

621.396(06)

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ УССР

P-15

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

РАДИОТЕХНИКА

Республиканский
межведомственный
научно-технический
сборник

ЭЛЕКТРОНИКА

Основан в 1965 г.

ВЫПУСК 89

БИБЛИОТЕКА
ХИРЭ
Инд. № 710263

Э.Х.

ХАРЬКОВ
ИЗДАТЕЛЬСТВО ПРИ ХАРЬКОВСКОМ
ГОСУДАРСТВЕННОМ УНИВЕРСИТЕТЕ

1989

ХНУРЕ Radvotekhnika



710263

В сборнике освещены вопросы формирования и обработки радиосигналов, определения их параметров, влияния шумов. Изложены результаты анализа работы радиоаппаратуры, рассмотрен радиоакустический метод.

Представлены материалы по технике и приборам сверхвысоких частот, измерению параметров СВЧ-приборов и устройств.

Нормативные материