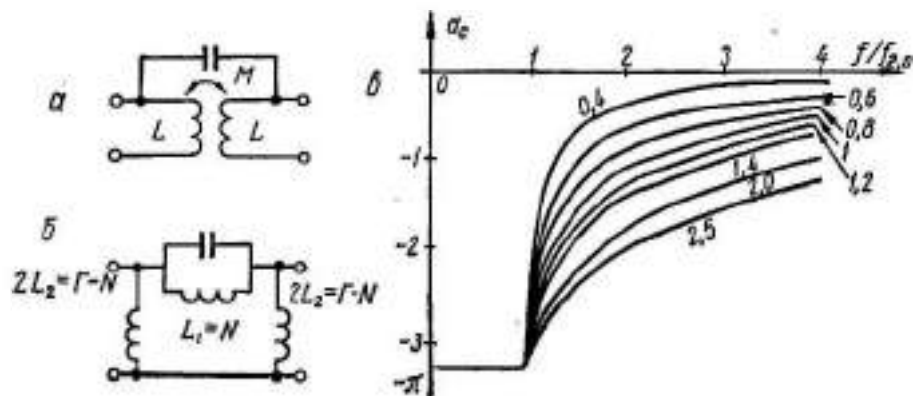


Рис. 2. Фильтр с трансформатором и его характеристики.

и C . Это следует из теоремы Фостера, ограничивающей реактансные функции только теми, для которых $\frac{dx}{d\omega} > 0$ ($X = \text{Re } z$), т. е. графики которых имеют при любой частоте положительный наклон к оси абсцисс.

Описанный двухполюсник нельзя отделить от схемы, однако наличие подобных двухполюсников в схеме влияет на свойства всей схемы в целом.

На рис. 2, а показана схема фильтра с трансформатором. Из эквивалентной схемы (рис. 3, б) видно, что это фильтр верхних частот типа M . Только в нем индуктивность L_1 может быть как положительной (при встречном включении обмоток), так и отрицательной (при согласованном включении обмоток). В результате появляется возможность менять коэффициент

$m = \frac{L_1}{L_2}$ в пределах $0 < m < \infty$, а не $0 < m < 1$, как в обычных фильтрах.

Это позволяет в больших пределах регулировать фазовую характеристику фильтра. При этом она оказывается наиболее линейной при отрицательной индуктивности в горизонтальном плече. Это свойство трансформаторного фильтра полезно особенно сейчас, когда все большее внимание уделяется проектированию трактов передачи информации с линейными фазовыми характеристиками, так как они обеспечивают наиболее эффективную передачу некоторых видов информации.

Часто применение трансформатора не является обязательным, так как заданную функцию можно осуществить и без него. Однако применение его дает существенную экономию затраченных материалов, веса и стоимости. Можно привести много примеров такого назначения трансформатора, но мы ограничимся примером фильтра, показанного на рис. 2, а. Если обмотки трансформатора включены встречно, то его эквивалентная схема не содержит отрицательных индуктивностей. Следовательно, такой фильтр можно построить и без трансформатора. Но тогда для него понадобится три сердечника вместо одного в трансформаторном фильтре.

В работе [2] встречаются схемы, в которых плавающий трансформатор применяется уже не в трехполюсном, а в четырехполюсном включении. Такие схемы получаются, если, например, в мостиковой схеме заменить трансформатором несколько индуктивностей. Во всех этих примерах трансформатор выступает как многополюсник (четыреполюсник или трехполюсник, если две обмотки имеют общую точку) с особыми свойствами, делающими его полезным материалом для синтеза. Пока по пути такого применения трансформатора сделаны лишь первые шаги. Ко многим схемам, в которых он выступает в своей новой роли, пришла случайно. На пути сознательного и направленного использования особых свойств трансформатора для технического осуществления новых функций еще много трудностей. Отметим наиболее существенные из них.

Во-первых, отсутствует теория плавающего трансформатора. Мы еще мало знаем о трансформаторе для того, чтобы судить о поведении его в схеме при произвольном включении. Ведь из теории цепей известно, что проходной четырехполюсник является частным случаем включения четырехполюсника.

Если в первом случае его поведение описывается двумя уравнениями (значит, тремя параметрами, когда четырехполюсник обратимый), то во втором случае четырехполюсник — тремя независимыми уравнениями (шестью параметрами). Это значит, что для построения теории трансформатора, годной для любого включения его в схему, требуются еще дополнительные исследования.

Во-вторых, методы синтеза из многополюсников только сейчас разрабатываются. Методов, приводящих непосредственно к реальному плавающему трансформатору, не существует. Однако некоторые из методов, появившиеся за последнее время, подсказывают, где можно использовать реальный плавающий трансформатор. Это методы, в которых для построения схемы пользуются идеальными проходными четырехполюсниками, например, методы Кауэра, Дарлингтона [3], [4]. Среди этих идеальных четырехполюсников — идеальный трансформатор и дулятор, реализуемые с помощью реального трансформатора. В схемах, полученных по Кауэру и Дарлингтону, трансформаторы оказываются, как правило, плавающими. В этом случае для оценки свойств реальной схемы также понадобится обобщенная теория трансформатора.

Задача разработки обобщенной теории трансформатора стала уже актуальной, так как появляется все больше схем, в которых он применяется

по-новому, хотя к ним приходят пока на ощупь. Создание такой теории, а также дальнейшее совершенствование методов синтеза, несомненно, будут способствовать полному и целенаправленному использованию трансформатора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. А. Свирцева. Уравнения плавающего трансформатора. См. статью в настоящем сборнике.
2. Х. И. Черне. Индуктивные связи и трансформации в электрических фильтрах. Связьиздат, 1962.
3. Н. Балабанян. Синтез электрических цепей. Госэнергониздат, 1961.
4. Д. А. Калахан. Современный синтез цепей. Изд-во «Энергия», 1966.

УРАВНЕНИЯ ПЛАВАЮЩЕГО ТРАНСФОРМАТОРА

Э. А. Свирцева

Харьков

Термин «плавающий», отнесенный к многополюснику, пока еще плохо известен в литературе. Он обозначает, что ни один из внешних выводов многополюсника не соединен с узлом схемы, принятым за базисный. Уравнения плавающего многополюсника полностью определяют его поведение при любом способе подключения к схеме. Если есть уравнения плавающего трансформатора, из них всегда можно вывести, например, уравнения проходного трансформатора, которые на сегодня довольно тщательно изучены. Обратный же переход возможен далеко не всегда. Таким образом, проходной трансформатор можно рассматривать как частный случай плавающего [1].

Уравнения плавающего многополюсника должны связывать между собой все внешние токи и напряжения его. Это могут быть токи и напряжения, относящиеся к внешним сторонам или к внешним полюсам многополюсника. Например, для четырехполюсника (рис. 1, а) напряжения и токи сторон — это $\dot{I}_{12}, \dot{I}_{24}, \dot{I}_{43}, \dot{I}_{31}, \dot{U}_{12}, \dot{U}_{24}, \dot{U}_{43}, \dot{U}_{31}$, а напряжения и токи полюсов — $\dot{I}_1, \dot{I}_2, \dot{I}_3, \dot{I}_4, \dot{U}_1, \dot{U}_2, \dot{U}_3, \dot{U}_4$. И форму уравнений многополюсника можно выбрать по-разному. Все системы уравнений при любом выборе переменных равноценны в математическом отношении, каждая система может быть приведена к любой другой. Но для нас наиболее подходят уравнения узловых напряжений

$$\|\dot{I}\| = \|y\| \cdot \|\dot{U}\| \quad (1)$$

Здесь $\|\dot{I}\|$ — матрица-столбец полюсных токов (в случае четырехполюсника, показанного на рис. 1, состоит из $\dot{I}_1, \dot{I}_2, \dot{I}_3, \dot{I}_4$);

$\|\dot{U}\|$ — матрица-столбец узловых напряжений (в нашем случае она состоит из $\dot{U}_1, \dot{U}_2, \dot{U}_3, \dot{U}_4$);

$\|y\|$ — квадратная матрица проводимостей, у которой величины коэффициентов зависят от природы многополюсника.

О преимуществе такой формы уравнений говорилось в работе [2]. В нашем случае эта форма удобна еще и потому, что дает возможность физической интерпретации тех преобразований, которым мы будем подвергать эти уравнения. Например, разложению матричного уравнения (1) на два

$$\|\dot{I}'\| = \|y'\| \cdot \|\dot{U}\| \quad (2)$$

$$\|\dot{I}''\| = \|y''\| \cdot \|\dot{U}\| \quad (3)$$

где

$$\|\dot{I}'\| + \|\dot{I}''\| = \|\dot{I}\| \quad (4)$$

$$\|y'\| + \|y''\| = \|y\| \quad (5)$$

соответствует расслоение исходного многополюсника на два, соединенных между собой параллельно посредством внешних полюсов (рис. 1, а). Это позволяет рассматривать обособленно влияние различных явлений, имеющих место в трансформаторе, на его работу.

Нам удобнее рассматривать отдельно токораспределение в трансформаторе, обусловленное электрическим полем в нем, и отдельно — токораспределение, обусловленное магнитным полем, так как они не связаны

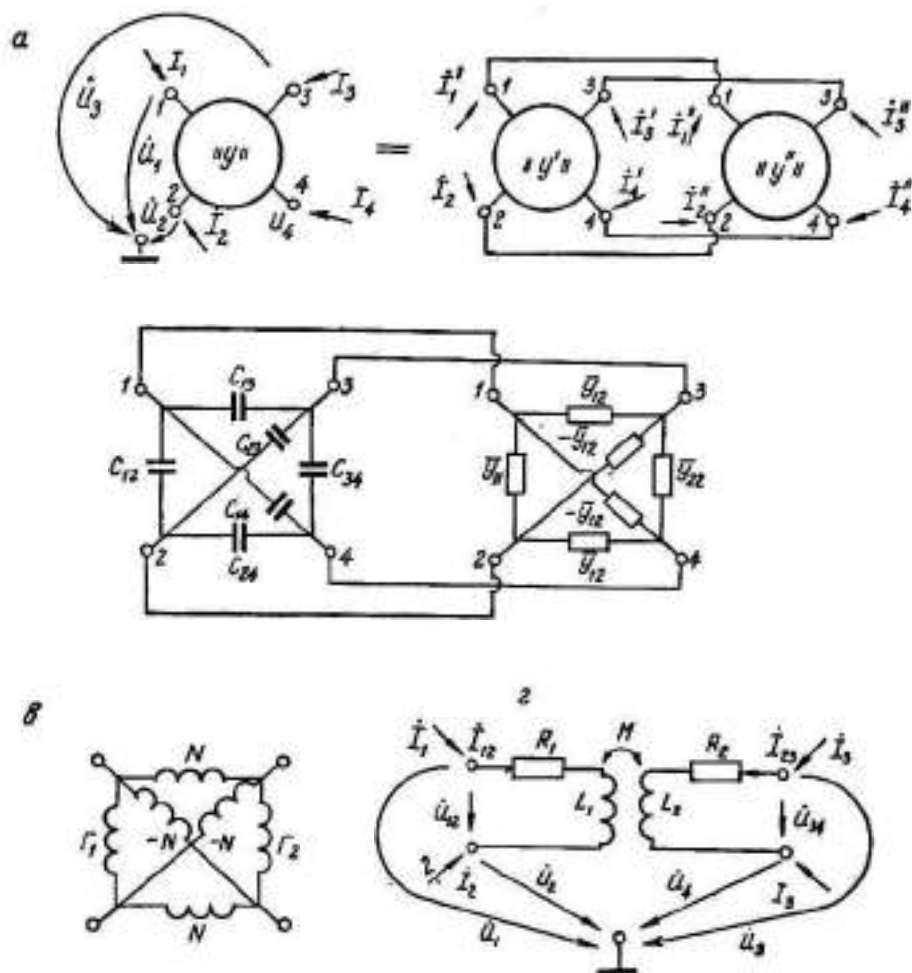


Рис. 1. Схемы замещения плавающего трансформатора.

между собой. Первое определяется напряжениями внешних узлов трансформатора $\dot{U}_1, \dot{U}_2, \dot{U}_3, \dot{U}_4$, а второе — напряжениями, приложенными к обмоткам, т. е. разностями узловых напряжений $\dot{U}_{12} = \dot{U}_1 - \dot{U}_2$ и $\dot{U}_{34} = \dot{U}_3 - \dot{U}_4$.

Пусть уравнение (2) учитывает токи, определяемые напряжениями узлов. Из теории цепей известно, что проводимости, существующие между полюсами внутри обратимого четырехполюсника, можно отразить с помощью эквивалентной схемы, состоящей из шести различных двухполюсников.

ков (рис. 1, б). Величины проводимостей этих двухполосников определяются матрицей

$$\|y'\| = \begin{vmatrix} y'_{11} & y'_{12} & y'_{13} & y'_{14} \\ y'_{12} & y'_{22} & y'_{23} & y'_{24} \\ y'_{13} & y'_{23} & y'_{33} & y'_{34} \\ y'_{14} & y'_{24} & y'_{34} & y'_{44} \end{vmatrix} \quad (6)$$

Предполагаем, что проводимости между отдельными полюсами трансформатора существуют за счет паразитных емкостей. Поэтому на первых порах положим, что двухполосники состоят из емкостей. Тогда матрица $\|y'\|$ принимает вид

$$\|y'\| = j\omega \begin{vmatrix} C_{12} + C_{13} + C_{14} & -C_{12} & -C_{13} & -C_{14} \\ -C_{12} & C_{12} + C_{23} + C_{24} & -C_{23} & -C_{24} \\ -C_{13} & -C_{23} & C_{13} + C_{23} + C_{34} & -C_{34} \\ -C_{14} & -C_{24} & -C_{34} & C_{14} + C_{24} + C_{34} \end{vmatrix} \quad (7)$$

Эквивалентная схема, соответствующая такой матрице, показана на рис. 1, б.

Перейдем к уравнению (3). Будем считать, что оно учитывает явления, в которых принимает участие магнитное поле (явления самоиндукции и взаимной индукции). Для трансформатора это наиболее существенные явления, так как они положены в основу его работы. Матрица $\|y''\|$ для трансформатора без потерь известна.

$$\|y''\| = \frac{\begin{vmatrix} L_2 & -L_2 & -M & M \\ -L_2 & L_2 & M & -M \\ -M & M & L_1 & -L_1 \\ M & -M & -L_1 & L_1 \end{vmatrix}}{j\omega(L_1L_2 - M^2)} = \frac{\begin{vmatrix} \Gamma_1 & -\Gamma_1 & -N & N \\ -\Gamma_1 & \Gamma_1 & N & -N \\ -N & N & \Gamma_2 & -\Gamma_2 \\ N & -N & -\Gamma_2 & \Gamma_2 \end{vmatrix}}{j\omega} \quad (8)$$

На основании этой матрицы построена так называемая универсальная схема замещения трансформатора (рис. 1, в). Здесь N , Γ_1 , Γ_2 — величины с размерностями, обратными индуктивностям.

Стремясь составить уравнения трансформатора, наиболее полно отражающие физические процессы в нем, запишем эти уравнения с учетом потерь.

За основу возьмем уравнения 2-типа для трансформатора с потерями, связывающие между собой напряжение \dot{U}_{12} , \dot{U}_{24} и токи \dot{I}_{12} , \dot{I}_{24} (рис. 1, г),

$$\begin{aligned} \dot{U}_{12} &= (R_1 + j\omega L_1) \dot{I}_{12} + j\omega M \dot{I}_{24} \\ \dot{U}_{24} &= j\omega M \dot{I}_{12} + (R_2 + j\omega L_2) \dot{I}_{24} \end{aligned} \quad (9)$$

Они же в матричной форме

$$\begin{vmatrix} \dot{U}_{12} \\ \dot{U}_{24} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} R_1 + j\omega L_1 & j\omega M \\ j\omega M & R_2 + j\omega L_2 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} \dot{I}_{12} \\ \dot{I}_{24} \end{vmatrix}$$

От них перейдем к y -уравнениям

$$\begin{aligned} \begin{vmatrix} \dot{I}_{12} \\ \dot{I}_{24} \end{vmatrix} &= \begin{vmatrix} \bar{y}_{11} & \bar{y}_{12} \\ \bar{y}_{21} & \bar{y}_{22} \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} \dot{U}_{12} \\ \dot{U}_{24} \end{vmatrix} = \\ &= \frac{\begin{vmatrix} R_1 + j\omega L_1 & -j\omega M \\ -j\omega M & R_2 + j\omega L_2 \end{vmatrix}}{(R_1 + j\omega L_1)(R_2 + j\omega L_2) + \omega^2 M^2} \cdot \begin{vmatrix} \dot{I}_{12} \\ \dot{I}_{24} \end{vmatrix} \end{aligned} \quad (10)$$

Чтобы удобнее было изучать параметры трансформатора, перейдем к безразмерным переменным, положив

$$\begin{aligned}\tau_1 &= \frac{L_1}{R_1}; \quad \tau_2 = \frac{L_2}{R_2}; \quad \tau = \sqrt{\tau_1 \tau_2}; \\ n &= \sqrt{\frac{\tau_2}{\tau_1}}; \quad \Omega = \omega \tau; \\ k &= \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}; \quad \sigma = 1 - k^2.\end{aligned}$$

Кроме того, избавимся от комплексов в заменителях коэффициентов матрицы $\|y\|$. Тогда она примет следующий вид:

$$\begin{aligned}\|y\| &= \frac{\left[1 - \Omega^2 \sigma - j \frac{\Omega}{n} (1 + n^2) \right] \left\| \begin{array}{l} G_1 (1 + j n \Omega), \quad -j \Omega k \sqrt{G_1 G_2} \\ -j \Omega k \sqrt{G_1 G_2}, \quad G_2 (1 + j \Omega / n) \end{array} \right\|}{1 + \Omega^2 \left[2k^2 + n^2 + \frac{1}{n^2} \right] + \Omega^4 \sigma^2} = \\ &= \frac{\left\| \begin{array}{l} G_1 [1 + \Omega^2 (n^2 + k^2)] - j \frac{G_1 \Omega}{n} (1 + \sigma n^2 \Omega^2), \\ -\sqrt{G_1 G_2} \left[\frac{\Omega^2 k}{n} (1 + n^2) + j \Omega k (1 - \Omega^2 \sigma) \right], \\ (-\sqrt{G_1 G_2}) \left[\frac{k \Omega^2}{n} (1 + n^2) + j \Omega k (1 - \Omega^2 \sigma) \right], \\ G_2 \left[1 + \Omega^2 \left(k^2 + \frac{1}{n^2} \right) - j \frac{G_2 \Omega}{n} (n^2 + \sigma \Omega^2) \right] \end{array} \right\|}{1 + \Omega^2 [2k^2 + n^2 + 1/n^2] + \Omega^4 \sigma^2} \quad (11).\end{aligned}$$

Легко убедиться, что в плавающую матрицу $\|y^*\|$ четырехполюсника, изображенного на рис. 1, *г*, войдут те же самые коэффициенты y_{11} , $y_{12} = -y_{21}$ и y_{22} , что и в матрицу (10). Для этого в уравнении (9) перейдем к новым переменным $U_1, U_2, U_3, U_4, I_1, I_2, I_3, I_4$, которые связаны со старыми следующими зависимостями:

$$I_{12} = I_1 = -I_3 \quad (12)$$

$$I_{24} = I_2 = -I_4 \quad (13)$$

$$U_{13} = U_1 - U_2 \quad (14)$$

$$U_{24} = U_3 - U_4 \quad (15)$$

В соотношениях (12), (13), (14), (15) учтено, что в четырехполюснике рис. 1, *г* энергия передается только через стороны 12 и 34, откуда следует, что токи сторон 13 и 24 отсутствуют:

$$I_{13} = 0; \quad I_{24} = 0$$

Запишем эти соотношения в матричной форме

$$\begin{aligned}\begin{vmatrix} U_{13} \\ U_{24} \end{vmatrix} &= \begin{vmatrix} 1, & -1, & 0, & 0 \\ 0, & 0, & 1, & -1 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} U_1 \\ U_2 \\ U_3 \\ U_4 \end{vmatrix} \quad (16)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\begin{vmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \\ I_4 \end{vmatrix} &= \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ -1 & 0 \\ 0 & 1 \\ 0 & -1 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} I_{12} \\ I_{24} \end{vmatrix} \quad (17)\end{aligned}$$

Теперь переход к новым переменным в уравнении (9) можно выразить так:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} i_1 \\ i_2 \\ i_3 \\ i_4 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 1, & 0 \\ -1, & 0 \\ 0, & 1 \\ 0, & -1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} i_{12} \\ i_{34} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1, & 0 \\ -1, & 0 \\ 0, & 1 \\ 0, & -1 \end{pmatrix} \cdot \|\bar{y}\| \cdot \begin{pmatrix} \dot{U}_{12} \\ \dot{U}_{34} \end{pmatrix} = \\ &= \begin{pmatrix} 1, & 0 \\ -1, & 0 \\ 0, & 1 \\ 0, & -1 \end{pmatrix} \cdot \|\bar{y}\| \cdot \begin{pmatrix} 1, & -1, & 0, & 0 \\ 0, & 0, & 1, & -1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \dot{U}_1 \\ \dot{U}_2 \\ \dot{U}_3 \\ \dot{U}_4 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (18)$$

Отсюда

$$\|y^*\| = \begin{pmatrix} 1, & 0 \\ -1, & 0 \\ 0, & 1 \\ 0, & -1 \end{pmatrix} \|\bar{y}\| \begin{pmatrix} 1, & -1, & 0, & 0 \\ 0, & 0, & 1, & -1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{y}_{11}, & -\bar{y}_{11}, & -\bar{y}_{12}, & \bar{y}_{12} \\ -\bar{y}_{11}, & \bar{y}_{11}, & \bar{y}_{12}, & -\bar{y}_{12} \\ -\bar{y}_{12}, & \bar{y}_{12}, & \bar{y}_{22}, & -\bar{y}_{22} \\ \bar{y}_{12}, & -\bar{y}_{12}, & -\bar{y}_{22}, & \bar{y}_{22} \end{pmatrix} \quad (19)$$

Действительно, в плавающую матрицу вошли только три величины \bar{y}_{11} , \bar{y}_{22} и \bar{y}_{12} . Для графического исследования зависимостей этих параметров от нормированной частоты запишем их в параметрической форме

$$\bar{y}_{11} \begin{cases} X_1 = \operatorname{Re} \bar{y}_{11} = \frac{G_1 [1 + \Omega^2 (n^2 + k^2)]}{1 + \Omega^2 \left[2k^2 + n^2 + \frac{1}{n^2} \right] + \Omega^4 \sigma^2} \\ Y_1 = \operatorname{Im} \bar{y}_{11} = \frac{G_1 [-\Omega/n (1 + \sigma n^2 \Omega^2)]}{1 + \Omega^2 \left[2k^2 + n^2 + \frac{1}{n^2} \right] + \Omega^4 \sigma^2} \end{cases} \quad (20)$$

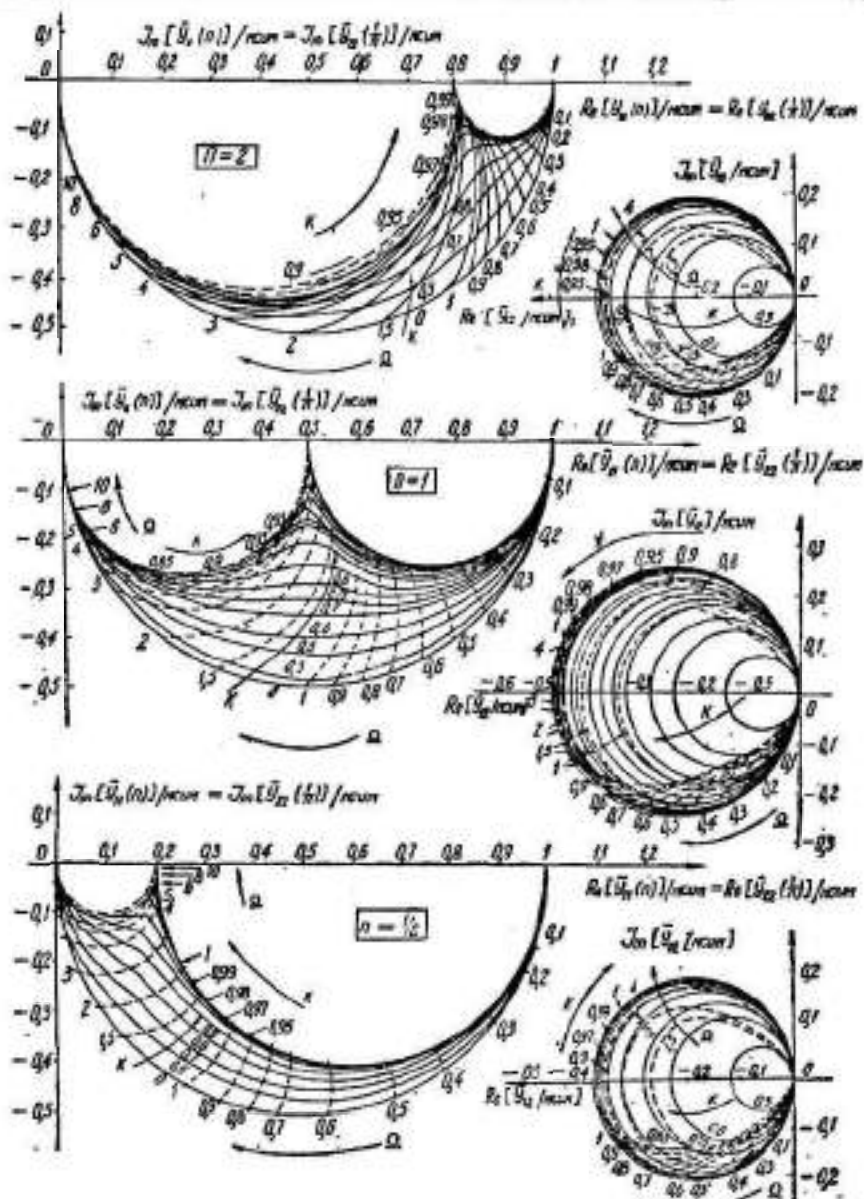
$$\bar{x}_{22} \begin{cases} X_2 = \operatorname{Re} \bar{y}_{22} = \frac{G_2 \left[1 + \Omega^2 \left(k^2 + \frac{1}{n^2} \right) \right]}{1 + \Omega^2 \left[2k^2 + n^2 + \frac{1}{n^2} \right] + \Omega^4 \sigma^2} \\ Y_2 = \operatorname{Im} \bar{y}_{22} = \frac{G_2 [-\Omega/n (n^2 + \sigma \Omega^2)]}{1 + \Omega^2 \left[2k^2 + n^2 + \frac{1}{n^2} \right] + \Omega^4 \sigma^2} \end{cases} \quad (22)$$

$$\bar{y}_{12} \begin{cases} X = \operatorname{Re} \bar{y}_{12} = \frac{\sqrt{G_1 G_2} \cdot [-k^2 \Omega^2 / n (1 + n^2)]}{1 + \Omega^2 \left[2k^2 + n^2 + \frac{1}{n^2} \right] + \Omega^4 \sigma^2} \\ Y = \operatorname{Re} \bar{y}_{12} = \frac{\sqrt{G_1 G_2} \cdot [-\Omega k (1 - \Omega^2 \sigma)]}{1 + \Omega^2 \left[2k^2 + n^2 + \frac{1}{n^2} \right] + \Omega^4 \sigma^2} \end{cases} \quad (24)$$

Следует обратить внимание, что $\bar{y}_{11}(1/n) = \bar{y}_{22}(n)$, значит, достаточно рассмотреть зависимости \bar{y}_{11} и \bar{y}_{12} . Графики \bar{y}_{12} и \bar{y}_{11} (\bar{y}_{22}) показаны на рис. 2.

Кривые \bar{y}_{12} представляют собой окружности. В этом можно убедиться и аналитическим путем. Исключив частоту Ω , переходим к уравнению

$$Y^2 + X^2 + \frac{kn}{1+n^2} X = 0. \quad (26)$$

Рис. 2. Частотные зависимости $Y_{12}(\omega) = Y_{21}(\omega)$, $Y_{12}(\omega) = Y_{21}(1/\omega)$.

Радиус этой окружности

$$R = \frac{kn}{2(1+n^2)}. \quad (27)$$

Центр ее смещен на расстояние, равное R , влево от начала координат. Кривые \bar{y}_{12} ($-\bar{y}_{21}$) пересекают ось абсцисс при частоте Ω , которую можно определить из формулы (25): ординаты кривых равны нулю, когда

$$1 - \Omega^2 \sigma = 0. \quad (28)$$

Это равенство выполняется при

$$\Omega = \frac{1}{\sqrt{\sigma}}$$

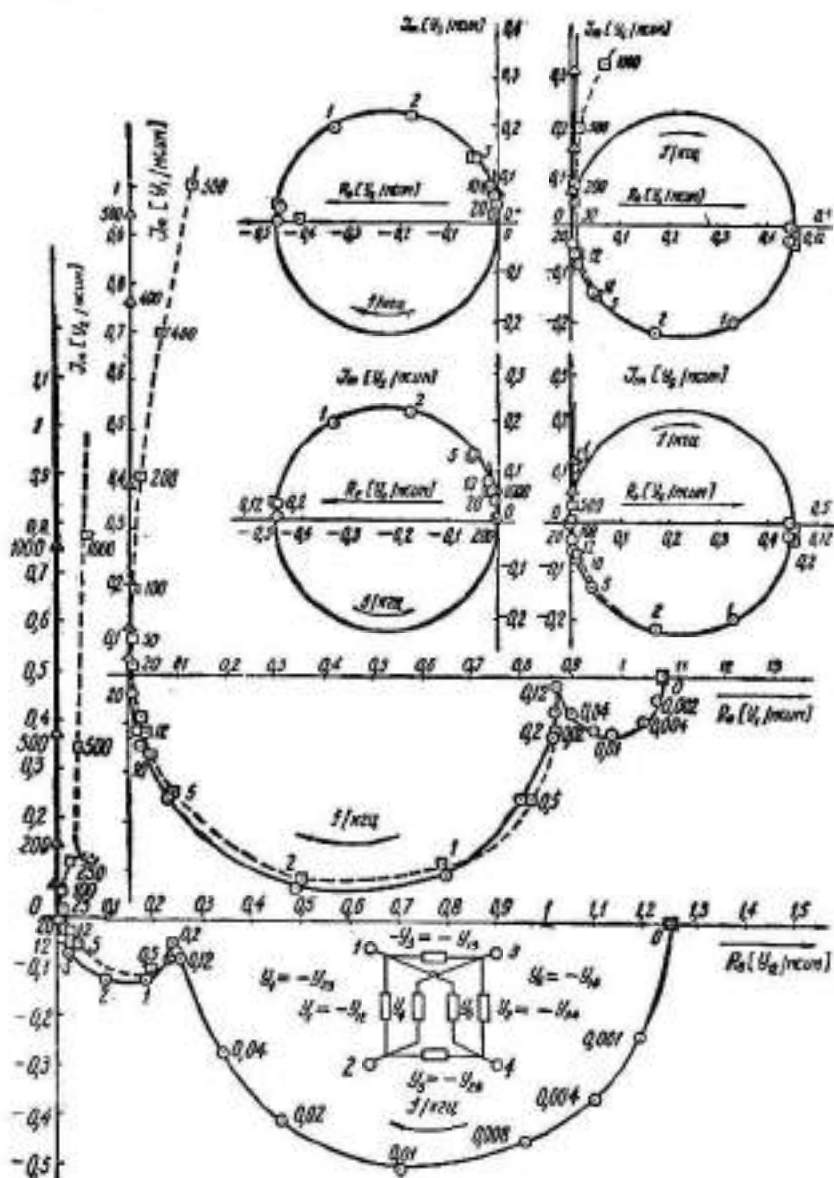


Рис. 3. Частотные голографы параметров трансформатора:

○ — коэффициенты матрицы; △ — коэффициенты матрицы; □ — коэффициенты уравнений реального трансформатора.

От элементов матрицы $\|\bar{y}\|$ проходного четырехполюсника может перейти к элементам матрицы $\|y'\|$, пользуясь соотношением (19).

Ненормированные зависимости y_{11} , $y_{12} = y_{21}$, y_{22} по характеру не отличаются от нормированных. Множители G_1 , G_2 , $\sqrt{G_1 G_2}$ можно рассматривать как масштабные. Приведенная частота Ω для каждого реального трансформатора приобретает свой конкретный смысл.

На рис. 3 пунктиром показаны кривые частотных зависимостей коэффициентов матрицы $\|y'\|$ для трансформатора с $L_1 = 13,4$ мГн, $L_2 = 3,75$ мГн.

$R_1 = 8000$ ом, $R_2 = 910$ ом, т. е. с $\tau_1 = 16,6$ мксек, $\tau_2 = 4,13$ мксек, $n \cong 2$, $\tau = 8,3$ мксек, $\frac{\omega}{\Omega} = 120,5$. Точки этих кривых отмечены кружками.

Емкостные проводимости являются чисто мнимыми величинами и с частотой они растут. Поэтому после добавления $\|y'\|$ кривые элементов результирующей матрицы $\|y\|$ будут отличаться от кривых матрицы $\|y''\|$ приращениями по вертикальной оси. Эти приращения увеличиваются от нуля при $\Omega = 0$ до бесконечности $\Omega = \infty$.

На рис. 3 линиями, отмеченными треугольниками, показаны частотные зависимости элементов матрицы $\|y\|$ для случая, если паразитные емкости имеют следующие значения:

$$\begin{array}{lll} C_{12} \cong 250 \text{ пф}; & C_{13} \cong 10 \text{ пф}; & C_{14} \cong 20 \text{ пф}; \\ C_{23} \cong 50 \text{ пф}; & C_{24} \cong 10 \text{ пф}; & C_{34} \cong 150 \text{ пф}; \end{array}$$

На том же рисунке показаны результаты экспериментальной проверки частотных зависимостей коэффициентов матрицы $\|y\|$ трансформатора с указанными параметрами. Точки кривых, полученных опытным путем, отмечены квадратами.

Из графиков видно, что существенные расхождения между результатами расчета и эксперимента можно наблюдать лишь на очень высоких частотах: кривые отклоняются вправо от оси ординат и даже на некоторых из них появляются петли. В этом случае, обычно лежащем уже за пределами области применения трансформатора, на его поведении сказываются распределенные параметры. Их влияние не отражено в уравнениях. В случае необходимости они учитываются, тогда в уравнениях появятся составляющие, изменяющиеся по закону тангенса гиперболического от комплексного аргумента, так как им описывается входная проводимость линии с потерями.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. А. Свирищева. Матрицы и схемы замещения трансформатора. Материалы радиоэлектроники и электрические машины. Изд-во ЛГУ, 1964.
2. Э. А. Свирищева. Анализ обобщенным методом узловых напряжений схем с индуктивными связями. Сб. научных работ аспирантов ЛПИ. Изд-во ЛГУ, 1963.
3. Э. В. Зелия. Основы общей теории линейных электрических схем. Изд-во АН СССР, 1951.

ГРАФОАНАЛИТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ АНАЛИЗА ЦЕПЕЙ С НЕЛИНЕЙНЫМИ ТРЕХПОЛЮСНИКАМИ

Г. С. Соловьев

Владивосток

Основная задача анализа нелинейной электрической цепи заключается в нахождении токов и напряжений, определяющих режим нелинейного элемента. Для схемы, содержащей нелинейный трехполосник, число искомым величин равно шести (три тока и три напряжения), четыре из которых будут независимыми. Следовательно, задача сводится к определению двух токов и двух напряжений.

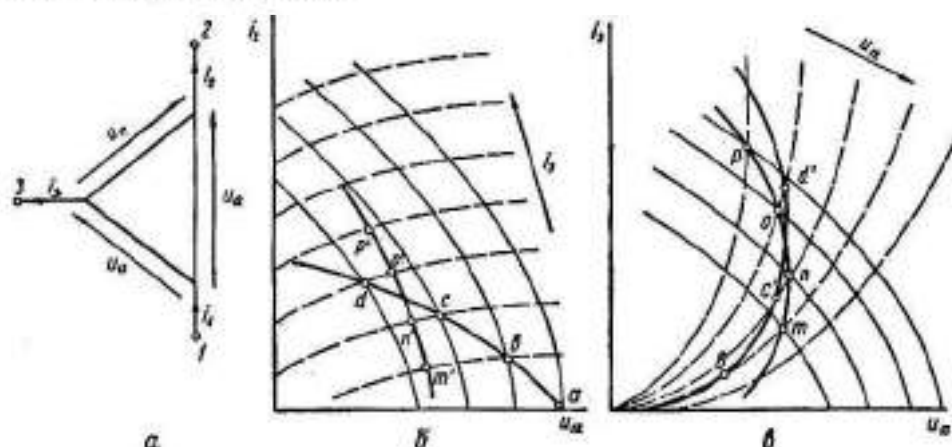


Рис. 1. Определение рабочей точки нелинейного трехполосника.

Считая i_2 ; i_3 ; u_2 ; u_3 независимыми величинами нелинейного трехполосника (рис. 1, а), можно записать для него уравнения в виде

$$\begin{aligned} f(i_2; u_2; i_3) &= 0; \\ \bar{f}(i_2; u_2; u_3) &= 0. \end{aligned}$$

Каждое из этих уравнений может быть задано графически — вольт-амперными характеристиками (ВАХ):

$$\begin{aligned} \varphi_1(i_2; u_2)_{i_3} &= 0; \\ \varphi_2(i_2; u_2)_{u_3} &= 0. \end{aligned}$$

Следует отметить, что для трехполосника в общем случае можно привести 36 пар ВАХ, однако нет необходимости рассматривать каждую из них, так как любую пару ВАХ можно перестроить и получить нужное нам семейство. Такое преобразование всегда можно осуществить, применяя методику, рассмотренную в работе [1].

Чтобы определить четыре неизвестные величины (u_{12} ; u_{13} ; i_2 ; i_3 для нашего случая), необходимы четыре уравнения. ВАХ дают нам два уравнения, а остальные получаем из схемы.

Выделив независимые контуры, составляем для них на основании законов Ома и Кирхгофа уравнения таким образом, чтобы в них вошли электрические величины, которые содержатся в ВАХ. Полученная таким образом система уравнений

$$\begin{aligned} \varphi_1(i_2; u_{12})i_2 &= 0; \\ \psi_1(i_2; i_3; u_{12}) &= E; \\ \varphi_2(i_2; u_{12})u_{12} &= 0; \\ \psi_2(i_2; u_{12}; u_{13}) &= E. \end{aligned} \quad (1)$$

где φ_1 и φ_2 — ВАХ;

ψ_1 и ψ_2 — уравнения, полученные из схем, решаются графически. Алгоритм решения системы (1) ясен из схемы (2)

$$\begin{array}{l} \varphi_1(i_2; u_{12})i_2 = 0 \\ \psi_1(i_2; i_3; u_{12}) = E \\ \varphi_2(i_2; u_{12})u_{12} = 0 \\ \psi_2(i_2; u_{12}; u_{13}) = E \end{array} \left. \begin{array}{l} \xrightarrow{I} \\ \xrightarrow{II} \\ \xrightarrow{III} \end{array} \right\} \begin{array}{l} u_{12} = \xi_1(i_2) \\ u_{12} = \xi_2(i_3) \\ u_{12} = \xi_3(i_2) \\ u_{12} = \xi_4(i_3) \end{array} \left. \begin{array}{l} \xrightarrow{I_2} \\ \xrightarrow{III} \\ \xrightarrow{U_{12}} \end{array} \right\} I_2 U_{12} \quad (2)$$

где I_2 ; I_3 ; U_{12} ; U_{13} — токи и напряжения трехполюсника в рабочей точке; I; II; III — последовательность операций.

Рассмотрим алгоритм (2) по операциям.

1. Полученное из схемы уравнение

$$E = \psi_1(i_2; i_3; u_{12})$$

в силу линейности для мгновенных значений токов и напряжений можно представить в виде

$$E = su_{12} + \gamma i_2 + \nu i_3, \quad (3)$$

где γ и ν — коэффициенты, имеющие размерность проводимости; s — безразмерный коэффициент.

Решаем его графически в семействе

$$\varphi_1(i_2; u_{12})i_2 = 0.$$

Подставляя в уравнение (3) значение тока i_3 , равное $i_3^{(k)}$, где $i_3^{(k)}$ — фиксированное значение тока i_3 для одной из характеристик семейства, получим

$$E' = su_{12} + \gamma i_2,$$

где

$$E' = E - \nu i_3^{(k)}.$$

Это соотношение представляет собой уравнение равновесия напряжений для цепи с последовательным соединением нелинейного и линейного двухполюсника. Расчет таких цепей нам известен. Решая для остальных токов i_2 семейства $\varphi_1(i_2; u_{12})i_2 = 0$ (рис. 1, б) и отмечая точки возможных решений (а; б; в; г) уравнения (3), построим зависимость $u_{12} = \xi_1(i_2)$ — динамическую линию на нагрузке семейства $\varphi_1(i_2; u_{12})i_2 = 0$. Динамическая линия нагрузки дает возможность получить зависимость $u_{12} = \xi_2(i_2)$, так как каждому значению i_2 соответствует строго определенное значение u_{12} .

II. Полученное из схемы уравнение $E = \varphi_2(i_2; u_{12}; u_{13})$ решаем в семействе $\varphi_2(i_2; u_{12})_{u_{13}} = 0$ (рис. 1, в) и по аналогии с предыдущим получим зависимости $u_{12} = \xi_4(i_2)$ — динамическую линию нагрузки семейства и $u_{13} = \xi_5(i_2)$.

III. Совмещаем $u_{12} = \xi_2(i_2)$ и $u_{12} = \xi_3(i_2)$ в любом из семейств. Здесь возможны три случая:

1. Кривые $u_{12} = \xi_2(i_2)$ и $u_{12} = \xi_3(i_2)$ пересекаются.
2. Кривые не пересекаются.
3. Кривые совпадают.

В первом случае точки пересечения являются решениями системы уравнений (1). Если точка пересечения одна, то решение единственное, а ее координаты определяют режим нелинейного трехполосника. Во втором случае система не имеет решения — схема не работает. Третий случай характерен для неуправляемого трехполосника.

Анализ схем с параллельным соединением нелинейных трехполосников ничем не отличается от уже рассмотренного, если построить вольт-амперные характеристики всего соединения, руководствуясь методикой, изложенной в работе [2].

$$\begin{array}{c}
 \begin{array}{l}
 \varphi_1(i_2'; u_{12}') i_2 = 0 \\
 \varphi_2(i_2''; u_{12}'') i_2'' = 0 \\
 \varphi_2(i_2; u_{12}; i_2) = E \\
 f_1(i_2'; u_{12}') u_{12}' = 0 \\
 f_2(i_2''; u_{12}'') u_{12}'' = 0 \\
 \varphi_3(i_2; u_{12}; u_{13}) = E
 \end{array}
 \xrightarrow{I}
 \begin{array}{l}
 \varphi(i_2; u_{12}) i_2 = 0 \\
 \varphi_2(i_2; u_{12}; i_2) = E \\
 f(i_2; u_{12}) u_{12} = 0 \\
 \varphi_3(i_2; u_{12}; u_{13}) = E
 \end{array}
 \xrightarrow{II}
 \begin{array}{l}
 \varphi_2(i_2; u_{12}; i_2) = E \\
 \varphi_3(i_2; u_{12}; u_{13}) = E
 \end{array}
 \xrightarrow{III}
 \begin{array}{l}
 u_{12} = \xi_1(i_2) \\
 u_{12} = \xi_3(i_2) \\
 u_{12} = \xi_2(i_2) \\
 u_{13} = \xi_4(i_2)
 \end{array}
 \xrightarrow{IV}
 \begin{array}{l}
 u_{12} = \xi_3(i_2) \\
 u_{13} = \xi_4(i_2)
 \end{array}
 \xrightarrow{V}
 \begin{array}{l}
 I_2; U_{12} \\
 U_{13}
 \end{array}
 \quad (4)
 \end{array}$$

где $\varphi_1; f_1$ и $\varphi_2; f_2$ — ВАХ трехполосников; φ и f — ВАХ соединения; $\varphi_3; \varphi_2$ — уравнения, полученные из схемы.

Приведем краткие пояснения к алгоритму (4) анализа схем такого типа.

I и II. Построим ВАХ параллельного соединения трехполосников.

III, IV, V. Решив полученные из схемы уравнения, определяем

$$U_{12} \text{ и } U_{13}.$$

VI, VII. По известным U_{12} и U_{13} определяем токи трехполосников.

В заключение следует сказать, что в других семействах ВАХ задача решается аналогично.

Используя рассмотренные методы графических решений уравнений, перейдем теперь к анализу схем, состоящих из двух нелинейных трехполосников или проходных четырехполосников и схем, содержащих нелинейные трехполосник и двухполосник.

Анализ схем такого типа производится в следующей последовательности.

1. Выделив контур, в который входят искомые токи и напряжения обоих нелинейных элементов, запишем для него уравнения равновесия напряжений. В связи с тем, что это уравнение будет линейным для мгновенных значений токов и напряжений, его можно представить в виде

$$E = \Phi_1 + \Phi_2, \quad (5)$$

где Φ_1 и Φ_2 — функции параметров первого и второго нелинейных элементов соответственно.

Учитывая важность уравнения (5) для решения целого ряда задач, целесообразно ввести для него термин уравнение связи. Уравнение связи можно решить графически, если Φ_1 и Φ_2 — функции одного аргумента (тока), т. е.:

$$\Phi_1 = f(i); \quad (6)$$

$$\Phi_2 = \varphi(i). \quad (7)$$

Получить зависимости (6) и (7) аналитически не всегда представляется возможным, поэтому находим их графическим путем.

2. Составляем для рассматриваемой схемы уравнения, используя законы Ома и Кирхгофа, в которые войдут токи и напряжения функций (6) и (7), и решаем их в соответствующих ВАХ. Полученные в результате решения зависимости $u_{k2} = \xi(i)$ и $u'_{k2} = \zeta(i)$, где u_{k2} и u'_{k2} — узловые напряжения первого и второго трехполосников соответственно, дают возможность построить $\Phi_1 = f(i)$ и $\Phi_2 = \varphi(i)$, а следовательно, решить уравнение связи. После этого, используя ранее найденные зависимости $u_{k2} = \xi(i)$ и $u'_{k2} = \zeta(i)$, находим остальные токи и напряжения, определяющие режим нелинейных элементов.

АНАЛИЗ НЕКОТОРЫХ РАСПРОСТРАНЕННЫХ СХЕМ С НЕЛИНЕЙНЫМИ ТРЕХПОЛЮСНИКАМИ

1. Схемы с одним нелинейным трехполосником. Рассмотрим наиболее общий случай включения нелинейного трехполосника в схему (рис. 2, а). Для рассматриваемой схемы можно записать

$$i_3(R_1 + R_2) + u_{12} + i_3R_1 = E; \quad (8)$$

$$i_3(R_1 + R_3) + u_{12} + i_3R_4 + i_4R_3 = E; \quad (9)$$

$$(i_3 + i_2)R_1 + u_{12} = i_4R_4; \quad (10)$$

$$i_4R_4 + u_{22} + i_2R_2 = E \quad (11)$$

$$i_4R_4 + (i_1 - i_3)R_3 + i_4R_3 = E \quad (12)$$

$$i_1R_1 + u_{12} + u_{22} + i_2R_2 = E \quad (13)$$

Примечание.

1. Для схем, имеющих общий узел для обоих нелинейных элементов, за аргумент функций Φ_1 и Φ_2 целесообразно принять ток общего узла.

2. Одно из слагаемых уравнений связи, составленных для схем, содержащих нелинейные трехполосники и двухполосники, задано ВАХ двухполосника.

Используя выражения (8), (9) и (10), находим решение в семействах ВАХ

$$\varphi(i_2; u_{12})i_2 = 0 \text{ и } \varphi(i_2; u_{12})u_{12} = 0.$$

Решаем уравнение (8) в семействе $\varphi(i_2; u_{12})i_2 = 0$.

Ранее мы обосновали принцип графического решения уравнений. Практически решения сводятся к следующему.

Подставляя в уравнение (8) значение токов i_3 , взятые из ВАХ $\varphi(i_2; u_{12})i_2 = 0$, получим семейство прямых, координаты которых можно найти, поочередно приравнявая u_{12} и i_2 к нулю,

$$\begin{aligned} u_{12} = 0; \quad i_3^{(k)} &= \frac{E - i_2^{(k)}R_1}{R_1 + R_2}; \\ i_2 = 0; \quad u_{12}^{(k)} &= E - i_3^{(k)}R_1; \\ \text{tg } \alpha &= \frac{1}{R_1 + R_2}. \end{aligned} \quad (14)$$

Соотношения (14) показывают, что угол наклона прямых — величина постоянная. Это положение упрощает решение задачи, так как нет необходимости находить обе координаты для каждой прямой. Достаточно построить одну из них, а затем, определив $i_2^{(k)}$ либо $u_{12}^{(k)}$, проводим остальные

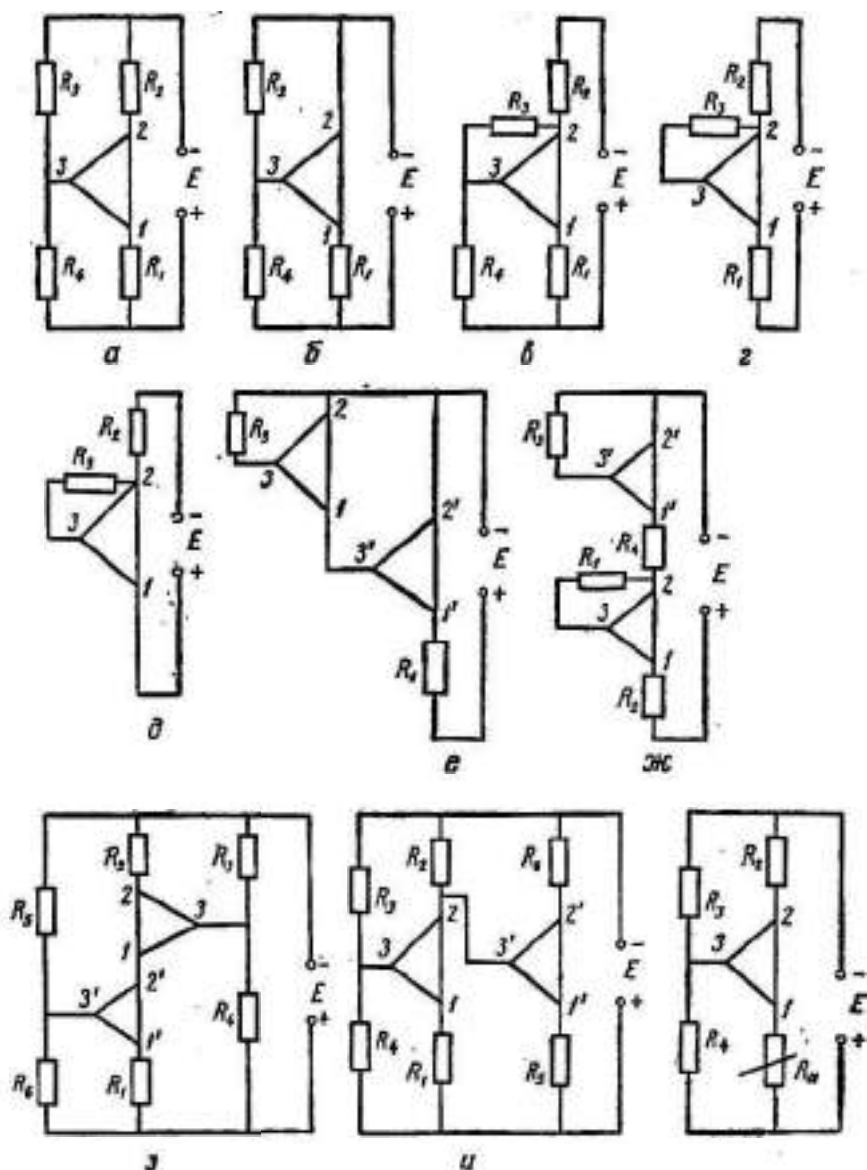


Рис. 2. Типовые схемы с величинами трехполюсниками.

прямые параллельно построенной. Соединяя точки пересечения каждой k -ой прямой с ВАХ, построенной для $i_2 = i_2^{(k)}$, получим динамическую линию нагрузки — $u_{12} = \xi(i_2)$.

Подставив в (12) значения i_2 и i_4 из (8) и (10), получим

$$i_2 = E g' - u_{12} g'' + u_{12} g''' \quad (15)$$

где

$$\begin{aligned}
 g' &= \frac{R_2 R_4 - R_1 R_3}{R_1 R_2 R_4 + R_1 R_3 R_2 + R_1 R_2 R_4 + R_2 R_3 R_4} ; \\
 g'' &= \frac{(R_2 + R_4)(R_2 + R_4)}{R_1 R_2 R_4 + R_1 R_3 R_2 + R_1 R_2 R_4 + R_2 R_3 R_4} ; \\
 g''' &= \frac{R_4 (R_2 + R_4)}{R_1 R_2 R_4 + R_1 R_3 R_2 + R_1 R_2 R_4 + R_2 R_3 R_4} ; \\
 \operatorname{tg} \alpha' &= g'' .
 \end{aligned} \quad (16)$$

Решая (15) в семействе $\varphi(i_2; u_{12}) u_{12} = 0$, получим динамическую линию нагрузки $u_{12} = \xi(i_2)$. Перестраивая $u_{12} = \xi(i_2)$ в семейство $\varphi(i_2; u_{12}) i_2 = 0$, либо $u_{12} = \xi(i_2)$ в семейство $\varphi(i_2; u_{12}) u_{12} = 0$, получим точку пересечения, координаты которой определяют режим трехплосника. Если рабочую точку находим в семействах $\varphi(i_2; u_{22}) i_2 = 0$ и $\varphi(i_2; u_{12}) u_{22} = 0$, то необходимое уравнение получим из соотношений (11), (12) и (13)

$$i_2 = E g_1 - u_{22} g_2 + i_1 k, \quad (17)$$

где

$$\begin{aligned}
 g_1 &= \frac{R_2}{R_2 R_4 + R_2 R_3 + R_2 R_4} ; \\
 g_2 &= \frac{R_2 + R_1}{R_2 R_4 + R_2 R_3 + R_2 R_4} ; \\
 k &= \frac{R_2 R_4}{R_2 R_4 + R_2 R_3 + R_2 R_4} ; \\
 \operatorname{tg} \beta &= g_2 ; \\
 i_1 &= E g_1' - u_{12} g_2' - u_{22} g_3' ,
 \end{aligned} \quad (18)$$

$$(19)$$

где

$$\begin{aligned}
 g_1' &= \frac{1 - g_1 R_1}{R_1 + k R_2} ; \quad g_2' = \frac{1}{R_1 + k R_2} ; \quad g_3' = \frac{1 - g_2 R_2}{R_1 + k R_2} , \\
 \operatorname{tg} \beta' &= g_2' .
 \end{aligned} \quad (20)$$

Решив уравнение (17) в семействе $\varphi(i_2; u_{22}) i_2 = 0$ и (19) в семействе $\varphi(i_2; u_{12}) u_{22} = 0$, получим динамические линии нагрузок $u_{22} = \xi(i_2)$ и $u_{12} = \xi(i_1)$, совмещая которые, в любом из семейств находим рабочую точку.

Положив в уравнениях (8), (11), (13) $R_2 = 0$, получим для схемы рис. 2, б

$$i_2 = \frac{E - u_{22}}{R_1} - i_1 ; \quad (21)$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{R_1} ; \quad (22)$$

$$i_2 = (u_{12} - u_{13}) g' - E g'' ; \quad (23)$$

здесь

$$\begin{aligned}
 g' &= \frac{R_2 + R_4}{R_2 R_4} ; \quad g'' = \frac{1}{R_4} ; \\
 \operatorname{tg} \alpha' &= g' ;
 \end{aligned} \quad (24)$$

$$i_2 = E \frac{1}{R_4} - u_{22} \frac{R_2 + R_4}{R_2 R_4} + i_1 ; \quad (25)$$

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{R_2 + R_4}{R_2 R_4} ; \quad (26)$$

$$i_2 = \frac{E - u_{12} - u_{22}}{R_1} ; \quad (27)$$

$$\operatorname{tg} \beta' = \frac{1}{R_1} . \quad (28)$$

Схема рис. 2, в описывается уравнениями

$$E = i_2(R_1 + R_2) + u_{12} + i_2(R_1 + R_2) + i_4 R_2; \quad (29)$$

$$E = i_4(R_2 + R_3 + R_4) + i_2(R_2 + R_3) + i_2 R_2; \quad (30)$$

$$E = i_2(R_1 + R_2 + R_3) + u_{12} + i_4(R_2 + R_3) + i_2(R_1 + R_2); \quad (31)$$

$$i_4 R_4 = u_{12} + R_1(i_2 + i_4); \quad (32)$$

$$u_{22} = i_4 R_3 + i_2 R_2. \quad (33)$$

Подставляя i_4 из выражения (30) в (29), имеем

$$i_2 = E \frac{R_3 + R_4}{R_{\text{экв}}} - u_{12} \frac{R_2}{R_{\text{экв}}} - i_2 \frac{R_{\text{экв}} - R_2 R_3}{R_{\text{экв}}}; \quad (34)$$

$$R_2 = R_2 + R_3 + R_4;$$

$$R_{\text{экв}}^2 = R_1 R_2 + R_1 R_3 + R_1 R_4 + R_2 R_2 + R_2 R_4;$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{R_2}{R_{\text{экв}}}. \quad (35)$$

Подставив i_4 и i_2 из формул (32) и (34) в (31), найдем

$$i_2 = u_{12} g'' - u_{12} g'' - E g'; \quad (36)$$

$$g' = \frac{R_2 R_2}{R_{\text{экв}}^2 (R_2 + R_4) - R_2 R_2^2};$$

$$g'' = \frac{R_2 R_{\text{экв}}^2}{[R_{\text{экв}}^2 (R_2 + R_4) - R_2 R_2^2] R_2};$$

$$g''' = \frac{R_2 (R_{\text{экв}}^2 - R_2 R_2)}{[R_{\text{экв}}^2 (R_2 + R_4) - R_2 R_2^2] R_2};$$

$$\operatorname{tg} \alpha' = g''. \quad (37)$$

Используя известное соотношение $i_1 = i_2 + i_3$, из равенства (30) и (33) найдем

$$i_2 = E g_1 - u_{12} g_2 + i_1 k; \quad (38)$$

$$g_1 = \frac{1}{R_2 + R_4};$$

$$g_2 = \frac{R_2}{R_2 (R_2 + R_4)}; \quad (39)$$

$$k = \frac{R_4}{R_2 + R_4}; \quad \operatorname{tg} \beta = g_2.$$

Подставляя значения токов i_4 и i_2 из формул (33) и (38) в (32), получим

$$i_1 = E g_1' - u_{12} g_2' - u_{22} g_3'; \quad (40)$$

$$g_1' = \frac{R_4}{R_1 (R_2 + R_4) + R_2 R_4};$$

$$g_2' = \frac{R_2 + R_4}{R_1 (R_2 + R_4) + R_2 R_4}; \quad (41)$$

$$g_3' = \frac{R_4^2}{R_2 [R_1 (R_2 + R_4) + R_2 R_4]}; \quad \operatorname{tg} \beta' = g_3'.$$

Схемы рис. 2, з и рис. 2, д — частные случаи уже рассмотренной нами схемы рис. 2, в. Опуская выводы, запишем для них интересующие нас уравнения.

Для схемы рис. 2, а:

$$i_2 = \frac{E - u_{12}}{R_1 + R_3} - i_3; \quad (42)$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{R_1 + R_3}; \quad (43)$$

$$i_3 = \frac{u_{12} - u_{23}}{R_3}; \quad (44)$$

$$\operatorname{tg} \alpha' = \frac{1}{R_3}; \quad (45)$$

$$i_2 = i_1 - \frac{u_{23}}{R_3}; \quad (46)$$

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{1}{R_3}; \quad (47)$$

$$i_1 = \frac{E - u_{23} - u_{12}}{R_1 + R_3}; \quad (48)$$

$$\operatorname{tg} \beta' = \frac{1}{R_1 + R_3}; \quad (49)$$

Для схемы рис. 2, б.

$$i_2 = \frac{E - u_{12}}{R_3} - i_3; \quad (50)$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{R_3}; \quad (51)$$

$$i_3 = \frac{u_{12} - u_{23}}{R_3}; \quad (52)$$

$$\operatorname{tg} \alpha' = \frac{1}{R_3}; \quad (53)$$

$$i_2 = \frac{i_1 R_3 - u_{23}}{R_3}; \quad (54)$$

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{1}{R_3}; \quad (55)$$

$$i_1 = \frac{E - u_{12} - u_{23}}{R_1}; \quad (56)$$

$$\operatorname{tg} \beta' = \frac{1}{R_1}; \quad (57)$$

2. Схема с составным нелинейным трехполюсником (рис. 2, в). Рассматриваемая схема описывается уравнениями

$$u_{12} = u'_{22}; \quad (58)$$

$$i_1 = i'_1; \quad (59)$$

$$(i'_2 + i'_3) R_1 + u'_{12} = E; \quad (60)$$

$$u_{12} = u_{22} + u_{12}; \quad (61)$$

$$(i_1 - i_2) R_3 = u_{22}; \quad (62)$$

$$u'_{22} = u'_{12} - u'_{12}. \quad (63)$$

Схемы такого типа анализируются с помощью уравнения связи. В нашем случае оно задано соотношением (58, 59). Следовательно, задача сводится к наложению функций $u_{12} = \psi(i'_2 = i_1)$ и $u'_{22} = \psi(i'_2 = i_1)$.

Решив (62) в семействе $\varphi(i_2; u_{22}) i_1 = 0$, построим зависимость $u_{22} = \xi(i_2)$. Переносим ее в семейство $\varphi(i_1; u_{12}) u_{22} = 0$, а затем, используя (61), построим зависимость $u_{12} = \psi(i'_2 = i_1)$. Решаем уравнение (60) в семействе $\varphi(i_2; u'_{12}) i_3 = 0$ и переносим полученную кривую $u'_{12} = \xi(i'_2)$ в семейство $\varphi(i'_2; u'_{12}) u'_{22} = 0$. После этого, используя (63), можно построить зависимость $u'_{22} = \psi(i'_2 = i_1)$ на одном графике с ранее построенной $u_{12} = \psi(i'_2 = i_1)$. Точка пересечения

кривых $u_{12} = \psi(i'_2 = i_1)$ и $u'_{23} = \psi(i_2 = i_1)$ даст нам значение тока $i'_2 = i_1$, где $u_{12} = u'_{23}$.

3. Каскодные схемы. Анализ этих схем (рис. 2, ж и 2, з) ничем не отличается от анализа уже рассмотренной нами схемы рис. 2, е. Приведем для них необходимые уравнения.

Для схемы рис. 2, ж:

$$(i_1 - i_2) R_1 = u_{22}; \quad (64)$$

$$(i'_1 - i'_2) R_3 = u'_{22}; \quad (65)$$

$$E = U_1 + U_2. \quad (66)$$

Здесь

$$U_1 = i_1 (R_2 + R_4) + u_{12} + u'_{22};$$

$$U_2 = u_{12} + u_{22}.$$

Для схемы рис. 2, з:

$$E = i_2 \frac{R_2 R_3 + R_3 R_4 + R_2 R_4}{R_3} + u_{22} \frac{R_3 + R_4}{R_3} - i_1 R_4; \quad (67)$$

$$E = i'_2 \frac{R_1 R_3 + R_1 R_4 + R_3 R_4}{R_4} + u_{12} \frac{R_1 + R_3}{R_4} + i'_2 \frac{R_1 (R_3 + R_4)}{R_4}; \quad (68)$$

$$E = U_1 + U_2; \quad (69)$$

$$U_1 = (i'_2 + i'_3) R_1 + u'_{12},$$

где

$$U_2 = u_{12} + i_2 R_2.$$

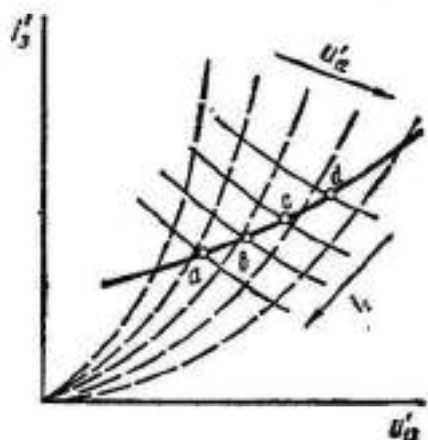


Рис. 3. Семейство динамических линий нагрузок трехполосника.

Решаем уравнение (70) в семействе $\varphi(i'_2; u'_{12}) i'_2 = 0$. Подставляя i_2 из формулы (70) в (71), получим

$$i'_2 = \frac{E - R_4 - i_2 R_1 (R_3 + R_4) - u'_2 (R_3 + R_4) + u'_{12} R_3}{R_2 R_3 + R_3 R_4 + R_2 R_4}. \quad (73)$$

Определяем максимально возможный диапазон изменения тока i_2 . Для этого, решив уравнение (72) в семействе $\varphi(i_2; u_{12}) i_2 = 0$ при $i'_2 = 0$, получим зависимость $u_{12} = \xi(i_2) i_2 = 0$. Решая уравнение (73) для ряда значений тока i_2 , зависимости $u_{12} = \xi(i_2) i_2 = 0$ получим в ВАХ $\varphi(i'_2; u'_{12}) u'_{12} = 0$ семейство динамических линий нагрузки $u_{12} = \xi(u'_2) i_2$ (рис. 3). Перестраивая кривую

Соотношения (66) и (69) — уравнения связи рассматриваемых схем. Слагаемые этих уравнений можно найти, используя выражения (64), (65) и (67), (68). Отметим, что уравнение (68) решается в семействе $\varphi(i'_2; u'_2)$, $i'_2 = 0$.

4. Схема с непосредственной связью. Для данной схемы (рис. 2, и) можно записать:

$$E = i'_2 (R_5 + R_6) + u'_{12} + i'_2 R_5; \quad (70)$$

$$E = i_2 R_2 = i'_2 (R_2 + R_3) + u'_{12} + i_2 R_3; \quad (71)$$

$$E = i_2 (R_1 + R_2) + u_{12} + i_2 R_1 + i'_2 R_2. \quad (72)$$

$u_{12} = \xi(i_2)$ в семейство $\varphi(i_2; u_{12}) u_{12} = 0$ и отмечая точки пересечения с семейством $u_{12} = \xi(i_2) i_2$ (a, b, c), можно построить зависимость

$$U = \psi(i_2),$$

где

$$U = i_2'(R_1 + R_2) + u_{12}' + i_2'R_3.$$

После этого, графически решая (71), находим I_2 , а затем, используя $u_{12}' = -\xi(i_2) i_2$, и $u_{12} = \xi(i_2)$, определяем остальные токи и напряжения трехполосника 1'-2'-3'. Зная ток I_3 трехполосника 1'-2'-3', известными методами находим остальные токи и напряжения трехполосника 1-2-3.

5. Схемы с нелинейным двухполосником и трехполосником. Для этих схем (рис. 2, k) можно записать:

$$E = i_4(R_1 + R_2) + (i_1 - i_2)R_3; \quad (74)$$

$$E = i_4R_4 + u_{32} + i_2R_2; \quad (75)$$

$$E = u_{R_1} + u_{12} + i_2R_2. \quad (76)$$

Здесь u_{R_n} — напряжение на линейном двухполоснике R_n . Подставляя значение тока i_4 , найденное из уравнения (74), в (75), получим

$$E = i_2 \frac{R_1R_2 + R_2R_4 + R_3R_4}{R_3} + u_{32} \frac{R_2 + R_4}{R_3} - i_2R_4 \quad (77)$$

Решаем равенство (77) в семействе $\varphi(i_2; u_{32}) i_2 = 0$. Перестроив полученную кривую $u_{32} = \xi(i_2)$ в семействе $\varphi(i_2; u_{12}) u_{12} = 0$, можно получить зависимость

$$U_1 = \psi(i_1),$$

где

$$U_1 = U_{12} + i_2R_2.$$

Затем, решив уравнение (76), определяем I_2 и U_{R_1} . Используя ранее полученную кривую $u_{32} = \xi(i_2)$, находим остальные токи и напряжения трехполосника.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изложенная в статье методика анализа и расчетные соотношения были проверены экспериментально на транзисторах. Исследование показало хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных, что подтверждает возможность практического использования предложенного метода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. И. Блажкович, Р. П. Базилевич. В кн. «Автоматический контроль и измерительная техника», изд. 6. Изд-во АН УССР, Киев, 1962.
2. Р. П. Базилевич. В кн. «Теория и практика для преобразования электроизмерительной информации». Изд-во АН УССР, Киев, 1965.

О РЕШЕНИИ ТЕЛЕГРАФНОГО УРАВНЕНИЯ С НЕЛИНЕЙНОЙ ЕМКОСТЬЮ

В. А. Артеменко

Харьков

Теория линейных цепей в настоящее время хорошо разработана. Нелинейные линии еще недостаточно изучены, поэтому исследование решений исходных уравнений в нелинейном случае представляет определенный интерес.

Пусть в рассматриваемой линии погонная емкость будет функцией напряжения, причем активные потери в линии отсутствуют. Тогда линия описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial z} &= -L \frac{\partial i}{\partial t}, \\ \frac{\partial i}{\partial z} &= -C(u) \frac{\partial u}{\partial t},\end{aligned}\quad (1)$$

где u , i — напряжение и ток в линии;
 L , $C(u)$ — погонные индуктивность и емкость;
 z , t — расстояние и время.

Вводя для сокращения записи $B^2 = LC(u)$ и исключая из системы (1) ток, получаем уравнение для напряжения:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - B^2 \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - 2BB' \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^2 = 0. \quad (2)$$

Полученное уравнение является нелинейным относительно первой производной напряжения по времени. Кроме того, коэффициенты, входящие в уравнение, зависят от искомой функции, так как $B = B(u)$. Известно, что решением системы (1) в линейном случае является выражение вида

$$u = \varphi(z - vt) \text{ или } u = \psi\left(t - \frac{z}{v}\right), \quad (3)$$

где v — скорость распространения возмущения по линии.

Оказывается, что в нелинейном случае решением системы (1) будет служить выражение такого же вида:

$$u = \varphi\left(t - \frac{z}{v}\right), \quad (4)$$

или, учитывая ранее введенное обозначение $B^2 = LC(u)$, а также то, что характеристиками системы (1) служат прямые линии

$$v = \frac{dz}{dt} = \pm \frac{1}{\sqrt{LC(u)}}, \quad (5)$$

запишем выражение (4) как

$$u = \varphi(t - Bz). \quad (4')$$

Заметим, что в качестве искомого решения мы выбрали второе из выражений (3), поскольку при исследовании распространения возмущения по линии нам чаще всего задаются граничные, а не начальные условия. Поэтому решение в виде (4) легко согласуется с временными функциями, заданными в качестве граничных условий.

В справедливости решения (4') можно убедиться непосредственной подстановкой. С этой целью определим все производные, входящие в уравнение (2).

Для первых производных из (4') получаем

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\varphi'}{1 + \varphi' B' z}, \quad \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\varphi' B}{1 + \varphi' B' z}. \quad (6)$$

Для второй производной по времени можно получить выражение

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\varphi'' - B' \varphi' z \frac{\partial u}{\partial t} - (\varphi')^2 B'' z \frac{\partial u}{\partial t}}{(1 + \varphi' B' z)^2},$$

которое после использования (6) окончательно приведет к

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\varphi'' - (\varphi')^2 B'' z}{(1 + \varphi' B' z)^2}. \quad (7)$$

Аналогично вторая производная по расстоянию

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{B^2 \varphi'' + 2B B' (\varphi')^2 + (2B B' \varphi'' z - \varphi' B - (\varphi')^2 (B')^2 z + B (\varphi')^2 z B'') \frac{\partial u}{\partial z}}{(1 + \varphi' B' z)^2}$$

после подстановки в нее значения $\frac{\partial u}{\partial z}$ из выражения (6) приведет окончательно к

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{B^2 \varphi'' + 2B B' (\varphi')^2 + 2B (B')^2 (\varphi')^2 z - B^2 (\varphi')^2 B'' z}{(1 + \varphi' B' z)^2}. \quad (8)$$

Третий член в уравнении (2)

$$2B B' \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^2 = \frac{2B B' (\varphi')^2 + 2B (B')^2 (\varphi')^2 z}{(1 + \varphi' B' z)^2}. \quad (9)$$

Подставляя полученные выражения (7), (8) и (9) в исходное уравнение (2), для

$$\varphi' B z + 1 \quad (10)$$

получим выражение

$$B^2 \varphi'' + 2B B' (\varphi')^2 + 2B (B')^2 (\varphi')^2 z - B^2 (\varphi')^2 B'' z - B^2 (\varphi'' - (\varphi')^2 B'' z) - 2B B' (\varphi')^2 - 2B (B')^2 (\varphi')^2 z = 0,$$

которое и является следствием того, что (4'), где φ произвольная функция, служит решением исходной системы (1).

Таким образом, если на левом конце линии задано граничное условие

$$u(t, 0) = F(t), \quad (11)$$

то выражение

$$u(t, z) = F\left(t - \frac{z}{v(u)}\right) \quad (12)$$

будет служить решением задачи распространения граничного возмущения вдоль линии, причем решением в неявном виде. В большинстве случаев (12) не может быть разрешено в явном виде относительно $u(i, z)$, поэтому при исследовании качественной картины процесса иногда целесообразно пользоваться приближенными методами.

Взаимосвязь между током и напряжением в линии легко определить непосредственно из системы (1), из которой следует, что

$$i = \int_0^x \sqrt{\frac{C(\alpha)}{L}} d\alpha. \quad (13)$$

Итак, при заданных граничных условиях (11) выражения (12) и (13), дополненные условием (5), будут служить решениями исходных уравнений (1). Полученные решения описывают «простые волны» в длинной линии. Однако решение в виде простой волны не может существовать неограниченно долго, так как большинство нелинейных емкостей уменьшают свою величину при увеличении напряжения, в результате чего

$$V' < 0$$

и условие (10) с течением времени нарушается. После этого выражения (12) и (13) уже не будут описывать правильной картины, поскольку решение станет неоднозначным. Далее решение может быть представлено в виде ударных волн, но исследование процесса образования и дальнейшего движения ударных волн не входит в задачу настоящего сообщения.

Пусть в качестве емкости в длинной линии используется емкость смещенного в обратном направлении p — n перехода, которая может быть записана в виде

$$C = C_0(a + bu)^{-\frac{1}{2}},$$

где для сокращения записи введены обозначения

$$a = 1 + E_{см}/\varphi_k \text{ и } b = 1/\varphi_k.$$

В предыдущих выражениях $E_{см}$ — напряжение обратного смещения, φ_k — контактная разность потенциалов, C_0 — емкость при отсутствии всех смещающих напряжений.

В этом случае для связи тока с напряжением при помощи выражения (13) получим

$$i = \int_0^x \sqrt{\frac{C_0}{L}} \cdot \frac{dx}{\sqrt{a + bx}} = \frac{4}{3\sqrt{L}} \sqrt{\frac{C_0}{L}} \left(\sqrt[4]{(a + bx)^3} - \sqrt[4]{a^3} \right).$$

В заключение отметим, что последнее выражение не может быть представлено в виде простого соотношения

$$i = u \cdot 1/\omega,$$

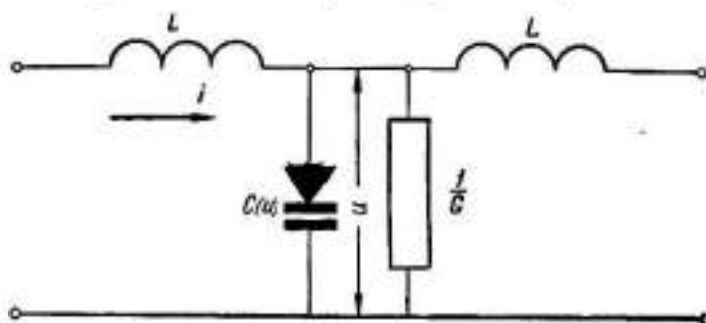
справедливого для линейного случая, где ω — волновое сопротивление.

К РАСПРОСТРАНЕНИЮ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ПО ЛИНИИ С НЕЛИНЕЙНОЙ ЕМКОСТЬЮ $p-n$ ПЕРЕХОДА

В. А. Артеменко

Харьков

Проблема распространения электромагнитных волн по нелинейным длинным линиям в последнее время все чаще привлекает к себе внимание. Интерес к этим вопросам обусловлен возможностью получения весьма крутых перепадов напряжения или тока. Сама же возможность получения крутых перепадов связана с использованием линий со слабо выраженной дисперсией. В этом случае, со спектральной точки зрения, различные гармонические составляющие взаимодействуют между собой и создаются условия для значительного расширения спектрального состава первоначального воздействия. С временной точки зрения происходит уменьшение длитель-



Эквивалентная схема ячейки длинной линии с нелинейной емкостью $p-n$ перехода.

ности переднего и увеличение длительности заднего фронта импульса, обусловленное различием в скоростях распространения различных уровней напряжения.

Рассмотрим распространение сигнала по линии, ячейка которой схематически изображена на рисунке. Заметим, что на рисунке отсутствует источник смещающего напряжения, поэтому по такой линии возможно распространение сигнала только отрицательной полярности.

Линия, приведенная на рисунке, описывается следующей системой квазилинейных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial i}{\partial x} &= -C(u) \frac{\partial u}{\partial t} - Gu, \\ \frac{\partial u}{\partial x} &= -L \frac{\partial i}{\partial t}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $u(x, t)$, $i(x, t)$ — напряжение и ток в линии, L , $C(u)$, G — соответственно погонные индуктивность, нелинейная емкость и утечка в линии.

Исключая ток, получаем уравнение

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - LC'(u) \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^2 - LC(u) \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - LG \frac{\partial u}{\partial t} = 0,$$

или, что то же самое,

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - L \frac{\partial^2 q}{\partial t^2} - LG \frac{\partial u}{\partial t} = 0, \quad (2)$$

где q — заряд на емкости.

Выражение для дифференциальной емкости сплавного $p-n$ перехода имеет вид

$$\frac{dq}{du} = C(u) = C_0 \left(1 + \frac{E_{cm}}{\varphi_K} + \frac{u}{\varphi_K} \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (3)$$

где φ_K — контактная разность потенциалов,

E_{cm} — напряжение обратного смещения,

C_0 — емкость $p-n$ перехода при отсутствии всех смещающих напряжений.

Пусть для малых u выражение (3) в окрестности E_{cm} может быть разложено в ряд Тейлора:

$$\frac{dq}{du} = C(0) + C'(0)u + \frac{1}{2!} C''(0)u^2 + \dots, \quad (4)$$

где штрихами обозначены производные соответствующего порядка.

Ограничиваясь для емкости линейным приближением, путем интегрирования разложения (4), получаем выражение

$$q(u) = Cu + Du^2. \quad (5)$$

В предыдущем выражении для упрощения записи введены обозначения $C = C(0)$ и $D = \frac{1}{2} C'(0)$. Рассмотрим случай слабо нелинейной и слабо дисперсной линии, т. е. предположим, что выполняется условие

$$C'(0) \ll C(0)$$

и величины D и G можно представить в виде

$$D = \epsilon D \text{ и } G = \epsilon G, \quad (6)$$

где ϵ — малый параметр.

Подставив выражения (5) и (6) в (2), получаем

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - L(C + 2\epsilon Du) \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - 2\epsilon LD \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^2 - \epsilon LG \frac{\partial u}{\partial t} = 0. \quad (7)$$

Известно, что в случае линейной линии без потерь решением исходных уравнений будет служить уравнение вида

$$u = F(t - x\sqrt{LC}),$$

т. е. по линии распространяется сигнал неизменной амплитуды и формы. В нашем случае будем считать, что форма распространяющегося сигнала будет медленно меняться с расстоянием, что допустимо ввиду слабой нели-

нейности и слабой дисперсности линии. Поэтому решение уравнения (7) будем искать в виде

$$u = u(\epsilon x, t - x\sqrt{LC}), \quad (8)$$

где C — емкость, не зависящая от напряжения.

Этот метод решения является естественным обобщением группы методов «малого параметра» на случай уравнений с частными производными. Он применялся и ранее [1].

Введем новые переменные

$$z = \epsilon x, \quad \tau = (t - x\sqrt{LC}), \quad (9)$$

которые уже не являются независимыми, а связаны соотношениями (9). Представим производные, входящие в уравнение (7), в новых переменных. Учитывая (8), получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} &= \frac{\partial u}{\partial \tau}; & \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2}; \\ \frac{\partial u}{\partial x} &= \epsilon \frac{\partial u}{\partial z} - \sqrt{LC} \frac{\partial u}{\partial \tau}; & & \\ \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} &= \epsilon^2 \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - 2\epsilon \sqrt{LC} \frac{\partial^2 u}{\partial z \partial \tau} + LC \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2}. \end{aligned} \quad (10)$$

Подставляя соотношения (10) в уравнение (7) и пренебрегая членами порядка малости ϵ^2 , приходим к выражению

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left[2\sqrt{LC} \frac{\partial u}{\partial z} + LD \frac{\partial(u^2)}{\partial \tau} + LGu \right] = 0,$$

которое после интегрирования переписывается в виде

$$\frac{\partial u}{\partial z} + \alpha u \frac{\partial u}{\partial \tau} + \beta u = \varphi(z). \quad (11)$$

В выражении (11)

$$\alpha = D \sqrt{\frac{L}{C}} \quad \text{и} \quad \beta = \frac{1}{2} G \sqrt{\frac{L}{C}}.$$

Пусть на левом конце линии заданы граничные условия

$$x_0 = 0, \quad u_0 = \psi(t_0). \quad (12)$$

Найдем решение уравнения (11) при граничных условиях (12). Характеристическая система для уравнения (11):

$$\frac{\partial z}{\partial s} = 1; \quad \frac{d\tau}{ds} = \alpha u; \quad \frac{du}{ds} = \varphi(z) - \beta u, \quad (13)$$

где s — произвольный параметр.

Предположим, что начальное распределение вдоль линии нулевое, т. е. $\varphi(z) = 0$. Тогда, интегрируя (13), получим

$$\begin{aligned} z &= s + z_0; & u &= u_0 e^{-\beta s}; \\ \tau &= \frac{\alpha}{\beta} u_0 (1 - e^{-\beta s}) + \tau_0. \end{aligned} \quad (14)$$

Система (14) определяет интегральную поверхность уравнения (11), проходящую через кривую $l(z, \tau, u)$ в пространстве, которая задана гра-

ничными условиями (12). Задача нахождения этой поверхности известна под названием задачи Коши. Обратим внимание, что постоянные интегрирования в (14) определены так, чтобы координаты линии l служили начальными данными при $s = 0$.

Подставляя в (14) условия (12), в новых переменных получим

$$\begin{aligned} z &= s; \quad u = \phi(\tau_0) e^{-\lambda s}, \\ \tau &= \frac{\alpha}{\beta} \phi(\tau_0) (1 - e^{-\lambda s}) + \tau_0. \end{aligned} \quad (15)$$

Из трех выражений (15) легко получаем решение уравнения (11), разрешенное в явном виде относительно переменной τ :

$$\tau = \frac{\alpha}{\beta} u (e^{\beta z} - 1) + \lambda (u e^{\beta z}), \quad (16)$$

где λ определяется как функция, обратная функции ϕ , т. е., если

$$\alpha = \phi(\beta), \quad \text{то } \beta = \lambda(\alpha).$$

Если подставить в первое из уравнений (1) значение дифференциальной емкости dq/du , полученное из (5), то следствием системы (1) будет уравнение связи между напряжением и током:

$$\frac{du}{dt} = \sqrt{\frac{L}{C}} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2Du}{C} + \frac{G}{C} \cdot \frac{u}{\partial u/\partial t}}},$$

или с точностью до величин первого порядка малости

$$\frac{du}{dt} = \sqrt{\frac{L}{C}} \left(1 - \frac{Du}{C} - \frac{G}{2C} \cdot \frac{u}{\partial u/\partial t} \right).$$

Исследуем, как меняется профиль действующего на входе линии напряжения при распространении последнего по линии. Пусть на входе линии действует линейно изменяющееся напряжение, которое в переменных z, τ можно записать:

$$z = 0, \quad u = \begin{cases} k\tau & \text{для } 0 \leq \tau < \tau_1 \\ k\tau_1 & \text{для } \tau \geq \tau_1. \end{cases} \quad (17)$$

Учитывая (17), решение (16) будет иметь вид

$$\tau = \frac{\alpha}{\beta} u (e^{\beta z} - 1) + \frac{1}{k} u e^{\beta z}.$$

Разрешая предыдущее выражение относительно u , получим

$$u = \frac{\tau}{\left(\frac{1}{k} + \frac{\alpha}{\beta} \right) e^{\beta z} - \frac{\alpha}{\beta}}.$$

Изменение формы напряжения по мере распространения вдоль линии характеризуется частной производной

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\tau \left(\frac{1}{k} + \frac{\alpha}{\beta} \right) e^{\beta z}}{\left[\left(\frac{1}{k} + \frac{\alpha}{\beta} \right) e^{\beta z} - \frac{\alpha}{\beta} \right]^2},$$

которая при определенных условиях может неограниченно возрастать. Известно, что для смости $p-n$ перехода коэффициент $C'(0)$ в разложении (4) меньше нуля. Поэтому $D < 0$ и $a < 0$. Тогда условием обращения производной du/dz в бесконечность служит равенство

$$\left(\frac{1}{k} - \frac{a}{b}\right)e^{kz^*} + \frac{a}{b} = 0, \quad (18)$$

где z^* — координата, при которой du/dz обращается в бесконечность и, следовательно, образуется ударная волна. Из (18) следует, что

$$z^* = -\frac{1}{k} \ln\left(1 - \frac{b}{ka}\right). \quad (19)$$

Для получения положительных значений z^* необходимо, чтобы

$$0 < 1 - \frac{b}{ka} < 1. \quad (20)$$

Из выражения (20) можно заключить, что чем больше крутизна входного напряжения и чем больше степень нелинейности емкости, тем при меньшей длине линии образуется ударная волна. Кроме того, существует критическое затухание

$$b = ka,$$

при превышении которого ударная волна не может образоваться ни при какой длине линии.

Из изложенного ясно, что при формировании ударных волн применение высокодобротных емкостей с высокой степенью нелинейности резко уменьшает необходимую длину линии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. В. Хохлов. К теории ударных радиоволн в нелинейных линиях, «Радиотехника и электроника», 1961, № 6.
2. В. И. Смирнов. Курс высшей математики, т. IV, Физматгиз, 1958.

К ВОПРОСУ О ПРИМЕНЕНИИ НЕПРЕРЫВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В МЕТЕОРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

М. Ф. Лагутин, Д. М. Смагин

Харьков

Метеорная частица, сгорающая в атмосфере Земли, оставляет после себя ионизированный след, который является эффективным рефлектором радиоволн. Отраженная энергия зависит от параметров атмосферы и следа. Главными из них будут: распределение плотности ионизации вдоль и по радиусу следа, его ориентация и перемещение, длина и поляризация падающей волны, коэффициент диффузии. Отражающие свойства следов зависят от электронной плотности, которая определяется массой метеорной частицы. Следы с пониженной электронной плотностью ($10^{10} \div 10^{11}$ эл/м), соответствующие слабым метеорам, имеют настолько низкую электронную концентрацию, что падающая волна проходит сквозь них. Каждый возбужденный электрон можно рассматривать как независимый переизлучатель падающей волны. Фаза сигналов, отраженных от различных участков следа, изменяется по закону

$$\varphi = 2\pi ft - \frac{4\pi}{\lambda} R, \quad (1)$$

где f , λ — рабочая частота и длина волны передатчика;

R — расстояние до отраженной точки.

Результирующая мгновенная амплитуда отраженного сигнала выражается зависимостью

$$\begin{aligned} A &= F_r \int_{-\infty}^{+\infty} \sin\left(2\pi ft - \frac{4\pi}{\lambda} R_0 - \frac{\pi}{2} x^2\right) dx = \\ &= F_r \left[C \sin\left(2\pi ft - \frac{4\pi}{\lambda} R_0\right) - S \cos\left(2\pi ft - \frac{4\pi}{\lambda} R_0\right) \right], \end{aligned} \quad (2)$$

где F_r — напряженность поля;

C и S — интегралы Френеля;

R_0 — кратчайшее расстояние из точки наблюдения до следа;

x — величина, пропорциональная расстоянию вдоль следа.

Выражение (2) можно рассматривать как результат наложения двух волн, имеющих разность фаз $\frac{\pi}{2}$ и амплитуды C и S . Ортогональное изображение интегралов C и S создает двойную спираль с последовательно уменьшающимися в обе стороны витками (спираль Корню).

Перемещению метеорной частицы вдоль следа соответствует изменение вектора отраженного сигнала по спирали Корню, начало которой помещено в точку $(-\infty)$. При этом изменение мощности отраженного сигнала происходит согласно выражению

$$P_r = F_r^2 (C^2 + S^2). \quad (3)$$

Мощность отраженного сигнала, определяемая уравнением (3), непрерывно увеличивается при движении метеора до точки зеркального отражения (R_0 ; t_0), после прохождения которой имеют место колебания сигнала с уменьшающейся амплитудой и увеличивающейся частотой, вызванные дифракционными явлениями. Такое изменение амплитуды наблюдается при импульсном методе радиолокации метеорных следов.

При использовании непрерывно-волнового метода следует учесть, что некоторая доля излучаемой мощности попадает в приемник за счет прямой волны. Между отраженным и непосредственно приходящим сигналом прямой волны происходят бегания, показывающие дифракционные колебания с возрастающей амплитудой и убывающей частотой до точки t_0 . При этом интенсивность сигнала изменяется согласно уравнению

$$P_{r+d} = \frac{F_r^2}{\pi^2 x^2} + F_d^2 + \frac{2F_r \cdot F_d}{\pi x} \sin\left(\frac{\pi}{2} x^2 + \psi\right), \quad (4)$$

а после t_0

$$P_{r+d} = F_d^2 + 2F_r^2 + \frac{F_r^2}{\pi^2 x^2} - 2\sqrt{2} F_r F_d \sin\left(\psi - \frac{\pi}{2}\right) + \frac{2F_r}{\pi x} \left\{ F_d^2 + 2F_r^2 - 2\sqrt{2} F_r F_d \sin\left(\psi - \frac{\pi}{2}\right) \sin\left[\frac{\pi}{2} x^2 - \arctg \frac{F_r - F_d \sin \psi}{F_r + F_d \cos \psi}\right] \right\}, \quad (5)$$

где F_d^2 — уровень мощности прямой волны;

$\psi = \frac{2\pi}{\lambda}(2R_0 - d)$ — разность фаз между прямой и отраженной волнами в момент времени t_0 ;

d — расстояние между передатчиком и приемником.

Колебательные члены уравнений (3), (4), (5) представляют интерес главным образом с точки зрения измерения скоростей. Однако при этом необходимо учитывать, что за время формирования след может перемещаться под действием турбулентных ветров, а также расширяться в результате амбиполярной диффузии. К моменту времени t значение радиуса следа определяется выражением

$$r = \sqrt{r_0^2 + 4Dt}, \quad (6)$$

где D — коэффициент диффузии,

r_0 — начальный радиус.

Коэффициент диффузии может изменяться от $1 \text{ м}^2/\text{сек}$ на высоте 80 км до $140 \text{ м}^2/\text{сек}$ на высоте 120 км [2].

Из-за начального радиуса и расширения следа в результате диффузии разность фаз между составляющими сигнала, отраженных от электронов (расположенных по радиусу следа), уменьшает отраженную мощность. Уменьшение мощности определяется выражением

$$\frac{P_R(t)}{P_R(0)} = e^{-\frac{2\pi r_0^2}{\lambda^2}} \frac{1 - e^{-\sqrt{2} \cdot \Delta}}{\sqrt{2} \Delta}, \quad (7)$$

где $P_R(t)$ — мощность отраженного сигнала от всех диффундирующих электронов;

$P_R(0)$ — мощность отраженного сигнала при условии, что все электроны следа перензлучают в фазе, где Δ связано с коэффициентом диффузии D следующим соотношением:

$$\Delta = \frac{8\pi^2 \sqrt{R}}{\rho \lambda^2} D. \quad (8)$$

В течение короткого времени (десятые доли секунды для метеора $+6^m$ видимой звездной величины) линейная плотность становится настолько ослабленной, что энергия отраженных сигналов оказывается соизмеримой с собственными шумами приемника.

Начальный радиус метеорного следа не оказывает существенного влияния на измерение скорости, а влияет лишь на интенсивность сигнала. Наличие диффузии приводит к заметным изменениям временного положения экстремумов дифракционных флуктуаций отраженного сигнала. Особенно это относится к максимумам и минимумам, близко расположенным к точке t_0 . Мак-Кинли [1] показал, что диффузия приводит к уменьшению эффективной длины следа. В применении к анализу спирали Корню это соответствует тому, что начало вектора, характеризующего величину сигнала, будет двигаться в том же направлении, что и метеор. Это приведет не только к изменению амплитуды, но и фазы отраженного сигнала, что вызовет заметное изменение положения первых максимумов дифракционной картины.

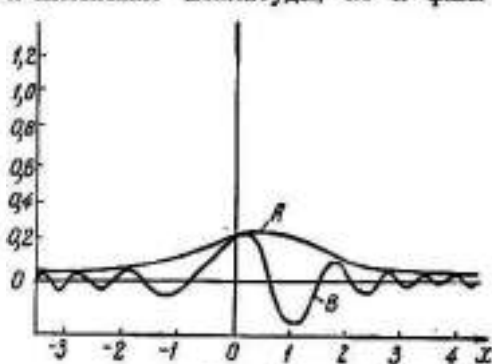


Рис. 1.

t^0 , значительно уменьшаются, так как их положение меньше изменяется (ошибка при определении скорости по расстоянию между вторым и третьим максимумами не превышает 2%), вести измерения по ним при большой диффузии невозможно, ибо при этом максимумы и минимумы выражены нечетко. Большие значения D приводят вообще к полному исчезновению дифракционных колебаний, оставляя только плавный подъем и спад уровня сигнала в районе точки t_0 . В этом случае производить измерение скорости некогерентным радиолокационным методом совершенно невозможно, так как колебания амплитуды полностью отсутствуют. Это отчетливо видно из рис. 1 (кривая A), на котором приведены расчетные амплитудно-временные зависимости дифракционных отражений от недоуплотненных следов [4].

Однако применение непрерывно-волнового метода позволяет обнаруживать вариации фазы как до, так и после точки t_0 (кривая B). Следовательно, в случае применения непрерывно-волнового метода можно получить большее количество регистраций, позволяющих производить измерения скорости. Более того, уменьшение эффективной длины следа в случае применения непрерывного излучения в меньшей степени сказывается на изменении фазы — при наблюдении сигналов «на подлете» перемещение начала вектора, характеризующего отраженный сигнал, происходит по виткам спирали с малыми диаметрами. Учитывая, что с увеличением чувствительности установки число метеоров, регистрируемых на больших высотах, увеличивается, а длина их следов сокращается, возможность получения дифракционных картин после точки t_0 значительно уменьшается, т. е. очевидно преимущество применения метода непрерывного излучения.

Влияние ветровых дрейфов следов на измерение скорости метеора трудно поддается анализу. Амплитудно-фазовая (векторная) диаграмма ме-

В работе [3] показано, что ошибки в определении скорости при наличии диффузии могут достигать до 12% при определении скорости по временному расстоянию от первого до третьего максимума и до 30% при определении по расстоянию от первого максимума до первого минимума. Приведенные ошибки получены при значении $\bar{D} = 3$. Хотя погрешности в измерении скорости по зонам, лежащим далеко от точки

теорного отражения (рис. 2) показывает общее поведение отраженного сигнала и является типичной для метеорных отражений. Из диаграммы видны дифракционные колебания до точки зеркального отражения a и после этой точки b , а также амплитудно-фазовые изменения, вызванные ветровым перемещением следа d . Наличие значительных градиентов ветра может привести к повороту следа. Изменение ориентации следа может составлять 5 градусов за секунду. Градиент скорости турбулентного ветра в метеорной зоне доходит до 100 м/сек. Поворот и искривление метеорного следа, особенно первых основных зон, приводит к заметным ошибкам при определении скорости метеора и радианта.

В работе [6] приведены измерения градиента скорости турбулентного атмосферного ветра и дана количественная оценка его влияния на измерение скорости и радианта метеора. По данным этой работы, ошибки в измерении скорости могут доходить до 13,6 км/сек (при скорости метеора 40 км/сек) и радиантов до 19°. Измерения проводились обычной импульсной системой, возможности которой ограничены тем, что информация о скорости метеора получается после того, как метеор пройдет точку зеркального отражения, т. е. тогда, когда сформирован след большой протяженности и, следовательно, в большей степени подвержен влиянию ветров. Из амплитудно-фазовой диаграммы рис. 2 видно, что дифракционные колебания, полученные после точки t_0 , неполноценны для измерения скорости. Напротив, записи вполне удовлетворительны для анализа по определению скорости по дифракционным флуктуациям, имеющим место до этой точки.

Следует отметить, что импульсному методу, кроме недостатков методического характера, свойственны существенные аппаратные недостатки. Так, например, аппаратура непрерывного излучения с мощностью передатчика в 10 квт при полосе пропускания приемника 1000 гц позволяет наблюдать метеоры одного порядка звездной величины, что и импульсная система с мощностью в импульсе 1000 квт (средняя мощность 5-10 квт) при полосе пропускания приемника 100 кгц (длительность импульса 10 мксек, скважность 200). Однако реализация последней системы представляет более сложную задачу.

Применение непрерывного излучения создает ряд трудностей, связанных с присутствием прямой волны передатчика, удаленного от приемника на несколько километров. Для обеспечения качественных дифракционных флуктуаций (с большим коэффициентом глубины модуляции) необходимо, чтобы уровень прямого сигнала был соизмерим с уровнем отраженных сигналов. Уровень сигнала прямой волны можно поддерживать в требуемых пределах за счет ориентации передающей и приемной антенн с противофазным ослаблением части прямой волны. Однако такое ослабление нестабильно и не позволяет управлять величиной сигнала прямой волны. Для этой цели лучшим способом является полное подавление прямой волны за счет использования естественных экранов (гор, холмов и др.). При этом необходимо передавать прямой сигнал по специальному радиоканалу (канал опорного сигнала) и вводить ближе к оконченному каскаду при-

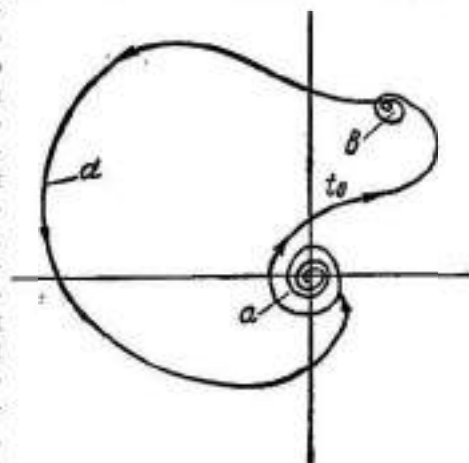


Рис. 2.

емника (к детектору). Это позволит регулировать в требуемых пределах уровень опорного сигнала.

В непрерывно-волновом методе положение максимумов и минимумов дифракционных картин отраженного сигнала обуславливается векторным сложением прямой и отраженных волн (4), (5). В зависимости от фазы вектора прямой волны размеры зон ∇ [8], содержащих n полных циклов амплитудно-временной зависимости, различны. Для зон, находящихся достаточно далеко от точки t_0 (витки спирали Корню близки к окружностям), фаза прямой волны мало влияет на их длину, поэтому малыми изменениями ∇ можно пренебречь. Однако этого делать нельзя для зон, близких к точке t_0 , которые наиболее подвержены изменениям от величины ψ , обусловленных увеличивающимися отклонениями витков спирали от окружности при приближении к t_0 . Размеры зон ∇ определяются выражением

$$\nabla_{nm} = x_n - x_m, \quad (9)$$

где x_n, x_m — величины, отсчитываемые по спирали Корню и содержащие n и m полных циклов.

x_n и x_m — определяются из соотношений

$$x_n = \sqrt{4n - \frac{2\psi}{\pi}}; \quad x_m = \sqrt{4m - \frac{2\psi}{\pi}} \quad (10)$$

Изменение ∇ приводит к изменению временного интервала между n^m и m^m циклами, согласно выражению

$$\Delta t_{mn} = \nabla_{mn} \frac{\sqrt{R_0 \lambda}}{2v} \left[\sqrt{4n - \frac{2\psi}{\pi}} - \sqrt{4m - \frac{2\psi}{\pi}} \right] \quad (11)$$

В случае когда $\psi \neq 0$, точки отсчета времени при определении Δt_{mn} будут смещены по отношению к случаю, когда $\psi = 0$, что приведет к изменению Δt_{mn} в сторону увеличения.

Скорость метеора с учетом ψ оценивается зависимостью

$$v = \frac{\sqrt{R_0 \lambda}}{\Delta t} \cdot \left[\sqrt{n - \frac{\psi}{2\pi}} - \sqrt{m - \frac{\psi}{2\pi}} \right] \quad (12)$$

(отсчет периодов ведется по точкам нулевого пересечения).

Следовательно, для точного определения скорости, согласно формуле (12), необходимо иметь сведения о величине угла ψ . Применение приближенной формулы

$$v = \frac{\sqrt{R_0 \lambda}}{\Delta t} \cdot (\sqrt{n} - \sqrt{m}) \quad (13)$$

может привести к заметным систематическим ошибкам. Мейнстоун [8] показал, что ошибки могут доходить в отдельных случаях до 9% и в среднем до 5% при определении по девятому и четвертому циклам.

Ряд мер методического характера при анализе дифракционных картин метеорных записей позволяет снизить величину ошибок до 1% [9]. Необходимо, однако, отметить, что при отсутствии сведений о величине угла ψ ошибки для слабых метеоров будут значительно больше, так как последние создают дифракционные колебания, различные на уровне шумов в области, расположенной близко к точке t_0 .

Определить величину угла ψ из дифракционных картин можно многоканальным способом регистрации сигналов, в каждом из которых вводится сдвиг фаз опорного сигнала на заранее заданный угол. При этом [анализ

дифракционных картин отраженного сигнала значительно облегчается, так как запись одного и того же сигнала при разных фазах опорного сигнала позволяет (путем сравнения с теоретическими формами картин) определять φ с большой точностью.

В случае непрерывного излучения измерение дальности до метеорного следа может быть произведено без дополнительных импульсных систем применением фазового метода [7]. Для этого необходимо излучать сигналы на двух частотах, незначительно отличающихся по величине (примерно на 0,03%). По разности фаз отраженных сигналов можно однозначно определить расстояние до отражающего объекта.

Наличие угла φ , вызывающего дополнительные временные сдвиги (11) дифракционных картин, не позволяет производить вычисления радианта с необходимой точностью по временным положениям экстремумов, как это принято в случае импульсного метода. Отсюда возникает необходимость производить отсчет по точкам t_0 , временное положение которых необходимо определять с высокой точностью, что достигается применением амплитудно-фазовых регистраций подобно представленным на рис. 2. Для этого предлагается вводить кодированные метки времени, которые наносятся одновременно как на амплитудно-временные, так и на амплитудно-фазовые регистрации.

Известный метод разнесенного приема сигналов в трех пунктах для определения радиантов [11, 12] можно реализовать за счет применения трех передающих устройств и одной трехканальной приеморегистрирующей системы. В этом случае удастся избежать трудностей, связанных с ретрансляцией сигналов, а также обеспечить высокую стабильность работы приемного устройства.

С помощью аппаратуры, разработанной в Харьковском институте радиоэлектроники, аналогичной аппаратуре, описанной в работах [1, 10], в 1965—1966 гг. были проведены наблюдения метеоров методом непрерывного излучения.

Передачик, излучающий немодулированные, стабилизированные кварцем колебания частотой 24 мГц, имел мощность 1,5 квт. Пятиэлементная антенна типа «волновой канал» располагалась на высоте 0,3λ от поверхности земли. Подобная же антенна использовалась на приемной установке, расположенной в черте Харькова на расстоянии 10 км от передатчика. Величина прямого сигнала ослаблялась ориентацией антенн. Однако многолучевое распространение прямой волны, переотражение от самолетов и др., вызывало значительные изменения как интенсивности, так и фазы прямой волны, что затрудняло наблюдения, которые порою становились совсем невозможными. Регистрация отражений производилась на фотоустановке с непрерывно движущейся пленкой со скоростью 0,3 см/сек. Примеры записей приведены на рис. 3. Из общего числа зарегистрированных отражений, используя метод непрерывного излучения, можно обработать 40—45% регистраций, по которым рассчитываются скорости метеоров. При импульсном методе аналогичный результат может быть получен для 5—10% регистраций.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Опыт применения радиотехнических средств для метеорных измерений показал, что импульсный метод, играющий до сих пор основную роль в определении астрономических параметров метеоров (скорость, радиант, орбита), основанный на анализе амплитудно-временных характеристик сигналов, отраженных от нонизированных следов метеоров, имеет большие погрешности, обусловленные следующим:

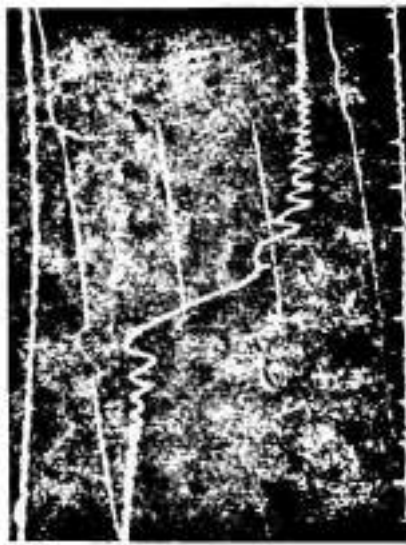
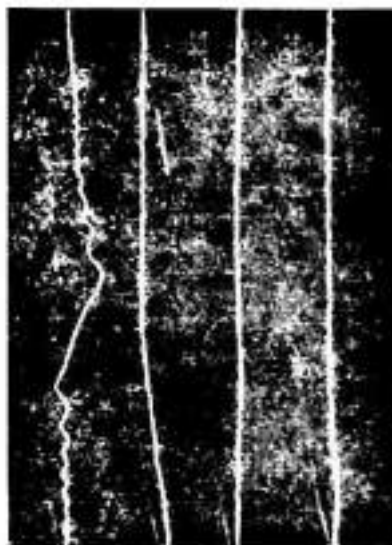
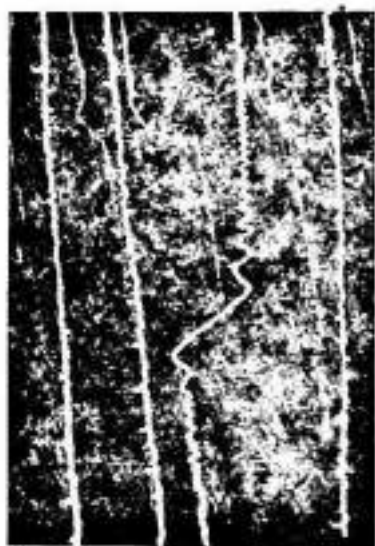


Рис. 8.

1) возможностью получения сведений об отраженном сигнале только после прохождения метеором точки зеркального отражения, т. е. тогда, когда сформированный след больше всего подвержен влиянию ветров;

2) погрешностями, вызванными неточным отсчетом временных интервалов. При этом влияние диффузии и других факторов приводит к тому, что значительная часть отражений не пригодна для анализа.

Непрерывно-волновой метод исследования в значительной мере лишен этих недостатков. Используя прямую волну либо ретранслированный сигнал в качестве опорного, можно получить сведения о метеоре из отраженного сигнала как до, так и после точки зеркального отражения (t_0 ; R_0). Причем, наиболее качественная часть дифракционной картины находится до точки t_0 . Кроме того, в случае непрерывного излучения возможно применение узкополосных высокочувствительных приемников, что существенно уменьшает влияние помех. Трудности же, связанные с неопределенностью величины угла ϕ и положения точки t_0 , могут быть решены техническими средствами.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. W. R. McKinley. Meteor velocities determined by radio observations. *Astrophys. J.*, vol. 113, 225—267, 1951.
2. T. R. Keiser. Radio echo studies of meteor ionization. *Advan. Phys.*, vol. 2, pp. 495—544, 1953.
3. Б. С. Дудник, Б. Л. Кашев, В. Н. Лебединец. «Томилики радіолокаційних вимірювань швидкості метеорів унаслідок дифузії». *Доповіді АН УРСР*, 11, № 3, 299, 1961.
4. McKinley D. W. R. *Meteor Science and Engineering*, 1961.
5. Т. Р. Кейзер. Сб. «Метеоры». Изд-во иностр. лит., 1959.
6. В. Н. Лебединец, М. Ф. Лагутня, И. А. Лысенко. Влияние атмосферного турбулентного ветра на измерение скоростей и радиантов метеоров. «Метеоры» № 1. Изд-во ХГУ, Харьков, 1960.
7. Н. П. Сузряга. Радиолокация с непрерывным излучением. Воениздат, Мин. Обор. СССР, 1963.
8. J. S. Mainstone. The calculation of meteor velocities continuous-wave radio diffraction effects from trails. *Mon. Not. Royal. Astr. Soc.*, v. 120, № 6, 1960.
9. McKinley D. W. R. and Webb E. L. R. Reduction of meteor velocities from continuous-wave radio records. *Mon. Not. Royal Astron. Soc.*, vol. 122, № 3, 1961.
10. L. A. Manning, O. G. Villard, A. M. Peterson. Radio Doppler investigation of meteoric heights and velocities. *J. Appl. Phys.*, vol. 20, 475—479 (1949).
11. J. G. Davies. Radio observations of meteors. *Advances Press. Inc.*, New York, vol. 9, p. 95—128, 1957.
12. J. C. Gill, J. G. Davies. A radio echo method of meteor orbit determination. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, vol. 116, 105—113, 1956.

УМНОЖЕНИЕ ЧАСТОТЫ СИНУСОИДАЛЬНОГО НАПРЯЖЕНИЯ С МАКСИМАЛЬНОЙ ЭФФЕКТИВНОСТЬЮ

В. К. Дущенко

Харьков

В настоящее время уже есть много работ, посвященных анализу приборов и схем для умножения частоты, в подавляющем большинстве которых рассматриваются особенности схем умножителей, использующих известные нелинейные сопротивления, приводятся методики расчета и сравнительные характеристики отдельных схем. Однако ни один исследователь не задавался вопросом, какой должна быть характеристика нелинейного элемента, чтобы при воздействии на него элементарного синусоидального колебания ω_1 ток, текущий через него, содержал только колебания с частотой ω_1 и требуемой умноженной частотой $n\omega_1$. Это исключало бы потери мощности на других гармониках и повышало бы общий к. п. д. умножителя. Если несколько лет назад этот вопрос представлял чисто теоретический интерес, то в настоящее время он приобретает особую актуальность и практическую направленность. Анализ оптимальных зависимостей нелинейных элементов от приложенного напряжения и синтезу этих зависимостей на основе известных нелинейных элементов и посвящена данная работа.

Эффект умножения частоты с помощью нелинейных элементов основан на том, что при воздействии на последние элементарного синусоидального напряжения оно искажается, что приводит к появлению в спектре результирующего колебания ряда более высоких гармонических составляющих, которые в дальнейшем могут быть разделены специальными избирательными устройствами. Применение нелинейных реактивных элементов более предпочтительно перед активными, так как при отсутствии потерь в них и в согласующем трансформаторе, а также, если энергия на других, кроме требуемой, гармониках входного сигнала не выделяется, коэффициент полезного действия умножителя стремится к единице. Поэтому в дальнейших выкладках будет рассматриваться некоторая реактивность (емкость), зависимость которой от напряжения может быть записана в общем виде следующим образом:

$$C = \varphi(U_c). \quad (1)$$

Вполне очевидно, что результаты могут быть распространены и на другие нелинейные элементы.

Известно, что ток, текущий через емкость, при любой степени ее нелинейности, описывается выражением

$$i_c = C \frac{dU_c}{dt} = \varphi(U_c) \frac{dU_c}{dt}. \quad (2)$$

Если напряжение на емкости изменяется по закону

$$U_c = E_{cm} + U_1 \cos \omega_1 t, \quad (3)$$

то в случае идеального умножителя частоты ток, текущий через нсс, учитывая сдвиг фаз, можно представить в виде

$$i_c = -i_n \sin n\omega_1 t, \quad (4)$$

где

$n = \frac{\omega}{\omega_1}$ — коэффициент умножения.

Подставив выражение (4) и производную выражения (3) в исходное уравнение (2), получаем требуемую зависимость емкости от напряжения

$$C(U_c) = \frac{i_n}{\omega_1 U_1} \cdot \frac{\sin n\omega_1 t}{\sin \omega_1 t} = C_n \frac{\sin n\omega_1 t}{\sin \omega_1 t}, \quad (5)$$

где $C_n = \frac{i_n}{\omega_1 U_1}$ — некоторая постоянная емкость, определяемая требуемой амплитудой тока n -гармоники при заданной амплитуде и частоте преобразуемого напряжения.

Числитель выражения (5) с помощью формулы Муавра для комплексных чисел можно представить в виде

$$\begin{aligned} \sin n\omega_1 t &= n \cos^{n-1} \omega_1 t \sin \omega_1 t - C_{no}^2 \cos^{n-3} \omega_1 t \sin^3 \omega_1 t + \\ &+ C_{no}^4 \cos^{n-5} \omega_1 t \sin^5 \omega_1 t - \dots, \end{aligned} \quad (6)$$

где коэффициенты C_{no}^{2k-1} являются сочетаниями из n элементов по $2k-1$ и равны

$$C_{no}^{2k-1} = \frac{n!}{(2k-1)! (n-2k+1)!},$$

а $k = 1, 2, 3 \dots$ — последовательные члены разложения. Комбинируя выражения (5) и (6), после простых преобразований получаем

$$\begin{aligned} \frac{C(U_c)}{C_n} &= n \cos^{n-1} \omega_1 t - C_{no}^2 \cos^{n-3} \omega_1 t (1 - \cos^2 \omega_1 t) + \\ &+ C_{no}^4 \cos^{n-5} \omega_1 t (1 - \cos^2 \omega_1 t)^2 - \dots \end{aligned} \quad (7)$$

и учитывая выражение (3), имеем

$$\begin{aligned} C(E_{cm}) &= C_n \left\{ n \left(\frac{E_{cm}}{U_1} \right)^{n-1} - C_{no}^2 \left(\frac{E_{cm}}{U_1} \right)^{n-3} \left[1 - \left(\frac{E_{cm}}{U_1} \right)^2 \right] + \right. \\ &\left. + C_{no}^4 \left(\frac{E_{cm}}{U_1} \right)^{n-5} \left[1 - \left(\frac{E_{cm}}{U_1} \right)^2 \right]^2 - \dots \right\}. \end{aligned} \quad (8)$$

Рассмотрим наиболее часто применяемые случаи. Для оптимального удвоения частоты из выражения (8) получаем зависимость емкости от напряжения

$$C(E_{cm}) = 2C_2 \frac{E_{cm}}{U_1}. \quad (9)$$

Аналогичные зависимости могут быть найдены для оптимального утроения частоты

$$C(E_{cm}) = \left[4 \left(\frac{E_{cm}}{U_1} \right)^3 - 1 \right] C_3 \quad (10)$$

и для оптимального учетверения частоты

$$C(E_{cm}) = 4C_4 \frac{E_{cm}}{U_1} \left[2 \left(\frac{E_{cm}}{U_1} \right)^2 - 1 \right]. \quad (11)$$

Графическая интерпретация выражений (9) — (11) приведена на рис. 1, а, б, в, из которых следует, что во всех случаях емкость должна принимать отрицательные значения, что не может быть выполнено на практике. Тем не менее вполне очевидно, что полученные зависимости могут

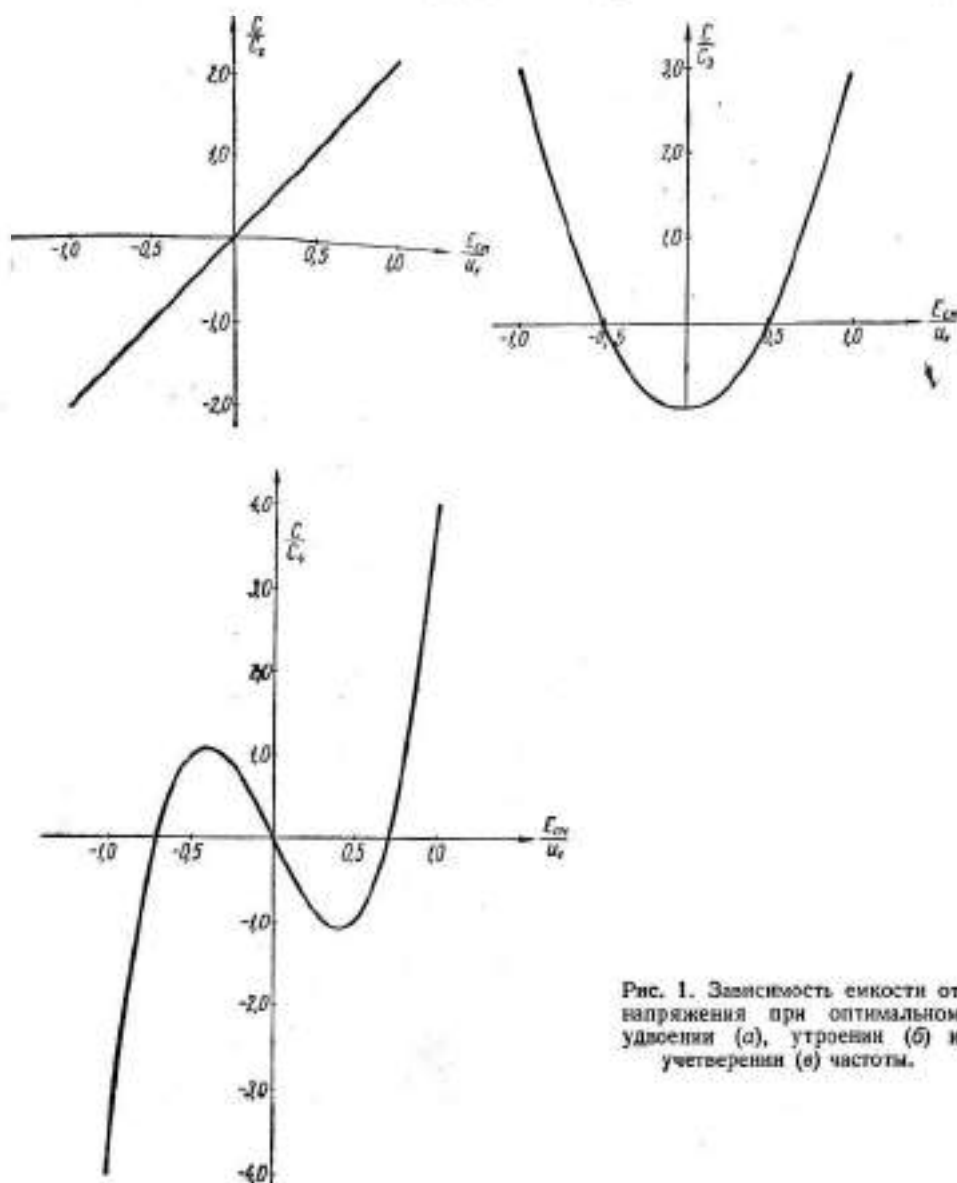


Рис. 1. Зависимость емкости от напряжения при оптимальном удвоении (а), утроении (б) и учетверении (в) частоты.

быть сдвинуты по оси емкостей в сторону положительных значений на величину C_1 с тем, чтобы в рабочем интервале смещений емкость не принимала отрицательных значений. В этом случае все полученные выше выражения остаются справедливыми, так как они учитывают только токи высших гармоник, но введение некоторой постоянной емкости C_1 приводит к появлению тока основной частоты, который в предыдущих выкладках принимался равным нулю. При этом величина C_1 оказывается равной для

удвоителя частоты — $2C_2$, для утроителя частоты — $3C_3$, и для учетверителя частоты — $4C_4$.

Полученные выражения (9) — (11) определяют требуемую зависимость емкости от напряжения, при которой, если на нее воздействует напряжение с частотой ω_1 , ток описывается элементарным синусоидальным колебанием с частотой $n\omega_1$.

Учитывая, что $C_n = \frac{i_n}{\omega_1 U_1}$ является конкретной величиной, определяемой конструктивными особенностями нелинейного элемента, а ток требуемой гармоники связан с выходным напряжением как

$$i_n = \frac{U_n}{R_{\text{ex}}}, \quad (12)$$

где R_{ex} — эквивалентное сопротивление избирательного устройства, настроенного на частоту $n\omega_1$, получаем эффективность умножения в виде

$$\frac{U_n}{U_1} = \omega_1 C_n R_{\text{ex}}, \quad (13)$$

из которого видно, что эффективность идеального умножителя не зависит от выделяемой гармоники и определяется только проводимостью емкости на частоте преобразуемого сигнала и добротностью избирательного устройства.

Анализируя выражение для емкости при оптимальном удвоении частоты, можно отметить, что емкость линейно зависит от приложенного напряжения. Это наводит на мысль, что между видом характеристики нелинейного элемента и формой приложенного напряжения существует однозначное соответствие, т. е., если зависимость емкости от напряжения описывается косинусоидой, то эффективность умножения не ухудшится, если приложенное напряжение линейно возрастает или спадает со временем.

Для эффективного умножения в течение достаточного отрезка времени необходимо иметь нелинейную емкость, которая имитирует синусоиду для бесконечно большого напряжения смещения, а умножаемое напряжение возрастает со временем до бесконечно большой величины. Это практически не осуществимо. Тем не менее подобная идея может быть использована на практике. Если нелинейный элемент имитирует только несколько периодов косинусоиды (рис. 2, а) и каждый период соответствует смещению, равному U_1 , а к нелинейному элементу прикладывается треугольное напряжение вида

$$U_c = U_0 \frac{2t}{T}, \quad (14)$$

где T и U_0 — соответственно период и амплитуда этого напряжения, то оказывается, что емкость во времени меняется по синусоидальному закону. Действительно, если

$$C = C_0 \left[1 + \frac{C_1}{C_0} \cos \left(2\pi \frac{U_c}{U_1} \right) \right], \quad (15)$$

где C_0 и C_1 — соответственно постоянная составляющая и амплитуда емкостной характеристики, то ток, текущий через емкость, описывается выражением (2) и равен

$$i_c = \frac{2C_0 U_0}{T} \left[1 + \frac{C_1}{C_0} \cos \left(4\pi \frac{U_0}{U_1} \frac{t}{T} \right) \right]. \quad (16)$$

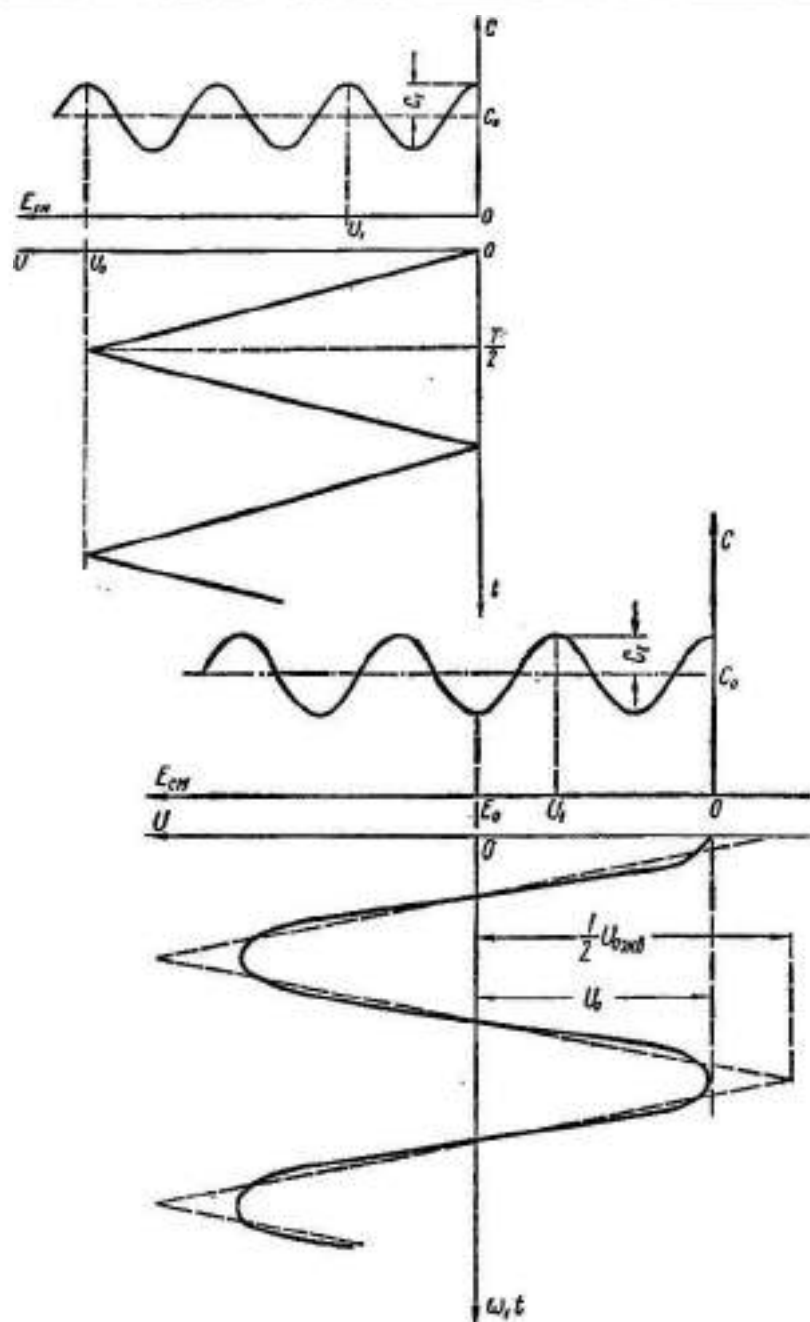


Рис. 2. Умножение частоты синусоидального напряжения в четное число раз с предварительным преобразованием в треугольное (а) и без него (б).

Выражение (16) может быть переписано в виде

$$i_0 = i_0 + \frac{2C_1 U_0}{T} \cos \omega_n t, \quad (17)$$

где i_0 — постоянная составляющая емкостного тока; $\omega_n = 4\pi \frac{U_0}{U_1} \cdot \frac{1}{T}$ — круговая частота переменной составляющей.

Легко убедиться, что результирующее напряжение имеет частоту в n раз большую, чем частота треугольного напряжения, где

$$n = 2 \frac{U_0}{U_1}, \quad (18)$$

а амплитуда тока этой частоты увеличивается с увеличением амплитуд переменной частоты емкостной характеристики и приложенного треугольного напряжения. Очевидно, необходимым условием этого способа умножения является то, что число n из выражения (18) должно быть целым и четным. Некоторым неудобством этого способа является предварительная необходимость преобразования умножаемого синусоидального напряжения в треугольное, чего с незначительным ухудшением эффективности можно в частных случаях избежать.

Если число n достаточно велико, то в большую часть времени подаваемая синусоида может быть аппроксимирована отрезками прямых

$$\sin \omega_1 t \approx \omega_1 t, \quad (19)$$

определяющих генерирование требуемых гармоник.

Исходное напряжение в этом случае можно представить в виде

$$U_c = U_0 (1 + \sin \omega_1 t) \quad (20)$$

с производной

$$\frac{dU_c}{dt} = \omega_1 U_0 \cos \omega_1 t. \quad (21)$$

Ток, текущий через емкость, определяется подстановкой значений (15), (20) и (21) в выражение (2)

$$i_c = \omega_1 U_0 C_0 \left\{ 1 + \frac{C_1}{C_0} \cos \left[2\pi \frac{U_0}{U_1} (1 + \sin \omega_1 t) \right] \right\} \cos \omega_1 t. \quad (22)$$

Высшие гармонические составляющие описываются правым слагаемым фигурных скобок выражения (22) и равны с учетом, что $\frac{U_0}{U_1}$ равно целому числу,

$$i_{cn} = \omega_1 C_1 U_0 \cos \left(2\pi \frac{U_0}{U_1} \sin \omega_1 t \right) \cos \omega_1 t. \quad (23)$$

Подставив (23) в выражение (19), имеем

$$i_{cn} = \frac{\omega_1 C_1 U_0}{2} \cos \left[\left(2\pi \frac{U_0}{U_1} - 1 \right) \omega_1 t \right] + \frac{\omega_1 C_1 U_0}{2} \cos \left[\left(2\pi \frac{U_0}{U_1} + 1 \right) \omega_1 t \right]. \quad (24)$$

Из выражения (24) следует, что коэффициент умножения оказывается равным

$$n = \left(2\pi \frac{U_0}{U_1} \pm 1 \right) \quad (25)$$

и не является целым числом. Это можно объяснить тем, что синусоида аппроксимировалась прямыми линиями, пересечение которых образует некоторое треугольное периодическое напряжение с эквивалентной амплитудой $U_{0\text{ экв}}$ (рис. 2, б), причем отношение $U_{0\text{ экв}}/U_1$ не равно целому числу.

Аппроксимация синусоиды отрезками прямых является нулевым приближением к решению задачи и не учитывает появления ряда гармоник, которые получаются и в обычных умножителях частоты. По сравнению с обычно применяемыми рассматриваемый способ позволяет получить зна-

чительно большие коэффициенты умножения, причем амплитуда требуемой гармоники существенно превышает амплитуды остальных гармоник.

Полученные выше зависимости емкости от напряжения, обеспечивающие оптимальное умножение частоты, за исключением (9), не могут быть в настоящее время реализованы на практике применением соответствующей технологии наращивания переходов. Зависимость (9) характерна для переходов, имеющих обратный градиент концентрации примесей в базе, и получается она либо путем проведения диффузии примеси в высокоомный полупроводник и создания затем сплавного перехода, либо диффузией двух примесей в высокоомный полупроводник. Тем не менее, вышеуказанные зависимости могут быть синтезированы за счет комбинированных соединений емкостей $p-n$ переходов.

Имея емкостные $p-n$ переходы с достаточно высоким рабочим напряжением, можно передвигать их характеристики по оси напряжений за счет дополнительных источников смещения. Выбор характерных точек по оси емкостей может быть выполнен подбором абсолютных значений емкостей, входящих в соединение.

Ввиду того, что зависимость емкости от напряжения известных нелинейных конденсаторов описывается монотонно спадающей с увеличением напряжения кривой, а полученные выше зависимости должны иметь экстремальные значения в рабочем диапазоне, необходимо в первую очередь синтезировать элементарный емкостной элемент, обладающий характеристикой с экстремальным значением в рабочем диапазоне напряжений. Подобная зависимость получается при встречном включении $p-n$ переходов, методика расчета которого сводится к следующему. При встречном включении $p-n$ переходов с заданным фиксированным смещением для одного последнее является прямым, для другого — обратным. Зная зависимость тока, текущего через переход, от напряжения на нем, можно рассчитать этот нелинейный делитель и определить, какая часть полного смещения падает на каждом из $p-n$ переходов. Подставив полученные значения в выражение для общей емкости двух последовательно включенных конденсаторов, получаем зависимость результирующей емкости от напряжения смещения. Выражение для результирующей емкости достаточно громоздко, поэтому был проведен подбор более простой аппроксимирующей функции, причем наиболее подходящей оказалась функция вида

$$C = \frac{C_0}{2 \operatorname{ch} \alpha \sqrt[3]{\frac{E_{см}}{\psi_k}}} \quad (26)$$

где $\alpha = 0,7-0,9$ — постоянный коэффициент, определяемый рабочим диапазоном смещений.

Рассмотрим синтез емкостных характеристик, описываемых выражениями (9)–(11).

Оптимальный удвоитель частоты, как было указано выше, получается при использовании в качестве нелинейных элементов $p-n$ переходов, изготовленных по специальной технологии: в элементах обеспечивалась линейная зависимость емкости от напряжения. Тем не менее возможно оптимальное удвоение частоты при использовании обычных нелинейных конденсаторов. Это обеспечивается в том случае, если зависимость емкости от смещения в рабочей точке может быть аппроксимирована прямой, что предполагает малую величину умножаемых напряжений. Эффективность умножителя повышается с увеличением скорости нарастания емкости с уменьшением смещения, так как увеличивается величина C_2 , а значит, и ток I_2 при постоянной амплитуде умножаемого напряжения.

Оптимальный утроитель частоты можно синтезировать с помощью параллельного соединения двух емкостей, включенных таким образом, что увеличение обратного смещения приводит к увеличению одной емкости и уменьшению другой. Результирующая зависимость показана пунктирной линией на рис. 3, а, а схема соединений — на рис. 3, б. Получение зависимости (11) для учетверителя частоты, приведенной на рис. 1, а, произволь-

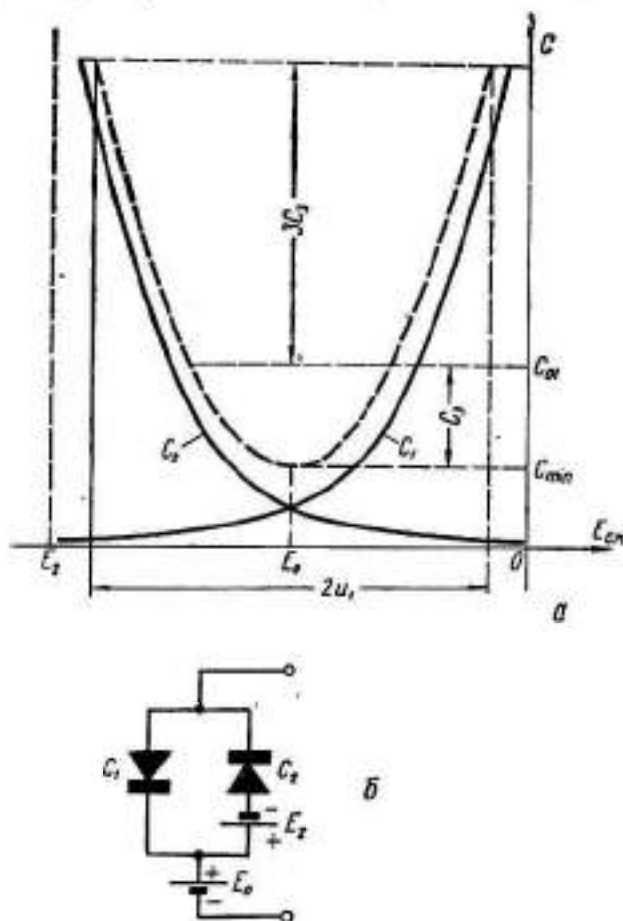


Рис. 3. Синтез нелинейной емкости для оптимального утроения частоты (а) и схема, обеспечивающая заданную зависимость (б).

стрировано на рис. 4, а, а схема соединения, соответствующего этой зависимости, на рис. 4, б. Следует отметить, что в синтезированной оптимальной зависимости появляется некоторая постоянная составляющая емкости, которая по величине оказывается в лучшем случае большей (4—5) C_1 . Этим обусловлено появление в спектре тока составляющей основной частоты и связано с невозможностью реализации отрицательных емкостей.

Синтез зависимости емкости от напряжения в виде отрезка периодической кривой — синусоиды или косинусоиды — ясен из рис. 5, а, а схема соответствующего этой зависимости соединения приведена на рис. 5, б. Как следует из рис. 5, в, правильный выбор величины напряжения существенно влияет на форму зависимости емкости от напряжения. Увеличение напряжения U_1 предполагает при постоянном коэффициенте умножения

увеличение амплитуды умножаемого напряжения, что с точки зрения эффективности не играет существенной роли, так как приводит к увеличению иммитированной емкостной синусоиды, что, в свою очередь, определяет увеличение тока n -гармоники. Большое значение имеет то, что увеличение U_1 до определенного предела увеличивает отношение амплитуды емкостной характеристики и постоянной составляющей емкости, а значит, и отношение

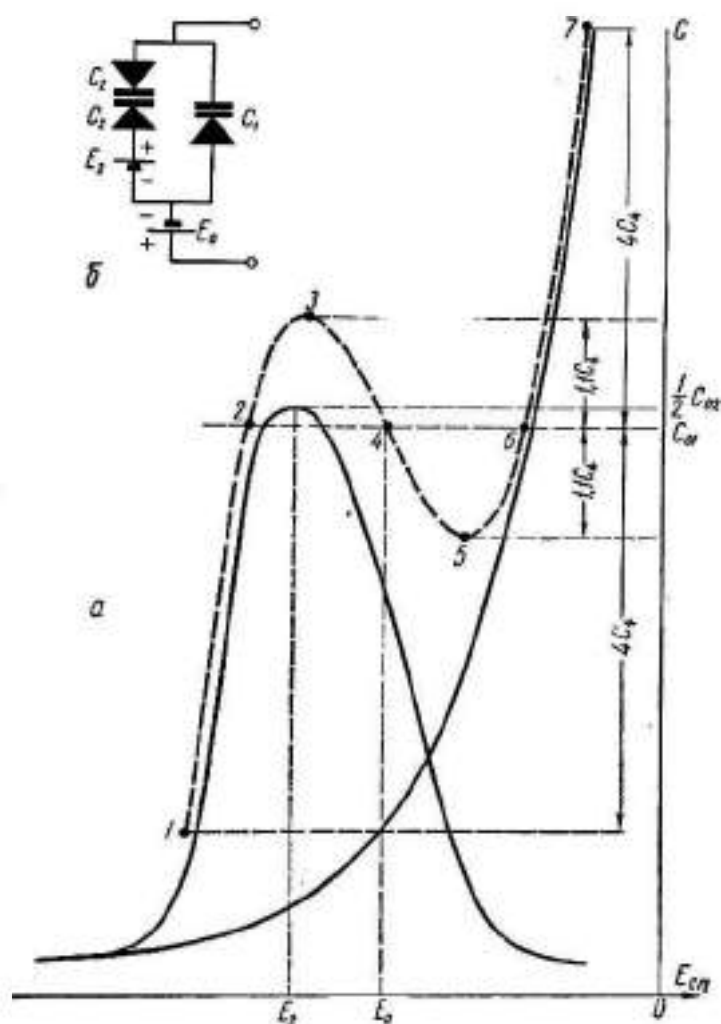


Рис. 4. Синтез нелинейной емкости для оптимального учета частоты (а) и схема, обеспечивающая заданную зависимость (б).

токов этих частот. Для увеличения этого отношения целесообразно применять переходы, емкость которых возможно более резко зависит от напряжения. Для обычных сплавных переходов максимальные отношения получаются не более 0,15—0,2. Если выбрать большое U_1 , емкостная синусоида искажается за счет уплощения нижней полуволны.

Рассматриваемые в статье нелинейные конденсаторы предполагается синтезировать на основе известных $p-n$ переходов, когда в соединении

компенсируются все токи гармоник частоты возбуждения, кроме тока полезной гармоники. Однако при этом через каждый $p-n$ переход соединения протекают в общем случае токи всех гармонических составляющих.

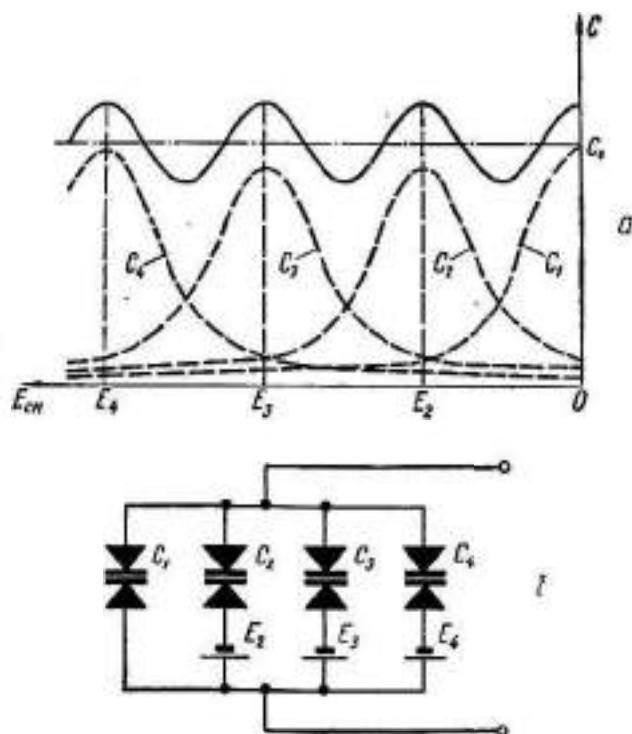


Рис. 5. Синтез емкостной характеристики, описываемой отрезком периодической кривой, (а) и схема для его реализации (б).

создающие падения напряжений на последовательных сопротивлениях каждого из диодов. Таким образом, эффективность умножения несколько снижается, однако, следует ожидать, что она окажется выше, чем в случае обычно применяемых $p-n$ переходов.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Лев, „A high frequency diffused base germanium transistor“, „Bell System Techn. Journal“, 35, № 1, p. 23—4, 1956.
2. Н. Д. Фрэйзер, „Hypersensitive voltage variable capacitors“, „Semiconductor Product“, p. 56—59, March, 1960.

ИЗБИРАТЕЛЬНЫЙ ЛОГАРИФИЧЕСКИЙ УСИЛИТЕЛЬ С КАТОДНЫМ ДЕТЕКТИРОВАНИЕМ С СУММАТОРОМ НА ТРАНСФОРМАТОРАХ

А. П. Крутько, А. А. Воронин, В. В. Емельянов

Харьков

Разновидностью схемы избирательного логарифмического усилителя с катодным детектированием является схема, приведенная на рис. 1.

Данная схема отличается от ранее описанных [1] тем, что сигнал с выхода катодного детектора передается на общую нагрузку с помощью развязывающих трансформаторов, которые нагружены на сопротивления. Напряжение с части этих сопротивлений снимается на общую нагрузку. Развязка между каскадами достигается за счет того, что сопротивление общей нагрузки выбрано достаточно большим по сравнению с частными нагрузками каждого трансформатора.

Применение трансформаторов в качестве развязывающих элементов позволило избежать применения каскадов-повторителей, являющихся основным источником нестабильности амплитудной характеристики усилителя [2].

Чтобы избежать насыщения сердечника трансформатора за счет катодного тока лампы, первичные обмотки трансформаторов включены параллельно сопротивлению R_k , как показано на рис. 1. Величина индуктивности первичной обмотки трансформатора выбирается таким образом, чтобы она по видеонапряжению не шунтировала R_k .

Величина емкости конденсатора, включенного последовательно с первичной обмоткой трансформатора, выбирается на условия передачи неискаженного видеосигнала.

Чтобы обеспечить нормальный режим работы ламп усилителя по постоянному току, необходимо иметь источник компенсирующего напряжения, который обеспечивает определенное положительное напряжение на управляющих сетках ламп, чем «компенсирует» довольно большое падение напряжения за счет токов I_k на катодных сопротивлениях R_k .

Источник компенсирующего напряжения выполнен на диоде Д816А, который включен в цепь $+120$ в. С помощью потенциометра $R34$ (рис. 1) можно в некоторых пределах изменять величину компенсирующего напряжения для выбора нормального режима работы ламп усилителя.

Сигнал промежуточной частоты при достижении определенной величины на входе каскада детектируется и в цепи катода выделяется его огибающая. При дальнейшем увеличении амплитуды сигнала на входе усилителя в режим катодного детектирования вступают и другие каскады. Каскады с катодным детектированием обладают нелинейными амплитудными характеристиками по радиочастоте. Таким образом, предыдущий каскад формирует амплитудную характеристику по радиочастоте, а последующий является детектором.

Характеристики отдельных каскадов усилителя по видеонапряжению показаны на рис. 2, из которого видно, что не все каскады имеют одинаковые амплитудные характеристики, что обуславливается разбросом параметров ламп (S , I_k и др.). Поэтому простое суммирование с целью полу-

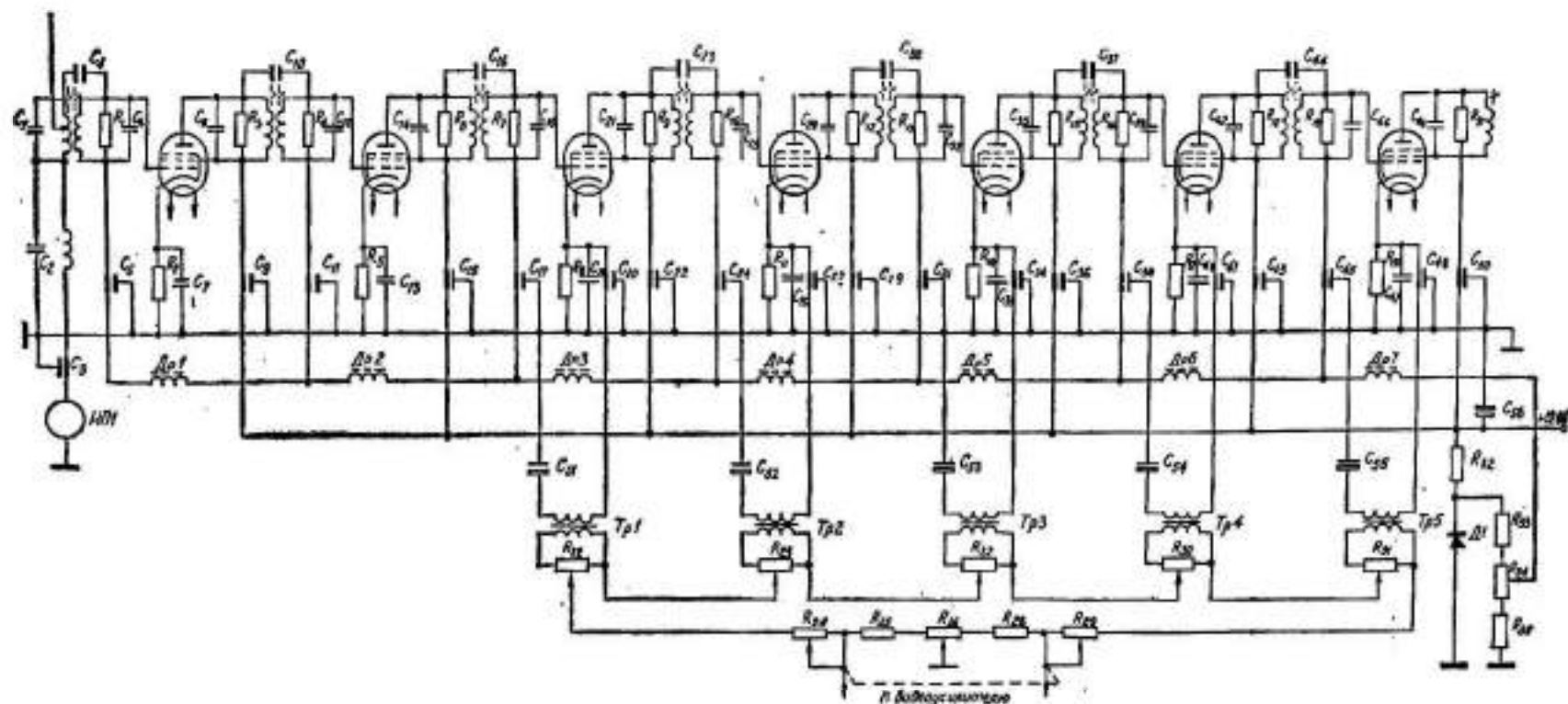


Рис. 1. Принципиальная схема избирательного логарифмического усилителя с катодным детектированием с сумматором на трансформаторах:

Л1, Л2, Л3, Л4, Л5, Л6, Л7 — ФЖП; Д1 — ДД86А; R1, R4, R7, R10, R13, R16, R19 — 4,3 кОм; R3, R6, R9, R12, R15, R18, R21 — 3 кОм; R2, R5, R8, R11, R14, R17, R20, R23 — 3,9 кОм; R22, R25, R28, R31, R34, R37 — 5,6 кОм; R24, R29 — 500 кОм; R26, R29 — 470 кОм; R25, R28 — 470 кОм; R33, R35 — 1,2 кОм; R34 — 2,2 кОм; C1 — 30 нФ; C2, C7, C13, C19, C26, C33, C40, C47 — 510 нФ; C3, C5, C9, C11, C15, C17, C20, C22, C24, C27, C29, C31, C34, C36, C38, C4, C43, C45, C48, C50 — 4700 нФ; C4, C10, C16, C23, C30, C37, C44 — 1 нФ; C31, C32, C35, C34, C36, C38 — 65 нФ.

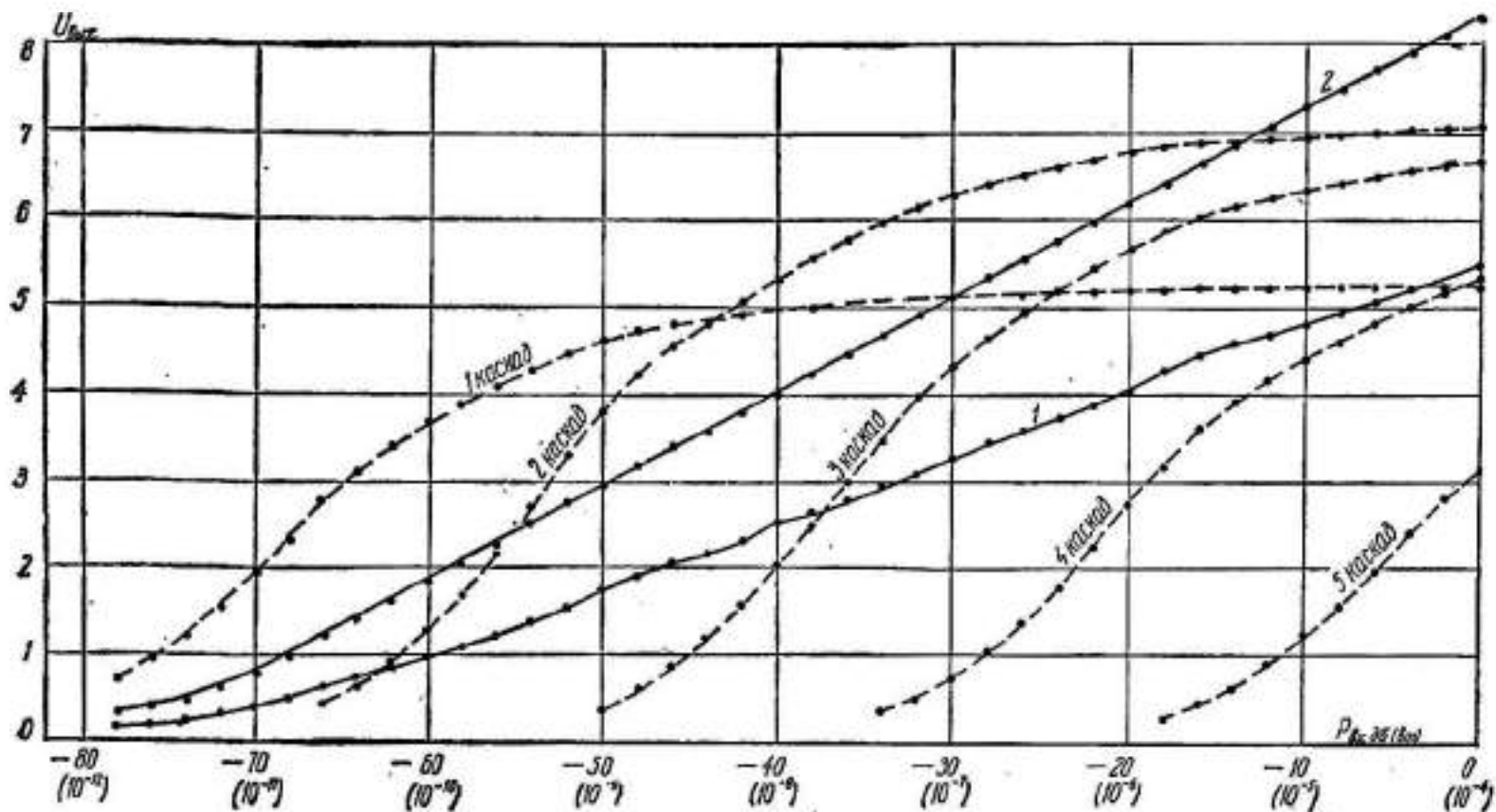


Рис. 2. Амплитудные характеристики усилителя и отдельных каскадов.

чения точной логарифмической амплитудной характеристики (ЛАХ) не представляется возможным. Для получения точной ЛАХ необходимо суммировать напряжения с выходов каскадов с различными по величине коэффициентами. Для этого в цепях вторичных обмоток трансформаторов включены потенциометры, которые дают возможность регулировать величину напряжения, обусловленную каждым каскадом на общей нагрузке.

На рис. 2 (кривая 1) приведена амплитудная характеристика усилителя по видеонапряжению при коэффициенте передачи развязывающих цепей, равном 0,5. Из рисунка видно, что для получения точной ЛАХ необходимо регулировать коэффициент передачи напряжения от каждого каскада.

Здесь же (кривая 2) дана амплитудная характеристика усилителя, скорректированная с помощью потенциометров в цепях вторичных обмоток развязывающих трансформаторов. Чтобы уменьшить погрешности измерений при уходе частоты, усилитель собран на каскадах с полосовыми фильтрами. Величину компенсирующего напряжения следует выбирать таким образом, чтобы во всем интервале действующих амплитуд резонансная характеристика не изменяла свой вид.

Настройка резонансных систем производится при работе усилителя в линейном режиме и проверяется при различных уровнях входного сигнала. Напряжение качающейся частоты подается на вход усилительного каскада от генератора через емкость 10—50 $\mu\text{ф}$, чтобы не изменялся режим каскада по постоянному току. Напряжение радиочастоты снимается с выхода каскада через небольшую емкость 1—2 $\mu\text{ф}$ во избежание расстройки резонансной системы. При этом на экране осциллографа наблюдается форма частотной характеристики. Путем подстройки контуров и изменения связи между ними добиваются получения необходимой формы частотной характеристики. Таким образом настраиваются все каскады усилителя.

Формирование амплитудной характеристики производится по графику (рис. 2, кривая 2) с помощью потенциометров, включенных во вторичные обмотки трансформаторов. Отклонения амплитудной характеристики от требуемой не превышает 0,3—0,5 дБ по входному сигналу.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Волков. Логарифмические усилители. Гостехиздат, Киев, 1962.
2. В. М. Волков, Б. П. Хижинский. Логарифмический резонансный усилитель радиопульсов. Изв. вузов, «Радиотехника», 1961, № 2.

ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ СИГНАЛОВ САНТИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

*А. П. Крутько, А. А. Воронин, В. В. Емельянов,
О. И. Губернаторов, Ф. А. Гордеева, В. П. Подгорный*

Харьков

В диапазоне СВЧ часто приходится иметь дело с измерением уровней мощности сигналов, интенсивность которых меняется в широких пределах (порядка 10^3 — 10^6 раз). Требования к высокой точности отсчета величины мощности сигнала в каждый момент времени приводят к необходимости автоматизации процесса измерений с последующей обработкой результатов при помощи ЭЦВМ. Однако ЭЦВМ позволяют производить обработку сигналов, уровень которых на ее входе меняется в пределах 15—20 дБ. Поэтому требуется промежуточное устройство, преобразующее изменения интенсивности входного сигнала СВЧ в сигнал постоянного тока с однозначным изменением амплитуды в пределах, обеспечивающих работу ЭЦВМ.

Ниже дано описание разработанного нами преобразователя, удовлетворяющего таким требованиям.

Преобразователь обеспечивает измерения относительных уровней мощности СВЧ с высокой точностью при использовании в качестве отсчетного устройства быстродействующих цифровых вольтметров постоянного тока или специального измерительного стенда с цифровой вычислительной машиной. Предназначен он для различных радиотехнических измерений в лабораторных, заводских и полевых условиях.

Устройство обладает следующими техническими параметрами:

Диапазон частот, <i>мгц</i>	6000—10 000
Уровень входного сигнала, <i>вт</i>	10^{-11} — 10^{-9}
Модуляция сигнала амплитудная, прямоугольными симметричными импульсами с частотой следования, <i>гц</i>	$1000 \pm 10\%$ (отклонение от симметричности $\pm 10\%$)
Уровень выходного сигнала по постоянному току, <i>в</i>	30—210;
Максимальная скорость изменения входного сигнала в пределах динамического диапазона, <i>дб/сек</i>	не менее 120
Точность определения амплитуды входного сигнала в динамическом режиме в диапазоне 0—10 дБ, <i>дб</i>	0,1
Полоса пропускемых частот на уровне 1, <i>мгц</i>	$2 \pm 0,5$
Промежуточная частота, <i>мгц</i>	$30 \pm 1,0$
Максимальное отклонение характеристики от линейной в полудюгарифмическом масштабе по входному сигналу не более, <i>дб</i>	0,5
Нестабильность амплитудной характеристики после часового прогрева при неизменных внешних условиях, через 15 мин после механической перестройки частоты гетеродина за следующие 4 ч, <i>дб</i>	0,2
Максимальная нестабильность частоты сигнала, обеспечивающая работу прибора с техническими параметрами, <i>мгц</i>	не менее ± 15
Минимальное сопротивление нагрузки не менее, <i>ком</i>	500
Блок-схема устройства приведена на рис. 1.	

Сигналы СВЧ, имеющие огибающую в форме меандра с частотой 1000 $\mu\text{з}$, передаются входной цепью приемника 1 к смесителю 2, где смешиваются с частотой гетеродина 13. С выхода смесителя сигнал промежуточной частоты 30 $\mu\text{з}$ поступает на предварительный усилитель промежуточной частоты 3, усиливается им и поступает на логарифмический усилитель промежуточной частоты 4—8.

С каждого каскада логарифмирующего усилителя промежуточной частоты (УПЧ) через регулируемые выходы видеопулс огибающей сигнала с частотой 1000 $\mu\text{з}$ поступает на сумматор. Суммарное напряжение видеочастоты с выхода сумматора поступает на видеоусилитель 9, где усиливается до необходимой величины и подается на выпрямитель 10, преобразующий амплитуду видеопулсов в постоянное напряжение.

В приборе применена автоматическая подстройка частоты (АПЧ), для чего с выхода последнего логарифмирующего каскада 8 напряжение промежуточной частоты подается на дискриминатор 11 схемы АПЧ. Напряжение с выхода дискриминатора усиливается услителем постоянного тока 12 и используется для управления частотой клистронного гетеродина 13.

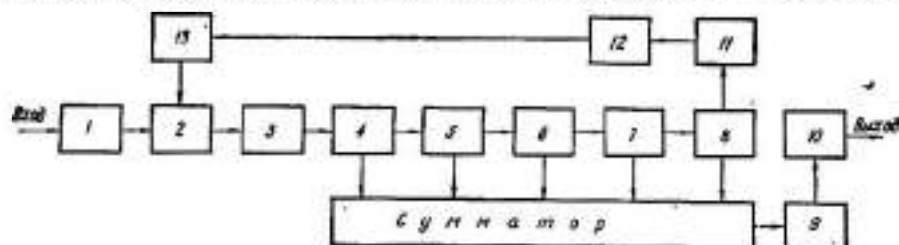


Рис. 1.

Входная цепь преобразователя предназначена для передачи СВЧ мощности от измерительного тракта, подключаемого к волноводному входу с помощью стандартного фланцевого соединения, к смесителю. Цепь состоит из входного аттенюатора, устанавливающего начальный уровень мощности на входе смесителя, ферритового вентиля, обеспечивающего развязку входной цепи и гетеродина, волноводной 90° скрутки и одного из плеч направленного ответвителя.

В качестве смесителя используется полупроводниковый диод типа ДКС-4М. Смесительная камера жестко соединяется с одним из плеч направленного ответвителя, через который поступает входной сигнал и напряжение гетеродина, а выход преобразователя частоты с помощью специального фланца соединяется со входом УПЧ. Подстройка смесителя на требуемую частоту обеспечивается компенсацией реактивной составляющей с помощью короткозамкнутого поршня, а согласование активных составляющих достигается путем вертикального перемещения диода. Ток смесителя контролируется прибором ИП-1, установленным на передней панели блока (ток смесителя).

В качестве гетеродина используется клистронный генератор, тип которого определяется диапазоном волн. Мощность гетеродина поступает через направленный ответвитель с ослаблением 10 дБ на смеситель. В гетеродинном плече ответвителя установлен аттенюатор с соответствующим механизмом управления, обеспечивающим необходимый для нормальной работы уровень мощности гетеродина на смесителе.

В схеме предусмотрены два режима управления частотой гетеродина:

- автоматическая подстройка частоты АПЧ;
- ручная регулировка частоты РРЧ.

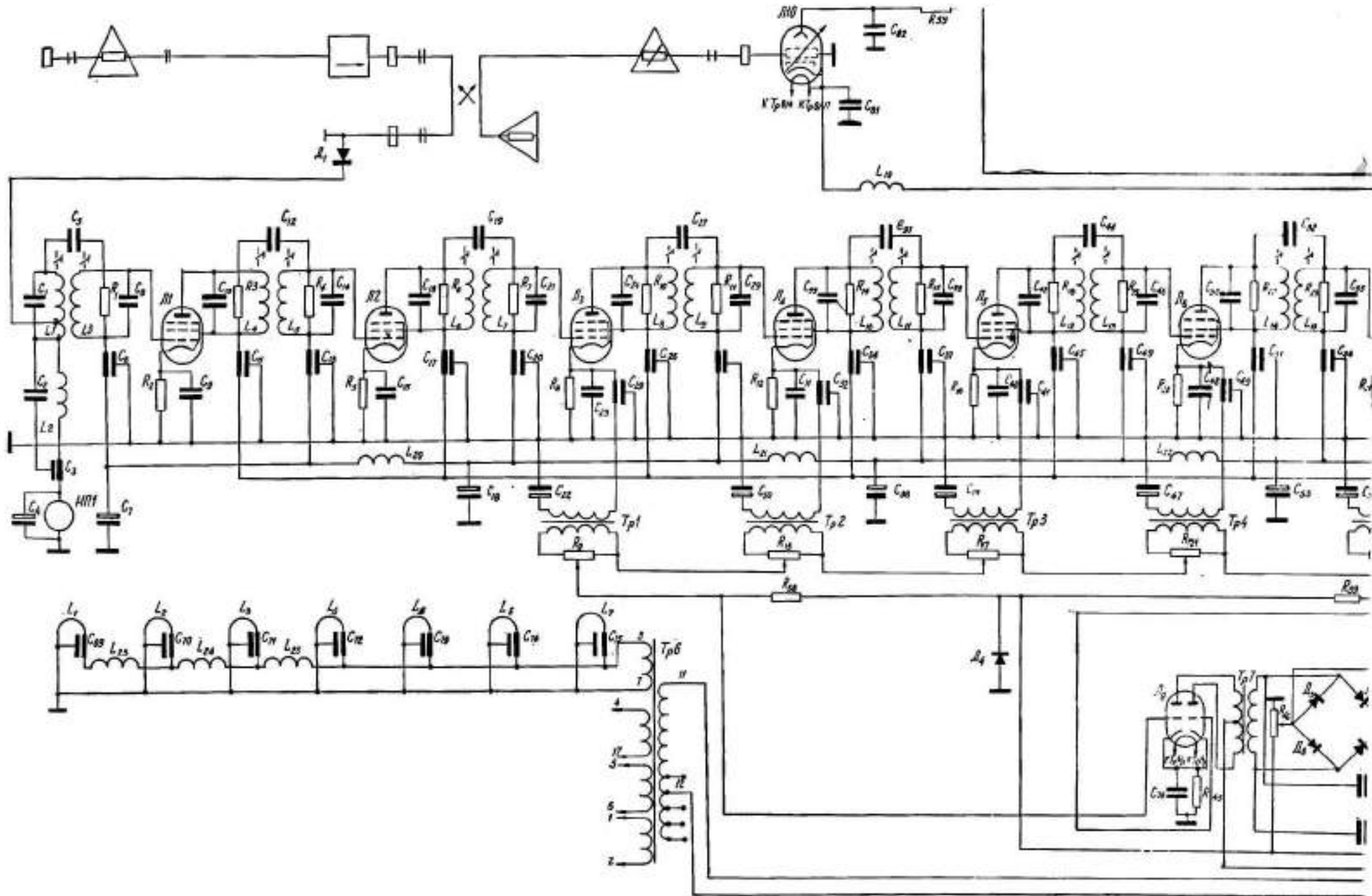


Рис. 2.

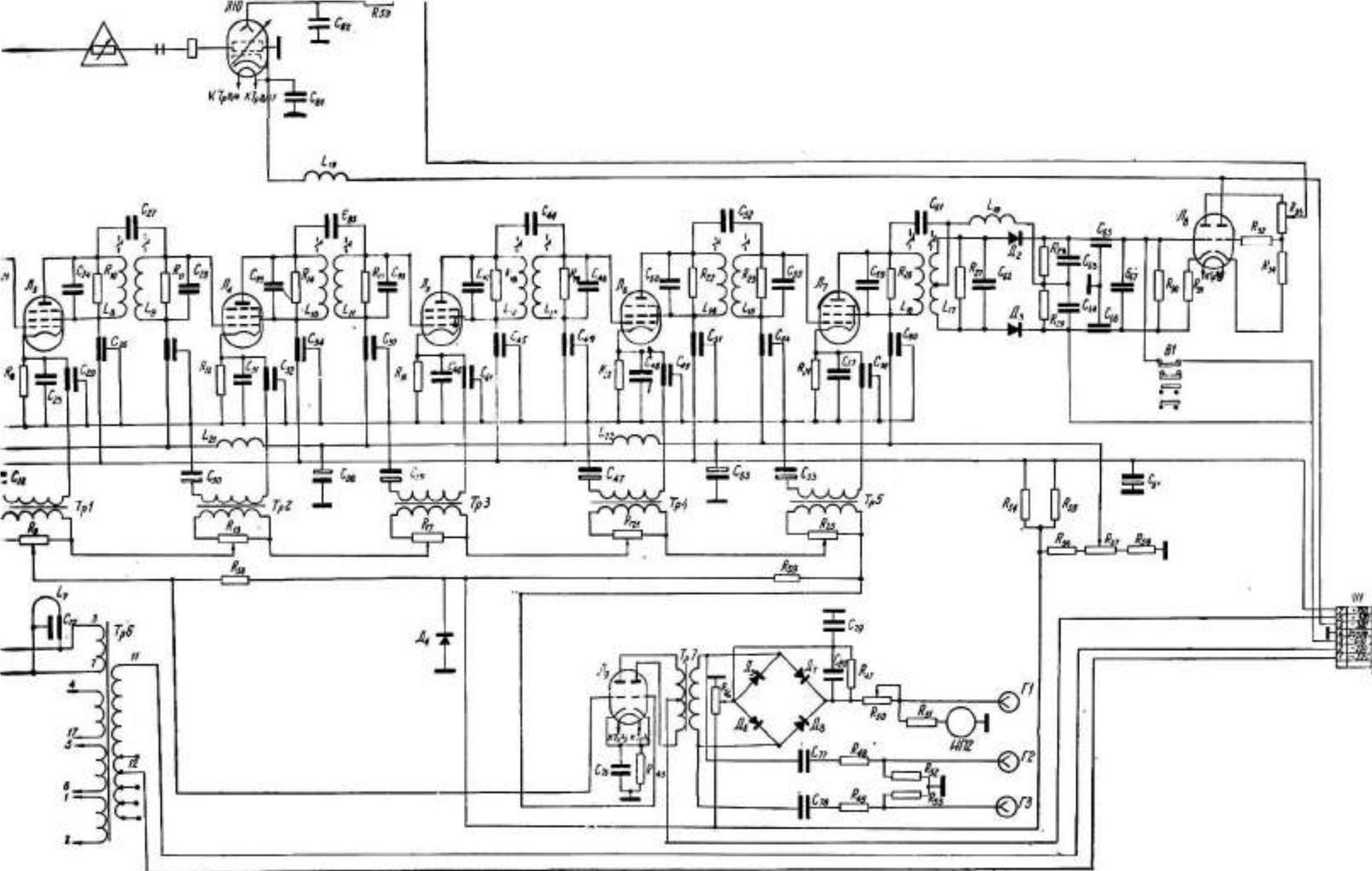


FIG. 2.

Предварительный и логарифмический усилители промежуточной частоты выполнены в виде отдельного блока, крепящегося на общем шасси. Предварительный УПЧ собран на лампах Л1, Л2 типа 6Ж1П, логарифмический — на лампах Л3—Л7 того же типа.

Все каскады логарифмического и предварительного усилителей выполнены по схеме с катодным детектированием. Каскады логарифмического усилителя имеют трансформаторный регулируемый выход (потенциометры R9, R13, R17, R21, R25) на сумматор. Принцип работы логарифмического усилителя и формирование необходимой логарифмической амплитудной

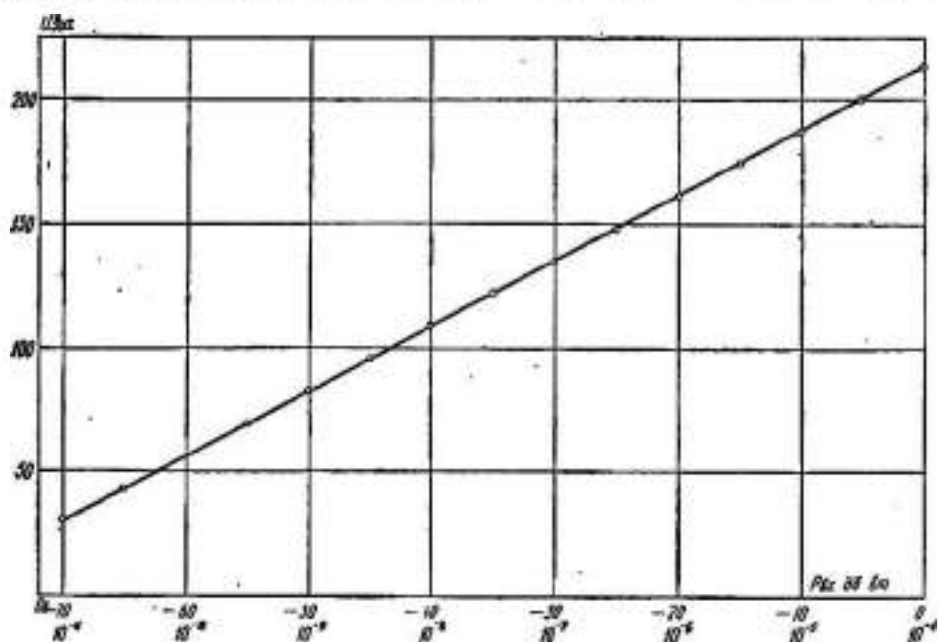


Рис. 3.

характеристики описаны в статье «Избирательный логарифмический усилитель с катодным детектированием с сумматором на трансформаторах» (см. настоящий сборник).

Сумматор выполнен в виде делителя напряжения на сопротивлениях (R58, R59).

Усилитель видеосигнала выполнен на лампе 6Н6П по двухтактной трансформаторной схеме и предназначен для повышения уровня напряжения видеочастоты. Видеоусилитель обладает линейной амплитудной характеристикой в больших пределах, что исключает влияние видеоусилителя на закон изменения выходного напряжения сумматора.

В качестве выпрямителя использована мостовая схема на диодах типа Д7Ж. Постоянное напряжение с нагрузки выпрямителя (R47, C80) подводится к выходной фишке Г1.

Относительное изменение уровня входного сигнала (в дБ) контролируется измерительным прибором ИП-2, установленным на передней панели блока.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. А. Валитов, В. Н. Сретинский. Радионизмерения на сверхвысоких частотах. Госэнергоиздат, 1958.
2. В. В. Крохин. Элементы радиоприемных устройств СВЧ. Изд-во «Советское радио», 1964.
3. В. Х. Кривицкий. Автоматические системы радиотехнических устройств. Госэнергоиздат, 1962.
4. В. М. Волков. Логарифмические усилители. Гостехиздат УССР, Киев, 1962.
5. А. П. Крутько, А. А. Воронян. Приемник сантиметрового диапазона со специальной амплитудной характеристикой. Материалы 4 научно-технической конференции ХИГМАВТ. Изд-во ХГУ, Харьков, 1956.

ОБ ОДНОМ СПОСОБЕ СЖАТИЯ СИГНАЛОВ

*В. А. Омельченко, В. А. Хорунжий, В. А. Письменецкий,
А. Н. Игравов*

Харьков

К анализаторам спектра в ряде случаев наряду с требованием увеличения быстродействия предъявляется требование сохранения или даже повышения их разрешающей способности. В анализаторах со сжатием сигнала во времени эти требования приводят к увеличению длительности запоминаемых отрезков сигнала и при выполнении операции сжатия рециркулятором требуют соответственно увеличения коэффициента сжатия, а это, как известно, влечет за собой увеличение числа циркулирующих сигналов в рециркуляторе [1, 2]. Последнее обстоятельство значительно усложняет техническую реализацию метода.

В настоящей работе рассматривается способ сжатия сигналов с использованием двух последовательно соединенных рециркуляторов, позволяющий увеличить коэффициент сжатия без существенного увеличения числа циркулирующих.

1. СПОСОБ УВЕЛИЧЕНИЯ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ЗАПОМИНАЕМЫХ ОТРЕЗКОВ СИГНАЛА

В анализаторе со сжатием сигнала во времени периодически повторяется процесс запоминания и сжатия отрезков сигнала конечной длительности [2].

Каждый сжатый в N раз отрезок сигнала $f_k(tN)$ получают выделением из сигнала $f(t)$ весовой функцией

$$\varphi_k(t) = \begin{cases} \varphi(t), & kT_s < t < (k+1)T_s \\ 0, & t \in [kT_s, (k+1)T_s] \end{cases} \quad (1)$$

взвешенного отрезка

$$f(t)\varphi_k(t)$$

с последующим изменением масштаба времени в N раз.

Здесь T_s — длительность запоминаемых отрезков сигнала до сжатия

$$k = 0; \pm 1; \pm 2; \dots$$

Спектр $S_k(\omega)$ выделенного отрезка сигнала после сжатия имеет вид

$$S_k(\omega) = \left[S\left(\frac{\omega}{N}\right) F\left(\frac{\omega}{N}\right) e^{-j\omega T_s k} \right] \times e^{-j\frac{\omega}{N}(N-1)T_s k}, \quad (2)$$

где

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-j\omega t} dt,$$
$$F(\omega) = \int_0^{T_s} \varphi(t) e^{-j\omega t} dt.$$

С учетом выражения (2) спектр $S_{\text{вых}}(\omega)$ сигнала после процесса сжатия, равный сумме спектров его сжатых отрезков, представим рядом

$$S_{\text{вых}}(\omega) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \left[S\left(\frac{\omega}{N}\right) F\left(\frac{\omega}{N}\right) e^{-j\omega T_s k} \right] \times e^{-j\frac{\omega}{N}(N-1)kT_s}. \quad (3)$$

Введение в ряде (3) новых обозначений при суммировании по правилу

$$k = pM + i_p,$$

где $p = 0; \pm 1; \pm 2; \dots;$
 $i_p = 0, 1; \dots M-1$ при каждом p ;
 M — целое число,
 позволяет привести его к виду

$$S_{\text{вых}}(\omega) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{i_p=0}^{M-1} \left[S\left(\frac{\omega}{N}\right) F\left(\frac{\omega}{N}\right) \times e^{-j\omega T_s (i_p + pM)} \right] e^{-j\omega (N-1) \frac{T_s}{N} (i_p + pM)} \quad (4)$$

Умножил каждый член ряда (4) на величину

$$e^{j\omega \frac{N-1}{N} T_s i_p}$$

получаем ряд

$$S_{\text{вых}}(\omega) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{i_p=0}^{M-1} \left[S\left(\frac{\omega}{N}\right) F\left(\frac{\omega}{N}\right) \times e^{-j\omega T_s (i_p + pM)} \right] e^{-j\omega (N-1) \frac{T_s}{N} pM}. \quad (5)$$

Такое преобразование соответствует введению задержки T , величина которой

$$T = \frac{N-1}{N} i_p T_s$$

всякий раз соответствует i_p сжатой копии запоминаемого отрезка сигнала.

Выражение

$$S_p(\omega) = \sum_{i_p=0}^{M-1} S\left(\frac{\omega}{N}\right) F\left(\frac{\omega}{N}\right) \times e^{-j\omega T_s (i_p + pM)} \quad (6)$$

представляет собой спектр отрезка входного сигнала длительности MT_s для весовой функции

$$g_p(t) = \begin{cases} \varphi_k(t), & kT_s \leq t < (k+1)T_s \\ & Mp + i_p \leq k < M(p+1) + i_p \\ 0, & t \notin [kT_s, (k+1)T_s], \\ & Mp + i_p \leq k < M(p+1) + i_p. \end{cases} \quad (7)$$

Выражение для спектра (6) с учетом равенств (7) можно представить в виде

$$S_p(\omega) = F\left(\frac{\omega}{N}\right) G\left(\frac{\omega}{N}\right) e^{-j\omega T_s pM}, \quad (8)$$

где

$$G(\omega) = \int_0^{M T_s} G_0(t) e^{-j\omega t} dt;$$

при этом ряд (3) представим следующим образом:

$$S_{\text{сж}}(\omega) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \left[S\left(\frac{\omega}{N}\right) G\left(\frac{\omega}{N}\right) \times e^{-j\omega T_s} \right] e^{-j\omega \frac{N-1}{N} T_s}. \quad (9)$$

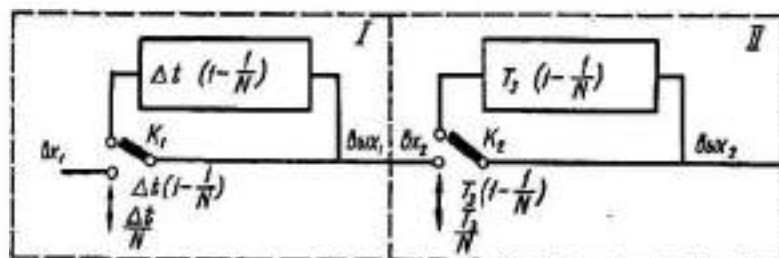
Выражение (9) дает обычную запись сжатого в N раз сигнала, у которого соответствующему преобразованию подвергаются отрезки длительности MT_s .

2. РЕАЛИЗАЦИЯ СПОСОБА

Из выражений (3—5) непосредственно вытекает функциональная схема устройства, осуществляющего рассматриваемый способ.

Согласно ряду (3), сигнал разбивается во времени на отрезки равной длительности T_s , которые сжимаются в N раз. Затем (4) сжатые копии группируются по M копий в группе и в каждой из них сближаются (5) до получения сжатой в N раз копии входного сигнала длительности MT_s .

Способ может быть применен для сжатия как непрерывного сигнала, так и дискретизированного в соответствии с теоремой В. А. Котельникова. На рисунке показана функциональная схема устройства, позволяющего реализовать описанный способ для случая дискретизированного сигнала. Устройство состоит из схемы сжатия отрезков входного сигнала I, схемы сближения их преобразованных копий II.



Упрощенная функциональная схема последовательного соединения рециркуляторов в режиме сжатия.

На вход I (вх_1) подается сигнал с конечным спектром. Ключ K_1 подключает вх_1 к рециркулятору в режиме сжатия на время $\frac{\Delta t}{N}$ с периодом Δt . В результате на выходе I вых_1 образуются сжатые в N раз копии отрезков сигнала длительности $T_s = \Delta t N$, следующие с периодом $\frac{N-1}{N} T_s$.

Ключ K_2 подключает вых_1 ко входу II вх_2 рециркулятора, который также работает в режиме сжатия, на время $\frac{T_s}{N}$ с периодом $\frac{N-1}{N} T_s$. На вых_2 образуется сжатая в N раз копия отрезка входного сигнала длительности MT_s . Для сохранения информации выбирается $M < N$.

Таким образом, схема I преобразует непрерывный сигнал в дискретный, а последовательность равноотстоящих выборок — в последовательность равноотстоящих групп выборок. Каждая группа представляет собой сжатый отрезок длительности T_s дискретизированного сигнала.

Схема II уменьшает временной интервал между группами выборок до интервала между выборками в группе и формирует сжатую копию сигнала длительности MT_s без потери информации.

Для оценки выигрыша в числе циркуляций сравним устройство рисунка со схемой сжатия на одном рециркуляторе при условии, что сигнал длительности MT , сжимается в N раз.

Для рециркулятора в режиме сжатия число запоминаемых выборок сигнала R совпадает с числом циркуляций P и коэффициентом сжатия N :

$$N = P + R. \quad (10)$$

В устройстве рисунка число выборок определяется как произведение числа группы выборок M на число выборок в группе L , т. е.

$$R = ML. \quad (11)$$

Число циркуляций в схеме I равно L , в схеме II — M , т. е.

$$P = M + L, \quad (12)$$

поэтому минимальное число циркуляций при заданном коэффициенте сжатия N соответствует $M = L = \sqrt{N}$ и равно

$$P_{\min} = 2\sqrt{N}. \quad (13)$$

Сравнив формулы (10) и (13), мы видим, что выигрыш V (в числе циркуляций, который обеспечивает рассматриваемая схема) составляет

$$V = \frac{\sqrt{N}}{2}. \quad (14)$$

ВЫВОДЫ

1. Последовательное соединение рециркуляторов в режиме сжатия позволяет увеличить коэффициент сжатия без существенного увеличения числа циркуляций сигнала в рециркуляторе.

2. Выигрыш в числе циркуляций при последовательном соединении рециркуляторов в сравнении со схемой сжатия на одном рециркуляторе возрастает с увеличением необходимого коэффициента сжатия.

ЛИТЕРАТУРА

1. Эрих, Стейнберг. Панорамный анализатор спектра в реальном времени. «Зарубежная радиоэлектроника», 1960, № 1.
2. И. В. Соловьев, С. С. Свириденко. Новые методы спектрального анализа сигналов (обзор). «Зарубежная радиоэлектроника», 1961, № 8.

О ВЛИЯНИИ ДИНАМИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА НА РАЗРЕШАЮЩУЮ СПОСОБНОСТЬ СПЕКТРОАНАЛИЗАТОРА

В. А. Омельченко

Харьков

Достижимая разрешающая способность спектроанализатора при спектральном анализе зависит от времени анализа и динамического диапазона составляющих сигналов. В литературе [1, 2] рассматривают определение времени анализа, при котором обеспечивается требуемая разрешающая способность без учета динамического диапазона. Влияние последнего описывают [3] для определенного вида анализирующих фильтров.

В настоящей статье предлагается способ определения разрешающей способности в зависимости от динамического диапазона и времени анализа при анализе узкополосным произвольным фильтром.

1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ СПЕКТРОАНАЛИЗАТОРА ПО ТЕКУЩЕМУ СПЕКТРУ ВЗВЕШЕННОГО СИГНАЛА

При определении разрешающей способности спектроанализатора обычно используют временную точку зрения. Считают, что две гармоники разрешены, если в суммарном отклике от них существуют два однозначно определенных максимума, соответствующих частотам гармоник.

При одновременном анализе для разрешения составляющих сигнала

$$f(t) = U_1 \cos \omega_1 t + U_2 \cos \omega_2 t, \quad (1)$$

представляющего собой сумму двух гармоник разных частот, необходимо время анализа T_a , в течение которого на выходе каждого из фильтров с центральными частотами $\omega_{\phi_1} = \omega_1$ и $\omega_{\phi_2} = \omega_2$ формируется отклик, содержащий информацию о соответствующей гармонике. В этом случае в огибающей отклика, который формируется на выходе фильтра с центральной частотой ω_{ϕ_1} , при условии $U_1 > U_2$, существует седловина, разделяющая временные интервалы преимущественного влияния каждой из гармоник.

Поэтому в качестве критерия разрешающей способности может быть принято условие определенного превышения амплитуды колебаний в момент времени $t = T_a$ над амплитудой колебаний в момент времени $t = t_c$ (здесь t_c — время появления седловины в огибающей отклика).

Критерий разрешающей способности может быть представлен в виде

$$\frac{A(T_a)}{A(t_c)} = a, \quad (2)$$

где $A(t)$ — амплитуда колебаний огибающей отклика на выходе фильтра с центральной частотой ω_{ϕ_1} ,

a — величина превышения.

Найдем выражение для критерия разрешающей способности при спектральной точке зрения.

Пусть $g(t)$ — временная характеристика произвольного узкополосного фильтра. Из работы [1] известно, что она может быть представлена в виде

$$g(t) = \operatorname{Re} V(t) e^{j\omega_0 t} = V_1(t) \sin \omega_0 t + V_2 \cos \omega_0 t,$$

где ω_0 — центральная частота фильтра.

Тогда сигнал (1) создает на выходе фильтра отклик

$$y(t) = \int_a^t (U_1 \cos \omega_1 \tau + U_2 \cos \omega_2 \tau) \cdot \operatorname{Re} V(t-\tau) e^{j\omega_0(t-\tau)} d\tau = \\ = \operatorname{Re} e^{j\omega_0 t} S_0(\omega_0, t), \quad (3)$$

где

$$S_0(\omega_0, t) = \int_a^t (U_1 \cos \omega_1 \tau + U_2 \cos \omega_2 \tau) V(t-\tau) e^{-j\omega_0 \tau} d\tau$$

— текущий спектр взвешенного сигнала с весом $V(t-\tau)$.

Представив выражение (3) в виде

$$y(t) = S_{10}(\omega_0, t) \cos \omega_0 t - S_{20}(\omega_0, t) \sin \omega_0 t,$$

где $S_{10}(\omega_0, t)$ и $S_{20}(\omega_0, t)$ — соответственно действительная и мнимая составляющие спектра взвешенного сигнала, получаем, что огибающая отклика

$$A(t) = \sqrt{[S_{10}(\omega_0, t)]^2 + [S_{20}(\omega_0, t)]^2}$$

совпадает с амплитудным текущим спектром взвешенного сигнала $|S_0(\omega_0, t)|$.

Поэтому при условии

$$\omega_{\Phi 1} = \omega_1 \\ \omega_{\Phi 2} = \omega_2$$

критерий разрешающей способности (2) может быть представлен в виде

$$\frac{\left| \int_a^{T_a} f(\tau) V(T_a - \tau) e^{-j\omega_{\Phi 1} \tau} d\tau \right|}{\left| \int_a^{t_c} f(\tau) V(t_c - \tau) e^{-j\omega_{\Phi 1} \tau} d\tau \right|} = a, \quad (4)$$

где

$$\left| \int_a^{T_a} f(\tau) V(T_a - \tau) e^{-j\omega_{\Phi 1} \tau} d\tau \right|, \\ \left| \int_a^{t_c} f(\tau) V(t_c - \tau) e^{-j\omega_{\Phi 1} \tau} d\tau \right|$$

— значение амплитудного текущего спектра взвешенного сигнала на частоте $\omega = \omega_{\Phi 1}$, соответственно, при $t = T_a$ и $t = t_c$.

Выражение (4) можно привести к виду

$$\frac{\left| \int_a^{T_a} U_2 \cos \omega_2 \tau V(T_a - \tau) e^{-j\omega_{\Phi 1} \tau} d\tau \right|}{\left| \int_a^{T_a} U_1 \cos \omega_1 \tau V(T_a - \tau) e^{-j\omega_{\Phi 1} \tau} d\tau \right|} = p, \quad (5)$$

где величина превышения p определяется из условия

$$p = \frac{\left[\int_0^{t_0} I(\tau) V(t_0 - \tau) e^{-j\omega_{\Phi_1} \tau} d\tau \right]^2}{\left[\int_0^{T_a} U_1 \cos \omega_1 \tau V(T_a - \tau) e^{-j\omega_{\Phi_1} \tau} d\tau \right]^2} - 1 - 2 \frac{\left[\int_0^{T_a} U_1 \cos \omega_1 \tau V(T_a - \tau) \cos \omega_{\Phi_1} \tau d\tau \right]}{\left[\int_0^{T_a} U_1 \cos \omega_1 \tau V(T_a - \tau) e^{-j\omega_{\Phi_1} \tau} d\tau \right]^2} \times$$

$$\times \int_0^{T_a} U_2 \cos \omega_2 \tau V(T_a - \tau) \cos \omega_{\Phi_1} \tau d\tau +$$

$$\left. \frac{\int_0^{T_a} U_1 \cos \omega_1 \tau V(T_a - \tau) \sin \omega_{\Phi_1} \tau d\tau}{\left[\int_0^{T_a} U_1 \cos \omega_1 \tau V(T_a - \tau) e^{-j\omega_{\Phi_1} \tau} d\tau \right]^2} \cdot \int_0^{T_a} U_2 \cos \omega_2 \tau V(T_a - \tau) \sin \omega_{\Phi_1} \tau d\tau \right]^{1/2}.$$
(6)

Условие (5) означает, что для разделения составляющих сигнала (1) необходимо, чтобы амплитуда взвешенного текущего спектра меньшей из составляющих на ее частоте имела определенное превышение над амплитудой взвешенного текущего спектра большей составляющей на той же частоте.

Так как выполняется равенство

$$\omega_{\Phi_1} = \omega_2 = \omega_1 + \Delta\omega,$$

где $\Delta\omega$ — разрешающая способность при динамическом диапазоне уровней сигнала

$$D = \frac{U_1}{U_2},$$

условие разрешения (5) преобразуется в выражение

$$\frac{\left| \int_0^{T_a} \cos(\omega_1 + \Delta\omega) \tau V(T_a - \tau) e^{-j(\omega_1 + \Delta\omega) \tau} d\tau \right|^2}{\left| \int_0^{T_a} \cos \omega_1 \tau V(T_a - \tau) e^{-j(\omega_1 + \Delta\omega) \tau} d\tau \right|^2} = pD,$$
(5')

которое представляет собой уравнение для определения разрешающей способности $\Delta\omega$ в функции от времени анализа T_a и динамического диапазона D . Учитывая конкретный вид временной характеристики фильтра, можно определить функциональную зависимость

$$\Delta\omega = \Delta\omega(T_a, D).$$

Критерий разрешающей способности можно трактовать также в терминах амплитуд колебаний, создаваемых гармониками в анализирующих фильтрах.

Представив (5) в виде

$$\frac{1}{U_1} \left| \int_0^{T_2} U_1 \cos \omega_1 \tau V(T_2 - \tau) e^{-j\omega_1 \tau} d\tau \right| = \frac{\rho_m U_m}{\rho D}, \quad (5a)$$

где

$$\rho_m = \frac{\left| \int_0^{T_2} \cos \omega_1 \tau V(T_2 - \tau) e^{-j\omega_1 \tau} d\tau \right|}{U_{21}}$$

— количественная характеристика пороговой чувствительности по отношению к шумам, U_m — эффективное значение шума, получаем, что для разделения составляющих сигнала требуется затухание вынужденных колебаний в фильтре с центральной частотой ω_{Φ} до $\frac{\rho_m U_m}{\rho D}$ исходного уровня.

2. ЗАВИСИМОСТЬ $\Delta\omega = \Delta\omega(T_2 D)$ ДЛЯ ФИЛЬТРА С ЧАСТОТНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ ТИПА $\frac{\sin x}{x}$

По критерию разрешения в форме (5) найдем искомую зависимость для фильтра с временной характеристикой

$$g(t) = \begin{cases} \cos \omega_p t, & 0 \leq t \leq T_2 \\ 0 & t \in [0, T_2] \end{cases}$$

В этом случае отклик

$$y(t) = \int_0^t f(\tau) g(t - \tau) d\tau = \begin{cases} \int_0^t f(\tau) \cos \omega_p (t - \tau) d\tau, & 0 \leq t \leq T_2 \\ 0, & t \in [0, T_2] \end{cases}$$

имеет огибающую

$$A(t) = \begin{cases} \left\{ \left[\int_0^t f(\tau) \cos \omega_p \tau d\tau \right]^2 + \left[\int_0^t f(\tau) \sin \omega_p \tau d\tau \right]^2 \right\}^{1/2}, & 0 \leq t \leq T_2 \\ 0 & t \in [0, T_2] \end{cases}$$

которая совпадает с текущим спектром сигнала для моментов времени $0 < t < T_2$. При $t = T_2$ огибающая отклика

$$y(T_2) = \left\{ \left[\int_0^{T_2} f(\tau) \cos \omega_p \tau d\tau \right]^2 + \left[\int_0^{T_2} f(\tau) \sin \omega_p \tau d\tau \right]^2 \right\}^{1/2}$$

равна огибающей спектра отрезка сигнала длительности T_2 .

Текущий спектр гармоник имеет осциллирующий характер. Поэтому при определении разрешающей способности из условия (5') требуем, чтобы одновременно выполнялось условие

$$\frac{d}{d\Delta\omega} \left| \int_0^{T_s} \cos \omega_1 \tau e^{-j(\omega_1 + \Delta\omega)\tau} d\tau \right| = 0, \quad (7)$$

т. е. в рассматриваемом случае разрешающую способность можно определить из системы уравнений

$$\begin{aligned} & \left| \frac{\int_0^{T_s} \cos(\omega_1 + \Delta\omega) \tau e^{-j(\omega_1 + \Delta\omega)\tau} d\tau}{\int_0^{T_s} \cos \omega_1 \tau e^{-j(\omega_1 + \Delta\omega)\tau} d\tau} \right| - \rho D = 0; \\ & \frac{d}{d\Delta\omega} \left| \int_0^{T_s} \cos \omega_1 \tau e^{-j(\omega_1 + \Delta\omega)\tau} d\tau \right| = 0 \end{aligned} \quad (8)$$

Система уравнений (8) соответствует требованию превышения основного максимума амплитудного спектра меньшей гармоники над максимумом некоторого бокового лепестка амплитудного спектра большей гармоники на частоте, меньшей при длительности отрезка сигнала T_s .

Для сигнала (1) система (8) при $\omega_1 \gg \Delta\omega$ имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\sin \frac{\Delta\omega T_s}{2}}{\frac{\Delta\omega T_s}{2}} &= \frac{1}{\rho D}; \\ \operatorname{tg} \frac{\Delta\omega T_s}{2} &= \Delta\omega \frac{T_s}{2}. \end{aligned} \quad (9)$$

Решением системы (9) является один из корней $\frac{\Delta\omega_k T_s}{2}$ ее второго уравнения, которые стремятся к значениям аргумента $\frac{2k+1}{2}\pi$, т. е.

$$\frac{\Delta\omega_k T_s}{2} = \frac{2k+1}{2}\pi - \epsilon_k,$$

причем для отклонения ϵ_k значения корня от $\frac{2k+1}{2}\pi$ выполняется асимптотическое приближение

$$\epsilon_k \sim \frac{1}{k\pi}. \quad (10)$$

Отклонения $\Delta\varphi_k$ максимальных значений функции $\frac{\sin x}{x}$ от значений в точках $\frac{2k+1}{2}\pi$ получаем, пользуясь формулой конечных приращений Лагранжа. С учетом (10) асимптотическое приближение для величин максимумов имеет вид

$$\Delta\varphi_k \sim \frac{1}{k^2\pi^2}. \quad (11)$$

Асимптотики для положений (10) и величин (11) максимумов функции $\frac{\sin x}{x}$ показывают, что при больших диапазонах, когда сравнивается максимум амплитудного текущего спектра малой гармоник с максимумом удаленного лепестка амплитудного текущего спектра большей гармоник, первое уравнение системы (9) можно представить в виде

$$\Delta f = \frac{\rho D}{\pi T_n}. \quad (12)$$

ВЫВОДЫ

1. Зависимость разрешающей способности от времени анализа с учетом динамического диапазона при анализе произвольным узкополосным фильтром может быть определена по текущему спектру взвешенного сигнала.

2. Для фильтра с частотной характеристикой типа $\frac{\sin x}{x}$ при больших динамических диапазонах D разрешающая способность пропорциональна D .

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Харкевич. Спектры и анализ. Физматгиз, 1962.
2. Н. Ф. Воллернер и В. Г. Криксунов. Некоторые вопросы автоматизации аппаратурного спектрального анализа. «Приборы и техника эксперимента». Изд-во АН СССР, 1962.
3. В. А. Мартынов, Ю. И. Селихов. Панорамные приемники и анализаторы спектра. Изд-во «Советское радио», 1964.

**О ВЫБОРЕ ОПТИМАЛЬНОЙ ФОРМЫ СПЕКТРА
ВХОДНОГО СИГНАЛА С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ
НАИБОЛЬШЕЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРЕДСКАЖЕНИЙ**

В. К. Маригодов

Севастополя

При передаче фототелеграфных сигналов по одному из телефонных каналов радиорелейных линий с частотным уплотнением и частотной модуляцией возникает необходимость введения предскажений в низкочастотный тракт канала (тракт передачи фототелеграфного сигнала методом АМ). Эффективность предскажений в таком канале можно оценивать отношением средних мощностей шумов на выходе восстанавливающего контура до и после применения предскажений, полагая среднюю мощность сигнала неизменной [1].

Если обозначить среднюю мощность внутренних шумов канала $N(f)$, модуль коэффициента передачи контура предварительных искажений $|K_1(f)|$, значение модуля коэффициента передачи предскаживающего контура на несущей частоте сигнала k и граничные значения эффективной полосы частот f_1 и f_2 , то получим следующее выражение для коэффициента S , характеризующего эффективность предскажений:

$$S = \frac{\int_{f_1}^{f_2} N(f) df}{k^2 \int_{f_1}^{f_2} \frac{N(f)}{|K_1(f)|^2} df} \quad (1)$$

Для нахождения максимума величины S , очевидно, необходимо определить минимум функционала в знаменателе выражения (1) при условии фиксированной средней мощности сигнала на входе канала связи

$$P_0 = \int_{f_1}^{f_2} P(f) |K_1(f)|^2 df = \text{const}, \quad (2)$$

где $P(f)$ — энергетический спектр полезного сигнала.

Таким образом, мы имеем изопериметрическую задачу теории вариационных исчислений [2]. Решение задачи находится из уравнения Эйлера

$$-\frac{N(f)}{|K_1(f)|^2} + \lambda_1 P(f) = 0,$$

где λ_1 — параметр, определяемый из условия (2).

Определив $|K_1(f)|^2$:

$$|K_1(f)|^2 = \frac{P_0 \sqrt{\frac{N(f)}{P(f)}}}{\int_{f_1}^{f_2} \sqrt{N(f)P(f)} df} \quad (3)$$

окончательно получим

$$S_{\max} = \frac{P_0 \int_{f_1}^{f_2} N(f) df}{k^2 \left[\int_{f_1}^{f_2} \sqrt{N(f)P(f)} df \right]^2} \quad (4)$$

Из выражения (4) следует, что S_{\max} тем больше, чем больше величина средней мощности на входе канала связи, чем меньше ослабление сигнала в результате предскажений и чем больше различаются по форме характеристики $N(f)$ и $P(f)$. При одинаковых формах спектров сигнала и помех величина выигрыша тем больше, чем меньше средняя мощность шумов на входе канала (при фиксированных P_0 и k).

Известно, что на выходе ЧМ приемников радиорелейной линии спектр шумов имеет треугольную форму. Однако, поскольку мы рассматриваем введение предскажений в один из телефонных каналов, занимающих сравнительно узкую полосу частот, можно приблизительно полагать спектральную плотность шумов в одном канале равномерной. С учетом этого определим коэффициент S_{\max} . В этом случае дополнительным условием будет

$$\int_{f_1}^{f_2} N(f) df = N_0 = \text{const.} \quad (5)$$

Находим минимум функционала в знаменателе выражения (4). В этом случае уравнение Эйлера будет иметь следующий вид:

$$\frac{P(f)}{2\sqrt{N(f)P(f)}} + \lambda_2 = 0, \quad (6)$$

откуда

$$\lambda_2 = \sqrt{\frac{1}{4N_0} \int_{f_1}^{f_2} P(f) df}$$

и

$$S_{\max} = \frac{P_0 \sqrt{N_0}}{k^2 \sqrt{\int_{f_1}^{f_2} P(f) df}} \quad (7)$$

Проанализируем выражение (7). Наименьшая величина S_{\max} получается в том случае, если спектральная плотность входного сигнала (на входе предскаживающего контура) равномерна. S_{\max} тем больше, чем больше спектральная плотность входного сигнала отличается от равномерной. Если мощность входного сигнала на средней частоте эффективной полосы частот канала $f_1 - f_2$ считать такой же, как в случае равномерной спектральной плотности, то для получения максимальной величины S_{\max} огибающая спектральной плотности входного сигнала должна как можно больше приближаться к оси частот симметрично, по обе стороны от средней частоты f_0 (рис. 1).

Если на выходе канала связи (на входе восстанавливающего контура) спектры сигнала и помехи равномерны и отличаются друг от друга постоянным множителем, то сигнал и помеха теряют в восстанавливающем контуре одинаковое относительное количество энергии и отношение сигнал-помеха на входе приемника не изменяется.

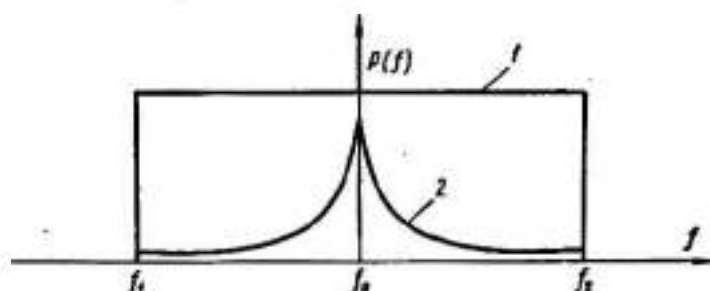


Рис. 1. Обгибание спектральной плоскости входного сигнала: 1 — при равномерном распределении; 2 — при распределении, соответствующем большему значению.

Из теории потенциальной помехоустойчивости следует, что максимальной помехоустойчивостью (для идеального приемника) обладает сигнал с равномерным энергетическим спектром. При этом предполагается, что помеха представляет собой «белый шум». Таким образом, для оптимального выигрыша в помехозащищенности сигнала при введении предсказаний сигнал на выходе предсказывающего контура должен иметь равномерный спектр, т. е.

$$\int_{f_1}^{f_2} P(f) |K_1(f)|^2 df = P_0 \Delta f, \quad (8)$$

где $\Delta f = f_2 - f_1$ — эффективная полоса частот телефонного канала.

Пусть частотная характеристика предсказывающего контура аппроксимируется простым выражением (рис. 2):

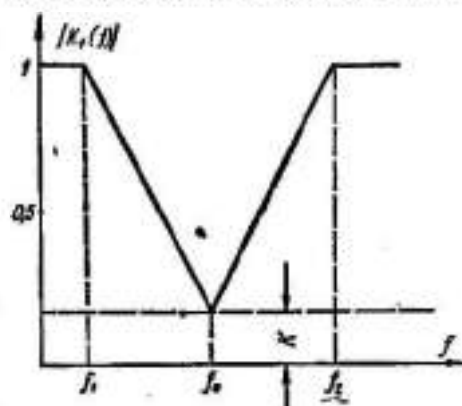


Рис. 2. Амплитудно-частотная характеристика предсказывающего контура.

$$\left. \begin{aligned} |K_1(f)| &= k + (1-k) \frac{f_0 - f}{f_0 - f_1} = \frac{k(f_0 - f_1) + (1-k)(f_0 - f)}{f_0 - f_1} && \text{при } f_1 < f < f_0 \\ |K_1(f)| &= k + (1-k) \frac{f - f_0}{f_2 - f_0} = \frac{k(f_2 - f_0) + (1-k)(f - f_0)}{f_2 - f_0} && \text{при } f_0 < f < f_2 \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Пользуясь выражениями (8) и (9), определим форму энергетического спектра сигнала на входе предсказывающего контура:

$$\left. \begin{aligned} P(f) &= \frac{P_0}{|K_1(f)|^2} = \frac{P_0 (f_0 - f_1)^2}{[k(f_0 - f_1) + (1-k)(f_0 - f)]^2} && \text{при } f_1 < f < f_0 \\ P(f) &= \frac{P_0}{|K_1(f)|^2} = \frac{P_0 (f_2 - f_0)^2}{[k(f_2 - f_0) + (1-k)(f - f_0)]^2} && \text{при } f_0 < f < f_2 \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

С помощью выражений (10) для телефонного канала с параметрами $f_1 = 0,3$ кГц; $f_2 = 2,7$ кГц; $f_0 = 1,5$ кГц рассчитана форма энергетического спектра (рис. 3).

Статистические исследования спектра фототелеграфных сообщений показали, что практически для большинства передаваемых сюжетов форма огибающей спектра сигнала на выходе фототелеграфного аппарата близка к оптимальной [3].

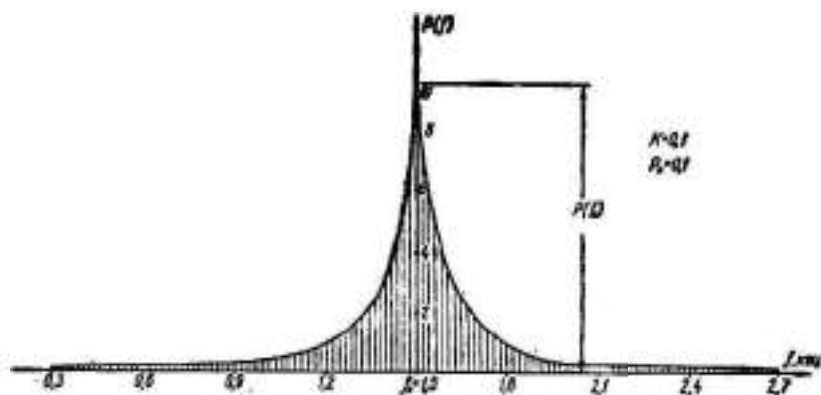


Рис. 3. Энергетический спектр фототелеграфного сигнала на входе предсказывающего контура.

Заметим, что при учете довольно значительной мощности сигнала на несущей частоте, которая подавляется предсказывающим контуром наиболее эффективно, можно получить еще больший выигрыш в помехозащищенности фототелеграфных сигналов при их передаче по телефонным каналам радиорелейных линий связи.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. А. Овсевич, М. С. Пинскер. Оптимальное линейное предсказание и корректирование сигнала при передаче его по многопутевой системе. «Изв. АН СССР ОТН. Энергетика и автоматика», № 2, 1959.
2. В. И. Смирнов. Курс высшей математики. т. IV, М., 1951.
3. В. А. Гармаш, Н. Е. Кириллов, Д. С. Лебедев. Экспериментальное исследование статистических свойств источников сообщений. АН СССР. Лаборатория систем передачи информации. Проблемы передачи информации, вып. 5, М., 1960.

УСТРОЙСТВО ВРЕМЕННОЙ ЗАДЕРЖКИ ИМПУЛЬСОВ НА ТРАНЗИСТОРАХ

В. М. Рудой, М. П. Медиченко, А. И. Бородин

Харьков

Принципиальная схема устройства временной задержки импульсов приведена на рис. 1.

Первый каскад, собранный на транзисторе ПТ₁, представляет собой импульсный усилитель, который работает в ключевом режиме за счет отрицательного смещения на его базе. Основное назначение этого каскада состоит в нормализации амплитуды импульсов, поступающих на вход устройства задержки (рис. 2, а).

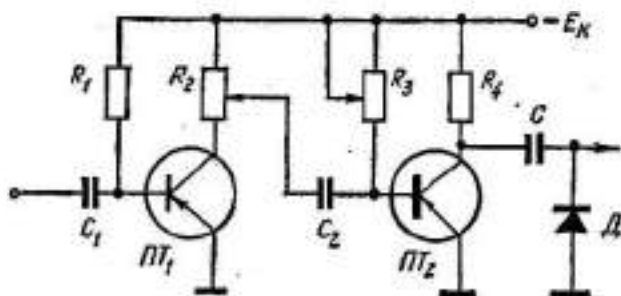


Рис. 1.

С коллекторной нагрузки первого каскада импульсы отрицательной полярности (рис. 2, б) поступают на базу транзистора ПТ₂ через зарядную цепь, образованную переходным конденсатором C_2 и сопротивлением R_3 совместно с сопротивлением база — эмиттер транзистора ПТ₂.

До прихода импульса на вход каскада ПТ₂ транзистор работает в режиме насыщения за счет отрицательного напряжения U_6 , на его базе (рис. 2, в), которое устанавливается делителем, образованным сопротивлением R_3 и малым сопротивлением R_{36} открытого транзистора.

В момент прихода на вход ПТ₂ импульса отрицательной полярности режим работы транзистора не изменится; сопротивление эмиттерного перехода остается незначительным, и конденсатор C_2 зарядится с малой постоянной времени, определяемой соотношением [2]:

$$\tau_{зар} = C_2 \left(R_3 + \frac{R_3 \cdot R'_{36}}{R_3 + R'_{36}} \right), \quad (1)$$

где R'_{36} — сопротивление база — эмиттер открытого транзистора.

После окончания действия импульса напряжение на базе транзистора скачком изменит свой знак и транзистор переходит в режим отсечки. Сопротивление база — эмиттер становится большим ($R_{36} \gg R'_{36}$) и конден-

сатор C_2 начинает разряжаться с большой постоянной времени (рис. 2*в*), определяемой по формуле

$$\tau_{раз} = C_2 \left(R_3 + \frac{R_3 \cdot R_{эб}}{R_3 + R_{эб}} \right), \quad (2)$$

где $R_{эб}$ — эмиттер — база закрытого транзистора.

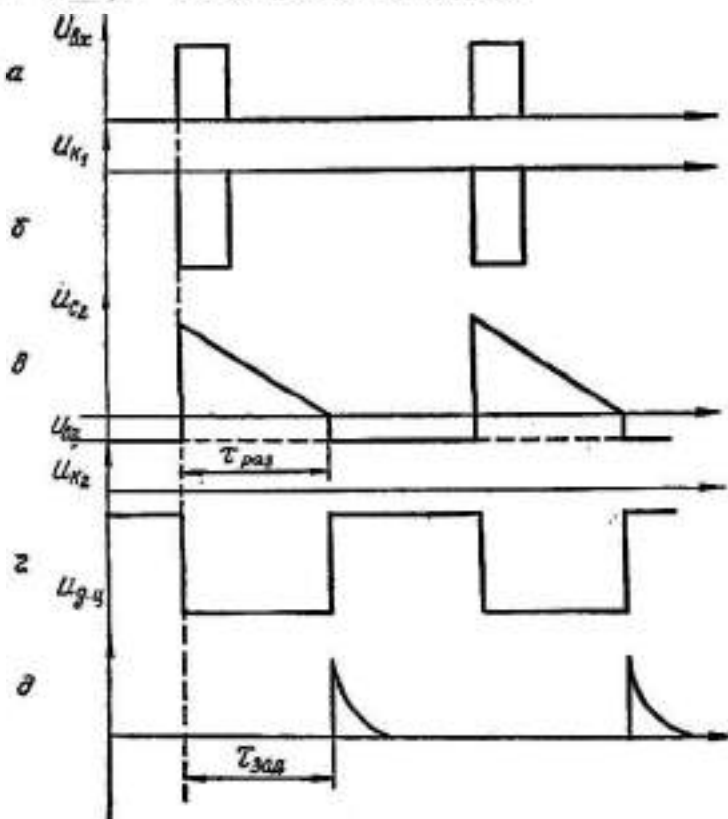


Рис. 2.

Напряжение на конденсаторе, до которого он зарядится на время действия импульса

$$U_{C_2} = U_{к1} - U_{бэ}. \quad (3)$$

Закон изменения напряжения на конденсаторе C_2 при разряде будет иметь вид

$$U_{C_2} = U_{к1} e^{-\frac{t}{\tau_{раз}}} - U_{бэ}. \quad (4)$$

Конденсатор C_2 будет разряжаться до тех пор, пока напряжение на нем не станет равным напряжению открывания транзистора. Практически это напряжение равно нулю.

Так как режим работы транзистора ПТ₂ выбран ключевым, то в его коллекторе будут образованы перепады напряжения прямоугольной формы (рис. 2, *г*). Если с коллекторной нагрузки R_4 напряжение подать на дифференцирующую цепь вида С—Д, то на выходе схемы импульс положительной полярности (рис. 2, *д*) будет соответствовать задержанному им-

пульсу, а импульс отрицательной полярности будет шунтирован диодом.

Приравнивая правую часть выражения (4) нулю, находим время, в течение которого транзистор ПТ₂ находится в режиме отсечки,

$$\tau_{зд} = -\tau_{раз} \ln \frac{U_{сз}}{U_{сн}}. \quad (5)$$

Анализируя формулу (5), можно сделать вывод, что время задержки импульса зависит от постоянной времени $\tau_{раз}$, амплитуды импульса $U_{сн}$ и напряжения смещения $U_{сз}$ на базе транзистора ПТ₂. Таким образом, задержку импульсов можно производить изменением любого из указанных параметров. Однако изменение сопротивления R_3 в широких пределах приводит к изменению режима работы открытого транзистора. Поэтому задержку импульсов лучше производить с помощью переменного коллекторного сопротивления R_3 путем изменения амплитуды напряжения $U_{сн}$. Переменное же сопротивление R_3 следует использовать для установления рабочего режима схемы.

Путем наращивания однотипных каскадов рассмотренного типа можно получить практически неограниченное время задержки импульсов. При этом последний каскад может быть использован для формирования длительности задержанного импульса.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Рудой. Авторское свидетельство № 141512. Бюллетень изобретений № 19, Москва, 1961.
2. В. М. Рудой Преобразователь сигналов АИМ в сигналы ВИМ на одном транзисторе. Труды Харьковского ВКИУ, 1963.

ФИЛЬТРЫ ЧАСТОТ СЛЕДОВАНИЯ ИМПУЛЬСОВ НА ТРАНЗИСТОРАХ

В. М. Рудой, В. Н. Долгов, А. Н. Долгов

Харьков

Известные фильтры частот следования импульсов строятся на основе использования схем регистров сдвига [1]. Однако фильтрам такого типа присущ целый ряд недостатков. К самым существенным из них следует отнести: зависимость граничной частоты фильтра f_0 от момента прихода входного импульса по отношению к тактовому, наличие задержки между входными и соответствующими им выходными импульсами. Кроме того, регистровые схемы требуют специального генератора тактовых импульсов, который должен обеспечивать возможность перестройки граничной частоты фильтра f_0 , высокую стабильность частоты, если требуется поддерживать значение частоты f_0 с большой точностью.

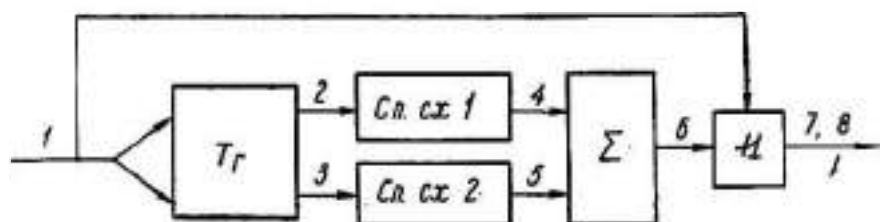


Рис. 1.

Рассматриваемые ниже фильтры частот следования импульсов не обладают указанными недостатками. Блок-схема фильтра нижних частот следования импульсов приведена на рис. 1.

С целью повышения коэффициента прямоугольности характеристики и увеличения стабильности граничной частоты фильтра в нем используется триггер T_r , который управляет двумя схемами формирования задержки C_p . сх. 1 и C_p . сх. 2. Эти схемы позволяют создать управляющее напряжение на выходе сумматора Σ для управления схемой совпадения I , пропускающей входные импульсы с частотой следования $f < f_0$.

Принцип формирования задержки основан на частичном перезаряде переходной емкости в цепи базы транзистора [2]. Однако в отличие от указанной схемы в данном случае преобразователь работает при постоянстве амплитуд воздействующих на его вход импульсов. На рис. 2 представлены эпюры напряжений в различных точках схемы фильтра.

Работа фильтра сводится к следующему. На счетный вход триггера T_r поступает последовательность коротких импульсов (эпюра 1). Запуск триггера осуществляется по их задним фронтам. На выходе триггера образуется две последовательности прямоугольных импульсов (эпюры 2 и 3), которые снимаются с его противофазных выходов и поступают на схему формиро-

вания задержек СП. сх 1 и СП. сх 2. Эти схемы совершенно одинаковы по устройству и принципу действия, поэтому рассмотрим работу одной из них (рис. 3).

Пусть первоначально на вход схемы формирования задержки подается напряжение $U_{вх} = 0$. Это соответствует тому случаю, когда напряжение снимается с коллектора открытого транзистора Тг. Транзистор ПТ нахо-

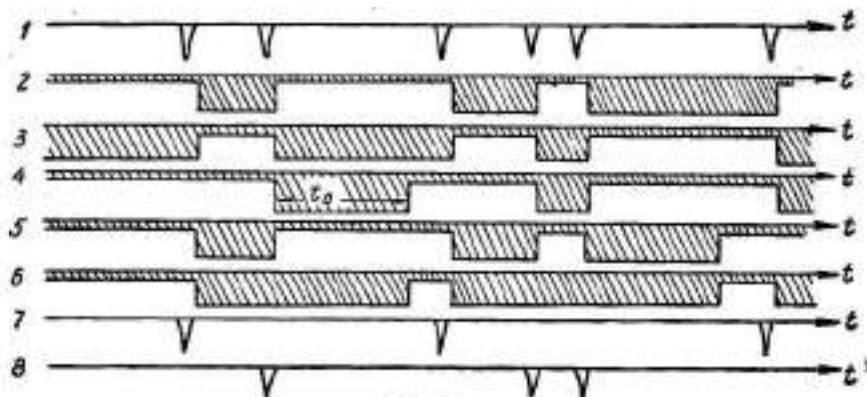


Рис. 2.

дится в режиме насыщения за счет отрицательного смещения, подаваемого на его базу с помощью сопротивления R_0 . Поэтому напряжение $U_{вых}$ на коллекторе транзистора ПТ равно нулю (эюра 4, рис. 2). Заметим, что напряжение на конденсаторе C , присоединенном к коллектору открытого транзистора триггера, также близко нулю.

При поступлении импульса на вход триггера ранее открытый транзистор закроется и напряжение, снимаемое с его коллектора на вход схемы формирования задержки, скачком возрастет до величины напряжения коллекторного питания ($U_{вх} = -E_k$). Это приведет к быстрому заряду конденсатора C до уровня входного сигнала через малое сопротивление эмиттер — база открытого транзистора ПТ и малое сопротивление нагрузки Тг. Триггер будет находиться в таком состоянии до прихода на его вход следующего импульса. В течение этого времени потенциал заряженного конденсатора C компенсирует напряжение $U_{вх}$ и на выходе схемы формирования задержки напряжение $U_{вых}$ по-прежнему остается равным нулю.

В момент прихода очередного импульса Тг вернется в исходное состояние и напряжение $U_{вх}$ станет снова равным приблизительно нулю. Это вызовет разряд конденсатора C через малое сопротивление эмиттер-коллектор открытого транзистора Тг и большое сопротивление R_0 . Напряжение на базе транзистора ПТ скачком изменит свой знак, транзистор перейдет в режим отсечки, и в его коллекторной нагрузке образуется перепад напряжения $U_{вых} = -E_k$. Сопротивление эмиттер — база транзистора ПТ, запертого положительным напряжением на конденсаторе C , во много раз больше сопротивления R_0 и практически мало влияет на постоянную времени раз-

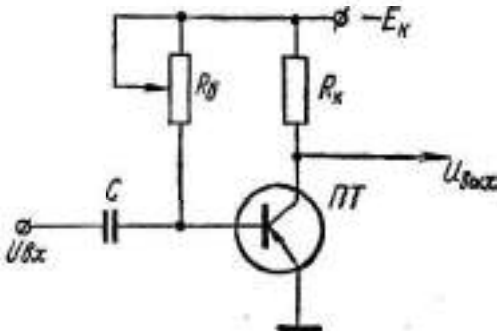


Рис. 3.

ряда конденсатора C . Разряд конденсатора происходит до тех пор, пока напряжение на нем не достигнет напряжения отпирания транзистора ПТ. Так как транзистор работает в ключевом режиме, в его коллекторной нагрузке образуется перепад напряжения прямоугольной формы длительностью t_0 (эпюра 4). Существенно отметить, что время разряда конденсатора C , а следовательно и время t_0 , определяется некоторой постоянной времени, которая зависит как от величины емкости C , так и от величины переменного сопротивления R_0 , устанавливающего напряжение на базе транзистора ПТ, при котором он открывается. Более подробное описание этого процесса приведено в работе [3].

В зависимости от прихода следующего импульса на вход Тг возможны следующие ситуации:

1. Входной импульс поступит после того, как разряд конденсатора C окончен и схема формирования задержки возвратилась в свое исходное состояние.

В этом случае на выходе транзистора ПТ уже сформировался прямоугольный импульс длительностью t_0 и работа схемы повторится в описанной выше последовательности.

2. Выходной импульс поступит прежде чем схема формирования задержки придет в исходное состояние. Это приведет к опрокидыванию триггера, в результате чего на вход схемы формирования задержки будет подано напряжение $U_{вх} = -E_k$. При этом транзистор ПТ скачком откроется, напряжение на его выходе $U_{вых}$ станет равным нулю, а конденсатор C быстро дозарядится до уровня входного сигнала через малое сопротивление эмиттер — база открытого триода ПТ и сопротивление нагрузки триггера Тг. Дальнейшая работа схемы формирования задержки уже рассмотрена.

Выходные напряжения схем формирования задержки (эпюры 4 и 5) суммируются по логике элемента ИЛИ. Напряжение с выхода сумматора Σ (эпюра 6) используется для управления потенциально-импульсной схемой совпадения И, которая пропускает входные импульсы на выход фильтра только тогда, когда на ее потенциальный вход подается напряжение $U_{вх} = 0$ (эпюра 7). При указанном принципе действия схем формирования задержки это бывает лишь в том случае, когда временной интервал между входными импульсами $t > t_0$, что соответствует частоте $f < f_0$.

Отметим, что по такому же принципу можно создать и фильтр верхних частот следования импульсов. При этом схема будет содержать те же элементы, что и фильтр нижних частот. Работа триггера Тг, схем формирования задержки Сп. сх 1 и Сп. сх 2, а также сумматора ничем не будет отличаться от их работы в составе фильтра нижних частот.

Различие заключается лишь в логике работы потенциально-импульсной схемы И, которая в данном случае должна пропускать входные импульсы на выход фильтра лишь тогда, когда на ее потенциальный вход подан низкий уровень напряжения (эпюра 8). При указанной логике работы на выход схемы И пройдут лишь импульсы с частотой $f > f_0$ ($f_0 = \frac{1}{t_0}$). Для четкой работы фильтра верхних частот необходимо обеспечить длительность входных импульсов $\tau < \tau_0$, где τ_0 — время опрокидывания Тг.

Применение рассмотренных выше схем в различных сочетаниях позволяет синтезировать режекторные и полосовые фильтры следования импульсов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Авторское свидетельство № 652183. Бюллетень изобретений № 14, Москва, 1959.
2. Авторское свидетельство № 141512. Бюллетень изобретений № 20, Москва, 1968.

СХЕМА СЛОЖЕНИЯ МОЩНОСТЕЙ n -ГО ЧИСЛА УСИЛИТЕЛЕЙ НА ТРАНЗИСТОРАХ, РАБОТАЮЩИХ НА ОБЩУЮ НАГРУЗКУ

Б. М. Дьяченко

Таганрог

В настоящее время рост требуемых мощностей генераторов на полупроводниковых приборах, в частности на транзисторах, в силу еще недостаточного уровня развития полупроводниковой техники опережает рост мощностей этих приборов. Поэтому очень актуально создание схем, позволяющих обеспечивать большие мощности выходных каскадов передатчиков.

Известно, что увеличить мощность можно путем параллельного или последовательного (двухтактная схема) включения ламп или полупроводниковых триодов. Однако эти схемы не могут быть применены в полной мере на сверхвысоких частотах, так как в параллельной схеме увеличение числа транзисторов ведет к пропорциональному увеличению входной и выходной емкостей, что, в свою очередь, ведет к ограничению усиливаемой частоты.

В двухтактной схеме увеличение числа транзисторов в плече также ведет к увеличению входной и выходной мощностей, однако вдвое меньше. Тем не менее это становится довольно ощутимым на СВЧ. К тому же в двухтактной схеме эквивалентное сопротивление нагрузки вдвое больше, чем в одноконтурной, которое с увеличением частоты становится все более трудно осуществимым.

В данной работе рассматриваются схемы рис. 1, а и б, которые в значительной степени свободны от этих недостатков. Дело в том, что благодаря указанному на схеме соединению транзисторов по замкнутому кольцу увеличение входной и выходной емкостей с ростом числа транзисторов не будет больше, чем для двух параллельно соединенных полупроводниковых триодов, причем число их должно быть четным. Поэтому их можно включать сколь угодно большое число. Увеличение мощности в данной схеме будет происходить с увеличением числа транзисторов. Следует отметить, что такая схема обладает высокой надежностью, так как выход из строя нескольких транзисторов (при большом их включении) ведет только к некоторому снижению мощности.

Экспериментально исследовались схемы рис. 1, а. На графике рис. 2 показано изменение частоты настройки усилителя от числа транзисторов для трех схем:

- включение транзисторов по кольцу;
- включение транзисторов по двухтактной схеме;
- включение транзисторов по параллельной схеме.

Из этих графиков видно, что с ростом числа транзисторов от четырех до восьми частота настройки для первой схемы почти не изменилась, для второй уменьшилась на 2%, а для третьей — на 3% (частота 500 кГц). На частоте же 100 мГц этот недостаток для второй и третьей схем стал более ощутимым, т. е. у второй схемы частота понизилась на 15%, а у третьей

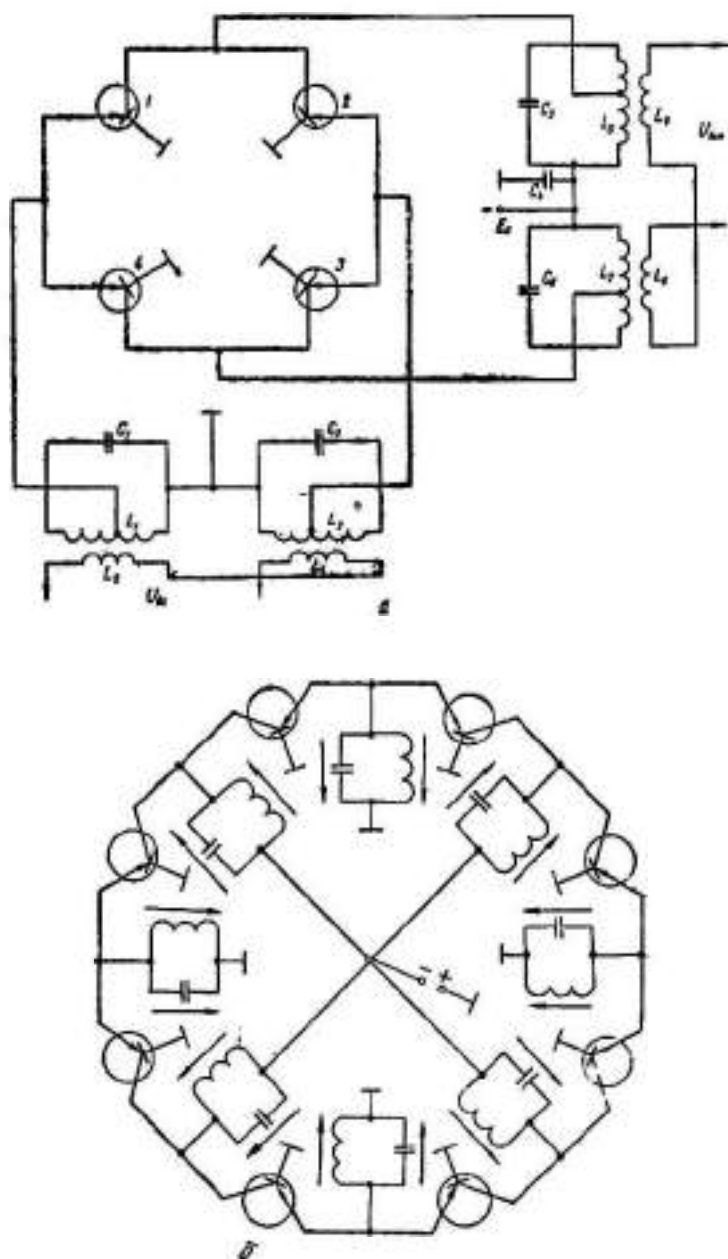


Рис. 1. Принципиальная схема усилителя на четырех транзисторах (а); на восьми транзисторах (б).

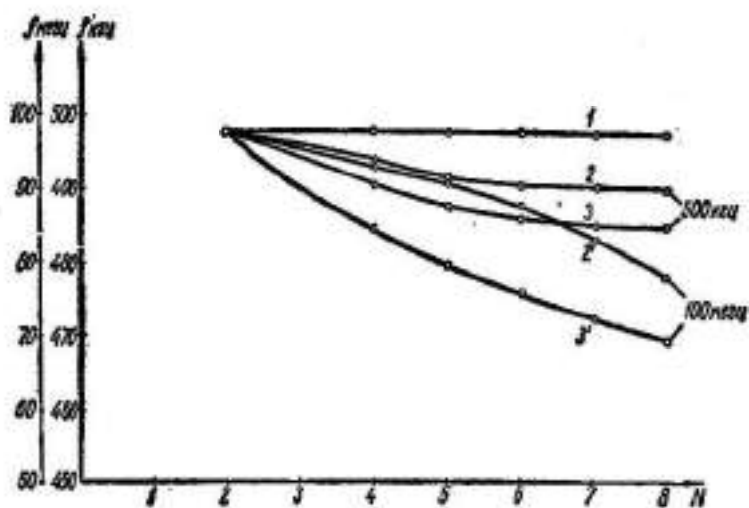


Рис. 2. Зависимость изменения частоты настройки усилителя от числа транзисторов для трех схем: 1; 2; 3: для частоты $f = 100$ кГц; 1; 2'; 3': для частоты $f = 100$ мГц.

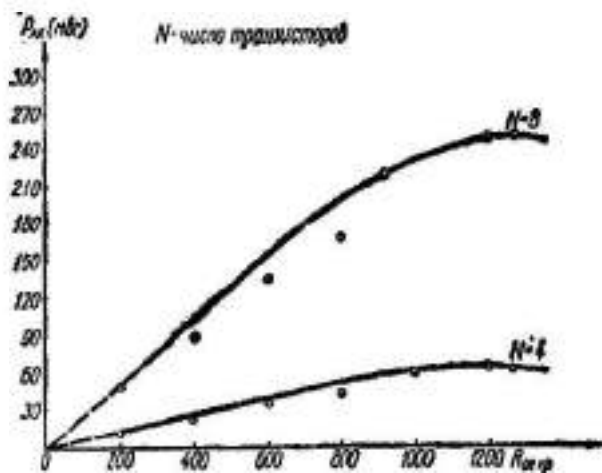


Рис. 3. Зависимость выходной мощности в нагрузке от сопротивления нагрузки для четырех и восьми транзисторов.

на 28%, в то время как для первой схемы из-за неточности настройки и монтажа частота понизилась приблизительно на 1%.

На графике рис. 3 показана зависимость выходной мощности в нагрузке от сопротивления нагрузки для четырех и восьми транзисторов; на графике рис. 4 приводится зависимость выходного напряжения от входного для того же количества транзисторов.

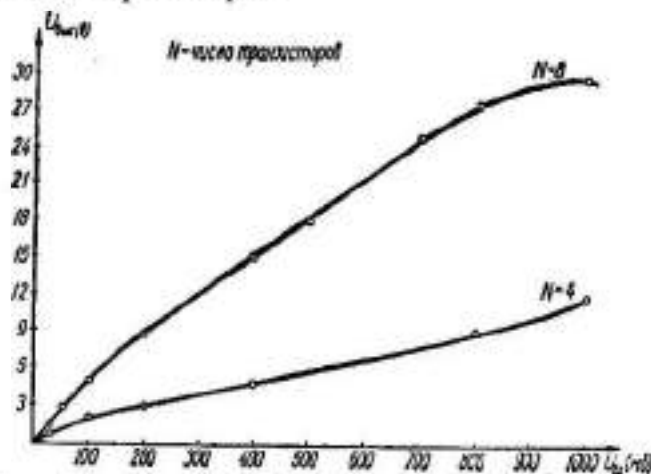


Рис. 4. Зависимость выходного напряжения от входного для четырех и восьми транзисторов.

В заключение следует отметить, что данная схема обладает значительными преимуществами перед параллельной и двухтактной и может быть с успехом использована в радиоаппаратуре. Наибольший эффект, как видно из экспериментальных данных, она дает на ультракоротких волнах. Несомненно, что с появлением транзисторов, работающих в диапазоне сантиметровых волн, эта схема дает еще больший эффект.

О ФАЗОВЫХ ПОГРЕШНОСТЯХ РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРА С БОЛЬШОЙ БАЗОЙ

В. А. Хорунжий

Харьков

При конструировании фазовых измерительных систем (радиоинтерферометров) с большой базой

$$\frac{d}{\lambda} \sim 10^4 - 10^6$$

(d — база, λ — длина волны) возникают трудности при обеспечении когерентности СВЧ-сигналов в далеко — десятки и сотни километров — разнесенных пунктах, подводимых к фазорегистрирующему устройству. В случае применения общего гетеродина приходится решать в основном две задачи:

- 1) получение достаточной мощности гетеродина в вынесенном приемном пункте;
- 2) реализация СВЧ-линий связи, вносящих достаточно малые фазовые сдвиги.

Обычные линии связи (кабель, волновод, радиолиния) обладают большим затуханием и недостаточной фазовой стабильностью. Так, при нестабильности времени запаздывания в линии связи $\frac{\Delta\tau}{\tau} = 10^{-6}$ и $\frac{d}{\lambda} > 10^6$ случайный фазовый сдвиг $\Delta\varphi = 2\pi \frac{d}{\lambda} \frac{\Delta\tau}{\tau} > 2\pi$, что совершенно недопустимо.

Отмеченные трудности могут быть успешно преодолены в системах, использующих отдельные гетеродины приемных пунктов, связанные системой фазовой синхронизации, и схему автоматического контроля электрической длины линии связи, например, обычной радиолинии [1].

Один из вариантов такой системы представлен на рисунке, где обозначено:

Γ_1, Γ_2 — основной и вспомогательный гетеродины системы. Гетеродин Γ_2 входит в кольцо фазовой автоподстройки частоты, включающее также высокочастотный смеситель C_{Φ} , фазовый детектор ФД и генератор опорного сигнала ГОС частоты $\omega_{ос}$;

C_1, C_2 — основные смесители системы;

C_{κ} — смеситель компенсирующего устройства, в состав которого входят сумматор (+), осуществляющий операцию сложения фаз входных колебаний, и делитель частоты вдвое $\left(\frac{1}{2}\right)$;

ДБ — детектор биений;

Ф — линейное фазорегистрирующее устройство, индицирующее разность фаз входных сигналов;

$\theta_{с1}, \theta_{с2}, \theta_{с3}$ и т. д. — текущие значения фазы колебаний в различных точках схемы;

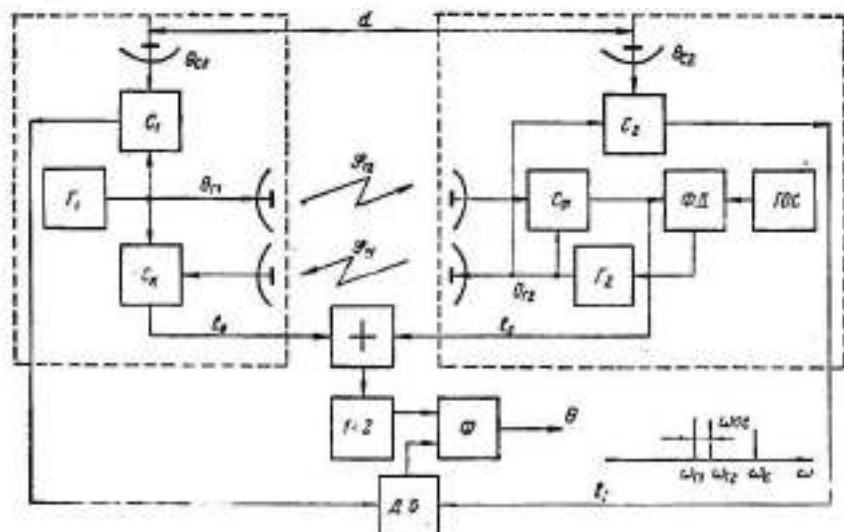
$\varphi_{с1}, \varphi_{с2}$ — набег фазы сигнала гетеродина Γ_1, Γ_2 на трассе d ;

l_0, l_1 — низкочастотные каналы связи

Составляя уравнение баланса фаз в системе для стационарных условий с учетом расстановки частот (см. рисунок), легко показать, что интересующая нас разность фаз $\theta = \theta_{c1} - \theta_{c2}$ регистрируется выходным устройством с погрешностью (ошибка сложения ФАП $\Delta\varphi_{сл} \approx 0$)

$$\delta\varphi = \frac{\varphi_{21} - \varphi_{12}}{2} = \frac{\omega_1 \tau_{12} - \omega_2 \tau_{21}}{2}, \quad (1)$$

где τ_{12} и τ_{21} — время побега сигнала от пункта I к пункту II и в обратном направлении.



При $\tau_{12} = \tau_{21} = \tau$ $\delta\varphi = \frac{1}{2} \omega_{ос} \tau$, т. е. в первом приближении можно считать, что ошибка системы за счет вариаций времени распространения в СВЧ-линии связи ослаблена в $2 \frac{\tau_1}{\omega_{ос}} \gg 1$ раз.

Интересно рассмотреть фазовые погрешности радиointерферометра, обусловленные нестабильностью частоты гетеродинов и вариациями времени распространения сигнала в СВЧ-линии связи с учетом реальных характеристик ФАПЧ. Такие погрешности наиболее характерны для систем с большими базами.

1. НЕСТАБИЛЬНОСТЬ ГЕТЕРОДИНОВ

В качестве гетеродинов в рассматриваемой системе целесообразно применять отражательные клистроны, обладающие достаточно хорошими шумовыми свойствами и легко управляемые по частоте напряжением. Учитывая наличие схем АРУ приемных устройств, а также то, что клистрон является весьма стабильным по амплитуде генератором [2], в дальнейшем влиянием амплитудных флуктуаций на спектральный состав колебаний пренебрегаем

$$U_r(t) = U_0 \cos \left[\omega_0 t + \int_0^t \Delta\omega(\nu) d\nu \right] = U_0 \cos [\omega_0 t + \psi(t)],$$

$\psi(t)$ — отклонение частоты от первоначального значения $\omega_0 = \text{const}$.

Если $\Delta\omega(t)$ является некоторой известной функцией времени, то можно найти мгновенное значение ошибки $\Delta\varphi(t)$;

$$\Delta\varphi(t) = L^{-1} \{ \Delta\dot{\varphi}(\rho) \Phi(\rho) \}, \quad (2)$$

где L^{-1} — символ обратного преобразования Лапласа;

$\Delta\dot{\varphi}(\rho)$ — преобразование Лапласа для отклонений фазового набег гетеродина;

$\Phi(\rho)$ — коэффициент влияния, определяемый в силу структурной схемы системы следующим образом: для вариаций фазового набег гетеродина Γ_1

$$\Phi_1(\rho) = \frac{1}{2} G_0(\rho) e^{-\rho\tau_0} (1 - e^{-\rho\tau}) [1 - G(\rho) e^{-\rho\tau}], \quad (3)$$

для гетеродина Γ_2

$$\Phi_2(\rho) = \frac{1}{2} G_0(\rho) e^{-\rho\tau_0} (1 - e^{-\rho\tau}) [1 - G(\rho)]. \quad (4)$$

Здесь $G_0(\rho)$ — передаточная функция фазорегистрирующего устройства;

τ_0 — запаздывание сигнала в каналах связи l_0, l_1 ;

τ — запаздывание сигнала в СВЧ-линии связи;

$G(\rho)$ — передающая функция замкнутой схемы ФАП на II приемном пункте.

Усилители промежуточной частоты приемных устройств полагаются достаточно широкополосными и не учитываются в формулах (3) и (4). Основным фактором, определяющим реальную стабильность частоты генератора, являются случайные («технические») уходы частоты. Некоторые данные, имеющиеся в литературе, позволяют сделать вывод о том, что спектр этих флуктуаций расположен в области весьма низких частот и может быть описан зависимостью

$$W_f(f) = \frac{A}{f^2}. \quad (5)$$

Так, в работе [2] исследован спектр клистронного генератора $\lambda = 3,3$ см. В диапазоне флуктуационных частот от десятков герц до 20 кГц получены значения $\alpha \approx 1$, $A = 2,6 \cdot 10^3 - 1,2 \cdot 10^6$ рад/сек² для разных зон генерации клистрона.

Вычислим спектр ошибки на выходе системы за счет случайных вариаций частоты гетеродина:

$$W_\varphi(\Omega) = \frac{W_{\Delta\dot{\varphi}}(\Omega)}{\Omega^2} |\Phi(i\Omega)|^2, \quad (6)$$

где $\frac{W_{\Delta\dot{\varphi}}(\Omega)}{\Omega^2}$ — спектр вариаций фазового набег гетеродина, а $\Phi(i\Omega)$ получается из (3), (4) заменой $\rho = i\Omega$.

Вид функции $|\Phi(i\Omega)|^2$, входящей в формулу (6), существенно зависит от параметров схемы ФАПЧ. Применение пропорционально-интегрирующего фильтра в цепях ФАПЧ позволяет реализовать систему с малой шумовой полосой и хорошими динамическими свойствами [3]. Передаточная функция ФАПЧ с таким фильтром имеет вид

$$G(\rho) = \frac{k_0(1 + \rho T_1)}{k_0 + \rho(1 + k_0 T_1) + T_1 \rho^2}$$

(T_1, T_2 — постоянные времени фильтра).

Переходя к безразмерным величинам $S = \frac{P}{k_0}$, $\Delta_1 = T_1 k_0$, $\Delta_2 = T_2 k_0$, получаем

$$G(s) = \frac{1 + s\Delta_2}{1 + (1 + \Delta_2)s + \Delta_1 s^2}$$

и соответственно частотную характеристику

$$G(i\xi) = \frac{1 + i\xi\Delta_2}{1 - \Delta_1\xi^2 + (1 + \Delta_2)i\xi} \quad (7)$$

$$\left(\xi = \frac{\Omega}{k_0}\right)$$

Вводя в выражения (5), (6) безразмерную частоту $\xi = \frac{\Omega}{k_0}$ и полагая $\alpha = 1$, находим

$$W_{\psi_1}(\xi) = \frac{2\pi A}{\xi^2 k_0^2} |\Phi_1(i\xi)|^2 = \frac{2\pi A}{\xi^2 k_0^2} \cdot \sin^2 \frac{\Delta\xi}{2} \times$$

$$\frac{\xi^4 \Delta_1 + \xi^2 [(1 + \Delta_2) - 2\Delta_1 + \Delta_2^2] + 2 - 2 \cos \Delta\xi [1 + \xi^2 (\Delta_2 - \Delta_1 + \Delta_2^2)] + 2\xi \sin \Delta\xi (1 + \xi^2 \Delta_1 \Delta_2)}{\xi^4 \Delta_1^2 + \xi^2 [(1 + \Delta_2)^2 - 2\Delta_1]} \quad (8)$$

$$W_{\psi_2}(\xi) = \frac{2\pi A}{\xi^2 k_0^2} |\Phi_2(i\xi)|^2 = \frac{2\pi A \sin^2 \frac{\Delta\xi}{2} (1 + \xi^2 \Delta_2)}{\xi k_0^2 [\xi^4 \Delta_1^2 + \xi^2 [(1 + \Delta_2)^2 - 2\Delta_1] + 1]} \quad (9)$$

Выражения (8), (9) получены в предположении, что общая полоса системы определяется частотой среза ξ_{cp} на выходе фазорегистрирующего устройства, т. е. $G_0(i\xi) = 1$ для $\xi \leq \xi_{cp}$.

При работе с узкополосными сигналами наибольший интерес представляет поведение функций W_{ψ_1} и W_{ψ_2} в области весьма малых значений флуктуационных частот $F < \frac{1}{\tau}$ при $\tau \sim T_1$. Из (8) и (9) получаем

$$W_{\psi_1}(\Omega) = \frac{\pi A}{2k_0^2} \Omega \tau^2 (1 + k_0 \tau)^2, \quad (10)$$

$$W_{\psi_2}(\Omega) = \frac{\pi A}{2k_0^2} \Omega \tau^2, \quad (11)$$

т. е. спектральная плотность ошибки за счет низкочастотных флуктуаций частоты гетеродинов Γ_1 и Γ_2 прямо пропорциональна частоте Ω и растет при увеличении τ .

Благодаря действию ФАПЧ, обеспечивающей асимптотическую когерентность гетеродинов Γ_1 и Γ_2 , при $\Omega \rightarrow 0$, спектральная плотность ошибки также стремится к нулю. Для эффективной ФАПЧ можно считать $k_0 \tau \gg 1$ и среднеквадратическое значение ошибки

$$\sigma_{\psi} = \left(\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi F_{cp}} [W_{\psi_1}(\Omega) + W_{\psi_2}(\Omega)] d\Omega \right)^{1/2} \approx \pi \sqrt{\frac{A}{2}} \tau^2 F_{cp} \quad (12)$$

т. е. ошибка пропорциональна после пропускания системы и квадрату времени распространения сигнала между приемными пунктами.

2. НЕСТАБИЛЬНОСТЬ СВЧ-РАДИОЛИНИИ

При анализе погрешностей за счет условий распространения сигнала в СВЧ-радиолинии будем считать, что связь осуществляется в пределах прямой видимости, а декорреляцией сигналов за счет частотного разноса гетеродинов и отражениями от поверхности раздела можно пренебречь. Тогда

$$\begin{aligned}\tau_{12}(t) &= \tau_0 + \Delta\tau_1(t); \\ \tau_{21}(t) &= \tau_0 + \Delta\tau_2(t),\end{aligned}\quad (13)$$

где $\tau_{12}(t)$ — мгновенное значение запаздывания сигнала при распространении от пункта I к пункту II; $\tau_2(t)$ — то же в обратном направлении, $\Delta\tau_1(t)$ и $\Delta\tau_2(t)$ — малые флуктуации от носительно среднего значения τ_0 :

$$\overline{\Delta\tau_1(t)} = \overline{\Delta\tau_2(t)} = 0.$$

Условие $\Delta\tau_1(t) \neq \Delta\tau_2(t)$ учитывает возможные изменения на трассе за время распространения.

Согласно работе [4] спектр флуктуаций фазы сигнала за счет условий распространения в неоднородной тропосфере ограничен сверху частотой порядка 10 гц. Полагая схему ФАПЧ значительно более широкополосной и составляя уравнение баланса фаз в системе, получаем для мгновенного значения ошибки измерения фазы за счет вариаций $\Delta\tau_1(t)$ и $\Delta\tau_2(t)$

$$\Delta\varphi(t) = \frac{1}{2} [2\omega_1\Delta\tau_1(t) - \omega_1\Delta\tau_1(t - \tau_0) - (\omega_1 - \omega_{oc})\Delta\tau_2(t)] \quad (14)$$

Дальнейшее рассмотрение потребует введения функциональной связи между $\Delta\tau_1(t)$ и $\Delta\tau_2(t)$.

Основываясь на гипотезе «замороженной турбулентности» для тропосферы и пренебрегая декорреляцией за счет продольного перемещения трассы, можно записать

$$\Delta\tau_2(t) = \Delta\tau_1(t + x_0), \quad (15)$$

где x_0 — время переноса, изменяющееся вдоль трассы от значения $-\tau_0$ до $+\tau_0$. Тогда корреляционная функция $B\Delta\varphi(\tau)$ ошибки $\Delta\varphi(t)$:

$$\begin{aligned}B_{\Delta\varphi}(\tau) &= m_1 \{ \Delta\varphi(t) \Delta\varphi(t + \tau) \} = \frac{1}{4} m_1 \{ [2\omega_1\xi(t) - \omega_1\xi(t - \tau_0) - \\ &- \omega_2\xi(t + x_0)] [2\omega_1\xi(t + \tau) - \omega_1\xi(t - \tau_0 + \tau) - \omega_2\xi(t + x_0 + \tau)] \}, \\ \omega_2 &= \omega_1 + \omega_{oc}; \quad \xi(t) = \Delta\tau_1(t),\end{aligned}$$

Учитывая, что

$$m_1 \{ \xi(t - \tau_0) \xi(t - \tau_0 + \tau) \} = B(\tau)$$

— корреляционная функция отклонений времени пробега от среднего значения, получаем

$$\begin{aligned}B_{\Delta\varphi}(\tau) &= \frac{1}{4} \{ B(\tau) [4\omega_1^2 + (\omega_1^2 + \omega_2^2)] - 2\omega_1^2 B(t - \tau_0) - 2\omega_1\omega_2 B(\tau + x_0) - \\ &- 2\omega_2^2 B(\tau + \tau_0) + \omega_1\omega_2 B(\tau + x_0 + \tau_0) - 2\omega_1\omega_2 B(\tau - \tau_0) \}.\end{aligned}$$

Энергетический спектр $W_{\Delta\varphi}(\Omega)$ ошибки

$$\begin{aligned}W_{\Delta\varphi}(\Omega) &= \frac{1}{4} \{ W(\Omega) [4\omega_1^2 + (\omega_1^2 + \omega_2^2)] - \\ &- \omega_1^2 \int_{-\tau_0}^{\tau_0} [B(\tau - \tau_0) + B(\tau + \tau_0)] e^{-i\Omega\tau} d\tau - 2\omega_1\omega_2 \int_{-\infty}^{\infty} [B(\tau + x_0) + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + B(\tau - x_0) | e^{-i\Omega\tau} d\tau + \omega_1 \omega_2 \int_{-\infty}^{\infty} \{ B(\tau + x_0 + \tau_0) + B(\tau - x_0 - \tau_0) \} e^{-i\Omega\tau} d\tau \} = \\
 & = \frac{1}{4} \{ W(\Omega) [4\omega_1^2 + (\omega_1^2 + \omega_2^2)] - 2\omega_1^2 \int_{-\infty}^{\infty} B(x) e^{-i\Omega(x+\tau_0)} dx - \\
 & - 2\omega_2^2 \int_{-\infty}^{\infty} B(x) e^{-i\Omega(x-\tau_0)} dx - 2\omega_1 \omega_2 \int_{-\infty}^{\infty} B(x) e^{-i\Omega(x-x_0)} dx - \\
 & - 2\omega_1 \omega_2 \int_{-\infty}^{\infty} B(x) e^{-i\Omega(x+x_0)} dx + \omega_1 \omega_2 \int_{-\infty}^{\infty} B(x) e^{-i\Omega(x-\tau_0-x_0)} dx + \\
 & + \omega_1 \omega_2 \int_{-\infty}^{\infty} B(x) e^{-i\Omega(x+\tau_0+x_0)} dx \} = \frac{1}{4} W(\Omega) \cdot A(\Omega),
 \end{aligned}$$

где $W(\Omega)$ — энергетический спектр вариаций времени запаздывания τ

$$\begin{aligned}
 A(\Omega) & = 4\omega_1^2 [1 - \cos \Omega\tau_0] + (\omega_1^2 + \omega_2^2) - \\
 & - 2\omega_1 \omega_2 [2 \cos \Omega x_0 - \cos \Omega(\tau_0 + x_0)].
 \end{aligned} \quad (16)$$

После осреднения выражения (16) по x_0 в пределах $-\tau_0, +\tau_0$, получаем

$$\begin{aligned}
 W_{\Delta\tau}(\Omega) & = \frac{W(\Omega)}{4} \left\{ \omega_{oc}^2 + 4\omega_1^2 (1 - \cos \Omega\tau_0) + \right. \\
 & \left. + 2\omega_1 \omega_2 \left[1 + \frac{\sin 2\Omega\tau_0}{2\Omega\tau_0} - 2 \frac{\sin \Omega\tau_0}{\Omega\tau_0} \right] \right\}.
 \end{aligned} \quad (17)$$

Учитывая, что практически всегда выполняется условие $\Omega\tau_0 \ll 1$, имеем

$$W_{\Delta\tau}(\Omega) = \frac{W(\Omega)}{4} [\omega_{oc}^2 + 2\omega_1^2 \Omega^2 \tau_0^2] = \frac{W_{\varphi}(\Omega)}{4} \left(\frac{\omega_{oc}}{\omega_1} \right)^2 \left[1 + 2 \left(2\pi \frac{d}{\lambda} \cdot \frac{\Omega}{\omega_{oc}} \right)^2 \right], \quad (18)$$

где $W_{\varphi}(\Omega)$ — энергетический спектр флуктуаций фазы сигнала, распространяющегося в атмосфере вдоль трассы d . Спектр $W_{\varphi}(\Omega)$ может быть вычислен или получен экспериментальным путем [4].

Таким образом, для флуктуационных частот $\Omega < \frac{\omega_{oc}}{2\pi \frac{d}{\lambda}}$ эффект влияния

вариаций времени распространения ослабляется системой в $2 \frac{\omega_1}{\omega_{oc}}$ раз, как это и следует из приближенного рассмотрения. В более высокочастотном участке следует учитывать добавку за счет частичной декорреляции процессов $\Delta\tau_1(t)$ и $\Delta\tau_2(t)$, определяемую членом $2 \left(2\pi \frac{d}{\lambda} \frac{\Omega}{\omega_{oc}} \right)^2$ в выражении (18).

ЛИТЕРАТУРА

1. S. В. Voog, R. I. Wohlers. Int. Conv. Record, vol. 9, part I, Ant. and Propagation, March 1961. pp. 122—134.
2. А. И. Малахов, В. С. Серебряников. Измерение технической ширины спектральной линии клистронного генератора. «Изв. вузов, Радиофизика», т. VI, № 5, 1963.
3. В. М. Капранов. Фазовая автоподстройка частоты. Автореф. канд. дисс. Москва, 1957.
4. В. И. Татарский. Радиофизические методы изучения атмосферной турбулентности (обзор). «Изв. вузов, Радиофизика», т. III, № 4, 1960.

СПОСОБЫ ИЗМЕРЕНИЯ РАЗНОСТИ ФАЗ ПО МЕТОДУ ЛИНЕЙНОЙ РАЗВЕРТКИ И ИХ ОТСЧЕТНАЯ ТОЧНОСТЬ

В. Г. Орлов, В. С. Панченко

Харьков

При совмещении начала координатной системы с нулевым значением осциллограммы опорного напряжения (рис. 1) осциллограммы сравниваемых напряжений могут быть описаны следующими уравнениями:

$$y_1 = Y_{m_1} \sin \frac{2\pi x}{X_m}; \quad (1)$$

$$y_2 = Y_{m_2} \sin \frac{2\pi}{X_m} (x - x_0), \quad (2)$$

где y_1 и y_2 — мгновенные отклонения следов луча;

Y_{m_1} и Y_{m_2} — максимальные отклонения;

X_m — длина периода осциллограммы;

$x_0 = \frac{X_m \varphi}{2\pi}$ — сдвиг осциллограммы;

φ — измеряемая разность фаз.

Решение этих уравнений относительно φ приводит к выражениям:

$$\varphi = \frac{180^\circ}{\pi} \left(\frac{2\pi x}{X_m} - \arcsin \frac{y_2}{Y_{m_2}} \right); \quad (3)$$

$$\varphi = \frac{180^\circ}{\pi} \left(\arcsin \frac{y_1}{Y_{m_1}} - \arcsin \frac{y_2}{Y_{m_2}} \right) \quad (4)$$

Из формул (3) и (4) следует, что, исходя из осциллограмм гармонических колебаний, разность их фаз в принципе можно определить по координатам любой точки осциллограммы, нулевое значение которой не совпадает с началом координат, и величинам X_m и Y_{m_2} или же по ординатам обеих осциллограмм, измеренных при одной и той же произвольной абсциссе, и величинам Y_{m_1} и Y_{m_2} .

Для уменьшения количества измеряемых величин и упрощения расчета фазовых углов целесообразно величины X_m , $2Y_{m_1}$ и $2Y_{m_2}$ устанавливать равными некоторой величине, определяемой размерами экрана трубки и отсчетной шкалы. Кроме того, из этих же соображений целесообразно измерять координаты таких точек, при которых формулы (3) и (4) упрощаются.

Так, если для определения φ измерить абсциссу $x_2 = x_0$ при $y_2 = 0$, то из (3) получим

$$\varphi = 360^\circ \frac{x_0}{X_m}. \quad (5)$$

При измерении $y_2 = a$ при $x = 0$ имеем

$$\varphi = \frac{180^\circ}{\pi} \arcsin \frac{a}{Y_{m_2}}. \quad (6)$$

При измерении $y_a = b$ при $x = \frac{X_m}{4}$ имеем

$$\varphi = \frac{180^\circ}{\pi} \arccos \frac{b}{Y_m} \quad (7)$$

Из уравнения (6) и (7) получим производное соотношение:

$$\varphi = \frac{180^\circ}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{a}{b}. \quad (8)$$

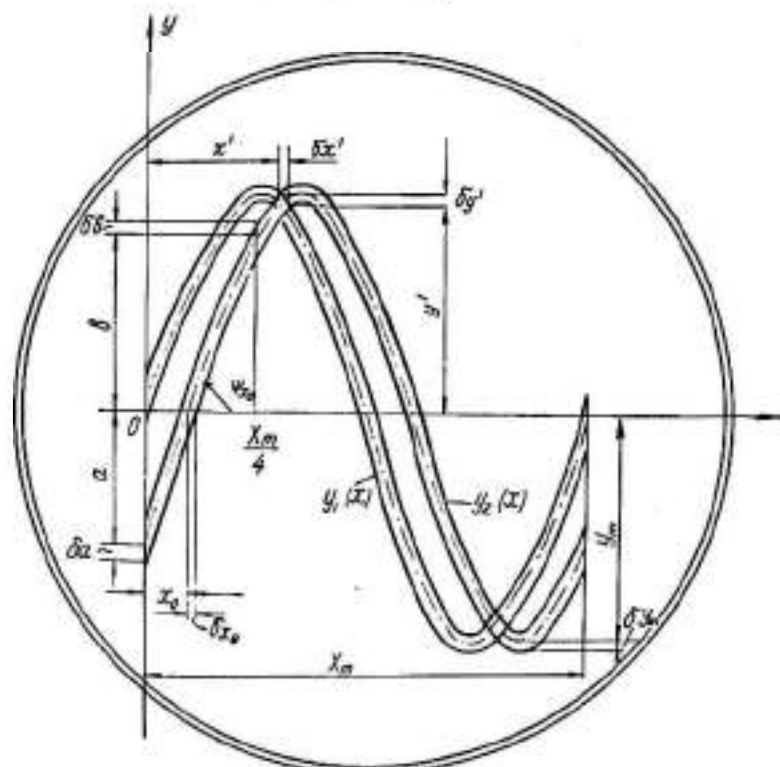


Рис. 1. Осциллограммы сравниваемых напряжений и определение величин, используемых для расчета разности фаз и погрешностей отсчета.

С координатами точки пересечения осциллограмм x' и y' при условии $Y_{m_1} = Y_{m_2} = Y_m$ разность фаз связана формулами

$$\varphi = 180^\circ \left(\frac{4X'}{X_m} - 1 \right); \quad (9)$$

$$\varphi = \frac{360^\circ}{\pi} \arccos \frac{y'}{Y_m}. \quad (10)$$

По формулам (5) — (10), измерив соответствующие величины, можно вычислить искомую разность фаз.

Определим величину погрешности отсчета и ее зависимость от φ для способов измерений, основанных на соотношениях (5) — (10). Погрешность отсчета этих способов имеет случайный характер и определяется ошибками в установке и измерении отрезков, входящих в формулы (5) — (10). Последние при пересечении осциллограммы с отсчетной осью под прямым

углом обычно принимают равными половине ширины следа луча l . При пересечении под некоторым углом ψ (см. рис. 1), отличающимся от прямого, эти ошибки равны $l/2 \sin \psi$, что следует из простых геометрических соображений. Следовательно,

$$\delta x_0 = \delta X_m = \frac{l}{2 \sin \psi x_0} = \frac{l}{2} \sqrt{1 + \frac{1}{\pi^2}} \quad (11)$$

так как

$$\operatorname{tg} \psi x_0 = \left. \frac{dy}{dx} \right|_{y=0} = \pi.$$

Аналогично

$$\delta a = \frac{l}{2} \sqrt{1 + \pi^2 \cos^2 \varphi}; \quad (12)$$

$$\delta b = \frac{l}{2} \sqrt{1 + \pi^2 \sin^2 \varphi}; \quad (13)$$

$$\delta Y_m = \frac{l}{2}; \quad (14)$$

$$\delta x' = \frac{l}{2} \sqrt{1 + \frac{1}{\pi^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2}}}; \quad (15)$$

$$\delta y' = \frac{l}{2} \sqrt{1 + \pi^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2}}; \quad (16)$$

Как следует из формул (11) — (16), погрешности отсчета измеряемых величин вследствие их зависимости от угла пересечения с отсчетными осями могут существенно отличаться от минимального значения, равного $\frac{l}{2}$. Это, естественно, снижает точность определения фазовых углов.

Имеется, однако, простая возможность уменьшить эту погрешность до величины $\frac{l}{2}$. Она заключается в создании на осциллограмме меток, перпендикулярных отсчетной оси. Это, очевидно, требует применения в фазометрической установке специального устройства. Функциональная схема установки, предполагающей использование соотношений (8) с устройством для повышения точности отсчета величин a и b , изображена на рис. 2. В этой установке опорное напряжение $u_1(0)$ после прохождения усилителя 1 подается на вход генератора линейно-изменяющегося напряжения 4 и далее на вход сумматора 7. Напряжение $u_2(\varphi)$ после прохождения усилителя 2 поступает на вход 90° — фазовращателя 3 и далее в усилителюграничители 5, 6 и дифференцирующие цепи 8, 9. В последних гармонические напряжения в момент перехода их через нулевые значения преобразуются в серии коротких импульсов, сдвинутых во времени на четверть периода. Эти импульсы подаются на вход сумматора 7 и x -пластины ЭЛТ, создавая на синусоиде горизонтальные метки, как это показано на рис. 2, б. При такой индикации точность отсчета величин a и b можно получить равной $\frac{l}{2}$ и менее.

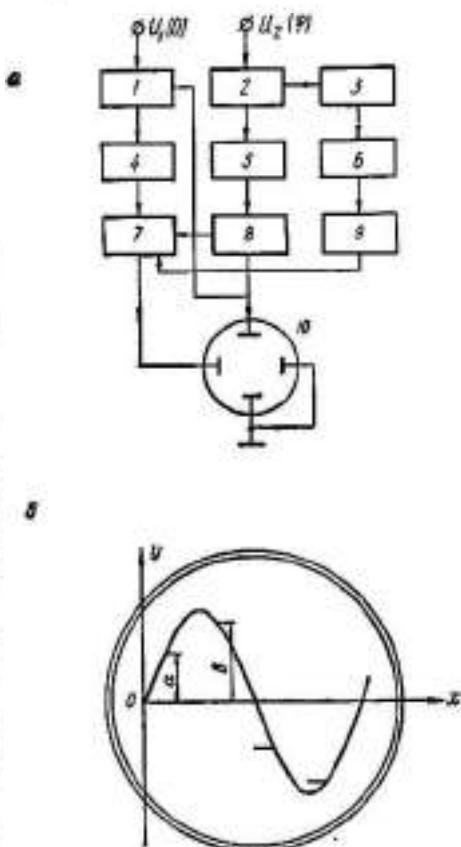


Рис. 2. Функциональная схема фазометрической установки с устройством для повышения точности измерений (а), изображение на экране ЭЛТ (б).

Чтобы получить выражения для погрешности определения разности фаз по способам, основанным на формулах (5) — (10), как для случая непосредственного отсчета измеряемых величин, так и для случая применения устройства, аналогичного описанному выше, пользуемся методом, приведенным в работе [3].

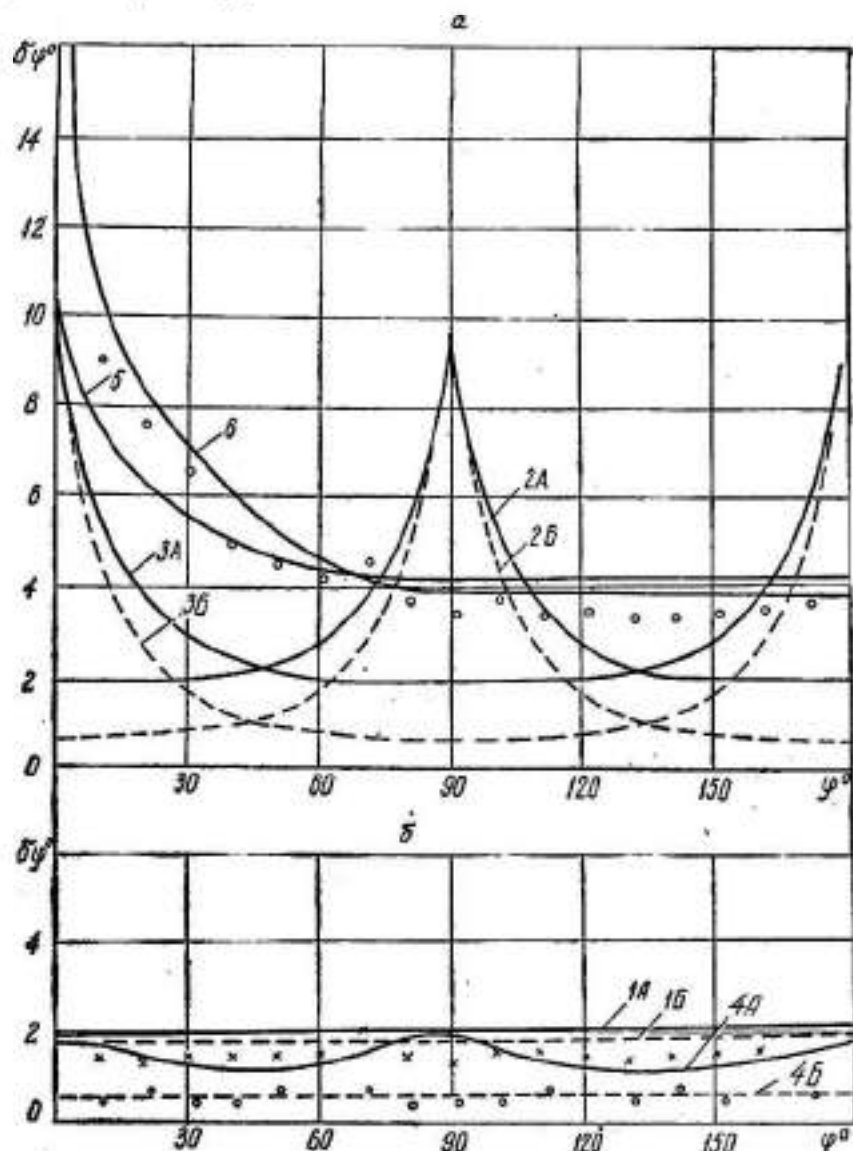


Рис. 3. Зависимости погрешности отсчета от величины измеряемой разности фаз при $\alpha = 0,01$ для способов 1—6: 1Б—4Б — для случая применения меток; расчет-линии; эксперимент-точки.

При этом с учетом формул (11) — (16) получим выражения $\delta\varphi = f(\varphi_1, \alpha)$, помещенные в столбцах 4 и 5 таблицы, которые справедливы при $0 < \varphi < 180^\circ$ и в случае $\delta\varphi \rightarrow 0$ соответственно.

В таблице выражения $\delta\varphi = f(\alpha, \varphi)$ вариантов А способов 1—4 получены в предположении, что погрешности отсчета измеряемых отрезков

определяются формулами (11) — (16), а вариантов B — в предположении, что (благодаря применению следустройства) эти погрешности равны $\frac{t}{2}$.

α — параметр электронно-лучевой трубки, равный отношению ширины следа луча к размеру осциллограммы $\alpha = \frac{t}{X_m}$ или $\alpha = \frac{t}{2Y_m}$;

δ — погрешности измерения отношения геометрических отрезков (для сокращения записи аргументы опущены).

На основании этих формул рассчитаны и на рис. 3 изображены зависимости $\delta\varphi$ от φ при $\alpha = \text{const}$ для способов расчета 1—6 (нумерация кривых соответствует номерам расчетных формул в таблице). При расчете предполагалось, что для наиболее широко применяемых трубок с диаметром экрана в 130 мм $X_m = 2Y_m = 100$ мм $t = 1$ мм, т. е. $\alpha = 0,01$. Анализ этих зависимостей, а также полученных выражений для $\delta\varphi$, позволяет сделать следующие заключения.

1. Точность определения разности фаз по методу линейной развертки в значительной мере зависит от используемого способа определения разности фаз.

2. Из рассмотренных простых способов наиболее точными являются способы 1А и 4А (без применения специальных меток) и способ 4Б (с применением последних). Их отсчетная погрешность мало зависит от φ и при $\alpha = 0,01$ равна $\pm 2^\circ$ и $\pm 0,6^\circ$ соответственно. Эти способы могут быть рекомендованы к применению при измерении разности фаз по методу линейной развертки.

3. Применение способа 6 (формула, на которой он основан, приведена в работах [1, 2]) сопровождается значительными ошибками, изменяющимися от $\pm 19^\circ$ (при $\varphi = 0$) до $\pm 4^\circ$ (при $\varphi > 80^\circ$). В связи с этим использование способа 6 является нерациональным.

4. Ввиду того, что отсчетная погрешность пропорциональна α , уменьшение этого параметра является одним из путей повышения осциллоскопической фазометрии. Уменьшение α может быть достигнуто применением ЭЛТ с высокой разрешающей способностью, а также путем увеличения длины измеряемых отрезков подбором коэффициентов усиления или использования оптических приборов. Точность отсчета в этих случаях можно рассчитать по выражениям, приведенным в статье.

Достоверность последних заключений была проверена экспериментально.

В процессе проверки на частоте 1 кГц фаза одного из сравниваемых напряжений изменялась ступенями через 10° в пределах от 0 до 180° , а на экране осциллографа измерялись величины x , a , b , y' . Отклонения фазовых углов, определенных по этим величинам и формулам (5), (8) и (10), от вводимых фазовых сдвигов изображены в виде точек на рис. 3. Как видно из этого рисунка, совпадение расчетных и экспериментальных данных вполне удовлетворительное. Несколько заниженные значения данных эксперимента объясняются тем, что фактически у примененного осциллографа значение α составляло $(8-9) \cdot 10^{-3}$, а в расчете оно было принято 10^{-2} .

ЛИТЕРАТУРА

- И. М. Вишенчук, А. Ф. Котюк, Л. Я. Мязюк. Электромеханические и электронные фазометры. Госэнергоиздат, 1962.
- Г. А. Ремез. Курс основных радиотехнических измерений. Изд-во «Советское радио», 1956.
- В. С. Панченко. Уменьшение погрешности отсчета при определении разности фаз по фигуре Лиссажу. «Измерительная техника», 1960, № 8.

№ спо- соб	Вари- ант	Расчетная формула	Выражения $\delta\varphi = f(\alpha, \varphi)$
1	2	3	4
	А	$\varphi = 360^\circ \frac{\lambda_0}{\lambda_m}$	$\delta\varphi = 180^\circ \alpha \sqrt{\left(1 + \frac{1}{\pi^2}\right) \left[1 + \left(\frac{\varphi}{360^\circ}\right)^2\right]}$
	Б	*	$\delta\varphi = 180^\circ \alpha \sqrt{1 + \left(\frac{\varphi}{360^\circ}\right)^2}$
	А	$\varphi = \frac{180^\circ}{\pi} \arcsin \frac{\alpha}{V_m}$	$\delta\varphi = \frac{180^\circ \alpha \sqrt{1 + \pi^2 \cos^2 \varphi + 26 \sin^2 \varphi}}{\pi \sin \varphi},$ $\text{где } \delta = \alpha \sqrt{1 + \pi^2 \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi}$
	Б	*	$\delta\varphi = \frac{180^\circ \alpha \sqrt{1 + \sin^2 \varphi}}{\pi (\cos \varphi)}$ $\delta\varphi \approx \frac{180^\circ \alpha \sqrt{1 + \sin^2 \varphi}}{\pi (\cos \varphi)}$

3	$\varphi = \frac{180^\circ}{\pi} \arccos \frac{b}{Y_m}$	$\delta\varphi = \frac{180^\circ}{\pi} \left[-\sin \varphi + \sqrt{\sin^2 \varphi + 2\delta(\cos \varphi)} \right] / (\cos \varphi)$ <p>где $\delta = \alpha \sqrt{1 + \pi^2 \sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi}$</p>	$\delta\varphi \approx \frac{180^\circ \alpha \sqrt{1 + \cos^2 \varphi + \pi^2 \sin^2 \varphi}}{\pi \sin \varphi}$
Б	,	$\delta\varphi = \frac{180^\circ}{\pi} \left[-\sin \varphi + \sqrt{\sin^2 \varphi + 2\delta(\cos \varphi)} \right] / (\cos \varphi)$ <p>где $\delta = \alpha \sqrt{1 + \cos^2 \varphi}$</p>	$\delta\varphi \approx \frac{180^\circ \alpha \sqrt{1 + \cos^2 \varphi}}{\pi \sin \varphi}$
4	$\varphi = \frac{180^\circ}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{a}{b}$	$\delta\varphi = \frac{180^\circ \alpha}{\pi} \sqrt{1 + \frac{\pi^2}{4} (3 + \cos 4\varphi)}$	
Б	,	$\delta\varphi = \frac{180^\circ \alpha}{\pi}$	
5	$\varphi = 180^\circ \left(\frac{4r'}{X_m} - 1 \right)$	$\delta\varphi = 360^\circ \alpha \sqrt{1 + \frac{1}{\pi^2 \sin^2 \varphi} + \frac{1}{16} \left(1 + \frac{1}{\pi^2} \right) \left(1 + \frac{\pi^2}{160^2} \right)}$	
6	$\varphi = \frac{360^\circ}{\pi} \arccos \frac{y'}{Y_m}$	$\delta\varphi = \frac{360^\circ}{\pi} \left[-\sin \frac{\varphi}{2} + \sqrt{\sin^2 \frac{\varphi}{2} + 2\delta \cos \frac{\varphi}{2}} \right] / \frac{\varphi}{2}$ <p>где $\delta = \alpha \sqrt{1 + \cos^2 \frac{\varphi}{2} + \pi^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2}}$</p>	$\delta\varphi \approx \frac{360^\circ \alpha}{\pi} \sqrt{1 + \pi^2 + 2 \operatorname{ctg}^2 \frac{\varphi}{2}}$

УЧЕТ НЕОРТОГОНАЛЬНОСТИ ОТКЛОНЕНИЯ ЛУЧА ЭЛТ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ РАЗНОСТИ ФАЗ ПО ФИГУРЕ ЛИССАЖУ

В. С. Панченко, В. Г. Орлов

Харьков

При измерении разности фаз по фигуре Лиссажу обычно предполагается, что отклонение луча электронно-лучевой трубки происходит в двух взаимно-перпендикулярных плоскостях. В действительности, вследствие пониженных требований к точности установки отклоняющих систем линии отклонения на экране могут образовывать угол, отличающийся от прямого до $2-4^\circ$ [1].

Рассмотрим влияние этого фактора на точность измерения разности фаз по фигуре Лиссажу с помощью наиболее удобных и точных способов измерений, рекомендованных в работе [2].

Предположим, что перед измерениями проделаны следующие операции:

а) след линии вертикального отклонения совмещен с осью прямоугольной системы координат, а след линии горизонтального отклонения образует с осью X системы координат некоторый угол β , отсчитанный от этой оси против хода часовой стрелки;

б) максимальное отклонение по вертикали при отсутствии напряжения, подаваемого на горизонтально-отклоняющие пластины, установлено равным некоторой величине A ;

в) с помощью градуировки оси X установлена равной A величина проекции координаты точки $x = X_m$ на ось X .

При этом для изображения на экране ЭЛТ можно написать следующие уравнения:

$$\begin{aligned}x &= A \sin \omega t; \\y &= A [\sin (\omega t + \varphi) + \operatorname{tg} \beta \sin \omega t].\end{aligned}\quad (1)$$

Из уравнения (1) непосредственно следует, что для способа I (согласно нумерации рекомендованных способов, принятой в работе [2]) расчетная формула для нахождения φ по измеренным a и A при $\beta \neq 0$ такова, как и в случае $\beta = 0$, а дополнительная погрешность вследствие неортогональности отклонений отсутствует.

Для способов 2Б-9 из уравнений (1) легко получать расчетные формулы с учетом $\beta \neq 0$ и выражения для систематической погрешности, связанной с неортогональностью отклонений луча $\delta\varphi_\beta$.

Все они сведены в таблицу. Входящие в нее величины определены в работе [2], φ_1 — измеряемый фазовый угол, приведенный к I четверти.

Из таблицы следует, что величина $\delta\varphi_\beta$ для способов 2Б-9 зависит от величины измеряемой разности фаз, а максимальное ее значение для способа 2Б при $\varphi = 45^\circ$ равно $\beta\sqrt{2}$, остальных — β .

Таким образом, при измерении разности фаз с повышенной точностью необходим учет погрешности $\delta\varphi_\beta$. Исключить эту погрешность можно путем выбора трубки с минимальным значением β (в процессе изготовления

№ способа	Расчетная формула при $\beta = 0$	Расчетная формула при $\beta \neq 0$	Выражение для погрешности $\delta\varphi_\beta$
1	2	3	4
1	$\varphi = \arcsin \frac{a}{A}$	$\varphi = \arcsin \frac{a}{A}$	$\delta\varphi_\beta = 0$
2Б	$\varphi = \arccos \frac{b}{A}$	$\varphi = \arccos \left(\frac{b}{A} - \operatorname{tg} \beta \right)$	$\delta\varphi_\beta \approx \pm \frac{\operatorname{tg} \beta}{\sin \varphi}$
3 и 4	$\varphi = \arccos \frac{a_m}{A} - 45^\circ$	$\varphi = \arccos \left(\frac{a_m}{A} - \frac{\operatorname{tg} \beta}{\sqrt{2}} \right) - 45^\circ$	$\delta\varphi_\beta \approx \pm \frac{\operatorname{tg} \beta}{\sqrt{2} \sin (45^\circ - \varphi_1)}$
5 и 6	$\varphi = 2 \arcsin \frac{M_m}{A \sqrt{2}}$	$\varphi = 2 \arcsin \frac{M_m}{A \sqrt{1 + (\operatorname{tg} \beta)^2}}$ — если измерена под углом -45° относительно оси + если под углом $+45^\circ$	$\delta\varphi_\beta \approx \pm \operatorname{tg} \beta \operatorname{tg} \frac{\varphi_1}{2}$
7Б	$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{a}{b}$	$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{\frac{a}{b} \left\{ 1 \pm \operatorname{tg} \beta \sqrt{1 + \left(\frac{a}{b}\right)^2} (1 - \operatorname{tg}^2 \beta) \right\}}{1 - \left(\frac{a}{b}\right)^2 \operatorname{tg}^2 \beta}$ — если $b > a$ + если $b < a$	$\delta\varphi_\beta \approx \pm \operatorname{tg} \beta \sin \varphi$
8	$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{a''}{a'} - 45^\circ$	$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{\frac{a''}{a'} \pm k \sqrt{1 - k^2 + \left(\frac{a''}{a'}\right)^2}}{1 - k^2} - 45^\circ$, где $k = \frac{\operatorname{tg} \beta}{\sqrt{2}} \left(1 - \frac{a''}{a'} \right)$, — при $ a'' > a' $ + при $ a'' < a' $	*
9	$\varphi = 2 \operatorname{arctg} \frac{M}{B}$	$\varphi = 2 \operatorname{arctg} \left\{ \frac{M}{B} \sqrt{\frac{1 + (1 \pm \operatorname{tg} \beta)^2}{1 + (1 \mp \operatorname{tg} \beta)^2}} \right\}$ верхние знаки при $M < B$ нижние знаки при $M > B$	*

фазометрического устройства) или осциллографа (в случае лабораторных измерений). Если измеренное значение β превышает допустимую погрешность измерений, погрешность вследствие неортогональности можно исключить расчетом фазовых углов по формулам, помещенным в столбце 3 таблицы.

Проще это можно сделать, используя расчетные формулы, полученные без учета неортогональности, вводя поправки согласно формулам столбца 4. При этом следует помнить, что знак поправки отрицателен при $\beta = 0$ и положителен при $\beta < 0$. Полученные выражения позволяют также определить требования к точности установки отклоняющих систем ЭЛТ в фазометрических устройствах с индикацией разности фаз в виде фигуры Лиссажу.

ЛИТЕРАТУРА

1. Электровakuумные приборы. Справочник. Госэнергоиздат, 1956.
2. В. С. Павченко. О способах и отсчетной точности определения разности фаз по фигуре Лиссажу. «Изв. вузов, Радиотехника», 1966, № 2.

К ВОПРОСУ ОЦЕНКИ НАДЕЖНОСТИ АППАРАТУРЫ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ И АВТОМАТИКИ ПРИ ИСПЫТАНИИ НА ВИБРАЦИОННЫХ СТЕНДАХ

В. А. Михайлов, А. Е. Божко, В. Н. Давиденко

Харьков

В последнее время появился ряд работ [1, 3, 6], в которых изучается зависимость надежности радиоэлектронной аппаратуры от приложенных к ней внешних воздействий в эксплуатационных условиях. Однако в этих работах не рассматриваются вопросы определения надежности и ее достоверность при стендовых испытаниях.

В данной статье исследуется оценка надежности аппаратуры, испытываемой на вибрационных стендах, моделирующих реальные случайные вибрации, действующие в условиях эксплуатации. При этом необходимо учитывать искажающее действие, вносимое вибрационным стендом.

Связь между случайной функцией колебаний подвижной системы стенда и случайной функцией интенсивности отказов (сбоев) испытываемого прибора аналитически может быть выражена в виде

$$Y(t) = A(t)X(t), \quad (1)$$

где $Y(t)$ — функция интенсивности отказов прибора;

$X(t)$ — функция колебаний платформы стенда;

$A(t)$ — оператор преобразования.

Для упрощения дальнейших математических выкладок предположим, что система с оператором $A(t)$ является линейной. Считая, что существует импульсная переходная функция в системе надежности, можем уравнение (1) записать в виде [2]

$$Y(t) = \int_0^t h'(\sigma) X(t - \sigma) d\sigma, \quad (2)$$

где $h'(\sigma)$ — импульсная переходная функция системы надежности.

Оператор $A(t)$ не может быть определен в явном виде из уравнения (2). Поэтому воспользуемся выражением корреляционной функции связи двух стационарных случайных процессов, какими можно считать функции $X(t)$ и $Y(t)$ [2, 3]

$$K_{xy}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} X(t) Y(t + \tau) dt, \quad (3)$$

где $K_{xy}(\tau)$ — взаимная корреляционная функция процессов $X(t)$ и $Y(t)$.

Применяя к уравнению (3) преобразование Фурье и учитывая выражение (2), получим равенство

$$\Phi_{xy}(\rho^*) = A(\rho^*) \Phi_{xx}(\rho), \quad (4)$$

где $\Phi_{xy}(\rho')$ — взаимная спектральная плотность процессов $X(t)$ и $Y(t)$;
 $\Phi_{xx}(\rho)$ — спектральная плотность функции $X(t)$;
 $A(\rho_u)$ — изображение оператора преобразования;
 p — оператор Лапласа в динамической системе;
 ρ_u — оператор Лапласа в системе надежности.

Таким образом, зная экспериментальные спектральные плотности колебаний виброплатформы и взаимную спектральную плотность между этими колебаниями и интенсивностью отказов испытуемого прибора, можем определить оператор преобразования:

$$A(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Phi_{xy}(\rho')}{\Phi_{xx}(\rho)} e^{\rho_u t} d\rho_u. \quad (5)$$

Однако на стадии проектирования аппаратуры, когда неизвестна взаимная спектральная плотность $\Phi_{xy}(\rho')$, а имеются только приближенные сведения о частотах отказов подобных приборов, уравнением (5) воспользоваться невозможно. В этом случае необходимо найти связь между интенсивностью отказов испытуемого прибора и сигналом управления стендом, представляющим собой записанную на виброграмму случайную функцию реальных вибраций.

При воспроизведении стендом реальных вибраций спектральная плотность колебаний платформы определяется выражением

$$\Phi_{xx}(\rho) = |H(\rho)|^2 \Phi_{zz}(\rho), \quad (6)$$

где $|H(\rho)|$ — модуль передаточной функции $H(\rho)$ стенда,

$\Phi_{zz}(\rho)$ — спектральная плотность реальных вибраций.

Подставляя уравнение (6) в (4), получим

$$A(\rho_u) = \frac{\Phi_{xy}(\rho')}{|H(\rho)|^2 \Phi_{xx}(\rho)} \quad (7)$$

Сравнивая выражения (4) и (7), попутно сделаем вывод, что надежность аппаратуры при испытании может быть сравнима с эксплуатационной надежностью в случае неискаженного воспроизведения стендом реальных вибраций по вероятностным характеристикам.

Продолжая анализ, в соответствии с уравнением (6) выразим спектральную плотность интенсивности отказов испытуемой аппаратуры в виде

$$\Phi_{yy}(\rho_u) = |A(\rho_u)|^2 \Phi_{xx}(\rho), \quad (8)$$

где $|A(\rho)|$ — модуль оператора преобразования.

Подставляя уравнения (6, 7) в (8), получим зависимость спектра интенсивности отказов прибора от спектра реальных вибраций и взаимной спектральной плотности процессов $X(t)$ и $Y(t)$

$$\Phi_{yy}(\rho_u) = \left| \frac{\Phi_{xy}(\rho') H(\rho)}{|H(\rho)|^2 \Phi_{xx}(\rho)} \right|^2 \Phi_{xx}(\rho) \quad (9)$$

Далее выразим взаимную спектральную плотность через числовые характеристики функций $X(t)$ и $Y(t)$. Известно [5], что взаимная корреляционная функция двух случайных процессов равна полусумме дисперсий этих процессов, т. е.

$$K_{xy}(\tau) = \frac{1}{2}(D_x + D_y), \quad (10)$$

где D_x, D_y — дисперсии функций $X(t), Y(t)$.

Выражая дисперсию D_Y через спектральную плотность $\Phi_{YY}(\rho_\omega)$ при помощи формулы [4]

$$D_Y = \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_{YY}(\rho_\omega) d\rho_\omega \quad (11)$$

и применяя к уравнению (10) преобразование Фурье, можем определить взаимную спектральную плотность $\Phi_{XY}(\rho)$

$$\Phi_{XY}(\rho) = \frac{1}{\rho} \left(D_X + \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_{YY}(\rho_\omega) d\rho_\omega \right) \quad (12)$$

Подставим уравнение (12) в (9) и учитывая, что дисперсия и спектральная плотность процессов $X(t)$ и $Y(t)$ являются действительными неотрицательными функциями [2], получим уравнение (9) в следующем виде:

$$\left[\int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_{YY}(\rho_\omega) d\rho_\omega \right]^2 + 2D_X \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_{YY}(\rho_\omega) d\rho_\omega - \rho^2 \Phi_{XX}(\rho) \Phi_{YY}(\rho_\omega) + D_X^2 = 0. \quad (13)$$

Уравнение (13) является интегральным уравнением для определения спектральной плотности $\Phi_{YY}(\rho_\omega)$.

Однако, вводя ограничения, связанные с конечными частотами отказов аппаратуры, и учитывая, что спектральная плотность интенсивности отказов является функцией, не претерпевающей разрывов 2-го рода [1, 2], уравнение (13) можем представить в виде

$$\left[\int_{\omega_{u_1}}^{\omega_{u_2}} \Phi_{YY}(\omega_\omega) d\omega_\omega \right]^2 + 2D_X \int_{\omega_{u_1}}^{\omega_{u_2}} \Phi_{YY}(\omega_\omega) d\omega_\omega - \omega^2 \Phi_{XX}(\omega) \Phi_{YY}(\omega_\omega) + D_X^2 = 0, \quad (14)$$

где ω — круговая частота процессов $Z(t)$ и $X(t)$;

ω_ω — круговая частота отказов испытываемого класса приборов;

ω^2 — частотный коэффициент связи частоты реальных вибраций и частоты отказов;

$\omega_{u_1}, \omega_{u_2}$ — граничные частоты отказов испытываемого класса приборов.

Так как определенные интегралы в уравнении (14) представляют собой действительные числа, то это уравнение может быть приведено к системе двух уравнений:

$$\begin{aligned} K_1^2 + 2D_X K_1 - \omega^2 \Phi_{XX}(\omega) \Phi_{YY}(\omega_\omega) + D_X^2 &= 0 \\ K_1 &= \int_{\omega_{u_1}}^{\omega_{u_2}} \Phi_{YY}(\omega_\omega) d\omega_\omega \end{aligned} \quad (15)$$

с двумя неизвестными $\Phi_{YY}(\omega_\omega)$ и K_1 .

Решая эту систему уравнений, находим выражение спектральной плотности отказов испытываемого прибора как функцию параметров реальных вибраций, вибростенда, граничных частот отказов данного класса приборов и частотного коэффициента

$$\begin{aligned} \Phi_{YY}(\omega_\omega) &= \frac{(K_1 + D_X)^2}{\omega^2 \Phi_{XX}(\omega)}, \\ K_1 &= \frac{G}{2} + \sqrt{\left(\frac{G}{2}\right)^2 - D_X^2}, \end{aligned} \quad (16)$$

где $G = \frac{1}{B} - 2D$,

$$B = \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} \frac{d\omega_{\alpha}}{\Phi_{xx}(\omega) \omega^{\alpha}}. \quad (17)$$

Далее, учитывая уравнения (6), (8), определяем модуль изображения оператора преобразования:

$$|A(\omega_{\alpha})| = \frac{1}{|H(\omega)|} \sqrt{\frac{\Phi_{yy}(\omega_{\alpha})}{\Phi_{xx}(\omega)}}, \quad (18)$$

где $\Phi_{yy}(\omega_{\alpha})$ выражается уравнением (16).

Изображение оператора преобразования определим из уравнения (7). Для этого, используя уравнения (11), (12), выразим взаимную спектральную плотность $\Phi_{xy}(\omega')$ в виде

$$\Phi_{xy}(\omega') = \frac{1}{\omega'} \left[D_x + \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} \Phi_{xx}(\omega) |A(\omega_{\alpha})|^2 d\omega_{\alpha} \right]. \quad (19)$$

Подставляя уравнение (19) в (7), определим

$$A(\omega_{\alpha}) = \frac{1}{\omega' \Phi_{xx}(\omega)} \left[D_x + \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} \Phi_{xx}(\omega) |A(\omega_{\alpha})|^2 d\omega_{\alpha} \right]. \quad (20)$$

Применяя к уравнению (20) обратное преобразование Фурье, получим окончательное выражение оператора преобразования $A(f)$:

$$A(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(\omega_{\alpha}) e^{j\omega_{\alpha} t} d\omega_{\alpha}. \quad (21)$$

Полученный оператор может служить дополнительной косвенной оценкой точности воспроизведения стеном реальных вибраций.

ПРИЛОЖЕНИЕ

В уравнении (21) необходимо дополнительно определить величину дисперсии колебаний подвижной системы вибрационного стеном D_x .

Аналогично уравнению (11) с учетом выражения (6)

$$D_x = \int_{-\infty}^{+\infty} |H(\omega)|^2 \Phi_{xx}(\omega) d\omega. \quad (п.1)$$

Спектральная плотность реальных вибраций $\Phi_{xx}(\omega)$ может быть выражена через автокорреляционную функцию $K_{xx}(\tau)$:

$$\Phi_{xx}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} K_{xx}(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau. \quad (п.2)$$

Согласно работе [3] автокорреляционные функции реальных вибраций представляются в виде

$$\begin{aligned} K_{xx}(\tau) &= D_x e^{-\alpha|\tau|}, \\ K_{xz}(\tau) &= D_x e^{-\alpha|\tau|} \cos \beta|\tau| \end{aligned} \quad (\text{п.3})$$

где D_x — дисперсия реальных вибраций;

α — коэффициент перемены значений производной случайной функции в единицу времени;

β — частота.

Величины α и β определяются по методу наименьших квадратов [3].

ЛИТЕРАТУРА

1. К. А. Ишулу. Оптимизация устройств автоматизации по критерию надежности. Изд-во «Энергия», 1966.
2. Н. А. Лиешниц, В. Н. Пурачев. Вероятностный анализ систем автоматического управления. Изд-во «Советское радио», 1963.
3. В. Н. Давиденко. Анализ связи сбоев элементов автоматизации со случайными воздействиями среды. Автореферат канд. дисс., Харьков, 1966.
4. Дж. Бендат. Основы теории случайных шумов и ее применение. Изд-во иностран. лит., 1965.
5. М. Пеллерен. Статистический расчет следящих систем. Изд-во иностран. лит., 1957.
6. А. В. Астафьев. Окружающая среда и надежность радиотехнической аппаратуры. Изд-во «Энергия», 1965.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ МАЛЫХ К. С. В.

А. П. Дорохов, Н. Б. Нагибин

Харьков

Несмотря на все более широкое применение автоматических приборов, измерения коэффициента стоячей волны при помощи линий с ручным передвижением зонда (Р1-3, Р1-4 и т. п.) являются наиболее распространенными. Это объясняется меньшей погрешностью, даваемой измерительными линиями, простотой их регулировки и эксплуатации, а также малой стоимостью в сравнении с автоматическими измерителями. В связи с этим большое значение приобретает повышение производительности труда экспериментаторов, работающих с линиями.

Поскольку обычно в линиях применяются квадратичные детекторы, измеряемый к. с. в. определяют по формуле

$$\Gamma = \sqrt{\frac{\alpha_{\max}}{\alpha_{\min}}}, \quad (1)$$

где α_{\max} , α_{\min} — показания измерительного прибора, питаемого детектором, при помещении зонда соответственно в максимум и минимум напряжения.

Согласно (1) при определении каждого значения к. с. в. экспериментатор выполняет операции деления и извлечения корня, что отнимает больше времени, чем само измерение.

В случае измерения малых к. с. в. можно упростить вычисления, что следует из такого преобразования:

$$\Gamma = \sqrt{\frac{\alpha_{\max}}{\alpha_{\min}}} = \sqrt{\frac{\alpha_{\min} + \alpha_{\max} - \alpha_{\min}}{\alpha_{\min}}} = \sqrt{1 + \frac{\Delta\alpha}{\alpha_{\min}}} \approx 1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta\alpha}{\alpha_{\min}} - \frac{1}{2 \cdot 4} \left(\frac{\Delta\alpha}{\alpha_{\min}}\right)^2 + \dots \quad (2)$$

Ограничившись первыми двумя членами, имеем

$$\Gamma \approx 1 + \frac{1}{2} \frac{\alpha_{\max} - \alpha_{\min}}{\alpha_{\min}}. \quad (3)$$

Из формулы следует, что для измерения малых к. с. в. достаточно определить относительную разность показаний $\frac{\Delta\alpha}{\alpha_{\min}}$, уменьшить ее в два раза и полученный результат добавить к единице. Однако даже эти вычисления можно исключить, если заменить деление разности $\alpha_{\max} - \alpha_{\min}$ на 2 умножением на 2 показания прибора α_{\min} , а это показание всегда устанавливать при измерениях равным 0,5. Для этого необходимо применить прибор, имеющий шкалу от 0 до 1 с ценой деления 0,01. Тогда, если установить при помощи регулятора усиления $\alpha_{\min} = 0,5$, можно вычислять к. с. в. по следующей формуле:

$$\Gamma_{из} \approx 1 + \frac{1}{2} \frac{\alpha_{max} - \alpha_{min}}{0,5} = 1 + (\alpha_{max} - \alpha_{min}). \quad (4)$$

Например, при $\alpha_{max} = 0,6$; $\alpha_{min} = 0,5$

$$\Gamma_{из} \approx 1 + (0,6 - 0,5) = 1,1.$$

Из-за отсутствия составляющих высшего порядка малости в уравнении (2) появляется систематическая погрешность, растущая с увеличением к. с. в. (табл. 1).

Таблица 1

Истинный к. с. в. Γ	1	1,05	1,10	1,15	1,20	1,25	1,30	1,35	1,40
Измеренный к. с. в. $\Gamma_{из}$	1	1,051	0,105	1,160	1,220	1,285	1,345	1,411	1,480
Погрешность $\Delta\Gamma$	0	0,001	0,005	0,010	0,020	0,038	0,045	0,060	0,080

Из таблицы видно, что эта погрешность не превышает аппаратную погрешность измерительных линий (Р1-3, Р1-4) при измерении к. с. в. от 1 до 1,3. Из-за систематической погрешности величина измеренного к. с. в. завышается в сравнении с истинной, следовательно, к. с. в. определяется с некоторым запасом, частично перекрывающим аппаратную погрешность.

Если необходимо расширить интервал измеряемых к. с. в., следует уменьшить устанавливаемые показания прибора α_{min} для компенсации погрешности, вызванной отсутствием составляющих высшего порядка.

Решая совместно уравнения (1) и (4), получаем показания α_{min} , при установке которых измеренные значения к. с. в. равны истинным

$$\alpha_{min} = \frac{1}{\Gamma + 1}. \quad (5)$$

Результаты расчета по этой формуле приведены в табл. 2. Показания α_{max} вычислялись по формуле $\alpha_{max} = \Gamma^2 \alpha_{min}$ в соответствии с (1).

Таблица 2

К. с. в.	1,1	1,2	1,3	1,4
α_{min}	0,477	0,453	0,434	0,417
α_{max}	0,577	0,653	0,734	0,817

В табл. 3 приведены данные расчета погрешности измерения к. с. в. при установке трех значений показаний α_{min} , указанных в табл. 2. Измеренный к. с. в. $\Gamma_{из}$ вычислялся по формуле (4), в которую подставлялись значения α_{min} , взятые из табл. 2 и значения α_{max} , вычисленные по (1).

Согласно табл. 3 при уменьшении α_{min} измеренные значения малых к. с. в. (1,15 ÷ 1,2) оказываются заниженными. В связи с этим следует

Таблица 3

α_{\min}	0,453		0,434		0,417	
Истинный к. с. в.	$\Gamma_{\text{из}}$	$\Delta\Gamma$	$\Gamma_{\text{из}}$	$\Delta\Gamma$	$\Gamma_{\text{из}}$	$\Delta\Gamma$
1,05	—	—	1,044	-0,006	1,043	-0,007
1,10	1,095	-0,005	1,092	-0,008	1,086	-0,014
1,15	1,147	-0,003	1,141	-0,009	1,135	-0,015
1,20	1,200	0,000	1,192	-0,008	1,183	-0,017
1,30	1,314	0,014	1,300	-0,000	1,286	-0,014
1,40	1,435	0,035	1,418	0,018	1,400	0,000
1,50	1,570	0,070	1,544	0,044	1,520	0,020
1,60	—	—	—	—	1,649	0,049

избегать установки α_{\min} , меньшей 0,42, даже если при этом модуль систематической погрешности, обусловленной данным методом, меньше погрешности современных измерителей к. с. в.

Из таблиц 1 и 3 также следует, что случайная погрешность, связанная с неточностью установки определенного значения α_{\min} , невелика. Поэтому с целью экономии времени измерения можно устанавливать α_{\min} приближенно, например, при измерении к. с. в., не больших 1,3 — в пределах от 0,43 до 0,5; при к. с. в., не больших 1,4 — в пределах от 0,42 до 0,45 и т. п.

НАСТРОЙКА АНТЕННЫ НА КРУГОВУЮ ПОЛЯРИЗАЦИЮ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОТРАЖЕНИЙ ОТ ОБЛУЧАТЕЛЯ И ЗЕРКАЛА

Ю. В. Шубарин

Харьков

Реакция зеркала на облучатель и отражения от последнего могут значительно уменьшить коэффициент эллиптичности кругополяризованной антенны [1, 2], так как они влияют на поляризацию облучателя.

Цель настоящего сообщения — дать формулу для определения нужной поляризации облучателя кругополяризованной неосесимметричной зеркальной антенны и предложить методику настройки его на эту поляризацию с использованием отражений от облучателя и зеркала.

Облучатель должен создавать в некоторой точке раскрыва поле с нужной поляризацией, зависящей от законов амплитудных распределений ортогональных компонент [3, 4]. В работе [4] найден аналитический способ определения нужной поляризации в осесимметричных антеннах. Обобщим его для синфазных раскрывов любой формы с любыми амплитудными распределениями.

Обозначим через $A_x(x, y)$ и $A_y(x, y)$ амплитудные распределения ортогональных, сдвинутых по фазе на 90° , компонент. Тогда, полагая, что в направлении нормали к раскрыву на расстоянии R коэффициент эллиптичности $r = 1,0$, и используя интеграл Кирхгофа, имеем

$$\frac{|\dot{E}_x(R)|}{|\dot{E}_y(R)|} = \frac{|\dot{E}_{xx}(x_0y_0)|}{|\dot{E}_{yy}(x_0y_0)|} \frac{\left| \int_S A_x(x, y) ds \right|}{\left| \int_S A_y(x, y) ds \right|} = 1,0,$$

где $\dot{E}_x(R)$, $\dot{E}_y(R)$ и $\dot{E}_{xx}(x_0y_0)$, $\dot{E}_{yy}(x_0y_0)$ — компоненты поля в дальней зоне и в точке x_0y_0 раскрыва, по отношению к которой нормированы законы амплитудных распределений.

Тогда коэффициент эллиптичности поляризованного эллипса

$$r_s(x_0y_0) = \frac{|\dot{E}_{sy}(x_0y_0)|}{|\dot{E}_{sx}(x_0y_0)|} = \frac{\left| \int_S A_x(x, y) dS \right|}{\left| \int_S A_y(x, y) dS \right|}. \quad (1)$$

Например, при $A_y(x, y) = 1$ и $A_x(x, y) = \cos \frac{\pi x}{L_x}$ в случае прямоугольного раскрыва $S = L_x L_y$ получим $r_s(00) = 0,63$, следовательно, большая полуось параллельна оси O_x .

Кругополяризованная антенна (рис. 1) состоит из зеркала 1, облучателя 2, фазирующей секции с диэлектрической пластиной 3, перехода 4,

прямоугольного волновода 5, поглощающей пластины 6. Последняя обычно служит для поддержания плоскости поляризации на входе диэлектрической пластины. Эквивалентная схема антенны (рис. 2) идентична 8-полюснику, исследованному в работе [1], но у нас коэффициент отражения $\hat{\Gamma}_s$, касательной \hat{C}_s^- и нормальной \hat{C}_s^+ к диэлектрической пластине составляющих учитывает отражения не только от облучателя, но и от зеркала.

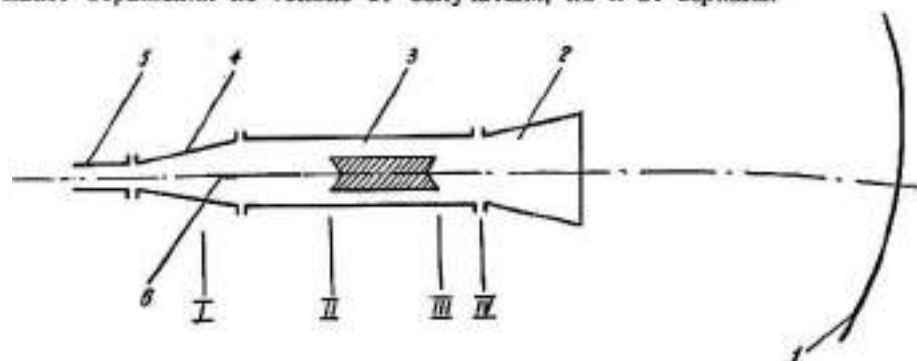


Рис. 1. Схема односторонней круговополяризованной антенны с фазировочными секциями.

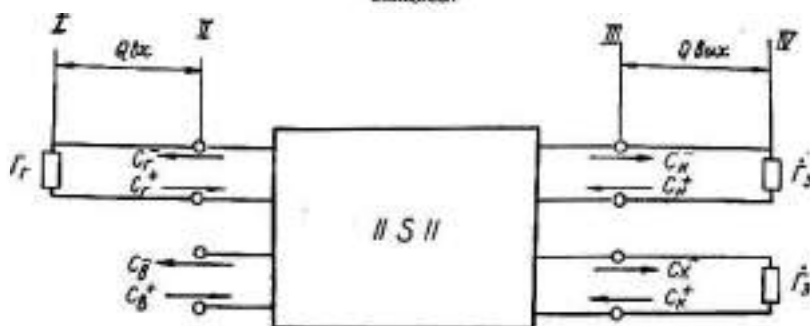


Рис. 2. Эквивалентная схема антенны.

Так как на вход 8-полюсника падает сумма волн, отраженных от облучателя (\hat{C}^+)_{обл} и от зеркала (\hat{C}^+)_з, то суммарная волна

$$\hat{C}^+ = (\hat{C}^+)_{обл} + (\hat{C}^+)_{з} = (\hat{\Gamma}_{обл} + \hat{\Gamma}_s \sqrt{1 - |\hat{\Gamma}_{обл}|^2}) \hat{C}^-.$$

откуда эквивалентный коэффициент отражения

$$\hat{\Gamma}_s = \frac{\hat{C}^+}{\hat{C}^-} = \hat{\Gamma}_{обл} + \hat{\Gamma}_s \sqrt{1 - |\hat{\Gamma}_{обл}|^2} = |\hat{\Gamma}_s| e^{i\varphi_s}. \quad (2)$$

В работе [1] получена система уравнений для определения отраженных от восьмиполюсника волн. Детерминант системы Δ и детерминанты для определения волн \hat{C}_s^- , \hat{C}_r^- , \hat{C}_s^+ и \hat{C}_r^+ после подстановки коэффициентов рассеяния имеют вид

$$\begin{aligned} \Delta &= 1 - (\cos \theta + i \sin \theta \cos 2\varphi) \hat{\Gamma}_r \hat{\Gamma}'_r; \\ \Delta_s^- &= [(\cos \theta - i \sin \theta \cos 2\varphi) + \hat{\Gamma}_r \hat{\Gamma}'_r] \hat{\Gamma}'_s e^{i2\varphi} \hat{\Gamma}'_s; \\ \Delta_r^- &= \sin \theta \sin 2\varphi \cdot \hat{\Gamma}'_s e^{i(2\varphi + \frac{\pi}{2})}; \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \Delta_k^- &= (1 + \dot{\Gamma}' e^{i\theta}) \cos \varphi e^{-i(\theta\phi - \frac{\pi}{2})}, \\ \Delta_n^- &= (1 + \dot{\Gamma}_r \dot{\Gamma}' e^{-i\theta}) \cos \varphi e^{-i(\theta\phi + \frac{\pi}{2})}, \\ \dot{\Gamma}' &= \dot{\Gamma}_s e^{-i2(\theta_{\text{вк}} + \theta)} = \dot{\Gamma}_s e^{i\theta_s}, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$\theta_{\text{вк}}, \theta_{\text{полк}}$ — электрические длины участков I — II и III — IV;

$\theta\phi - \frac{\pi}{2}$ — электрическая длина секции для поляризации, перпендикулярной диэлектрической пластине;

θ — сдвиг фаз волн \dot{C}_k^- и \dot{C}_n^- после прохождения секции.

Поляризационное отношение поля в направлении главного максимума облучателя

$$\dot{\rho} = \frac{\dot{C}_k^-}{\dot{C}_n^-} = \frac{\Delta_k^-}{\Delta_n^-} = e^{-i\theta} \operatorname{ctg} \varphi \frac{1 + \dot{\Gamma}_r \dot{\Gamma}' e^{i\theta}}{1 + \dot{\Gamma}_r \dot{\Gamma}' e^{-i\theta}}. \quad (5)$$

При $\dot{\Gamma}_r = 0$ $\dot{\rho} = e^{-i\theta} \operatorname{ctg} \varphi$, т. е. поляризация поля полностью определяется сдвигом фаз ортогональных компонент θ и углом φ между плоскостью поляризации и диэлектрической пластиной и не зависит от отражений. Однако установка поглощающей пластины может привести к снижению к. п. д. антенны и ухудшению ее согласования. Поэтому положим $\dot{\Gamma}_r = -1,0$ (пластина отсутствует), тогда модуль и фаза (5)

$$|\dot{\rho}| = |\operatorname{ctg} \varphi| \sqrt{\frac{1 + |\dot{\Gamma}_s|^2 + 2|\dot{\Gamma}_s| \cos \psi}{1 + |\dot{\Gamma}_s|^2 + 2|\dot{\Gamma}_s| \cos(\psi - 2\theta)}}. \quad (6)$$

$$\psi = -\theta \operatorname{arctg} \frac{2|\cos(\psi - \theta) + |\dot{\Gamma}_s| \cos \theta| |\dot{\Gamma}_s| \sin \theta}{1 + 2|\dot{\Gamma}_s| \cos(\psi - \theta) \cos \theta + |\dot{\Gamma}_s|^2 \cos 2\theta}. \quad (7)$$

где $\psi = \psi_s + \delta + \theta$.

Коэффициент эллиптичности r и угол ориентации β относительно оси, перпендикулярной к диэлектрической пластине,

$$r = \frac{|\dot{\rho}|^2 + 1}{2|\dot{\rho}| |\sin \psi_p|} = \sqrt{\frac{(|\dot{\rho}|^2 + 1)^2}{(2|\dot{\rho}| |\sin \psi_p|)^2} - 1}; \quad \beta = \frac{1}{2} \operatorname{arctg}^2 \frac{|\dot{\rho}| \cos \psi_p}{|\dot{\rho}|^2 - 1}. \quad (8)$$

Следовательно, для кругополяризованной секции ($\theta = \frac{\pi}{2}$, $|\varphi| = \frac{\pi}{4}$) имеем

$$r_s = \frac{1 - |\dot{\Gamma}_s|}{1 + |\dot{\Gamma}_s|}; \quad \beta_s = \frac{\psi}{2}. \quad (9)$$

Коэффициент отражения от произвольного зеркала неизвестен, его можно определить экспериментально. Для осесимметричного он приближенно равен [5]

$$\dot{\Gamma}_s \approx \frac{G_0}{2kf} e^{-i(2kf + \psi_0)}, \quad (10)$$

где G_0 , f и ψ_0 — коэффициент усиления облучателя, фокусное расстояние и постоянная фаза.

Выбором hf (или смещением облучателя) можно получить как синфазное, так и противофазное сложение отраженных облучателем и зеркалом волн, при этом коэффициент облучателя изменяется в пределах

$$\frac{1 - (|\hat{\Gamma}_0| + |\hat{\Gamma}_s|)}{1 + (|\hat{\Gamma}_0| + |\hat{\Gamma}_s|)} < r_s < \frac{1 - (|\hat{\Gamma}_0| - |\hat{\Gamma}_s|)}{1 + (|\hat{\Gamma}_0| - |\hat{\Gamma}_s|)}, \quad (11)$$

при $\theta = \frac{\pi}{2}$, $|\varphi| = \frac{\pi}{4}$.

Например, при $f/\lambda = 10$ и облучателе — пирамидальном рупоре с $a/\lambda = 0,75$ имеем $G_0 = 6$, $|\hat{\Gamma}_0| = 4,8 \cdot 10^{-2}$, коэффициент отражения от раскрыта облучателя $|\hat{\Gamma}_s| = \frac{1 - \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}}{1 + \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}} \cong 0,14$, тогда при смещении облучателя на $\Delta f = \lambda/4$ $r_{s\max} = 0,82$; $r_{s\min} = 0,65$.

Таким образом, для получения нужной поляризации в точке x_0, y_0 раскрыта можно использовать отражения от облучателя и зеркала, применяя следующую методику при $\theta = \frac{\pi}{2}$.

1. Поворотом фазирующей секции вокруг продольной оси установить плоскость диэлектрической пластины параллельно нужной ориентации большой полуоси поляризационного эллипса в раскрыте.

2. Изменением $\theta_{\text{вх}}$ или $\theta_{\text{вых}}$ регулировать ψ , установив по максимуму коэффициента эллиптичности всей антенны r_A нужную ориентацию большой полуоси поляризационного эллипса. В результате этой регулировки получим $\beta_s = \frac{\pi}{2}$. поэтому $\psi = 2\beta_s = \pi$, $\psi_p = -\frac{\pi}{2}$, $r = |\rho| = |\operatorname{ctg} \varphi| \frac{1 - |\hat{\Gamma}_s|}{1 + |\hat{\Gamma}_s|}$ из формул (6), (7), (8) и (9).

При $|\varphi| = \frac{\pi}{4}$ смещаем облучатель из фокуса вдоль фокальной оси на $|\Delta f| < \lambda/4$ (т. е. в пределах допусков), регулируя $|\hat{\Gamma}_s|$ (так, чтобы $\frac{1 - |\hat{\Gamma}_s|}{1 + |\hat{\Gamma}_s|} = r_s$), и вновь добываясь наиболее близкого к 1,0 коэффициента эллиптичности всей антенны r_A . Если пределы (11) узки, то $r_A < 1$, тогда применяется пункт 4. Изменением φ (малым) получить $r_A = 1$.

Коэффициент стоячей волны фидерного тракта КСВ_ф и уменьшение к. п. д. антенны $\Delta\eta_A$ за счет отражений равны

$$\text{КСВ}_\phi = \frac{1 + |C_s^-|}{1 - |C_s^-|}, \quad \Delta\eta_A = |C_s^-|^2 + |C_r^-|^2 (1 - |\hat{\Gamma}_r|^2) \quad (12)$$

В случае предлагаемой методики, полагая в формуле (3)

$$\hat{\Gamma}_r = -1, \quad \theta = \frac{\pi}{2}, \quad |\varphi| = \frac{\pi}{4},$$

имеем $|C_s^-| = |\hat{\Gamma}_s|^2$; для необходимого $r_s = 0,7$ находим $|\hat{\Gamma}_s| = \frac{1 - r_s}{1 + r_s} = 0,176$, поэтому из выражения (12) получаем $\text{КСВ}_\phi = \frac{1 + |\hat{\Gamma}_s|^2}{1 - |\hat{\Gamma}_s|^2} = 1,06$ и $\Delta\eta_A = |\hat{\Gamma}_s|^4 \cong 0,1\%$.

Если установлена поглощающая пластина, то, полагая в (3) $\Gamma_r = 0$, $\theta = \frac{\pi}{2}$ имеем $|C_s^-| = |\hat{\Gamma}_s| |\cos 2\varphi|$, $|C_r^-| = |\hat{\Gamma}_s| |\sin 2\varphi|$. Так как для $r_s =$

$= 0,7$ нужно $\varphi = 55^\circ$, то при данных рассмотренного примера $|\dot{\Gamma}_s| = 0,1 \div 0,2$ получим

$$KCB_\Phi = \frac{1 + |\dot{\Gamma}_s| |\cos 2\varphi|}{1 - |\dot{\Gamma}_s| |\cos 2\varphi|} = 1,07 \div 1,14$$

и

$$\Delta\tau_A = |\dot{\Gamma}_s|^2 = (1 \div 4) \%$$

Следовательно, если нужный r_s сильно отличается от 1,0, то поглощающая пластина может значительно ухудшить согласование и к. п. д., поэтому желательно применять рекомендуемую методику, использующую отражения.

Фаза коэффициента отражения от зеркала определяется в основном его участком, близким к вершине, т. е. как и в случае осесимметричного параболического, слагаемым $2kf = 2\frac{2\pi}{\lambda} f$, и изменяется на π при относительной расстройке рабочей длины волны на $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \frac{\lambda}{4f}$. Если в пределах этой расстройки изменения θ в секции и $\dot{\Gamma}_0$ пренебрежимы, то в п. 3 методики вместо смещения облучателя вдоль фокальной оси следует подстраивать рабочую частоту в пределах $|\frac{\Delta\lambda}{\lambda}| < \frac{\lambda}{4f}$. При этом, возможно, потребуются повторить регулировку п. 2.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. С. Бондарцев, А. И. Шалман, «Радиотехника и электроника», 1965, № 12.
2. Ю. В. Шубарин, Н. Н. Горобец, В. А. Волошин. XXII Всесоюзная научная сессия, посвященная Дню радио, секция антенных устройств, 1966.
3. L. J. Kuskowski, A.-M. Mc. Coy. I. R. E. Intern. Conv. Res. 1, 35, 1960.
4. Ю. В. Шубарин, Н. Н. Горобец, «Радиотехника и электроника», 1965, № 1.
5. Антенны сантиметровых волн (под ред. Я. Н. Фельда), Изд-во «Советское радио», 1951.

О ВЫЧИСЛЕНИИ СРЕДНЕГО КВАДРАТА ОШИБОК ПРИ ПРЯМОМ ДВОИЧНОМ КОДЕ

Е. В. Митряев

Ленинград

Характерной особенностью большинства реальных каналов связи является их нестационарность. Это находит отражение в математических моделях нестационарных потоков ошибок, простейшей из которых является модель выбросов (пакетов) ошибок, когда вероятность ошибки достигает величин 0,3—0,4 [1]. В то же время при выводе формул среднего квадрата ошибок (СКО) обычно предполагается малая вероятность искажений. Это значительно упрощает вычисления, однако, получающиеся результаты, естественно, имеют ограниченное применение.

Цель данной работы заключается в выводе общих формул для определения СКО при использовании прямого безыбыточного двоичного кода (импульсно-кодовой модуляции), справедливых для всего диапазона возможных вероятностей ошибок, включая случай «обратной работы», при котором вероятность ошибок близка к единице.

Рассмотрим передачу по двоичному симметричному каналу (ДСК) n -разрядных двоичных чисел X_i ($i = 0, 1, \dots, 2^n - 1$); x^i ($n-1 \dots 0$) \dots x^i (0), образованных цифрами 0 и 1.

При прямом кодировании, соответствующем арабскому написанию,

$$X_i = \sum_{\alpha=0}^{n-1} x^{\alpha} 2^{\alpha}.$$

Искажение в канале любого из разрядов вызывает соответствующую погрешность при приеме. Если искажены t разрядов с весами $\alpha_1 < \alpha_2 < \dots < \alpha_t$, то модуль погрешности составит

$$|Y_{i,t,t}| = \left| \sum_{k=1}^t \Delta x^k(\alpha_k) 2^{\alpha_k} \right|, \quad (1)$$

а ее квадрат

$$Y_{i,t,t}^2 = \sum_{k=1}^t 2^{2\alpha_k} + 2 \sum_{k=1}^t \sum_{l=1}^{k-1} (-1)^{x^k(\alpha_k) + x^l(\alpha_l)} 2^{\alpha_k + \alpha_l}, \quad (2)$$

где индексом j обозначена конкретная комбинация искаженных разрядов (вектор ошибок),

Для ДСК все C_n^t векторов ошибок с одинаковым числом искажений t равновероятны. Поэтому с учетом соотношений (2) для фиксированного t средний квадрат погрешности составит

$$Y_{i,t}^2 = \frac{1}{C_n^t} \sum_{j=1}^{C_n^t} Y_{i,t,t}^2 = \frac{1}{C_n^t} \sum_{j=1}^{C_n^t} \sum_{k=1}^t 2^{2\alpha_k} +$$

$$+ \frac{1}{C_n^t} \sum_{j=1}^{C_n^t} \sum_{k=0}^t \sum_{l=1}^{k-1} (-1)^{x'(a_k) + x'(b_l)} 2^{a_k + b_l + 1}. \quad (3)$$

Выражение для $Y_{i,t}^2$ может быть записано в более простой форме, если заметить, что в двойной сумме соотношения (3) имеется всего C_{k-1}^{t-1} слагаемых 2^{a_k} , поскольку фиксация элемента a_k уменьшает общее число элементов l , из числа которых производится выбор, и число выбираемых элементов l на единицу. Аналогичным образом в тройной сумме соотношения (3) имеется C_{n-2}^{t-2} слагаемых $(-1)^{x'(a_k) + x'(b_l)} 2^{a_k + b_l + 1}$. Поэтому из соотношений (3) имеем

$$\begin{aligned} Y_{i,t}^2 &= \frac{C_{n-1}^{t-1}}{C_n^t} \sum_{a=0}^{n-1} 2^{2a} + \frac{C_{n-2}^{t-2}}{C_n^t} \sum_{a=1}^{n-1} \sum_{\beta=0}^{a-1} (-1)^{x'(a) + x'(b)} 2^{a+\beta+1} = \\ &= -\frac{t}{n} \frac{1}{3} (2^{2n} - 1) + \frac{t(t-1)}{n(n-1)} D(X_i), \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$D(X_i) = \sum_{a=1}^{n-1} \sum_{\beta=0}^{a-1} (-1)^{x'(a) + x'(b)} 2^{a+\beta+1} \quad (5)$$

и, как обычно, $C_n^r = 0$ при $r < 0$.

Используя метод доказательства по индукции, покажем, что соотношение (5) может быть записано в виде

$$D(X_i) = 4 \left(X_i - \frac{2^n - 1}{2} \right)^2 - \frac{1}{3} (2^{2n} - 1) \quad (6)$$

При $n = 2$ из выражения (5) имеем

$$D(X_i) = (-1)^{x'(1) + x'(0)} 2^{1+0+1} = 4(-1)^{x'(1) + x'(0)},$$

откуда

$$\begin{aligned} D(X=0) &= D(00) = 4; \\ D(X=1) &= D(01) = -4. \end{aligned}$$

Производить вычисления для $X = 2$ и $X = 3$ нет необходимости, поскольку, как следует из выражения (5), $D(X) = D(X)$, где через X изображено двоичное число с заменой 0 на 1 и 1 на 0.

Те же значения $D(X)$ получаются и из формулы (6).

Далее, пусть равенство (6) справедливо при $n = n^*$,

$$D(X_i) n^* = 4 \left(X_i - \frac{2^{n^*} - 1}{2} \right)^2 - \frac{1}{3} (2^{2n^*} - 1). \quad (7)$$

Из выражения (5) видно, что при переходе от n^* к $n^* + 1$ во внешней сумме добавляется член $a = n^*$. Остальные члены остаются неизменными. Это дает приращение

$$\Delta D(X_i) = \sum_{\beta=0}^{n^*-1} (-1)^{x'(n^*) + x'(b)} 2^{n^*+\beta+1}.$$

Чтобы оставить величину X_i прежней, необходимо положить

$$X_i(n^*) = X_i(n^* + 1) - x(n^*) 2^{n^*},$$

что эквивалентно предположению $x^i(n^*) = 0$. Поэтому

$$\Delta D(X_i) = \sum_{\beta=0}^{n^*-1} (-1)^{\beta} 2^{n^*+\beta+1}. \quad (8)$$

Для двоичных цифр справедливо тождество

$$(-1)^{\beta} = 1 - 2x,$$

поэтому из выражения (8) имеем

$$\begin{aligned} \Delta D(X_i) &= \sum_{\beta=0}^{n^*-1} [1 - 2x^i(\beta)] 2^{n^*+\beta+1} = 2^{n^*+1} \left[\sum_{\beta=0}^{n^*-1} 2^{\beta} - 2 \sum_{\beta=0}^{n^*-1} x^i(\beta) 2^{\beta} \right] = \\ &= 2^{n^*+1} (2^{n^*} - 1 - 2X_i). \end{aligned} \quad (9)$$

Подставляя в равенство

$$D(X_i)_{n^*+1} = D(X_i)_{n^*} + \Delta D(X_i)$$

соотношения (7) и (9), после преобразований нетрудно получить

$$D(X_i)_{n^*+1} = 4 \left(X_i - \frac{2^{n^*+1} - 1}{2} \right)^2 - \frac{1}{3} (2^{n^*+2} - 1),$$

что и завершает доказательство справедливости равенства (6).

Таким образом, подставляя формулу (6) в (4), имеем

$$Y_{i,t}^2 = \frac{t}{n} \frac{1}{3} (2^{2n} - 1) + \frac{t(t-1)}{n(n-1)} \left[4 \left(X_i - \frac{2^n - 1}{2} \right)^2 - \frac{1}{3} (2^{2n} - 1) \right]. \quad (10)$$

Квадрат погрешности Y_i^2 с учетом вероятностей ошибок разной кратности $P(t)$ определяется выражением

$$Y_i^2 = \sum_{t=1}^n Y_{i,t}^2 P(t). \quad (11)$$

Для ДСК вероятность ошибки кратности t описывается формулой

$$P(t) = C_n^t p^t q^{n-t}, \quad (12)$$

где p — вероятность искажения любого разряда и $q = 1 - p$.

Подставляя выражения (10) и (12) в (11), после преобразований получим

$$Y_i^2 = \frac{1}{3} (2^{2n} - 1) p + \left[4 \left(X_i - \frac{2^n - 1}{2} \right)^2 - \frac{1}{3} (2^{2n} - 1) \right] p^2,$$

откуда приведенный квадрат погрешностей

$$\gamma \left(\frac{X_i}{2^n - 1} \right) = \frac{Y_i^2}{(2^n - 1)^2} = \frac{1}{3} \frac{2^{2n} - 1}{(2^n - 1)^2} p + \left[\left(2 \frac{X_i}{2^n - 1} - 1 \right)^2 - \frac{1}{3} \frac{2^{2n} - 1}{(2^n - 1)^2} \right] p^2 \quad (13)$$

По своему смыслу выражение (13) совпадает с приведенным по максимуму шкалы измерений условным риском при квадратичной функции потерь [2].

При больших n из формулы (13) имеем

$$\gamma(x) \approx \frac{1}{3} p(1-p) + (2x-1)^2 p^2, \quad (14)$$

где $x = \frac{X_i}{2^n - 1}$, $0 \leq x \leq 1$.

Формула (14) с инженерной точностью справедлива начиная с $n = 5 \div 6$. График зависимости $\gamma(x)$ для различных ρ приведен на рис. 1.

Рассмотрев графики, замечаем, что зависимость условного риска от x проявляется лишь при больших $\rho > (0,1, \div 0,2)$. При малых ρ этой зависимости не наблюдается. Из формулы (14) при малых ρ имеем

$$\gamma(x) = \gamma \approx \frac{1}{3} \rho, \quad (15)$$

где γ — приведенный средний квадрат погрешностей (СКО), не зависящий от распределения передаваемых количественных данных.

Формула (15) совпадает с известной из литературы [3].

В общем случае средний риск, при квадратичной функции потерь совпадающий с СКО, может быть определен усреднением условного риска (14) по распределению передаваемых данных

$$\bar{\gamma} = \int_0^1 \gamma(x) p(x) dx, \quad (16)$$

где $p(x)$ — плотность вероятности x .

Рассмотрим влияние плотности вероятности $p(x)$ на СКО. Из выражений (4) и (5) следует, что $Y_{i,t}^2$ при любом t достигает максимума, если все слагаемые в D положительны,

$$x'(\alpha) = x'(\beta)$$

$$\begin{aligned} (\alpha &= 1, 2, \dots, n-1, \\ \beta &= 0, 1, \dots, n-2). \end{aligned}$$

Другими словами, $Y_{i,t}^2$ максимально для $X = 0$ или $X = 2^n - 1$. Из формулы (10) видно, что минимум $Y_{i,t}^2$ при любых t достигается для $X = -2^{n-1} - 1$ или $X = 2^{n-1}$. Поэтому при любых распределениях $P(t)$ максимум и минимум Y^n могут быть получены из выражений (11) и (10) для $X = 0$ и $X = 2^{n-1}$. При этом должно выполняться условие равновероятности всех ошибок одинаковой кратности, использованное при выводе этих формул.

Для получения конкретных границ положим, что передача производится по ДСК, для которого $P(t)$ описывается формулой (12). В этом случае плотность наименее предпочтительного распределения $p_1(x)$, максимизирующего СКО, может быть записана в виде

$$p_1(x) = \delta(x),$$

где $\delta(x)$ — дельта-функция Дирака;

$p_2(x) = \delta(0,5 - x)$ — плотность наиболее предпочтительного распределения.

Подставляя $p_1(x)$ и $p_2(x)$ в формулу (16), получим

$$\frac{\max}{p(x)} \bar{\gamma} = \frac{1}{3} \rho + \frac{2}{3} \rho^2 \quad (17)$$

$$\text{и} \quad \frac{\min}{p(x)} \bar{\gamma} = \frac{1}{3} \rho - \frac{1}{3} \rho^2, \quad (18)$$

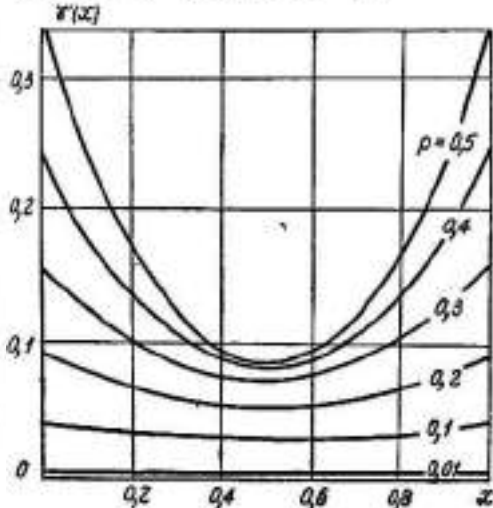


Рис. 1.

Графики функций (17) и (18) приведены на рис. 2. Как и следовало ожидать, при малых ρ эти границы асимптотически приближаются к пределу, даваемому формулой (15). При больших величинах $\rho > 0,1$ влияние вида одномерного распределения передаваемых числовых данных становится заметным и при $\rho = 0,5$ отношение максимума и минимума СКО становится равным 4. Таким образом, ДСК при передаче количественной информации с помощью прямого двоичного кода принципиально является нелинейным каналом, причем его нелинейность тем больше, чем больше вероятность искажения элементарного импульса.

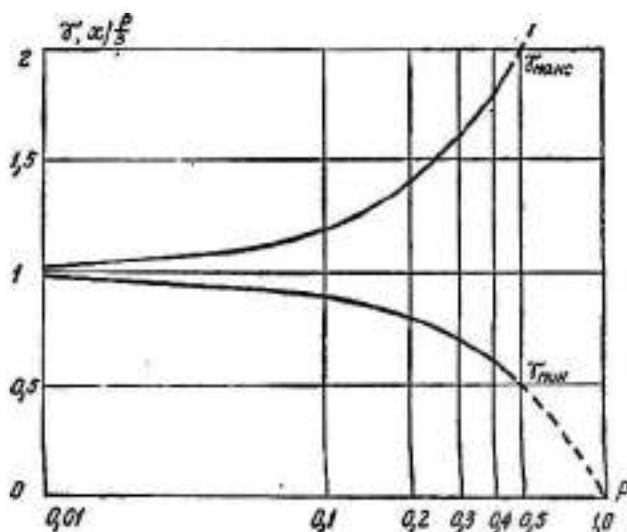


Рис. 2.

Для иллюстрации влияния практически встречающихся распределений приведем пример треугольной плотности распределения с модой $x^* = 0,5 + d$ ($0,5 < |d|$),

$$p_3(x) = \begin{cases} 2 \frac{x}{0,5-d} & \text{при } 0 < x < 0,5-d, \\ 2 \frac{1-x}{0,5+d} & \text{при } 0,5-d < x < 1. \end{cases} \quad (19)$$

Подставляя $p_3(x)$ в формулу (16), после вычислений получим

$$\gamma_3 = \frac{1}{3} \rho + \frac{2}{3} \rho^2 - \frac{\rho^3}{6} (5 - 4d^2). \quad (20)$$

Графики функции $\gamma_3(d)$ при параметре ρ приведены на рис. 3. Сравнивая рис. 2 и рис. 3, видим, что при распределениях, отличных от δ -распределений, границы (17) и (18) не достигаются и влияние вида априорного распределения на СКО ослабевает. Заметим также, что формула (15) справедлива не только для малых ρ , но и для любых $\rho < 1$, если плотность распределения $p(x)$ отвечает некоторым условиям. В частности, она верна при равномерном распределении.

ВЫВОДЫ

ДСК при передаче количественных данных с помощью прямого двоичного кода является нелинейным каналом, степень нелинейности которого зависит от вероятности искажения элементарного импульса p . При малых p такой канал является асимптотически линейным.

При любых распределениях $p(x)$ для ДСК средний квадрат ошибок может быть вычислен по формуле (16).

Верхняя и нижняя границы СКО для всевозможных распределений передаваемых количественных данных определяются формулами (10) и (11) соответственно при $X = 0$ и $X = 2^{n-1}$, что справедливо для любых распреде-

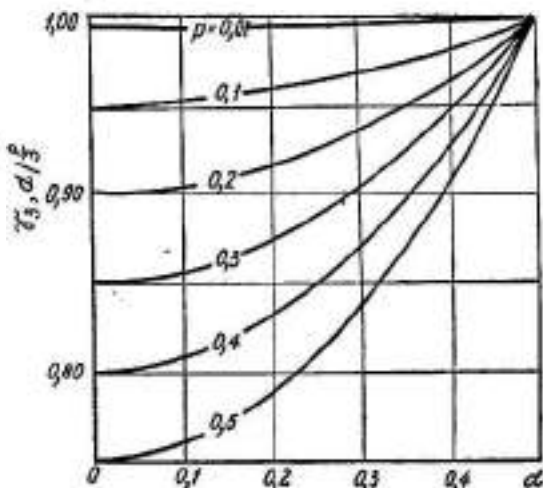


Рис. 3.

лений векторов ошибок по их кратностям, если все векторы ошибок одинаковой кратности равновероятны. Для ДСК эти границы даются формулами (17) и (18).

Для ряда распределений $p(x)$ известная из литературы формула (15) для определения СКО справедлива не только при малых p , но и при любых значениях p . В частности, эта формула справедлива для равномерного распределения.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Гуров и др. Основы передачи данных по проводным каналам связи. Связьиздат, 1964.
2. Л. С. Гуткин. Теория оптимальных методов радиоприема при флуктуационных помехах. Госэнергоиздат, 1961.
3. В. А. Каширин, Г. А. Шастова. Помехоустойчивость передачи сигналов телеизмерения по каналу с флуктуационными помехами. «Автоматика и телемеханика», т. XIX, № 8, 1958.

**О ГРАНИЦАХ СРЕДНЕГО РИСКА ПРИ ИЗМЕНЕНИИ
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КОЛИЧЕСТВЕННЫХ ДАННЫХ,
ПЕРЕДАВАЕМЫХ ПО ЭКВИДИСТАНТНОМУ КАНАЛУ**

Е. В. Митряев

Ленинград

Свойства систем связи с эквидистантными (равноудаленными) сигналами [1] описываются переходной матрицей

$$Q_{ij} = \begin{vmatrix} Qq & \dots & q \\ qQ & \dots & q \\ \dots & \dots & \dots \\ qq & \dots & Q \end{vmatrix}, \quad (1)$$

где $i, j = 1, 2, \dots, N$;

N — общее число сигналов;

Q — вероятность правильного приема сигнала;

q — вероятность трансформации переданного сообщения в определенное другое сообщение.

При этом, очевидно, соблюдается условие

$$Q + (N - 1)q = 1 \quad (2)$$

Такими свойствами обладают, в частности, системы связи с ортогональными сигналами [1] с использованием совершенных кодов [2] и «взвешенной импульсно-кодовой модуляции» [3], минимизирующей абсолютную ошибку. Для краткости каналы связи таких систем будем называть эквидистантными.

Выведем формулу для вероятности появления погрешности

$$Y = |X - Z|, \quad (3)$$

где Z — принятое число при условии передачи числа X .

В дальнейшем будем предполагать передаваемые и принимаемые числа и погрешности нормированными по максимуму шкалы измерения

$$X, Y, Z \in [0, 1]. \quad (4)$$

Пусть при передаче числа $X < 0,5$ произошла ошибка. Ввиду того, что под погрешностью мы понимаем модуль разности переданного и принятого значений, погрешности $0 < Y \leq X$ могут произойти с вероятностью вдвое большей, чем $X < Y \leq 1 - X$. При этом, согласно условию (4), погрешности $Y > 1 - X$ невозможны. Для больших точностей отсчета можно перейти к плотности вероятности погрешностей

$$p_{X < 0,5}^*(Y) = \begin{cases} 2A & \text{при } 0 < Y \leq X, \\ A & \text{при } X < Y \leq 1 - X, \\ 0 & \text{при } 1 - X < Y \leq 1. \end{cases} \quad (5)$$

где A — постоянная и знак $*$ означает, что плотность вероятности определена при дополнительном условии возникновения ошибки. Из условия нормировки

$$\int_0^1 \rho_X^*(Y) = 1$$

имеем $A = 1$.

Аналогичным образом

$$\rho_{X > 0.5}^*(Y) = \begin{cases} 2 & \text{при } 0 < Y < 1 - X, \\ 1 & \text{при } 1 - X < Y < X, \\ 0 & \text{при } X < Y < 1. \end{cases} \quad (6)$$

Плотности вероятностей (5) и (6) нетрудно преобразовать к форме, более удобной для расчетов

$$\rho_X^*(Y) = q_X(Y) + r_X(Y), \quad (7)$$

где

$$q_X(Y) = \begin{cases} 1 & \text{при } Y < 1 - X, \\ 0 & \text{при } Y > 1 - X, \end{cases}$$

$$r_X(Y) = \begin{cases} 1 & \text{при } Y < X \\ 0 & \text{при } Y > X. \end{cases}$$

Во многих случаях оценка качества передачи количественных данных производится по усредненной величине s -ой степени смещенных погрешностей

$$m_s = \int_0^1 Y^s \rho(Y) dY. \quad (8)$$

Следуя А. Вальду, будем называть m_s средним риском при степенной функции потерь [4]. При $s = 1$ выражение (8) имеет смысл абсолютной ошибки измерений, при $s = 2$ — дисперсии ошибок и т. д.

Рассмотрим влияние распределения передаваемых чисел X на величину среднего риска (8). Совместная плотность чисел X и погрешностей Y может быть представлена в виде

$$\rho(X, Y) = P \rho_X^*(Y) \rho(X), \quad (9)$$

где P — вероятность появления погрешности $Y \neq 0$;
 $\rho(X)$ — плотность вероятностей X .

Отсюда плотность вероятностей погрешностей

$$\rho(Y) = P \int_0^1 \rho(X) \rho_X^*(Y) dX. \quad (10)$$

Подставляя выражения (7) и (10) в (8), получим

$$m_s = P \int_0^1 \int_0^1 Y^s [q_X(Y) + r_X(Y)] \rho(X) dX dY = P \int_0^1 \rho(X) S_s(X) dX, \quad (11)$$

где

$$S_s(X) = \int_0^1 Y^s [q_X(Y) + r_X(Y)] dY = \frac{(1-X)^{s+1} + X^{s+1}}{s+1} \quad (11a)$$

— условный риск при s -ой степени функции потерь.

На рис. 1 приведены функции условного риска для $s = 1, 2$ и 3.

Из выражения (11) или рис. 1 легко заметить, что средний риск зависит от вида плотности распределения $p(X)$. Для установления границ этой зависимости найдем распределения, максимизирующие и минимизирующие средний риск.

Математически задача ставится следующим образом. Требуется найти функцию $p(X)$, дающую экстремум функционалу (8) при ограничивающем условии

$$\int_0^1 p(X) dX = 1, \quad p(X) \geq 0. \quad (12)$$

Нетрудно убедиться, что классические способы вариационного исчисления с применением уравнений Эйлера [5], в данном случае решения не дают. В связи с этим применим

прямой метод решения поставленной изопериметрической задачи [5].

Будем искать $p(X)$ в виде суммы Римана

$$p(X) = \sum_{i=0}^{n-1} C_i \xi_i(X), \quad (13)$$

где

$$\xi_i(X) = \begin{cases} 1 & \text{при } i\Delta X < X < (i+1)\Delta X, \\ 0 & \text{при других } X, \end{cases}$$

$C_i = p(i\Delta X)$ и $n = \frac{1}{\Delta X}$ — целое.

В новых обозначениях условие (12) преобразуется к виду

$$\begin{aligned} \sum_{i=0}^{n-1} C_i &= n, \\ C_i &\geq 0 \end{aligned} \quad (14)$$

Решение этой задачи достаточно тривиально: максимум функционала (8) для $s > 0$ достигается при

$$\begin{aligned} C_0 + C_{n-1} &= n \\ C_i (i = 1, 2, \dots, n-2) &= 0 \end{aligned} \quad (15)$$

и минимум при

$$\begin{aligned} C &\sim \frac{n}{2} = 2, \\ C_i (i \neq \sim \frac{n}{2}) &= 0, \end{aligned} \quad (16)$$

где $\sim \frac{n}{2}$ при четном n означает ближайшее целое к $\frac{n}{2}$.

При этом в пределе ($n \rightarrow \infty$) получаем

$$\begin{aligned} m_{s \max} &= PS_s(0) = \frac{P}{s+1}, \\ m_{s \min} &= PS_s(0,5) = \frac{P}{s+1} 0,5^s. \end{aligned} \quad (17)$$

Заметим, что для эквидистантных каналов изменение порядка сопоставления сигналов и передаваемых цифровых данных не влияет на средний риск. Это следует из свойства равноудаленности сигналов. Строгое доказательство может быть проведено по методике, изложенной в работе [6]. Поэтому выражения (17) описывают верхнюю и нижнюю границы среднего риска.

Введем в рассмотрение оценку величины разброса среднего риска при изменении распределения параметра

$$\eta = 2 \frac{S_{\max} - S_{\min}}{S_{\max} + S_{\min}}.$$

Подставляя выражения (17), получим

$$\eta(s) = 2 \frac{1 - 0,5^s}{1 + 0,5^s}. \quad (18)$$

График функции (18) приведен на рис. 2.

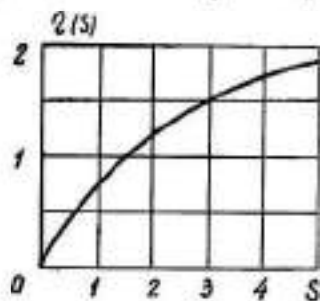


Рис. 2.

ВЫВОДЫ

Качество дискретной передачи количественных данных по эквидистантным каналам, оцениваемое по величине среднего риска при степенной функции потерь, зависит не только от уровня искажений, но и от вида функции, описывающей распределение передаваемых чисел. В частности, при передаче отсчетов случайного процесса уровень результирующего шума зависит от одномерного распределения мгновенных значений.

Относительное изменение среднего риска при переходе от наиболее предпочтительного к наименее предпочтительному распределению зависит от степени функции потерь и для дисперсии погрешностей составляет $\pm 60\%$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. М. Флик. Теория передачи дискретных сообщений. Изд-во «Советское радио», 1963.
2. У. Питерсон. Коды, исправляющие ошибки. Изд-во «Мир», 1964.
3. E. Bedrosian. Weighted PCM, Trans. IRE on IT, v. IT-4, 1958, № 1.
4. Л. С. Футкин. Теория оптимальных методов радиоприема при флуктуационных помехах. Госэнергоиздат, 1961.
5. Н. И. Ахмезер. Лекции по вариационному исчислению. ГИТТЛ, 1955.
6. Е. В. Митряев. О передаче телеметрической информации при помощи групповых кодов. «Радиотехника и электроника», т. VIII, № 6, 1963.

ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ СВЧ ИНТЕРФЕРОМЕТРАМИ

В. А. Щербов, Е. М. Кулешов

Харьков

Для определения электронной плотности плазмы широко применяется сверхвысокочастотный интерферометрический метод [1, 2]. Он успешно используется для исследования распадающейся плазмы тлеющего, дугового и высокочастотного разрядов. Многообразное применение находят различные типы СВЧ интерферометров при исследованиях высокотемпературной плазмы. Однако до настоящего времени в литературе нет анализа погрешностей измерений при определении электронной плотности плазмы СВЧ интерферометрами. В то же время очевидно, что обоснованный выбор интерферометра для той или иной плазменной установки невозможен без предварительного анализа источников его погрешностей и оценки их влияния на точность определения электронной плотности.

Нами рассмотрены основные и наиболее специфичные для интерферометров погрешности.

Распространение электромагнитных волн в магнитоактивной плазме существенно зависит от соотношения между частотами ω , ω_0 , ω_c и от угла α (угла между направлениями распространения волны и направлением внешнего магнитного поля). Здесь ω_c — циклотронная частота электронов, а ω_0 — плазменная частота. Для практических исследований плазмы наиболее часто применяется поперечное распространение $\alpha = \pi/2$ волны с поляризацией, параллельной внешнему магнитному полю (обыкновенная волна), поскольку при этом электронная плотность плазмы не зависит от внешнего магнитного поля.

Для большинства задач микроволновой диагностики выполняется условие $\omega \gg \nu$, так как диапазон длин волн, употребляемый в экспериментальных исследованиях, охватывает величины от $3 \cdot 10^9$ до $3 \cdot 10^{11}$ гц, в то время как частоты столкновений ν обычно на несколько порядков меньше.

Кроме того, в большинстве плазменных исследований длина волны СВЧ колебаний, зондирующих плазму λ , намного меньше линейных размеров плазменного поперечника L . В этом случае можно считать, что электромагнитная волна с плоским фазовым фронтом падает нормально на плоскую границу раздела двух сред, т. е. можно не учитывать явления рефракции.

Исходя из всего изложенного, мы рассмотрим только поперечное распространение обыкновенной волны в однородной плазме при выполнении условий $\omega \gg \nu$ и $L \gg \lambda$.

1. ОБЩИЙ АНАЛИЗ ЧАСТНЫХ ПОГРЕШНОСТЕЙ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ

Известно, что для определения электронной плотности плазмы с помощью любого интерферометра, измеряющего высокочастотные фазовые сдвиги, можно воспользоваться формулой

$$n = \frac{mc/\varphi}{e^2 L} \left(1 - \frac{\varphi c}{4\pi f L} \right), \quad (1.1)$$

где φ — фазовый сдвиг волны, прошедший через плазму при $n \neq 0$, относительно случая, когда волна распространяется в свободном пространстве ($n = 0$);

e и m — заряд и масса электрона;

c — скорость света в свободном пространстве;

f — частота зондирующего сигнала.

Из этой формулы видно, что погрешность определения электронной плотности плазмы зависит от погрешностей в измерении фазы φ линейных размеров плазменного поперечника L и частоты зондирующего сигнала f .

Нетрудно показать, что выражения для расчета максимально возможных относительных погрешностей в определении электронной плотности плазмы запишутся

$$\delta n_1 = \pm \frac{2\Delta\varphi}{\varphi} \frac{(2\pi Lf - c\varphi)}{(4\pi Lf - c\varphi)}; \quad (1.2)$$

$$\delta n_2 = \pm \frac{2\Delta L}{L} \frac{(2\pi Lf - c\varphi)}{(4\pi Lf - c\varphi)}; \quad (1.3)$$

$$\delta n_3 = \pm \frac{4\pi L\Delta f}{4\pi Lf - c\varphi}, \quad (1.4)$$

где δn_1 , δn_2 , δn_3 — относительные погрешности в определении электронной плотности плазмы, возникающие из-за ошибок измерения φ , L и f соответственно;

$\Delta\varphi$, ΔL и Δf — максимальные абсолютные погрешности в измерении φ , L и f соответственно.

В случае, когда электронная плотность плазмы определяется зондированием ее амплитудно-модулированным СВЧ сигналом и измеряются фазовые сдвиги по огибающей этого сигнала, электронная плотность рассчитывается по формуле

$$n = \frac{\varphi_M c m^2 \pi (\varphi_M c + 4\pi FL)}{e^2 (\varphi_M c + 2\pi FL)}, \quad (1.5)$$

где φ_M — фазовый сдвиг огибающей амплитудно-модулированного СВЧ сигнала, прошедшего через плазму при $n \neq 0$ относительно случая, когда волна распространяется в свободном пространстве ($n = 0$);

F — частота модуляции.

Из выражения (1.5) нетрудно получить расчетные формулы для максимально возможных относительных погрешностей в определении электронной плотности плазмы

$$\delta n_1 = \pm \frac{\Delta\varphi_M}{\varphi_M} \frac{8\pi^2 F^2 L^2}{(\varphi_M c + 2\pi FL) \cdot (\varphi_M c + 4\pi FL)}; \quad (1.6)$$

$$\delta n_2 = \pm \frac{8\pi^2 F^2 L \Delta L}{(\varphi_M c + 2\pi FL) \cdot (\varphi_M c + 4\pi FL)}; \quad (1.7)$$

$$\delta n_3 = \pm \frac{2\Delta f}{f}; \quad (1.8)$$

$$\delta n_4 = \pm \frac{8\pi^2 F L^2 \Delta F}{(\varphi_M c + 2\pi FL) \cdot (\varphi_M c + 4\pi FL)}. \quad (1.9)$$

где δn_1 , δn_2 , δn_3 , δn_4 — относительные погрешности в определении электронной плотности плазмы, возникающие из-за ошибок измерения φ_M , L , f и F соответственно.

Рассмотрим отдельные составляющие погрешностей в определении электронной плотности плазмы.

Относительная погрешность δl_3 (формулы 1.3; 1.7), связанная с погрешностью измерения линейных размеров плазмы, может быть оценена лишь для конкретной плазменной установки, поскольку ее величина существенно зависит от методов измерения линейных размеров плазменного поперечника.

Погрешность δl_3 (формулы 1.4; 1.8), возникающая из-за ошибок в измерении частоты зондирующего сигнала, может не учитываться, поскольку в диапазоне частот, на которых проводится зондирование ($10^{10} - 3 \cdot 10^{11}$ гц), погрешность их измерения не хуже, чем 10^{-3} . Следовательно, погрешность δl_3 формулы (1.4; 1.8) не должна превышать 0,1%.

Погрешность δl_4 (формула 1.9), связанная с нестабильностью частоты генератора модулирующего напряжения, может также не учитываться ввиду того, что относительная стабильность частоты генераторов, работающих на частотах $10^6 - 10^8$ гц, не хуже, чем 10^{-8} .

Погрешность δl_5 , обусловленная ошибками в измерении фазовых сдвигов, существенно зависит от типа применяемого интерферометра. При измерении фазовых сдвигов интерферометром возникает целый ряд частных погрешностей, которые и будут нами рассмотрены в следующем разделе.

2. АНАЛИЗ ПОГРЕШНОСТЕЙ ИЗМЕРЕНИЙ ФАЗОВЫХ СДВИГОВ СВЧ ИНТЕРФЕРОМЕТРАМИ

Нами будут рассматриваться погрешности измерений фазовых сдвигов для следующих основных типов интерферометров [1, 2].

А. Интерферометр с применением фазового детектора на высокой частоте

Б. Интерферометры супергетеродинного типа:

а) с двумя СВЧ генераторами (с опорным волноводным каналом и без него);

б) с одним СВЧ генератором и модулятором одной боковой частоты.

В. Интерферометры с модуляцией СВЧ сигнала:

а) частотной пилообразной;

б) амплитудной однотональной.

Для удобства последующих рассуждений на рис. 1 приведены упрощенные блок-схемы высокочастотных частей перечисленных интерферометров.

Все рассматриваемые погрешности можно разделить на две группы:

1. Погрешности общие для всех или большинства типов интерферометров.

2. Погрешности, специфичные для определенных типов интерферометров или одного интерферометра.

К первой группе относятся следующие основные погрешности:

а) отсчетная погрешность;

б) погрешность, обусловленная паразитной частотной модуляцией СВЧ генераторов;

в) погрешность за счет затухания СВЧ сигнала в плазме.

Ко второй группе погрешностей, специфичных для определенных типов интерферометров, относятся:

а) погрешность, обусловленная параметрами модулирующего пилообразного напряжения, и погрешность, связанная с паразитной амплитудной модуляцией, специфичные для интерферометра с частотной пилообразной модуляцией (рис. 1, б)

б) погрешность, обусловленная модулятором одной боковой частоты, специфичная для интерферометра с модулятором одной боковой частоты (рис. 1, *з*);

в) погрешность, связанная с нестабильностью частоты генератора модулирующего напряжения, свойственная интерферометрам, в которых применяются модуляторы СВЧ сигнала (рис. 1, *з*; 1, *д*; 1, *е*). Эта группа погрешностей проанализирована в двух работах [3, 4], поэтому рассмотрим погрешности, относящиеся только к первой группе.

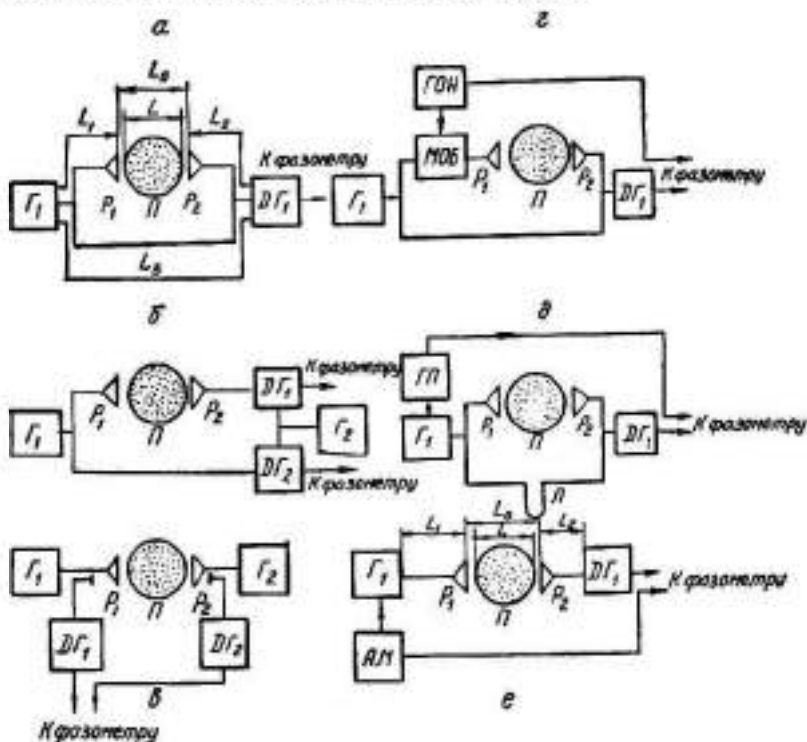


Рис. 1. Блок-схемы интерферометров:

а) интерферометр с фазовым детектором по высокой частоте; б) супергетеродинальный интерферометр с опорным волноводным каналом и двумя СВЧ генераторами; в) супергетеродинальный интерферометр с двумя СВЧ генераторами (без опорного волнового канала); г) супергетеродинальный интерферометр с одним СВЧ генератором и модулятором одной боковой частоты; д) в е) интерферометры с пилосредней частотой и синусоидальной амплитудной модуляцией СВЧ сигнала соответственно. Г₁ и Г₂ — СВЧ генераторы, ДГ₁ и ДГ₂ — детекторные головки, Р₁ и Р₂ — излучающие и принимающие рупоры, П — плазма, МОБ — волноводный модулятор одной боковой частоты, ГОН — генератор опорного напряжения, ГП — генератор пилы, Л — линия задержки, АМ — амплитудный модулятор.

а) *Отсчетная погрешность.* Эта погрешность существенно зависит от системы индикации фазовых сдвигов, т. е. от схем применяемых фазометров. Мы рассмотрим наиболее часто встречающиеся схемы с использованием фазового детектора и некоторые импульсные схемы.

На рис. 2 изображен размытый шумами участок осциллограммы $U_m = F(t)$ типичный для интерферометра с фазовым детектором по высокой частоте (рис. 1, *а*) или для других типов интерферометров (рис. 1, *б*; 1, *в*, 1, *г*) с фазовым детектором на промежуточной частоте. Здесь $U_m = F(t)$ напряжение на нагрузке фазового детектора, изменяющееся за время плазменного разряда.

На рис. 3 приведены участки осциллограмм фазовых сдвигов, типичных для импульсных фазометров [1, 2].

Пользуясь этими рисунками, нетрудно получить формулу для определения фазового сдвига в любой выбранный момент времени при линейной зависимости фазового сдвига за время изменения фазы на величину φ_1

$$\varphi = \varphi_1 \left(k + \frac{t}{B} \right), \quad (2.1)$$

где B — расстояние между максимумом и минимумом кривой $U_m = F(t)$ (рис. 2) или расстояние между серединой засвеченных линий при отсутствии фазового сдвига (рис. 3, а; 3 б);

l — расстояние между максимумом кривой $U_m = F(t)$ и выбранным моментом времени (2), или расстояние между серединой засвеченной линии при отсутствии фазового сдвига и кривой фазового сдвига в выбранный момент времени (рис. 3, а; 3 б);

K — число полупериодов функции $U_m = F(t)$ с момента начала изменения фазы до выбранного момента времени (рис. 2) или число случаев пересечения кривой сдвига фазы с засвеченными линиями при отсутствии фазового сдвига (рис. 3, а; 3 б) с момента начала плазменного разряда до выбранного момента времени;

φ_1 — фазовый масштаб, соответствующий расстоянию B .

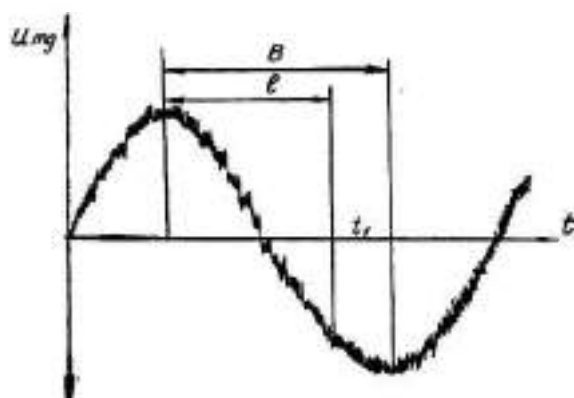


Рис. 2.

Величина φ_1 зависит от применения в фазометре умножения или деления фазы. Поскольку кривая фазового сдвига прочерчивается лучом (рис. 2, 3), ширина следа которого составляет 1—2 мм, возникает отсчетная погрешность в определении расстояний B и l , а следовательно, и фазового сдвига. Из формулы (2.1) можно получить выражение для максимальной абсолютной отсчетной погрешности

$$\Delta\varphi_1 = \pm \varphi_1 \frac{B\Delta l + l\Delta B}{B^2} \quad (2.2)$$

где Δl и ΔB — абсолютные погрешности в определении расстояний l и B .

Из формулы (2.2) видно, что величина этой погрешности существенно зависит от выбранного фазового масштаба (φ_1 , B). Уменьшая φ_1 и увеличивая B , можно уменьшить отсчетную погрешность.

6) *Погрешность, обусловленная паразитной частотной модуляцией СВЧ генераторов.* Вследствие некоторой зависимости параметров волноводного тракта от частоты и неодинаковой длины волноводов измерительного и опорного каналов частотная модуляция СВЧ генератора может влиять на точность измерения фазовых сдвигов.

Очевидно, что фазовый сдвиг сигналов опорного и измерительного каналов определяется разностью электрических длин этих каналов. Воспользовавшись рисунком 1, а, покажем, что эта разность определяется по формуле

$$\Delta\beta = \frac{2\pi\Delta L_g}{\lambda_g} + \frac{2\pi\Delta L_o}{\lambda} + \frac{2\pi L}{\lambda} \sqrt{1 - \frac{v_o^2}{c^2}}, \quad (2.3)$$

где $\Delta L_g = L_1 + L_2 - L_3$ — разность длин волноводов измерительного и опорного каналов;

$$\Delta L_o = L_o - L_i$$

λ_g — длина волны в волноводе.

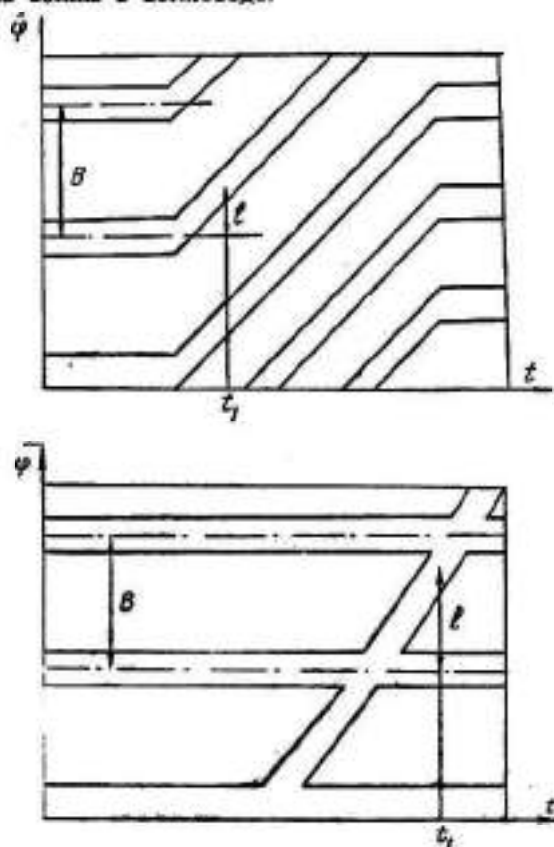


Рис. 3.

Из выражения (2.3) получим формулу, связывающую изменение фазы с изменением частоты Δf

$$\Delta\varphi_2 = \pm \frac{2\pi\Delta f}{c} \left(\frac{\Delta L_g \lambda_g}{\lambda} + \Delta L_o + \frac{L}{\sqrt{1 - \frac{v_o^2}{c^2}}} \right), \quad (2.4)$$

где $\Delta\varphi_2$ — максимальная абсолютная погрешность, обусловленная паразитной частотной модуляцией СВЧ генератора с максимальной девиацией частоты Δf .

Обычно волноводы (прямые участки), соединяющие СВЧ генераторы с плазменной установкой и детекторами с целью снижения затухания, имеют большое поперечное сечение, так что можно считать $\lambda_g \approx \lambda$.

В этом случае формула 2.4 упрощается, принимая следующий вид:

$$\Delta\varphi_2 = \pm \frac{2\pi\Delta l}{c} \left(\Delta L + \Delta L_0 + \frac{L}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} \right) \quad (2.5)$$

Для интерферометра с одним СВЧ генератором (рис. 1, а; 1, г; 1, д) эта погрешность определяется одним генератором (Γ_1).

При использовании интерферометра с пилообразной частотной модуляцией (рис. 1, д) под паразитной модуляцией частоты следует иметь в виду отклонение частоты от линейного закона.

В случае интерферометра с амплитудной модуляцией СВЧ сигнала (рис. 1, е) погрешность, рассчитанную по формуле (2.3), следует пересчитать с высокой частоты f на частоту модуляции F . При этом учтем, что $\Delta L = L_1 + L_2$ (рис. 1, е). Воспользовавшись известными формулами [5] для пересчета, получим

$$\Delta\varphi_{2M} = \pm \frac{2\pi F\Delta l}{cf} \sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}} \left(\Delta L + \Delta L_0 + \frac{L}{\sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}} \right), \quad (2.6)$$

где $\Delta\varphi_{2M}$ — максимальная абсолютная погрешность за счет паразитной частотной модуляции СВЧ генератора на частоте модуляции.

При применении интерферометра с двумя СВЧ генераторами и опорными волноводными каналами (рис. 1, б) погрешность, связанную с СВЧ генератором Γ_2 (гетеродином), можно не учитывать, поскольку обычно волноводные каналы, идущие от генератора к смесительным детекторам, имеют одинаковую длину.

Для интерферометра с двумя СВЧ генераторами без опорного волноводного канала (рис. 1, в) необходимо учитывать погрешности, обусловленные паразитной частотной модуляцией каждого генератора (Γ_1 , Γ_2), а результирующую погрешность следует определить по формуле

$$\Delta\varphi_2 = \pm \sqrt{\Delta\varphi_{\Gamma_1}^2 + \Delta\varphi_{\Gamma_2}^2}, \quad (2.7)$$

где $\Delta\varphi_{\Gamma_1}$, $\Delta\varphi_{\Gamma_2}$ — статистически независимые максимальные абсолютные погрешности, обусловленные паразитной модуляцией генераторов Γ_1 и Γ_2 соответственно. Эти погрешности связаны с различием длин волноводных каналов (рис. 1, в) и различием их частотных характеристик между генератором Γ_1 и смесительными детекторами $D\Gamma_1$, $D\Gamma_2$ ($\Delta\varphi_{\Gamma_1}$), а также генератором Γ_2 и теми же смесителями ($\Delta\varphi_{\Gamma_2}$).

В формуле (2.5) первое слагаемое $\Delta\varphi_1$ представляет собой фазовый сдвиг, связанный с паразитной частотной модуляцией и обусловленный различием длин измерительного и опорного каналов. При необходимости величина этого слагаемого может быть сведена к минимуму путем уравнения длин волноводов измерительного и опорного каналов.

Второе слагаемое — паразитный фазовый сдвиг, обусловленный появлением плазмы, существенно зависит от плазменной частоты, а следовательно, от величины определяемой электронной плотности.

На рис. 4, 5 приведено семейство прямых $\varphi_1^+(\Delta f)$ для различных ΔL (рис. 4) и $\varphi_2^+(\Delta f)$ для различных отношений $\frac{v_0^2}{c^2}$ при $L = 20$ см (рис. 5). Здесь $\Delta\varphi_1^+$ и $\Delta\varphi_2^+$ — первое и второе слагаемые в формуле (2.5) соответственно.

в) Погрешность за счет затухания СВЧ сигнала в плазме. Затухание сигнала, проходящего через плазму, приводит к возникновению погрешности в измерении фазовых сдвигов. Для различных интерферометров методика определения этой погрешности различна. Рассмотрим ее для некоторых типов интерферометров.

Огибающая напряжения на нагрузке фазового детектора (рис. 1, а) с линейной характеристикой при выполнении условия $U_m \gg U_{m_0}$ запишется

$$U_m \approx U_{m_0} (U_m + U_{m_0} \cos \alpha), \quad (2.8)$$

где U_{m_0} и U_{m_1} — амплитуды напряжений измерительного и опорного каналов. При затухании сигнала в плазме огибающая напряжения $U_m = f(t)$ за время плазменного разряда смещается во времени. Величина этого смещения существенно зависит от характера изменения амплитуды сигнала, проходящего через плазму. Для определения этой погрешности необходимо знать величину смещения максимумов или минимумов результирующего сигнала.

Для этой цели возьмем производную от выражения (2.8) по φ и приравняем к нулю: после несложных преобразований получим

$$\operatorname{tg} \varphi_m = \frac{1}{U_{m_1}} \frac{dU_{m_1}}{d\varphi_m}, \quad (2.9)$$

где φ_m — разность фаз, при которой результирующий сигнал максимален или минимален.

Полученное уравнение является трансцендентным, поэтому решать его можно путем графического построения двух функций $f_1 = \operatorname{tg} \varphi_m$ и $f_2 = \frac{1}{U_{m_1}} \frac{dU_{m_1}}{d\varphi_m}$.

Зная закон изменения амплитуды сигнала в функции от фазового сдвига, мы можем графически определить величину смещения максимумов и минимумов по сравнению с тем случаем, когда $U_{m_1} = \text{const}$.

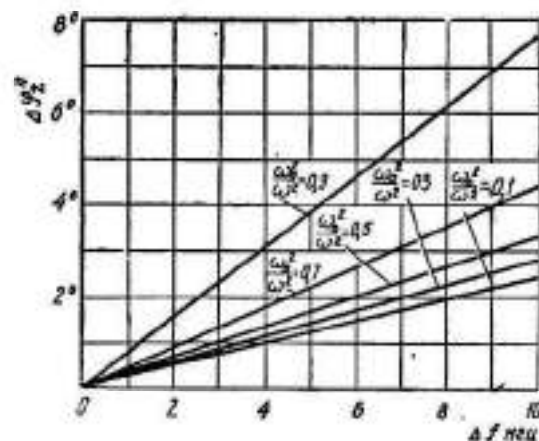


Рис. 5.

Для интерферометров с импульсными фазометрами (рис. 1, б; 1, в; 1, г; 1, д), у которых из огибающей напряжения $U_m = f(t)$ после предварительного усиления формируются импульсы в моменты времени, соответствующие переходам огибающей через нуль, методика определения рассматриваемой погрешности иная [5].

При рассмотрении этой погрешности для интерферометра без опорного волноводного канала следует учитывать, что изменение фазы за счет затухания СВЧ сигнала в плазме на каждом детекторе ($DГ_1$, $DГ_2$) происхо-

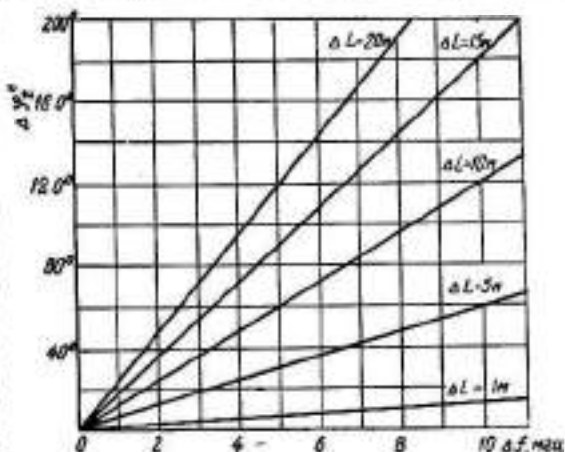


Рис. 4.

дит в одну сторону. Следовательно, при идентичных характеристиках детекторов эта погрешность пренебрежимо мала. В противном случае ее следует определять как разность фазовых сдвигов на детекторах. При этом необходимо учитывать различие в характеристиках детекторов.

Нами рассмотрены основные погрешности, присутствие наиболее часто применяемым интерферометрам. Из сказанного выше следует, что погрешности в измерении фазовых сдвигов для различных интерферометров изменяются в широких пределах.

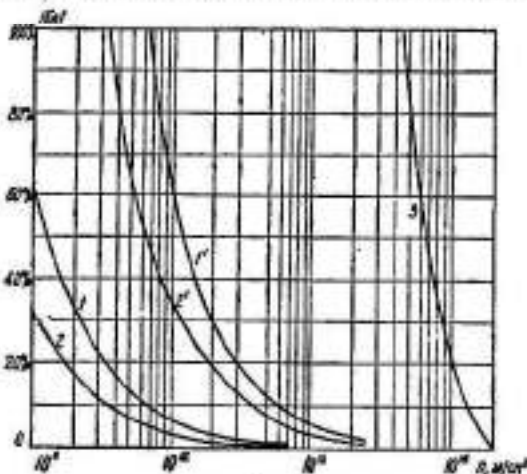


Рис. 6.

$= 13 \cdot 10^{10}$ гц, $L = 20$ см и различных значений $\Delta\varphi = \pm 5^\circ$ (кривые 1, 2) и $\Delta\varphi = \pm 50^\circ$ (кривые 1', 2').

Кривая 3 рассчитана для интерферометра с амплитудной модуляцией для случая $F = 30$ мзц, $f = 13 \cdot 10^{10}$ гц, $L = 20$ см и $\Delta\varphi = \pm 1^\circ \pm 1\%$ от измеряемого фазового сдвига.

Для оценки влияния этих погрешностей на ошибку в определении электронной плотности плазмы, а также для сопоставления некоторых интерферометров по диапазону определяемых ими электронных плотностей на рис. 6 приведено семейство кривых $\Delta\varphi_1(\rho)$ (кривые 1, 1', 2, 2', 3), кривые 1, 1', 2, 2' рассчитаны для измерения фазовых сдвигов по высокой частоте, причем кривые 2, 2' относятся к интерферометру без опорного волноводного канала (рис. 1, в), для которого $\varphi_{\text{изм}} = 2\varphi$.

Расчет кривых 1, 1', 2, 2' был проведен для случая $f =$

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Черъетский, О. А. Зиновьев, О. В. Козлов. Аппаратура и методы плазменных исследований. Атомиздат, 1965.
2. Диагностика плазмы. Ред. знад. Б. П. Константинов. Госатомиздат, 1963.
3. С. Б. Рубин. «Радиотехника и электроника» т. 6, № 1, 1961, стр. 128.
4. Л. Г. Ломвзе, В. И. Любнирский, Л. Л. Филиппик. ОНТИ, информационный бюллетень, № 5(53), 1963.
5. И. М. Вишенчук, А. Ф. Котюк и Л. Я. Мизюк. Электромеханические и электронные фазометры. Госэнергоиздат, 1962.

РАСЧЕТ И ПРОЕКТИРОВАНИЕ ПОНДЕРОМОТОРНЫХ ИЗМЕРИТЕЛЕЙ МОЩНОСТИ

В. Д. Кукуш, В. С. Жвалков

Харьков

В контрольно-измерительных лабораториях предприятий образцовой аппаратуры и, в частности образцовых измерителей мощности СВЧ, предназначенных для поверки находящихся в эксплуатации ваттметров, как известно, не имеется.

Однако до настоящего времени в измерительной практике не получили широкого распространения пондеромоторные ваттметры, которые в силу их особенностей можно использовать в поверочных целях в широком диапазоне волн (от 0,8 до 30 см). Эти особенности состоят, во-первых, в абсолютной калибровке и достижении высокой точности (погрешность $\pm 2\%$ является реальной), во-вторых, в измерении проходящей мощности, благодаря чему процесс поверки осуществляется без переключений в тракте.

Как показывает практика, простота конструкции пондеромоторного ваттметра позволяет разработать, изготовить и провести его калибровку силами неспециализированных лабораторий предприятий.

Теория пондеромоторных ваттметров, методика абсолютной калибровки, различные варианты конструкций приборов и результаты их исследования весьма полно описаны в периодической отечественной (3, 4, 6, 7, 8, 9, 10, 11) и зарубежной (1, 2, 5) литературе.

Настоящая работа, в которой обобщен некоторый опыт по созданию пондеромоторных ваттметров крутильного типа, ставит своей целью указать путь для разработки прибора применительно к конкретным техническим требованиям и дать инженеру необходимые сведения для этого.

1. ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Технические требования к прибору должны содержать следующие данные.

а) Диапазон частот (волн) $f_{\min}(\lambda_{\max}) - f_{\max}(\lambda_{\min})$.

Поскольку измерительная секция ваттметра представляет собой отрезок той же линии, для которой предназначается прибор, диапазон волн соответствует диапазону этой линии. Ограничением может служить трудность согласования подвижного элемента в широком диапазоне, а также величина дополнительной погрешности из-за рассогласования.

Если по условиям работы возможно подсогласование или величина входного к. с. в. н. не имеет существенного значения (калибровка прибора не нарушается при включении на его вход трансформатора сопротивлений), то ваттметр может быть использован в диапазоне волновода. Если ограничить входной к. с. в. н. величиной $1,05 \div 1,10$ и не допустить подсогласования, частотный диапазон прибора составит $\pm (3 \div 5)\%$ относительно средней частоты.

Несоответствие нагрузки еще сильнее сужает его.

б) Пределы измеряемых мощностей (средние значения): P_{\min} и P_{\max} .

При импульсно-модулированных колебаниях должна быть указана максимальная мощность в импульсе $P_{\text{имп}}$.

Необходимо отметить, что принципиальным ограничением измеряемой мощности снизу является тепловое движение молекул системы (подвижный элемент, нить, воздух), обуславливающее постоянные колебания и дрейф подвески. В то же время измерение малых уровней связано с необходимостью использования чрезвычайно тонких и длинных нитей подвеса ($\Phi \sim 3\mu\text{к}$), делающих прибор весьма чувствительным к сотрясениям, вибрациям и т. д.

Поэтому практически величина минимальной измеряемой мощности составляет 30 *мвт* (волновод 7,2 · 3,4), 100 *мвт* (волновод 23 · 10), 1 *вт* (волновод 72 · 34), 10 *вт* (волновид 180 · 85) *мм*.

Максимальная мощность (при импульсной модуляции максимальная мощность в импульсе) определяется электрической прочностью измерительной секции прибора и составляет ориентировочно 3 *квт* (волновод 7,2 · 3,4), 30 *квт* (волновод 23 · 10) и 10 *Мвт* (волновод 180 · 84). Практически пробивная мощность измерительной секции на 20 ÷ 30 % ниже пробивной мощности невозмущенного волновода. При этом электрическая прочность секции повышается, если подвижный элемент выполнен из диэлектрика (11).

в) Тип передающей линии и размеры ее поперечного сечения.

г) Входной к. с. в. н. прибора $r_{\text{вх}}$. Обычно при отсутствии дополнительного согласования измерительной секции с линией передачи $r_{\text{вх}}$ прибора, в зависимости от типа линии, размера пластин и частоты, лежит в пределах 1,1 ÷ 2,5. При необходимости согласование измерительной секции с линией передачи может быть достигнуто с помощью индуктивных диафрагм, штырей и т. д.

В любом случае погрешность измерения пондеромоторным ваттметром проходящей мощности (основное применение прибора) определяется только коэффициентом отражения нагрузки и не зависит от степени согласования прибора с волноводом.

д) Основная погрешность $\left(\frac{\Delta P}{P}\right)\%$ представляет собой погрешность, приписываемую пондеромоторному ваттметру после проведения его электрической и механической калибровок. В настоящее время калибровка пондеромоторного ваттметра может быть выполнена с погрешностью, не превышающей $\pm 2\%$.

е) Полная погрешность прибора $\left(\frac{\Delta P}{P}\right)_\Sigma$.

Подразумевается суммарная погрешность измерителя, включающая в себя следующие составляющие:

1. Основную погрешность $\left(\frac{\Delta P}{P}\right)\%$;

2. Погрешность, обусловленную рассогласованием нагрузки с линией передачи $\left(\frac{\Delta P}{P}\right)_r\%$.

Наибольшей из них является погрешность рассогласования, максимальное значение которой при к. с. в. н. нагрузки, равном 1,2, составляет 20% для однопластинчатого ваттметра и 1,5% для двухпластинчатого (9).

Отметим, что при известном модуле и фазе коэффициента отражения нагрузки электрическая калибровка прибора может быть выполнена по специальной методике [1,2], исключающей погрешность рассогласования. Поэтому, задаваясь полной погрешностью, необходимо уяснить, предназ-

Таблица 1

Характеристики прибора	Схема прибора								
	Однопластинчатая			Двухпластинчатая			Трехпластинчатая		
К. с. в. н. нагрузки r_H	1,1	1,2	1,5	1,1	1,2	1,5	1,1	1,2	1,5
Частота $f = 10$ Гц	$1 \pm 0,05$			$1 \pm 0,05$	$1 \pm 0,05$	$1 \pm 0,05$	$1 \pm 0,05$	$1 \pm 0,05$	$1 \pm 0,05$
Погрешность рассогласования $\left(\frac{\Delta P}{P}\right)_r$, %	10	20	50	0,48 2	1,6 4,5	8 15	0,48 0,7	1,6 2,1	8 9
Входной к. с. в. н. $r_{вх}$	1,05			1,05			1,05		

Примечание. Таблица составлена для случая, когда нормированная проводимость пластины равна 0,7.

начается ли прибор для работы с постоянной нагрузкой или предполагается использовать его как измеритель проходящей мощности.

ж) Характер использования прибора (стационарный или переносной).

Это требование является определяющим при разработке конструкции измерителя.

2. ВЫБОР СХЕМЫ И СПОСОБА ИЗМЕРЕНИЯ

В зависимости от назначения прибора и в соответствии с требованиями технического задания производится выбор его схемы. Если ваттметр предназначается для работы с хорошо согласованной нагрузкой ($r_{\text{нз}} \approx 1,01$), либо нагрузкой, модуль и фаза коэффициента отражения которой не изменяются в рабочем диапазоне волн, предпочтение следует отдать однопластинчатой схеме [1, 2, 9]. При работе прибора на несогласованную нагрузку в диапазоне частот целесообразно использовать трехпластинчатую схему, однако, в этом случае затруднена электрическая калибровка прибора, в результате чего понижается его точность.

Оптимальной, с точки зрения достижения наивысшей точности, является двухпластинчатая схема прибора, достаточно подробно описанная в работах [9, 11].

В табл. 1 приведены значения погрешности рассогласования в 5-процентном частотном диапазоне для трех рассмотренных схем.

Здесь же приводятся значения $z_{\text{нз}}$ при условии, что на средней частоте диапазона подвижные элементы согласованы до $r < 1,01$.

Методика измерения мощности может строиться двояко: либо измеряется угол поворота подвижного элемента, либо угол закручивания нити подвеса, необходимый для возврата пластины, отклонившейся под действием мощности в первоначальное положение. Второй способ обеспечивает более высокую точность, но требует большего времени для измерения.

3. РАСЧЕТ ОСНОВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ПРИБОРА

а) Определяем угловое смещение подвижного элемента, соответствующее минимальной измеряемой мощности из условия, что погрешность измерения θ_{min} должна быть в 3 раза меньше основной погрешности прибора.

$$3 \frac{\Delta \theta}{\theta_{\text{min}}} = \frac{\Delta P}{P}, \text{ или } \theta_{\text{min}} = 3 \frac{\Delta \theta}{\frac{\Delta P}{P}} [\text{рад}].$$

б) Вычисляем величину калибровочного коэффициента прибора

$$K = \frac{P_{\text{min}}}{\theta_{\text{min}}} [\text{вт/рад}]. \quad (2)$$

в) Пользуясь табл. 2, выбираем ориентировочно размеры пластин и соответствующее им значение электрического калибровочного коэффициента K_e *дин · см/вт*. Точное значение K_e определяется при калибровке.

Обычно пластины пондеромоторных измерителей малых и средних уровней мощности изготавливаются из серебряной или медной фольги толщиной 0,1–0,2 мм. Однако, применение металлических пластин в измерителях большой мощности приводит к снижению электрической прочности секции и пробою в месте подвеса пластин. Поэтому при разработке приборов для больших уровней необходимо подвижные элементы изготавливать из диэлектриков с малыми потерями и большим ϵ .

Таблица 2

λ , см	Тип линии	Размер поперечного сечения, (мм)	Размеры подвижного элемента, (мм)	K_e дин · см/вт	Максимальная мощность в импульсе $P_{\text{имп}}$, вт
0,8	волноводная ($b \times a$)	7,2 · 3,4	4 · 2 · 0,1	$0,36 \cdot 10^{-4}$	3
2,0		8 · 17	5 · 4 · 0,1	$0,41 \cdot 10^{-4}$	15
2,0		17 · 17	5 · 4 · 0,1	$1,05 \cdot 10^{-4}$	30
2,3		8 · 17	5 · 4 · 0,1	$0,76 \cdot 10^{-4}$	30
3,2		23 · 10	5 · 5 · 0,1	$0,20 \cdot 10^{-4}$	130
3,2		23 · 10	7 · 5 · 0,1	$1,84 \cdot 10^{-4}$	70
3,2		23 · 10	7 · 5 · 0,1	$1,19 \cdot 10^{-4}$	100
3,2		27,5 · 12,5	8 · 4 · 0,3	$1,35 \cdot 10^{-4}$	50
4,5		40 · 20	11 · 5 · 0,1	$3,28 \cdot 10^{-4}$	1000
25	коаксиальная (D, d)	180 · 85	30 · 15 · 0,4	$0,87 \cdot 10^{-4}$	3000
20,1		16 · 4,6	Диск 5 · 0,05	$0,67 \cdot 10^{-4}$	25
20,1		40 · 16	Диск 5 · 0,05	$0,11 \cdot 10^{-4}$	20

В частности, удовлетворительные результаты были получены при эксплуатации приборов с пластинами из титаната кальция ($P_{\text{имп}} = 1 \text{ Мвт}$, $P_{\text{ср}} = 950 \text{ ат}$) и титановыми пластинами ($P_{\text{имп}} = 3 \text{ Мвт}$, $P_{\text{ср}} = 2,8 \text{ кат}$).

г) По номограмме рис. 1 либо по формуле $K_M = K \cdot K_e$ определяем удельный момент кручения нити подвеса (жесткость). Отметим, что применение растяжек почти исключено ввиду трудностей, возникающих при балансировке подвижного элемента.

д) Минимальное значение измеряемой мощности должно удовлетворять неравенству

$$P_{\text{мин}} > \frac{\sqrt{kTK_M}}{0,01K_e}$$

k — постоянная Больцмана, равная $1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/градус}$; T — абсолютная температура. Вывод неравенств приведен в работе [6].

е) Вычисляем длину нити подвеса, задаваясь диаметром $2a$ и 10^{-4} материалом,

$$l = \frac{\sigma^4 \cdot E \cdot \pi}{2 \cdot K_M} \quad (4)$$

где E — модуль сдвига, равный $(3 \div 6) \cdot 10^{11}$ [12] для кварца и $(1,3 \div 1,5) \cdot 10^{12} \text{ дин/см}^2$ [12, 13] для вольфрама.

Определение размеров нити по известному K_M может быть произведено из графиков (рис. 2).

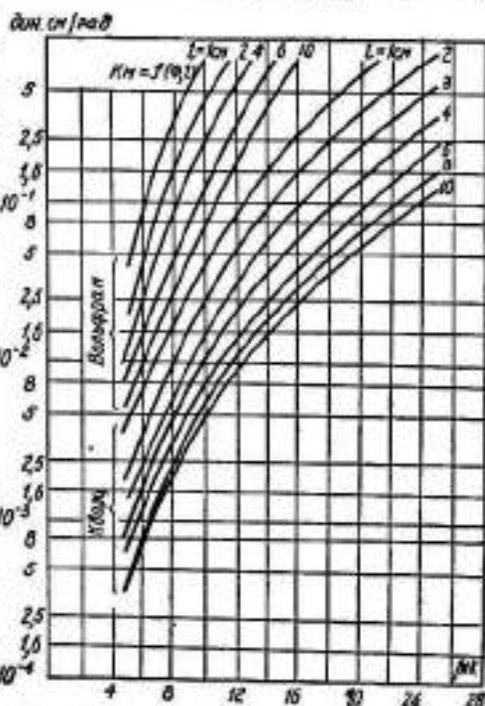


Рис. 1. Удельный момент кручения вольфрамовых и кварцевых нитей.

ж) Допустимый вес подвижной системы ваттметра может быть вычислен из формулы [13]

$$G < \frac{\sigma_p S}{50}, \quad (5)$$

где σ_p — временное сопротивление на разрыв (для кварца $\sigma_p = (1,5 \div 3) \cdot 10^{10}$ дин/см², для вольфрама в 3 раза выше);
 S — площадь поперечного сечения нити.

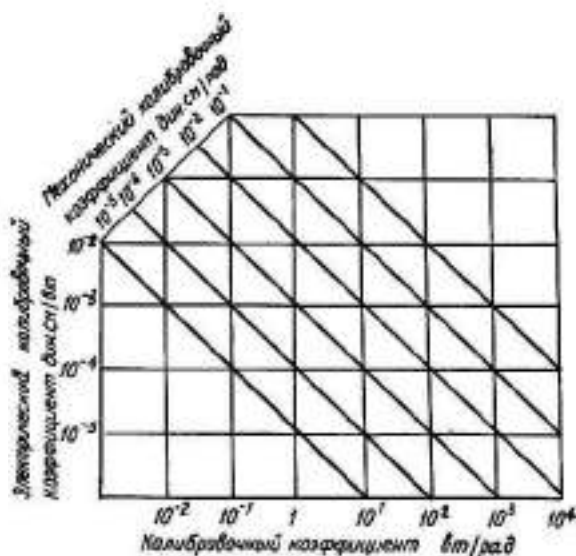


Рис. 2. Номограмма для определения удельного момента кручения при известных K_e и K .

4. КОНСТРУИРОВАНИЕ ПРИБОРА

Конструкция пондеромоторного измерителя мощности включает в себя следующие основные элементы: волноводный блок, измерительный редуктор, индикаторную систему и арретирно-демпферное устройство.

В случае однопластинчатого прибора волноводный блок может быть выполнен из цельного отрезка волновода с прорезанной соответствующим образом щелью, через которую погружается подвижный элемент. Более удобна конструкция измерительной секции, выполненная из двух разъемных в поперечном сечении отрезков волновода, соединяющихся с помощью фланцев, в месте стыка которых просверливается отверстие для ввода подвесной системы. Диаметр отверстия должен удовлетворять двум условиям.

Первое — его размеры должны быть такими, чтобы исключалась возможность соприкосновения несущего стерженька подвесной системы со стенками измерительной секции. Так как для изготовления подвесов используются кварцевые стержни $\varnothing = (0,3 \div 0,5)$ мм, нормальная работа прибора обеспечивается уже при диаметре отверстия $(1,2 \div 1,5)$ мм. Второе — размеры отверстия должны быть такими, чтобы исключалась возможность излучения сквозь него мощности СВЧ и по возможности не нарушалась однородность линии передачи. Расчет и эксперимент показывают, что в волноводных линиях передачи, вплоть до сечения $48 \cdot 24$ мм, этим

условиям удовлетворяет отверстие $\varnothing \approx 1,2$ мм. Для волноводов большего сечения, включая волновод (180-85), отверстие $\varnothing \approx 5$ мм.

Волноводный блок многопластинчатых приборов обычно представляет собой изогнутый в плоскости E S-образный волновод. В сантиметровом и миллиметровом диапазонах имеется возможность изготовления S-изгиба из двух составных частей, стыкующихся по линии нулевых токов для типа H_{10} , в результате чего значительно облегчается сборка и эксплуатация прибора [9,11].

Вопросы согласования пондеромоторных ваттметров достаточно подробно рассмотрены в работах [1,9]; там же приведены размеры диафрагм и согласующих штырей.

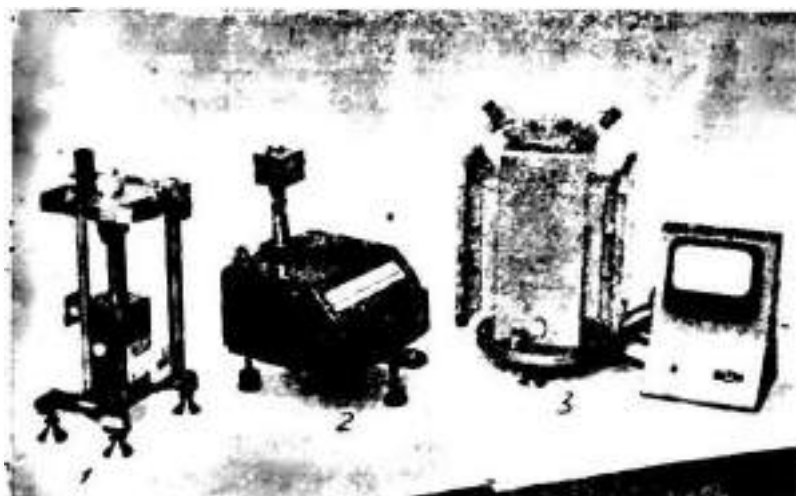


Рис. 3. Пондеромоторные ваттметры:
1, 2 — двухпластинчатые; 3 — однопластинчатый измеритель мощности.

В качестве измерителя угловых перемещений целесообразно использовать верньерное устройство, изготовленное на базе отсчетной системы теодолита ТГ-5. Для этих же целей подходит и оптический квадрант типа КО-1, который при незначительной переделке позволяет измерять угловые смещения в диапазоне $0 \div 360^\circ$ с погрешностью $\pm 30''$. Отсчетная система теодолита ТГ-5 обеспечивает ту же точность.

Для индикации начального положения подвешенной системы в последнее время используется фотокомпенсационная система, основным элементом которой является фотосопротивление типа ФС-К7А (ФС-К7Б). Устройство обладает высокой разрешающей способностью $\sim 15''$ при постоянной времени 0,01 сек; оно просто в изготовлении и надежно в эксплуатации.

Арретирно-демпферное устройство обычно выполняется в виде отдельного блока и имеет ряд рабочих положений: «арретир» — «работа». В положении «арретир» кварцевая нить освобождена от натяжения, так как подвеска поднимается и стопорится. В положении «работа» подвесная система свободна и ее крючок опускается в ванночку с жидкостью, служащей успокоителем.

На рис. изображено три различных по конструкции пондеромоторных измерителя мощности: однопластинчатый и два двухпластинчатых ваттметра. Волноводный блок однопластинчатого прибора выполнен в виде составного (2 части) волновода сечением (180-85).

Измерительный редуктор изготовлен из теодолита ТГ-5.

Волноводные блоки двухпластинчатых ваттметров представляют собой разъемные в плоскости нулевых поперечных токов S-образные волноводы. Измерение мощности в одном случае производится по измерению угла закручивания нити оптическим квадрантом КО-1, в другом — непосредственно по шкале, проградуированной в единицах мощности.

5. КАЛИБРОВКА ПРИБОРА И ЕГО АТТЕСТАЦИЯ

Пондеромоторные ваттметры являются абсолютными, так как их калибровка заключается в измерении массы, времени при определении удельного момента кручения нити подвеса (механическая калибровка), а также измерении длины (перемещения) при электрической калибровке.

Механическая калибровка непосредственно сводится к измерению параметров свободных колебаний эталонированного по моменту инерции I груза: периода t и декремента затухания $\ln \theta_1 / \theta_2$ и расчету

$$K_M = \frac{I}{t^2} (4\pi^2 + \ln^2 \theta_1 / \theta_2) \text{ дин} \cdot \text{см/рад.}$$

Чтобы обеспечить высокую точность калибровки, необходимо выполнить следующие требования:

а) эталонный груз должен быть жестко связан с нитью подвеса;

б) момент инерции его инвариантен относительно оси вращения;

(если груз имеет цилиндрическую форму, условие инвариантности выполняется при $h = 1,73 R$, для конического груза это соотношение принимает вид $h = 2R$, где h — высота, R — радиус основания);

в) груз должен быть из немагнитного материала (его масса равна массе подвесной системы);

г) механическая калибровка производится в помещении, свободном от голчков и вибраций.

При электрической калибровке определяется соотношение между вращающим моментом T и мощностью P . В соответствии с работами [1,2]

$$K_e = \frac{1}{2c} \cdot \frac{\lambda}{\lambda_0} \left[\frac{dx_1}{d\theta} + \frac{dx_2}{d\theta} \right] \text{ дин} \cdot \text{см/вт},$$

где c — скорость света;

λ, λ_0 — длины волны соответственно в свободном пространстве и волноводе;
 $\frac{dx_1}{d\theta} + \frac{dx_2}{d\theta}$ — сумма градиентов, определяемая экспериментально.

Методика электрической калибровки с помощью измерительной линии описана в работах [1,2], применение для этих целей волноводного T-образного моста рассмотрено также [8].

Анализ показывает, что основным источником погрешности при электрической калибровке прибора является член

$$\left[\frac{dx_1}{d\theta} + \frac{dx_2}{d\theta} \right].$$

В связи с этим в последнее время были проведены исследования ряда методов калибровки, позволившие значительно повысить ее точность.

а) Способ, заключающийся в сравнении фазового сдвига, возникающего при удлинении выходного плеча прибора на известное с высокой точностью расстояние Δl , с фазовым сдвигом, обусловленным поворотом

пластины на угол $\Delta\theta$; для этого используются калиброванные отрезки линий, длина которых Δl может быть измерена часовыми индикаторами.

б) Способ измерения фазовых сдвигов с помощью прецизионного ртутного короткозамыкателя.

в) Способ, основанный на применении в качестве подвижного короткозамыкателя КЗ линии переменной длины с размером a , близким к критическому, в котором длина волны больше длины волны в основном волноводе. За счет трансформации фазовых сдвигов разрешающая способность системы увеличивается.

С помощью описанных методов можно измерить фазовые сдвиги, эквивалентные изменению электрической длины на 1 мк. Погрешность электрической калибровки в этом случае $\sim 1\%$.

В заключение отметим, что погрешности пондеромоторного ваттметра достаточно подробно рассмотрены в работе [9]. Там же приводятся расчетные формулы для определения составляющих суммарной погрешности.

Авторы благодарны проф. Валитову Р. А. за постоянный интерес к настоящей работе и полезные советы, высказанные при обсуждении результатов ее.

ЛИТЕРАТУРА

1. Cullen A. L. A General method for the absolute measurement of microwave power. Proc. IEE, 1952, 99, pt IV, p. 122.
2. Cullen A. E., Rogal B. and Okamura. A wideband double-vane torque-operated wattmeter for 3-cm microwaves. Trans. of IRE, MTT-6, Apr., 1958, p. 133.
3. В. Д. Кукуш. Устранение погрешности, связанной с рассогласованием пондеромоторных измерителей мощности. Труды РФФ ХГУ, т. 2, Изд-во ХГУ, 1957.
4. В. Д. Кукуш. К вопросу создания коаксиального пондеромоторного измерителя мощности. Труды РФФ ХГУ, т. 4, Изд-во ХГУ, 1959.
5. Cullen A. L. Absolute power measurement of microwaves frequencies. Proc. IEE, 1952, 99, pt IV, p. 133.
6. В. Д. Кукуш, В. Г. Орлов. О нижнем пределе мощности, измеримой пондеромоторным ваттметром. Труды РФФ ХГУ, т. 3, Изд-во ХГУ, 1959.
7. В. Д. Кукуш. К устранению некоторых недостатков пондеромоторных измерителей мощности. Труды РФФ ХГУ, т. 4, Изд-во ХГУ, 1959.
8. В. Д. Кукуш, В. Г. Орлов. Повышение точности электрической калибровки пондеромоторных измерителей мощности на СВЧ. «Измерительная техника», 1960, № 2.
9. Р. А. Валитов, В. Д. Кукуш, В. Г. Орлов. Использование пондеромоторных эффектов электромагнитного поля для измерения мощности на СВЧ. «Вопросы радиоэлектроники», серия VI, вып. 1, 1960.
10. Р. А. Валитов, В. Д. Кукуш, В. Г. Орлов. Пондеромоторный измеритель мощности. «Измерительная техника», 1962, № 7.
11. Е. Я. Говорун, В. Г. Орлов, В. Д. Кукуш. Пондеромоторный измеритель больших уровней мощности на СВЧ. «Вопросы радиоэлектроники», серия VI, вып. 3, 1963.
12. Д. Стронг. Техника физического эксперимента. Ленгиздат, 1948.
13. Э. Агерер. Техника физического эксперимента. Физматгиз, 1962.

О ВЫБОРЕ АППРОКСИМИРУЮЩИХ ФУНКЦИЙ ПРИ РАСЧЕТЕ СВЯЗАННЫХ РЕЗОНАТОРОВ МАТРИЧНЫМ МЕТОДОМ

Ж. Ф. Пащенко, А. И. Терещенко

Харьков

В настоящее время системы резонаторов, связанных через отверстия, находят широкое применение в приборах сверхвысокочастотного диапазона. Связанные резонаторы могут быть использованы для перестройки и стабилизации частоты генераторов, в фильтрах, замедляющих системах и т. д.

Анализ таких систем затруднителен, так как целый ряд параметров (спектр частот, распределение полей и другие) может быть определен только после решения соответствующих электродинамических задач, которые, в свою очередь, сводятся к векторным интегральным или интегро-дифференциальным уравнениям.

Как было показано в работах [1, 2], использование приближенных методов решения (метода Рунге или метода Галеркина) дает возможность свести интегральные уравнения к бесконечной системе алгебраических уравнений, которая может быть усечена и решена с требуемой точностью.

В работе [3] получено дисперсионное уравнение для спектра частот системы, состоящей из N резонаторов, связанных между собой через отверстия:

$$\begin{vmatrix} Y_{11}^I + Y_{11}^{II} & Y_{12}^{II} & 0 & 0 & \dots & \dots & 0 \\ Y_{21}^{II} & Y_{22}^{II} + Y_{22}^{III} & Y_{23}^{III} & 0 & \dots & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & \dots & \dots & Y_{N-1, N-2}^{N-1} & Y_{N-1, N-2}^{N-1} + Y_{N-1, N-1}^{N-1} & \dots \end{vmatrix} = 0 \quad (1)$$

где $Y_{11}^I, Y_{11}^{II}, \dots, Y_{N-1, N-1}^{N-1}, Y_{12}^{II}, Y_{23}^{III}, \dots, Y_{N-1, N-2}^{N-1}$ — клеточные матрицы собственных и взаимных проводимостей соответствующих резонаторов. Каждый из элементов определителя (1) является функцией касательных составляющих электрического поля \vec{E}_z на отверстиях связи между резонаторами.

Одна из основных трудностей при решении системы (1) состоит в выборе подходящей аппроксимации функции \vec{E}_z . Для наиболее часто используемого на практике случая связи через прямоугольное отверстие (рис. 1) в качестве аппроксимирующей функции может быть выбран тригонометрический ряд Фурье [1],

$$\vec{E}_z = \sum_n \epsilon_n \vec{E}_n \quad (2)$$

где $\vec{E}_n \sim \sin \frac{n\pi x}{A} \vec{e}_y$, $n = 1; 2, \dots, A$ — длина отверстия связи.

Точность определения корней уравнения (1) в значительной степени зависит от того, насколько аппроксимирующая функция передает все особенности поля в отверстии связи.

Баукамп [4]; а затем Майксер [5] показали, что при решении задач дифракции, к которым может быть отнесена и рассматриваемая задача, необходимо потребовать для касательных составляющих поля удовлетворения условию на ребре. Согласно этому условию, нормальная компонента электрического поля имеет на ребре особенность вида $\rho^{-1/2}$ и терпит бесконечно большой разрыв при переходе с нижней границы отверстия на верхнюю. В связи с этим при решении уравнения (1) для резонаторов, связанных через прямоугольные или круглые отверстия, либо через отверстия, которые приводятся к таким простым формам путем использования методов конформного отображения, в качестве аппроксимирующей функции может быть взят полином Чебышева первого рода с весом

$$f(y) = \frac{1}{\sqrt{1-y^2}}$$

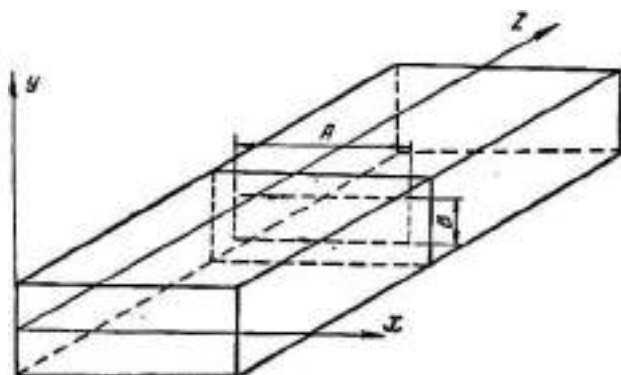


Рис. 1.

Этот полином ортогонален в интервале $(-1, +1)$, т. е.

$$\int_{-1}^{+1} \frac{T_k(y) T_m(y)}{\sqrt{1-y^2}} dy = \begin{cases} 0 & \text{при } k \neq m \\ \pi & k = m = 0 \\ \frac{\pi}{2} & k = m = 1, 2, 3, \dots \end{cases}$$

В работах В. Л. Гончарова [6] и С. Н. Бернштейна [7] исследована сходимость ортогональных рядов $\sum_{n=0}^{\infty} C_n \varphi_n(y)$, где в качестве $\varphi_n(y)$ взяты указанные полиномы Чебышева.

По приведенным формулам был произведен расчет спектра частот некоторых видов связанных резонаторов — прямоугольных, цилиндрических, а также сложной системы связанных резонаторов, состоящей из коаксиального, N — прямоугольных и цилиндрического резонаторов (рис. 2).

На этом рисунке P_1 — коаксиальный резонатор, P_2 — прямоугольные резонаторы, P_3 — цилиндрический резонатор, образующие вместе анодный блок коаксиального обращенного магнетрона.

В качестве аппроксимирующих функций были выбраны

1) собственные функции отверстий связи (в данном случае это тригонометрические ряды Фурье)

$$\vec{E}_q = \sqrt{\frac{2}{BA}} \sin \frac{\pi x}{A} \vec{e}_y$$

B — ширина отверстия;

2) полиномы Чебышева

$$\vec{E}_q = \frac{2}{\sqrt{\pi A}} \frac{T_{2n}\left(\frac{2y}{B}\right)}{\sqrt{1 - \left(\frac{2y}{B}\right)^2}} \sin \frac{\pi x}{A} \vec{e}_y.$$

Было учтено по 15 членов для обеих аппроксимаций.

Сравнение результатов эксперимента с расчетными данными, полученными с помощью ЭЦВМ «Урал-2», показало, что ошибка в случае аппроксимации рядом Фурье не превосходит 5%, а в случае аппроксимации

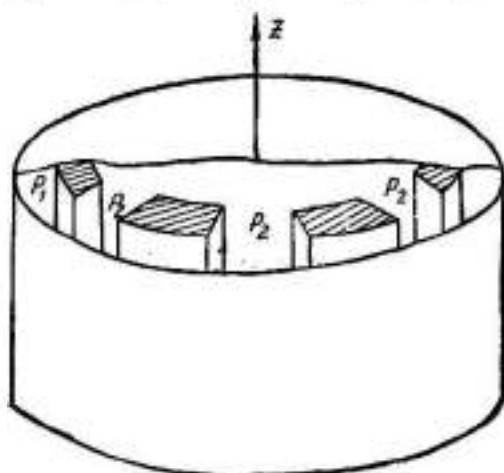


Рис. 2.

с использованием полиномов Чебышева — 3%. При выборе в качестве аппроксимирующих функций систем, хорошо учитывающих особенности функции на границе, количество членов ряда может быть уменьшено.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. М. Машковцев, К. Н. Цибизов, В. Ф. Емелин. Теория волноводов. Изд-во «Наука», М., 1966.
2. В. В. Никольский. Вариационные методы для внутренних задач. Изд-во «Наука», 1967.
3. Ж. Ф. Пащенко, А. И. Терещенко, А. Е. Зайцев, Г. Е. Бабиченко, В. П. Степанов. Тезисы докладов XVII Украинской республиканской научно-технической конференции, посвященной Дню радио, Киев, 1967.
4. G. J. Vouwkamp, *Phil. Res. Reports*, v 5, № 6, 1950, p. 401—422.
5. J. Meixner, *Z. Naturforschung*, 3a, 1948, p. 506—518.
6. В. Л. Гончаров. Теория интерполирования и приближения функций. ГИТТЛ, 1954.
7. С. Н. Берштейн. Собрание сочинений, т. II. Изд-во АН СССР, 1954.

СХЕМЫ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ ДЛЯ ФИКСАЦИИ ПОЛОЖЕНИЯ И СОВМЕЩЕНИЯ ДВУХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

А. В. Новиков, А. И. Бируля, Ю. Ф. Сульженко, В. И. Коржов
Киев

В системах измерения или стабилизации положения (перемещения) объекта, в которых координата его представлена линейным интервалом между изображениями двух светящихся штрихов, для автоматической выработки отсчетного либо управляющего сигнала необходимы точная фиксация границ линейного интервала или точное совмещение изображений штрихов. Эти задачи могут быть решены фотоэлектрическими устройствами со сканирующей разверткой и с помощью фотометрических следящих устройств. Рассмотрим схемы и особенности некоторых устройств этого типа.

На рис. 1 приведена схема координатно-измерительного устройства со сканирующей разверткой [1].

Линейное расстояние между штрихами 1 и 2 (рис. 1, а) по горизонтали представляет измеряемую координату, а относительное расположение изображений определяет ее знак. Для различия изображений и выделения их на фоне световых помех используется амплитудная модуляция световых потоков, строящих изображения штрихов. Световой поток одного штриха модулируется частотой f_1 , другого — частотой f_2 . В процессе сканирования вдоль оси x щель 3 последовательно пропускает имеющиеся в поле зрения световые сигналы на фотоприемник 4, преобразующий их в серии электрических импульсов $U_{\text{фп}}$ частоты f_1 для изображения штриха 1 и частоты f_2 для изображения штриха 2 (рис. 1, б). Сигналы, снятые с фотоприемника, фильтрами 5 и 6 разделяются на два канала: канал частоты f_1 и канал частоты f_2 . После детекторов 7 и 8 и усилителей 9 и 10 сигналы поступают в схему формирования 11, где формируются электрические сигналы $U_{\text{г}}$, определяющие границы временного интервала, пропорционального измеряемой координате. Положение этих сигналов может соответствовать любым идентичным точкам огибающих серий фотоэлектрических импульсов от одного и другого изображений [2]. Поскольку размеры исходных изображений штрихов могут быть неодинаковыми или же непропорционально изменяться в процессе измерения, то возникает погрешность определения границ временного интервала. Рассмотрим это подробнее.

Положим, что формирование сигналов, определяющих границы интервала, происходит в точках, находящихся на передних или задних фронтах огибающих серий фотоэлектрических импульсов. Тогда полученный временной интервал

$$T = k_1 l,$$

где k_1 — коэффициент пропорциональности, равный

$$k_1 = \frac{1}{v_{\text{св}}} \text{ сек/см}, \quad (2)$$

а l можно представить как

$$l = L + \frac{b_1 - b_2}{2}, \quad (3)$$

где b_1 и b_2 — размеры первого и второго изображений в направлении сканирования щели;

L — расстояние между серединами изображений, пропорциональное измеряемому углу α ,

$$L = k_2 \alpha. \quad (4)$$

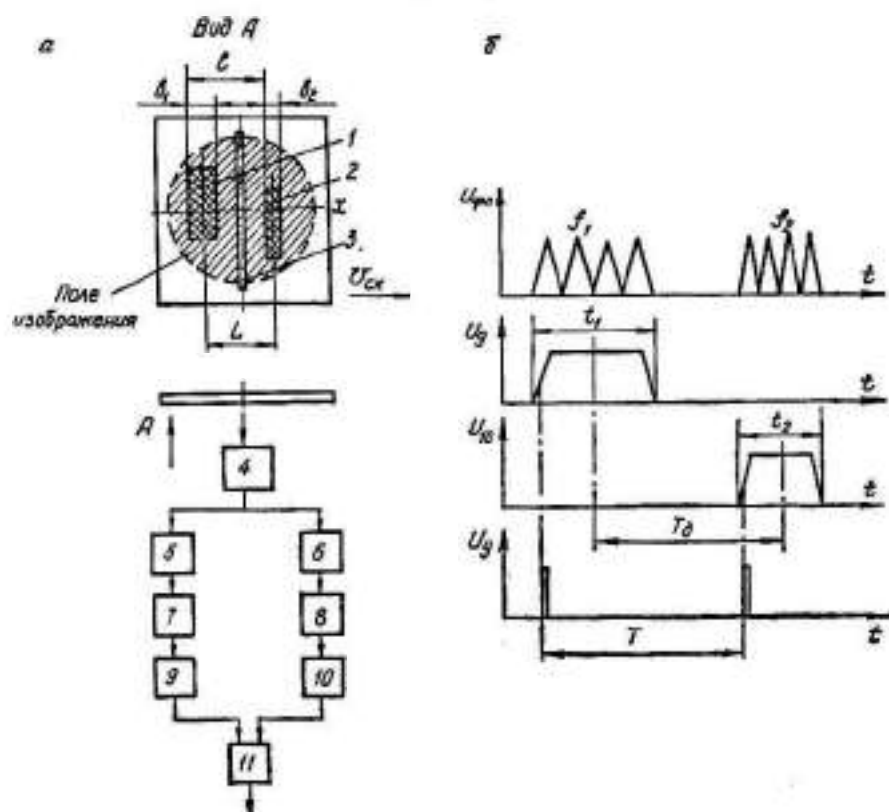


Рис. 1.

Здесь k_2 — коэффициент пропорциональности, характеризующий оптическую систему. С учетом равенства (3) выражение (1) можно записать в виде

$$T = k_1 L + k_1 \frac{b_1 - b_2}{2}, \quad (5)$$

а с учетом (2) — в виде

$$T = T_0 + \frac{t_1 - t_2}{2}, \quad (5')$$

где T_0 — временной интервал, пропорциональный измеряемому углу; t_1 и t_2 — длительность серий импульсов, полученных от изображений 1 и 2 соответственно.

Таким образом, полученный временной интервал, как это видно из уравнений (5) и (5'), точно соответствует измеряемой координате только

в том случае, когда второй член уравнений равен нулю, т. е. $b_1 = b_2$ или, что то же, $t_1 = t_2$. Но так как размеры изображений штрихов неодинаковы ($b_1 \neq b_2$), то фиксируются границы линейного или временного интервала с погрешностью, равной

$$\Delta L = l - L = \frac{b_1 - b_2}{2}, \quad (6)$$

или

$$\Delta T = T - T_0 = \frac{t_1 - t_2}{2}. \quad (6')$$

Использование призмных анализаторов поля изображений позволяет частично или полностью исключить указанную погрешность. Ниже приведено ряд схем, подтверждающих это. Все эти схемы используют так называемый фотометрический принцип регистрации, заключающийся в разделении и последующем сравнении частей разделенного светового потока [3], причем отсчетный сигнал формируется в момент равенства разделенных световых потоков.

Схема со сканирующей разделительной призмой

Схема анализа поля зрения для этого случая приведена на рис. 2. В процессе равномерного сканирования вдоль оси x призма 3 (рис. 2, а)

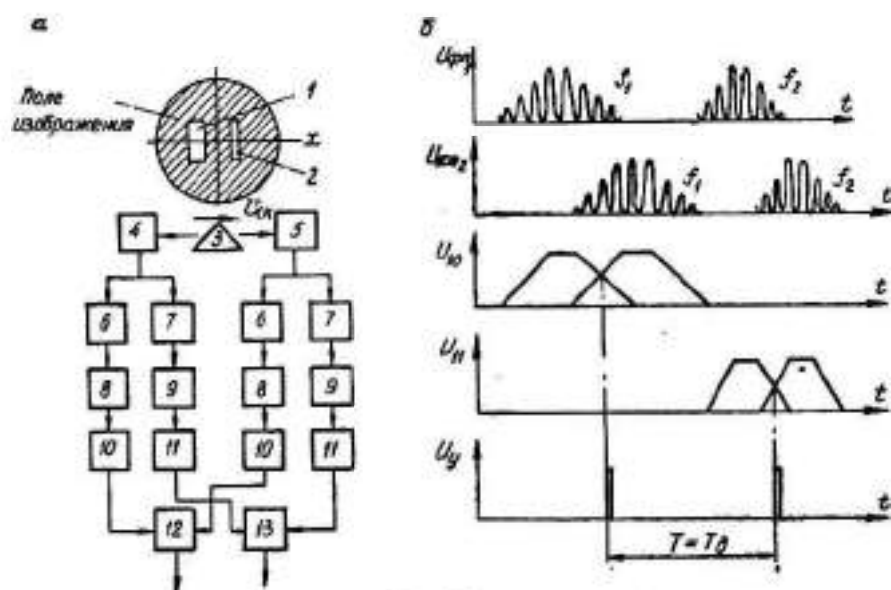


Рис. 2

делит и направляет световые потоки изображений 1 и 2 на два фотоприемника 4 и 5. С фотоприемников снимаются электрические сигналы $U_{Ф1}$ и $U_{Ф2}$ в виде серий импульсов частоты f_1 и частоты f_2 (рис. 2, б). Фильтры 6 и 7 сигналы разделяют на два канала: канал частоты f_1 и канал частоты f_2 . После усилителей 8, 9 и детекторов 10 и 11 сигналы каналов одинаковой частоты поступают на сравнивающие устройства 12 и 13, где в моменты равенства мгновенных значений сигналов формируются два электрических импульса границ временного интервала T .

На рис. 3 приведена осциллограмма формирования электрического импульса границы временного интервала. Положение границ интервала соответствует моментам деления световых потоков изображений 1 и 2 ребром призмы на равные части, поэтому неравенство или непропорциональное изменение размеров изображений в процессе измерения в принципе не влияет на длительность полученного временного интервала. Он всегда должен соответствовать линейному расстоянию между серединами изображений штрихов.

Следует обратить внимание на выбор размера разделительной призмы. В этой схеме призма должна быть такой, чтобы размер ее гипотенузной грани был заведомо больше размера наибольшего изображения. В противном случае момент равенства сигналов, в котором должен формироваться электрический импульс границы временного интервала, не будет соответствовать середине изображения.

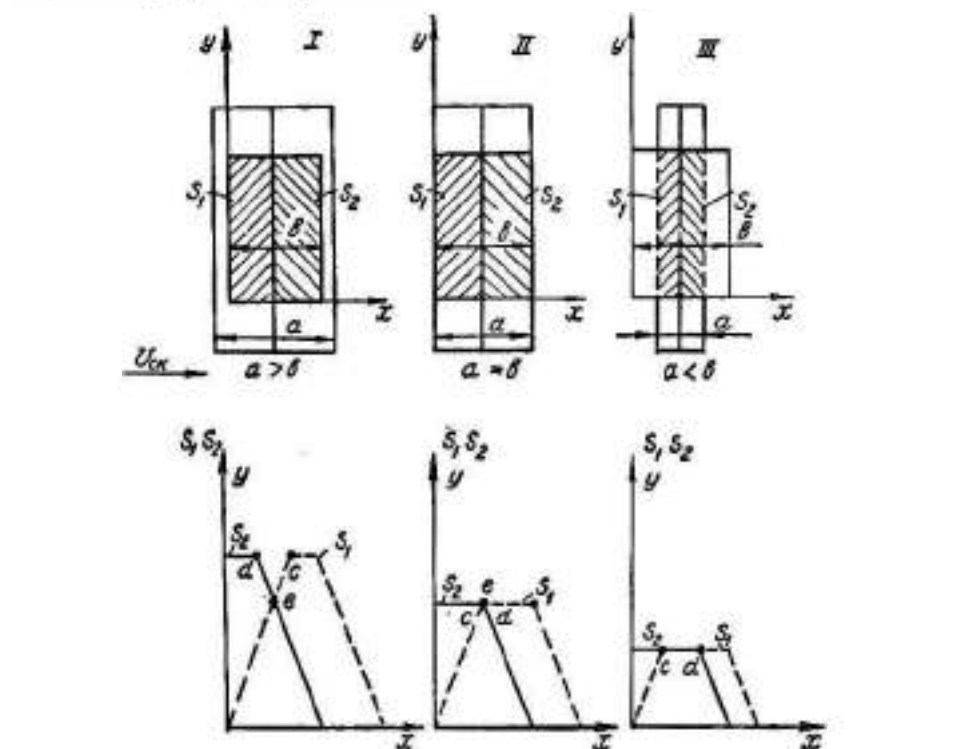


Рис. 3.

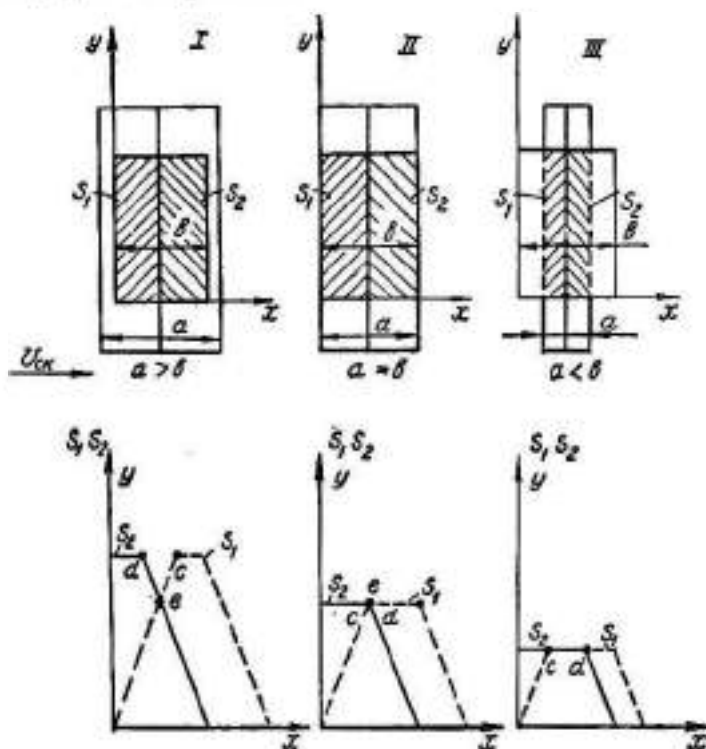


Рис. 4.

На рис. 4 показано три варианта соотношения размеров a гипотенузной грани разделительной призмы и b — наибольшего изображения со стороны делительного ребра призмы. Для каждого варианта построены графики зависимости площадей S_1 и S_2 разделенного изображения от перемещения призмы x . За начальное положение делительного ребра призмы $x=0$ принята левая граница изображения.

Из графиков видно, что вариант I ($a > b$) несколько хуже с точки зрения световых помех, так как для него отношение сигнал — помеха имеет меньшую величину, чем для вариантов II и III. Под сигналом понимается весь световой поток изображения штриха, упавший на отражающие грани призмы, под световой помехой — весь световой поток фона, падающий на те же грани призмы. Вариант II ($a = b$) можно назвать предельным, потому что в этом случае точка e равенства площадей $S_1(x)$ и $S_2(x)$ совпадает с точками перехода их графиков в горизонтальные участки. Дальнейшее уменьшение призмы приводит к превращению «точки» (момента) равенства площадей в отрезок cd — вариант III ($a < b$).

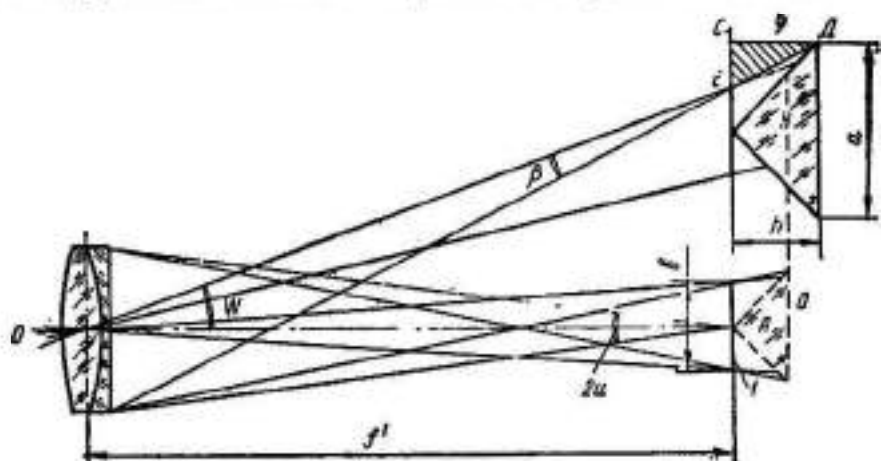


Рис. 5.

Заслуживают внимания первый и второй варианты. По световым помехам вариант II лучше, однако точка e равенства площадей в этом случае совпадает с границами переднего и заднего фронтов (c и d) их графиков, что имеет важное значение при обработке сигналов в некоторых блоках электронного канала (усилителях, детекторах). Чтобы сопоставить эти варианты и несколько конкретизировать неравенство $a < b$ с точки зрения уверенной фиксации момента равенства световых потоков разделенного изображения штриха, обратимся к геометрии световых пучков, строящих это изображение.

На рис. 5 показан ход световых лучей, строящих изображение штриха через объектив O . Из рисунка видно, что даже в случае, когда изображение I находится в центре поля зрения (положение призмы A), размер a гипотенузной грани призмы должен быть больше размера b изображения, чтобы отражающие грани призмы могли принять весь световой поток изображения, разделенного на равные части. Если же изображение находится на краю поля зрения (положение B), то гипотенузная грань призмы должна быть еще больше:

$$a = b + 2EC. \quad (7)$$

Как видно из треугольника CDE , сторона

$$EC = h \operatorname{tg} \varphi, \quad (8)$$

где

$$h = \frac{a}{2}. \quad (9)$$

Подставив выражения (8) и (9) в (7) и решив полученное выражение относительно α , получим

$$\alpha = \frac{b}{1 - \operatorname{tg} \varphi}. \quad (10)$$

Из рисунка видно, что угол

$$\varphi = W + \beta, \quad (11)$$

где W — угол, равный половине угла поля зрения оптической системы; β — угол, который при небольших углах поля зрения можно считать равным апертурному углу U объектива.

Таким образом, оптимальный размер гипотенузной грани призмы a_0 лежит в диапазоне, ограниченном

$$\frac{b}{1 - \operatorname{tg} \varphi} < a_0 < 2b^*. \quad (12)$$

Схема со следящей разделительной призмой и подвижными изображениями штрихов

Данная схема применяется в том случае, когда для автоматической стабилизации углового положения объекта необходимо совмещать изображения штрихов, причем размеры изображений штрихов могут значительно отличаться друг от друга. Очевидно, что наиболее точным совмещением этих изображений является совмещение их по «центрам тяжести» (осям симметрии).

Схема анализа поля зрения для этого случая изображена на рис. 6. Призма 3 постоянно следит за серединой изображения штриха, световой поток которого модулирован частотой f_1 . Фотоэлектрическая следящая система включает в себя фотоприемники 4 и 5, фильтры частоты f_1 6, усилители 8, детекторы 10, сравнивающее устройство 12, формирователь управляющего сигнала 14 и исполнительный элемент 16, перемещающий призму 3.

Световой поток изображения второго штриха, модулированный частотой f_2 , является сигналом для второй фотоэлектрической следящей системы. Система включает в себя ту же призму 3 и фотоприемники 4 и 5, а также фильтры частоты f_2 7, усилители 9, детекторы 11, сравнивающее устройство 13, формирователь управляющего сигнала 15 и исполнительный элемент 17, который перемещает изображения штрихов 1 и 2 до тех пор, пока они одновременно разделятся призмой на равные части. Размер призмы должен быть таким, чтобы каждая ее отражающая грань полностью перекрывала поле изображений штрихов 1 и 2.

В схемах, представленных на рис. 2 и 6, для регистрации световых сигналов используются два фотоприемника. Известно, что дифференциальные фотоэлектрические измерительные устройства с двумя фотоприемниками имеют довольно существенный недостаток — различие в параметрах фотоприемников приводит к погрешности измерения.

При наличии двух фотоприемников основной причиной погрешности является различие в их интегральных чувствительностях. Определим выражение этой погрешности для описанных схем.

Следует, однако, отметить, что в рассматриваемых схемах результат измерения фиксируется несколько иначе чем обычно. Здесь мы имеем две

* При угле $\varphi = 27^\circ$ ($\operatorname{tg} 27^\circ \approx 0,5$) неравенство (12) теряет смысл. Однако в реальных устройствах рассматриваемого типа этот угол не превышает 10° .

фотоэлектрические следящие системы: одна настроена на частоту f_1 , другая — на частоту f_2 . Системы работают одновременно, имея общие фотоприемники. Поэтому положения электрических импульсов, соответствующие моментам деления изображений штрихов на равные части, например, в схеме со сканирующей призмой (рис. 2), будут иметь ошибки одинакового знака. Ошибка временного интервала между импульсами определится разностью ошибок положений импульсов. Чтобы лучше понять, восполь-

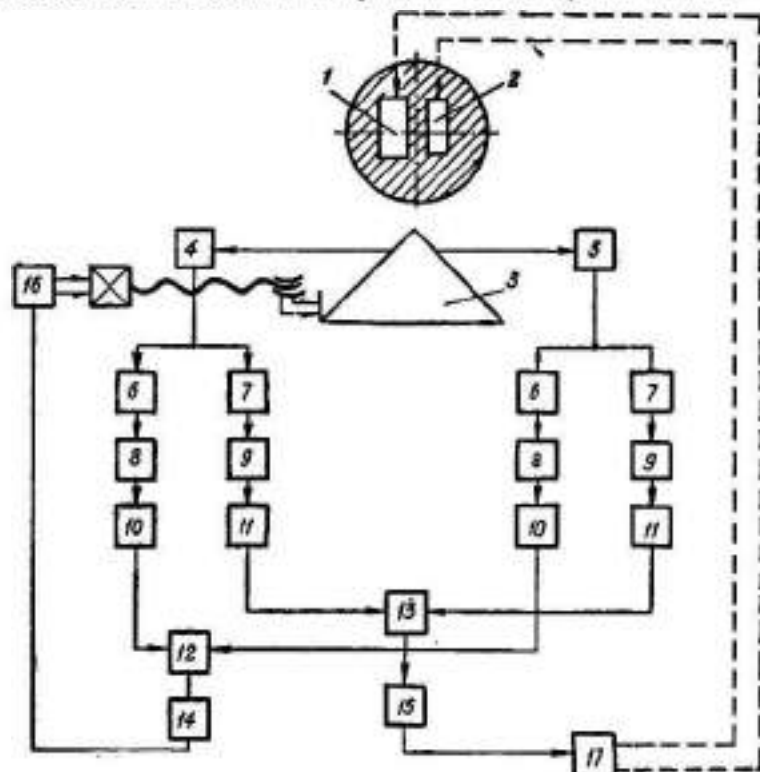


Рис. 6.

зуемся рис. 7. На рисунке показаны два светящихся изображения 1 и 2 и прямоугольная разделительная призма 3. Расстояние L между серединами изображений пропорционально измеряемому углу α . Призма перемещается (сканирует) вправо с равномерной скоростью $U_{\text{ск}}$, слева находится фотоприемник $\Phi\Pi_1$, справа — фотоприемник $\Phi\Pi_2$.

Интегральная чувствительность фотоприемника $\Phi\Pi_1$ — γ_1 , фотоприемника $\Phi\Pi_2$ — γ_2 . Размер одного изображения в направлении сканирования — b_1 , другого — b_2 . Положение призмы, когда ее делительное ребро совпадает с левой границей правого изображения, принято за начальное. Мгновенные значения фототоков в цепях фотоприемников под воздействием первого изображения

$$\begin{aligned} i_1 &= \gamma_1 F_{11}; \\ i_2 &= \gamma_2 F_{12}, \end{aligned} \quad (13)$$

где F_{11} — световой поток, пришедший на $\Phi\Pi_1$ от первого изображения; F_{12} — световой поток, пришедший на $\Phi\Pi_2$ от первого изображения. Световые потоки равны

$$\begin{aligned} F_{11} &= ES_1(x); \\ F_{12} &= ES_2(x), \end{aligned} \quad (14)$$

где $\left. \begin{matrix} S_1(x) \\ S_2(x) \end{matrix} \right\}$ — переменные площади частей разделенного первого изображения;
 E — освещенность первого изображения, которую будем считать равномерной.

С учетом выражения (14) уравнения (13) будут иметь вид

$$\begin{aligned} i_1 &= \gamma_1 E S_1(x); \\ i_2 &= \gamma_2 E S_2(x). \end{aligned} \quad (15)$$

Площади $S_1(x)$, $S_2(x)$ выразятся как

$$\begin{aligned} S_1(x) &= hx \\ S_2(x) &= hb_1 - hx = h(b_1 - x), \end{aligned} \quad (16)$$

где h — высота изображения (см. рис. 6), а x изменяется в пределах

$$0 \leq x \leq b_1$$

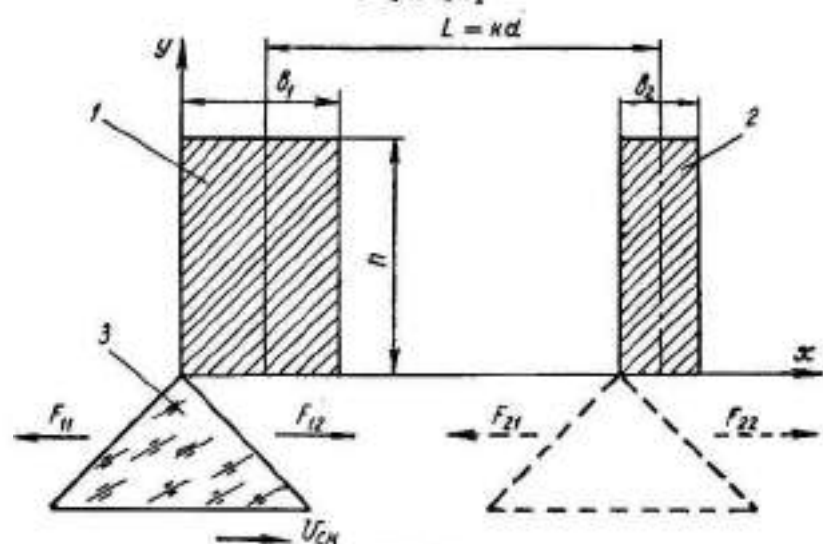


Рис. 7.

Приравняв с учетом формулы (16) выражения (15) друг к другу и решив полученное равенство относительно x , получим координату точки равенства мгновенных значений фототоков i_1 и i_2 , вызванных первым изображением. Обозначим эту координату x_1 , тогда

$$i_1 = i_2 = \gamma_1 E h x_1 = \gamma_2 E h (b_1 - x_1),$$

откуда

$$x_1 = \frac{\gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2} b_1. \quad (17)$$

Проделав то же самое со вторым изображением, получим, что

$$x_2 = L + \frac{b_2}{2} - \left(\frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2} \right) \frac{b_1}{2}. \quad (18)$$

Расстояние $l_{\text{зам}}$ между точками равенства мгновенных значений фототоков для одного и другого изображений будет равно разности координат x_1 и x_2 , т. е.

$$l_{\text{зам}} = x_2 - x_1 = L + \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2} \left(\frac{b_1 - b_2}{2} \right). \quad (19)$$

Погрешность оценки (измерения) расстояния между серединами двух светящихся изображений или, что то же, погрешность совмещения изображений, обусловленная наличием двух фотоприемников в фотоэлектрическом устройстве, выразится равенством

$$\Delta L = l_{\text{изм}} - L = \frac{(\gamma_1 - \gamma_2)(b_1 - b_2)}{2(\gamma_1 + \gamma_2)}, \quad (20)$$

Из формулы (20) видно, что погрешность ΔL равна нулю в двух случаях: когда $b_1 = b_2$ или когда $\gamma_1 = \gamma_2$. Сопоставив выражения (20) и (6),

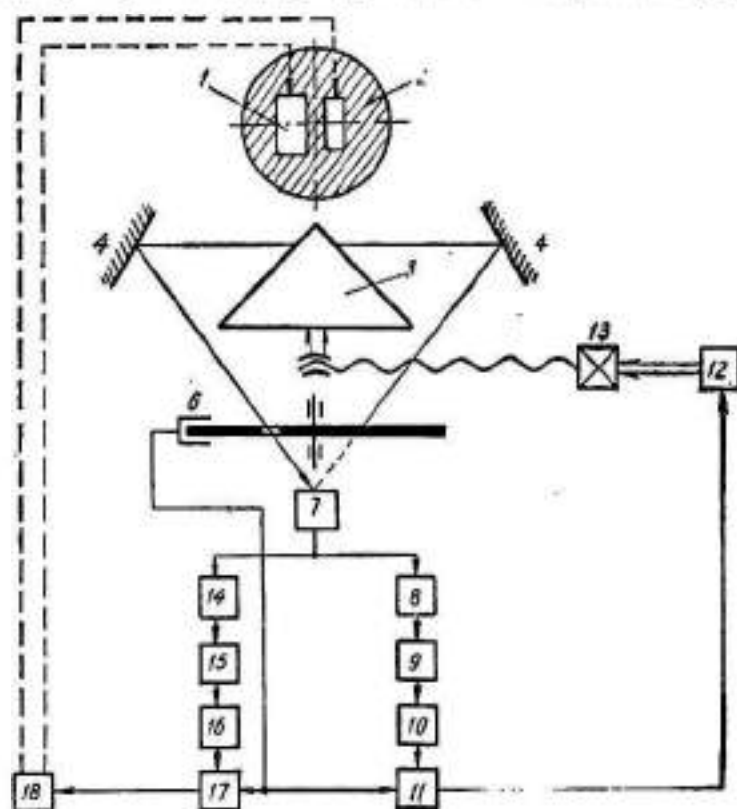


Рис. 8.

видим, что второй сомножитель выражения (20) представляет собой правую часть равенства (6), поэтому, обозначив его $\Delta L_{\text{щ}}$ (щ — щелевой), можно записать

$$\Delta L = \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2} \Delta L_{\text{щ}}. \quad (21)$$

Первый сомножитель полученного уравнения всегда меньше единицы, поэтому при всех прочих равных условиях погрешность ΔL меньше погрешности $\Delta L_{\text{щ}}$.

Устранить погрешность ΔL позволяет схема с одним фотоприемником. Такая схема приведена на рис. 8. Имеются две взаимосвязанные фотоэлектрических следящих системы. Первая включает в себя призму 3, боковые отражающие зеркала 4, модулирующий диск 5 с генератором опорного напряжения 6, фотоприемник 7, фильтр частоты f_1 8, усилитель 9, детектор 10,

фазочувствительное устройство 11 и исполнительный двигатель 12, который через редуктор 13 связан с призмой 3. Вторая следящая система состоит из тех же элементов (3, 4, 5, 6, 7), что и первая, далее включает фильтр частоты f_2 14, усилитель 15, детектор 16 и фазочувствительное устройство 17, которое управляет работой двигателя 18, связанного с механизмами перемещения изображений 1 и 2. Таким образом, для первой следящей системы сигналом является световой поток изображения, модулированный частотой f_1 , для второй — световой поток изображения, модулированный частотой f_2 , а призма 3, модулирующий диск 5 с генератором опорного напряжения 6 и фотоприемник 7 у них общие.

Рассмотрим работу этих систем. Если измеряемый угол не равен нулю и призма 3 не делит изображение 1, световой поток которого модулирован частотой f_1 , на равные части, то световые потоки, отраженные от зеркал 4 и падающие на противоположные участки диска 5, не равны друг другу. Диск 5 модулирует эти световые потоки в противофазе частотой f_2 , во много раз меньшей частот f_1 и f_2 , поэтому в цепи фотоприемника 7 протекает переменный ток, у которого амплитуда составляющей частоты f_2 пропорциональна разности световых потоков разделенного изображения. Напряжение, снятое с фотоприемника, после фильтра 8, усилителя 9 и детектора 10 в фазочувствительном устройстве 11 сравнивается по фазе с опорным напряжением генератора 6. Полученный управляющий сигнал поступает на исполнительный двигатель 12, который через редуктор 13 перемещает призму 3 до тех пор, пока она разделит изображение на равные части. Направление вращения двигателя определяется соотношением фаз сигнала, снятого с фотоприемника, и сигнала генератора опорного напряжения.

Вторая система, для которой сигналом является световой поток изображения 2, модулированный частотой f_2 , работает аналогичным образом. Разница только в том, что управляющий сигнал с фазочувствительного устройства 17 подается на исполнительный двигатель 18, который перемещает изображения 1 и 2 до тех пор, пока они одновременно не разделятся призмой на равные части. Скорость обработки первой следящей системы должна быть больше скорости обработки второй следящей системы.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Новиков, М. А. Пенязь. «Оптико-механическая промышленность», 1965, № 4.
2. А. М. Дубиновский. «Оптико-механическая промышленность», 1965, № 2.
3. С. В. Елксеев. Труды ЦНИГАНК, вып. 43, 1961.

СОДЕРЖАНИЕ

Ю. Т. Велючко. Мощности в линейной цепи.	3
Э. А. Свирицева. Новые функции трансформатора в схеме.	12
Э. А. Свирицева. Уравнения вливающего трансформатора.	16
Г. С. Соловьев. Графоаналитические методы анализ цепей с нелинейными трехполосниками.	24
В. А. Артеменко. О решении телеграфного уравнения с нелинейной емкостью.	34
В. А. Артеменко. К распространению электромагнитной волны в линии с нелинейной емкостью $p-l$ перехода.	37
М. Ф. Лагутин, Д. М. Смагин. К вопросу о применении непрерывного излучения в метеорных исследованиях.	42
В. К. Дущенко. Умножение частоты синусоидального напряжения с максимальной эффективностью.	50
С. Я. Карнаруков, В. К. Дущенко. К анализу одной схемы формирования импульсов.	60
В. Н. Кузнецов, В. Т. Пивовар. Умножитель частоты на электронно-лучевой трубке.	66
А. П. Крутько, А. А. Воронин, В. В. Емельянов. Избирательный логарифмический усилитель с катодным детектированием с сумматором на трансформаторах.	71
А. П. Крутько, А. А. Воронин, В. В. Емельянов, О. И. Губернаторов, Ф. А. Гордеева, В. П. Подгорный. Преобразователь сигналов сантиметровой диапозона.	75
В. А. Омельченко, В. А. Хорунжий, В. А. Письменецкий, А. И. Игряков. Об одном способе сжатия сигналов.	79
В. А. Омельченко. О влиянии динамического диапозона на разрешающую способность спектроанализатора.	83
В. К. Маригодов. О выборе оптимальной формы спектра входного сигнала с точки зрения наибольшей эффективности предсказаний.	89
В. М. Рудой, М. П. Медиченко, А. И. Бородин. Устройство временной задержки импульсов на транзисторах.	93
В. М. Рудой, В. И. Долгов, А. И. Долгов. Фильтры частот следования импульсов на транзисторах.	96
В. М. Дьяченко. Схемы сложения мощностей n -го числа усилителей на транзисторах, работающих на общую нагрузку.	99
В. А. Хорунжий. О фазовых погрешностях радиointерферометра с большой базой.	103
В. Г. Орлов, В. С. Панченко. Способы измерения разности фаз по методу линейной развертки и их отсчетная точность.	109
В. С. Панченко, В. Г. Орлов. Учет неортогональности отклонения луча ЭЛТ при измерении разности фаз по фигуре Лиссажу.	116
В. А. Михайлов, А. Е. Божко, В. Н. Давиденко. К вопросу оценки надежности аппаратуры радиоэлектроники и автоматики при испытании на вибрационных стендах.	119
А. П. Дорохов, И. Б. Нагибин. Методика измерения малых КСВ.	124
[Ю. В. Шубаркин.] Настройка антенны на круговую поляризацию с использованием отражений от облучателя в зеркалах.	127
Е. В. Митряев. О вычислении среднего квадрата ошибок при прямом двоичном коде.	132
Е. В. Митряев. О границах среднего риска при изменении распределения количественных данных, передаваемых по эквидистантному каналу.	138
В. А. Щербов, Е. М. Кулешов. Погрешности измерения электронной плотности плазмы СВЧ интерферометрами.	142
В. Д. Кукуш, В. С. Жилков. Расчет и проектирование поддомоторных измерителей мощности.	151
Ж. Ф. Пащенко, А. И. Терещенко. О выборе аппроксимирующих функций при расчете связанных резонаторов матричным методом.	160
А. В. Новиков, А. И. Бирулин, Ю. Ф. Сульжекко, В. И. Коржов. Схемы фотоэлектрических устройств для фиксации положения и совмещения двух изображений.	163

РЕФЕРАТЫ

УДК 621. 3. 062

Мощности в линейной цепи. Величко Ю. Т. Сб. «Радиотехника», вып. 8, 1968, стр. 3—13.

Дается классификация линейных электрических цепей на основе анализа потребляемой ими мощности, который позволил разделить идеальные многополюсники на накопительные (запасующие), пассивно-обратимые и управляемые. Идеальным элементом при этом придается несколько иной физический смысл по сравнению с общепринятым. Для анализа может быть использован как метод узловых напряжений, так и метод контурных токов.

Таблиц 2. Рисунков 3. Библиографических ссылок 4.

УДК 621. 314.228

Новые функции трансформатора в схеме. Свирищева Э. А. Сб. «Радиотехника», вып. 8, 1968, стр. 12—15.

Освещается новое применение трансформатора, при котором используются его частотные свойства. Раньше их старались исключить (при использовании трансформатора в качестве преобразователя тока, напряжения и сопротивления). Показано, что новая функция трансформатора является перспективной. Однако новое применение трансформатора ограничено ввиду того, что свойства его мало изучены и из-за несовершенства — нельзя точно определить, когда и как надо включить трансформатор.

Рисунков 2. Библиографических ссылок 4.

УДК 621. 314. 26

Уравнения плавающего трансформатора. Свирищева Э. А. Сб. «Радиотехника», вып. 8, 1968, стр. 16—23.

Рассматривается незаземленный на одном узле реальный трансформатор. Для него составлены уравнения μ -типа, удобные при анализе схемы с трансформатором, включенным произвольным образом, а не только каскадно. Приведены аналитические выражения и графики нормированных коэффициентов уравнений, отображающие их частотную зависимость. В них отражены свойства трансформатора, делающие его полезным элементом для синтеза цепей. Частотные зависимости коэффициентов уравнений трансформатора проверены экспериментально и сопоставлены с теоретическими.

Рисунков 3. Библиографических ссылок 3.

УДК 621. 317. 7

Графоаналитические методы анализа цепей с нелинейными трехполюсниками. Соловьев Г. С. Сб. «Радиотехника», вып. 8, 1968, стр. 24—33.

Предлагается методика, позволяющая избежать перестройки ВАХ при определении рабочих точек нелинейных трехполюсников в сложных схемах.

Необходимые для решения задачи уравнения составляются таким образом, чтобы в них вошли только те токи и напряжения, которые связаны между собой ВАХ, имеющимися в наличии. Половина уравнений, описывающих схему, оказывается линейными, другая половина — нелинейными. При решении их комбинируются графические и аналитические методы. Графически выполняются операции исключения неизвестных, а также решения нелинейного уравнения с одним неизвестным.

Рассмотренная методика применена к схемам, распространенным в практике — с одиночными и составными транзисторами, схемам с непосредственной связью между транзисторами.

Рисунков 3. Библиографических ссылок 2.

УДК 621. 374. 5

О решении телеграфного уравнения с нелинейной емкостью. Артеменко В. А. Сб. «Радиотехника», вып. 8, 1968, стр. 34—36.

Приводится решение телеграфного уравнения, описывающего процессы, протекающие в длинной линии без потерь с нелинейной емкостью. В частности, в качестве нелинейной емкости использовалась емкость смещенного в обратном направлении $p-n$ — перехода. Определены вид функции напряжения, описывающей простую волну. Установлена связь между током и напряжением в простой волне. Показано, что решение в виде простой волны не может существовать неограниченно долго, поскольку с течением времени решение становится неоднозначным.

УДК 621. 374. 5

К распространению электромагнитной волны по линии с нелинейной емкостью $p-n$ перехода. Артеменко В. А. Сб. «Радиотехника», вып. 8, 1968, стр. 37—41.

Рассматривается искажение формы напряжения, действующего на входе длинной линии, у которой в качестве одного из реактивных параметров используется емкость смещенного в обратном направлении $p-n$ перехода. Исходные уравнения решаются приближенным методом, который является обобщением группы методов «малого параметра» на случай уравнений с частными производными. Приводится случай воздействия на линию линейно изменяющегося напряжения. Показано, что в этом случае решение может быть получено в явном виде относительно временной переменной.

Рисунков 1. Библиографических ссылок 2.

УДК 621. 396

К вопросу о применении непрерывного излучения в метеорных исследованиях. Лагутин М. Ф., Смагин Д. М. Сб. «Радиотехника», вып. 8, 1968, стр. 42—49.

Дана сравнительная характеристика импульсного и непрерывно-волнового методов измерения астрономических параметров метеоров. Показано, что в случае применения импульсного метода, диффузия метеорного следа и ветер оказывают большое влияние на точность измерений. Экспериментально доказано, что при измерениях скоростей метеоров, используя метод непрерывного излучения, можно обработать 40—45% из общего числа зарегистрированных отражений и 5—10% в случае импульсного метода.

Отмечается, что трудности применения метода непрерывного излучения, вызванные наличием прямой волны передатчика, технически преодолимы, а влияние фазового угла между прямой и отраженной волнами на точность измерений можно свести к минимуму.

Рисунков 3. Библиографических ссылок 12.

УДК 621. 374. 4

Умножение частоты синусоидального напряжения с максимальной эффективностью. Дущенко В. К. Сб. «Радиотехника», вып. 8, 1968, стр. 50—59.

Показано, какой должна быть зависимость нелинейной емкости от напряжения смещения в случае приложенного синусоидального напряжения с частотой ω_1 , если ток, текущий через эту емкость, меняется только с частотой ω_1 , что исключает присутствие гармонических составляющих, отличных от ω_1 , а значит повышает эффективность умножителя. Рассматривается вытекающий из общих положений способ умножения с большими в четное число раз коэффициентами умножения. Анализируются возможности синтеза оптимальных зависимостей емкости от напряжения за счет комбинированных соединений $p-n$ — переходов. Подробно рассмотрены оптимальные удвоители, утроители, учетверители частоты.

Рисунков 5. Библиографических ссылок 2.

УДК 621. 374.

Канализу одной схемы формирования импульсов. Карнаруков С. Я., Дущенко В. К., Сб. «Радиотехника», вып. 8, 1968, стр. 60—65.

Генерирование коротких импульсов схемами на полупроводниковых триодах встречает ряд трудностей, связанных с наличием относительно больших постоянных времени коллектора, явлениями задержки и др. Получение импульсов длительностью меньше 0,5—1 нс весьма затруднительно при использовании обычных схем и требует либо специальных решений, либо достаточно высокочастотных деталей.

Анализируемая схема позволяет относительно просто, используя только два триода и два сопротивления, получать с помощью низкочастотных триодов импульсы длительностью до 0,1 мксек, не зависящие от длительности и частоты повторения управляющего напряжения. Это дает возможность, имея генератор достаточно длинных импульсов, фактически не потребляя энергии источника питания, формировать значительно более короткие импульсы достаточно большой мощности.

Таблиц 1. Рисунков 4.

УДК 621.385.15

Умножитель частоты на электронно-лучевой трубке.
Кузнецов В. Н., Пивовар В. Т. Сб. «Радиотехника», вып. 8, 1968, стр. 66—70.

Излагается принцип умножения частоты в электронно-лучевой трубке с двумя независимыми лучами, расположенными в разных концах трубки и мишенью между ними. Умножение осуществляется считыванием нанесенного потенциального рельефа. Последний наносится в виде полосок, количество которых можно изменять до ~ 1000. Количество полосок определяет коэффициент умножения. В статье приводятся характеристики выходного сигнала и требования, предъявляемые к усилителю считывания. Умножитель подобного типа может быть использован в низкочастотном диапазоне.

Рисунков 2. Библиографических ссылок 4.

УДК 621.375.14:621.375.443

Избирательный логарифмический усилитель с катодным детектированием с сумматором на трансформаторах.
Крутько А. П., Воронин А. А., Емельянов В. В. Сб. «Радиотехника», вып. 8, 1968, стр. 71—74.

Приведена схема логарифмического усилителя промежуточной частоты, который отличается от описанных ранее тем, что каскады-повторители заменены импульсными трансформаторами, благодаря чему достигнута высокая стабильность усилителя по отношению к питающим напряжениям. С целью уменьшения погрешностей измерения, обусловленных уходами частоты генератора, в качестве резонансных систем применены полосовые фильтры. Описан принцип работы и соображения по выбору элементов схемы.

Рисунков 2. Библиографических ссылок 2.

УДК 621.396.62

Преобразователь сигналов сантиметрового диапазона.
Крутько А. П., Воронин А. А., Емельянов В. В., Губернаторов О. И., Гордеева Ф. А., Подгорный В. П. Сб. «Радиотехника», вып. 8, 1968, стр. 75—78.

С целью использования цифровой техники для проведения измерений в сантиметровом диапазоне разработан преобразователь, обеспечивающий сжатие динамического диапазона сигналов СВЧ, амплитуда которых может изменяться на 60 дБ (от 10^{-4} до 10^{-14} Вт) со скоростью до 120 дБ/сек, в напряжении постоянного тока, величина которого с высокой точностью следует за уровнем входного сигнала и изменяется в пределах 30—210 в. Амплитудная характеристика устройства сохраняет долговременную стабильность и отклоняется от линейной в полулгарифмическом масштабе не более чем на 0,5 дБ. Преобразователь может использоваться совместно с ЦБМ и в качестве самостоятельного измерительного устройства в комплекте с вольтметром постоянного тока высокой точности.

Рисунков 3. Библиографических ссылок 5.

УДК 621.396.628

Об одном способе сжатия сигналов. Омельченко В. А., Хоружий В. А., Письменский В. А., Игрок А. И. Сб. «Радиотехника», вып. 8, 1968, стр. 79—82.

Описывается способ увеличения длительности запоминаемых отрезков сигнала для их использования в анализаторах со сжатием сигнала во времени. Приводится реализующая этот способ функциональная схема последовательного соединения рециркуляторов в режиме сжатия. Определяется выигрыш в числе циркуляций при последовательном соединении рециркуляторов в сравнении со схемой сжатия на одном рециркуляторе.

Рисунков 1. Библиографических ссылок 2.

УДК 621.317.757

О влиянии динамического диапазона на разрешающую способность спектроанализатора. Омельченко В. А. Сб. «Радиотехника», вып. 8, 1968, стр. 83—88.

Описывается критерий разрешающей способности анализатора спектра при одно-временном анализе с учетом динамического диапазона уровней сигнала. Приводится уравнение для определения разрешающей способности в функции времени, анализа и динамического диапазона для произвольного узкополосного фильтра. Для частотной характеристики типа $\frac{\sin x}{x}$ найдена функциональная зависимость разрешающей способности от времени анализа и динамического диапазона.

Библиографических ссылок 3.

УДК 621.391.8

О выборе оптимальной формы спектра входного сигнала с точки зрения наибольшей эффективности предсказаний. Маргодов В. К. Сб. «Радиотехника», вып. 8, 1968, стр. 89—92.

Исследуется, при каких формах спектра входного сигнала можно получить наибольший выигрыш в величине отношения сигнал-помеха в случае введения предсказаний в типовую телефонный канал радиорелейной линии, который используется для передачи фототелеграфных сигналов. Найдены критерий эффективности предсказаний при условии полного восстановления формы сигнала на входе приемника. Приведено выражение для оптимальной формы энергетического спектра входного сигнала и дается пример, иллюстрирующий математические выкладки при простейшей линейной аппроксимации характеристик предсказывающих устройств.

Рисунков 3. Библиографических ссылок 3.

УДК 621.372.54

Устройство временной задержки импульсов на транзисторах. Рудой В. М., Медиченко М. П., Бородин А. И. Сб. «Радиотехника», вып. 8, 1968, стр. 93—96.

Приводится методика расчета каскада формирования задержки импульсов. Показано, что путем наращивания однотипных каскадов можно получить практически неограниченное время задержки однотипных импульсов. В случае периодической последовательности импульсов время задержки можно плавно менять в интервале всего периода следования.

Рисунков 2. Библиографических ссылок 2.

УДК 621.372.54

Фильтры частот следования импульсов на транзисторах. Рудой В. М., Долгов В. Я., Долгов А. И. Сб. «Радиотехника», вып. 8, 1968, стр. 96—98.

Рассматриваются фильтры частот следования импульсов. С целью повышения коэффициента прямоугольности характеристик и повышения стабильности граничной частоты фильтра в нем используется триггер Тг, который управляет двумя схемами формирования задержки. Применение рассмотренных в статье схем в различных сочетаниях позволяет синтезировать режекторные и полосовые фильтры следования импульсов.

Рисунков 3. Библиографических ссылок 2.

УДК 621.375.4

Схема сложения мощностей n -го числа усилителей на транзисторах, работающих на общую нагрузку. Дьяченко Б. М. Сб. «Радиотехника», вып. 8, 1968, стр. 99—102.

Рассматривается схема соединения транзисторов по замкнутому кольцу, благодаря чему увеличение входной и выходной емкости с ростом числа транзисторов не будет больше, чем для двух параллельно соединенных полупроводниковых триодов, причем число их должно быть четным. Наибольший эффект схема дает на ультракоротких волнах. Данная схема обладает значительным преимуществом перед параллельной и двухтактной и может быть с успехом использована в радиопаратуре.

Рисунков 4.

УДК 621. 772. 2

О фазовых погрешностях радионтерферометра с большой базой. Хоружий В. А. Сб. «Радиотехника», вып. 8, 1968, стр. 103—108.

Описывается фазовая измерительная система (радионтерферометр) с большой базой, основной особенностью которой является использование отдельных гетеродинов, связанных схемой фазовой синхронизации, и системы автоматического контроля электрической длины базы.

Анализируются факторы, обуславливающие возникновение фазовых ошибок такой системы. Приводятся расчетные соотношения, позволяющие оценивать ошибки радионтерферометра за счет нестабильности частоты гетеродинов и флуктуаций электрической длины базы.

Рисунков 1. Библиографических ссылок 4.

УДК 621. 317. 742.

Способы измерения разности фаз по методу линейной развертки и их отсчетная точность. Орлов В. Г., Панченко В. С. Сб. «Радиотехника», вып. 8, 1968, стр. 109—115.

Рассмотрены способы определения разности фаз по осциллограммам сравниваемых напряжений, получаемых на экране электронно-лучевой трубки. Показано, что разности фаз можно определять по координатам любой точки осциллограммы, нулевое значение которой не совпадает с началом координат, или по ординатам обеих осциллограмм, измеренных при одной и той же произвольной абсциссе. На основании анализа выражений для их отсчетной погрешности определены два наиболее простых и точных способа измерений. При отношении диаметра пятна луча к размеру осциллограммы, равном 10^{-2} , погрешности отсчета первого способа составляет $1,9 - 2,1^0$, а второго — $0,6^0$. Приведены результаты их экспериментальной проверки.

Таблиц 1. Рисунков 3. Библиографических ссылок 3.

УДК 621. 382. 832.

Учет неортогональности отклонений луча ЭЛТ при измерениях разности фаз по фигуре Лиссажу. Панченко В. С., Орлов В. Г. Сб. «Радиотехника», вып. 8, 1968, стр. 116—118.

Исследуется влияние неортогональности линий отклонений луча ЭЛТ на точность измерения разности фаз по фигуре Лиссажу при помощи наиболее удобных и точных способов, рекомендованных в статье Панченко В. С. «О способах и отсчетной точности определения разности фаз по фигуре Лиссажу». Показано, что погрешность за счет неортогональности при измерениях по способу 1 отсутствует, а по остальным — зависит от измеряемой разности фаз. Максимальное ее значение для способа 2Б равно $\beta/2$, а для остальных равно β , где β — величина неортогональности. Указаны пути исключения рассматриваемой погрешности.

Таблиц 1. Библиографических ссылок 2.

УДК 519. 240.

К вопросу оценки надежности аппаратуры радиозлектронной и автоматки при испытании на вибрационных стендах. Михайлов В. А., Божко А. Е., Давиденко В. Н. Сб. «Радиотехника», вып. 8, 1968, стр. 119—123.

Приводятся задачи оценки достоверности надежности радиозлектронной аппаратуры на стадии испытаний ее действительной надежности в эксплуатационных условиях. Показано, что испытательный вибрационный стенд вносит неточности в определение надежности приборов. Эти искажения связаны с тем, что обычно испытания на вибрацию проводятся на гармонические воздействия, в то время как реальные вибрации в условиях эксплуатации аппаратуры носят характер случайных процессов. В работе аналитически выводятся оператор связи интенсивности отказов испытываемой аппаратуры с внешними вибрационными воздействиями с учетом влияния испытательного стенда. Этот оператор может служить некоторой косвенной оценкой точности воспроизведения стендом реальных вибраций.

Библиографических ссылок 6.

УДК 621. 317. 341

Методика измерений малых к. с. в. Дорохов А. П., Негин И. В. Сб. «Радиотехника», вып. 8, 1968, стр. 124—126.

Описывается метод измерений к. с. в. измерительной линией, при котором исключаются операции деления и извлечения квадратного корня, а отсчет к. с. в. проводится по показаниям, устанавливаемым по середине шкалы прибора. Показывается, что погрешность может быть не большей 0,02 при измерении этим методом к. с. в. от 1 до 1,5.

Таблиц 3.

УДК 621.396.67.075

Настройка антенны на круговую поляризацию с использованием отражений от облучателя и зеркала. Шубарин Ю. В. Сб. «Радиотехника», вып. 8, 1968, стр. 127—131.

В статье приводится формула для определения нужной поляризации облучателя кругополяризованной несимметричной зеркальной антенны, а также предложена методика настройки его на эту поляризацию с использованием отражений от облучателя и зеркала.

Рисунков 2. Библиографических ссылок 5.

УДК 621.391,15

О вычислении среднего квадрата ошибок при прямом двоичном коде. Митраев Е. В. Сб. «Радиотехника», вып. 8, 1968, стр. 132—137.

Выведена общая формула среднего квадрата ошибок (СКО) при прямом безыбыточном двоичном коде для любых вероятностей искажения элементарного символа в двоичном симметричном канале. Указаны точные границы СКО для всевозможных распределений передаваемых данных. Приведен пример зависимости СКО от параметров распределения.

Рисунков 3. Библиографических ссылок 3.

УДК 621.317.

О границах среднего риска при изменении распределения количественных данных, передаваемых по эквидистантному каналу. Митраев Е. В. Сб. «Радиотехника», вып. 8, 1968, стр. 138—141.

Для эквидистантного канала и произвольного распределения передаваемых данных выведены формулы смещенного условного и среднего риска при степенных функциях потерь. Найдены экстремальные распределения и соответствующие им верхняя и нижняя границы среднего риска.

Рисунков 2. Библиографических ссылок 5.

УДК 621.317.767

Погрешности измерения электронной плотности плазмы СВЧ интерферометрами. Щербов В. А., Кулешов Е. М. Сб. «Радиотехника», вып. 8, 1968, стр. 142—150.

Рассмотрены основные погрешности, присущие наиболее часто применяемым интерферометрам. Погрешности в измерения фазовых сдвигов для различных интерферометров изменяются в широких пределах. Для оценки влияния этих погрешностей на ошибку в определении электронной плотности плазмы, а также для составления некоторых интерферометров по диапазону определяемых ими электронных плотностей приведено семейство кривых $\ln_1(h)$, для которого $\varphi_{\text{изм}} = 2\pi$.

Рисунков 6. Библиографических ссылок 5.

УДК 621.317.784

Расчет и проектирование пондеромоторных измерителей мощности. Кукуш В. Д., Жилков В. С. Сб. «Радиотехника», вып. 8, 1968, стр. 151—159.

Рассматриваются вопросы инженерного расчета и проектирования пондеромоторных wattметров, которые могут быть с успехом использованы как образцовые при периодической поверке находящихся в эксплуатации измерителей мощности СВЧ. Кратко излагаются основные положения абсолютной калибровки приборов. Описываются конструктивные особенности измерителей. При этом предлагается ряд новых элементов, применение которых позволяет значительно повысить точность измерения мощности СВЧ.

Таблиц 2. Рисунков 3. Библиографических ссылок 13.

УДК 621.395

О выборе аппроксимирующих функций при расчете связанных резонаторов матричным методом. Пащенко Ж. Ф., Терещенко А. И. Сб. «Радиотехника», вып. 8, 1968, стр. 160—162.

Исследуется влияние выбора аппроксимирующих функций в отверстиях связи между резонаторами на точность расчета спектра частот. Теоретический анализ, а также проверка расчетных данных путем сравнения с экспериментальными для трех конкретных систем показали, что при использовании полиномов Чебышева первого рода ошибок не превышает 3%, тогда как тригонометрические ряды Фурье дают ошибку 5%.

Рисунков 2. Библиографических ссылок 7.

УДК 621.383

Схемы фотоэлектрических устройств для фиксации положения и совмещения двух изображений. Новиков А. В., Бирулин А. И., Сульженко Ю. Ф., Коржов В. И. Сб. «Радиотехника», вып. 8, 1968, стр. 163—172.

В статье рассмотрены вопросы точности измерения и стабилизации положения объекта, координата которого представлена линейным интервалом между двумя неравными или непропорционально изменяющимися изображениями светящихся штрихов, произведен анализ трех различных фотоэлектрических схем и даны рекомендации по выбору параметров фотоэлектрических узлов. Получено выражение для определения величины погрешности при измерении двумя фотоприемниками и сделан вывод, что схема с одним фотоприемником и следящей призмой позволяет производить измерение с высокой точностью.

Рисунков 8. Библиографических ссылок 3.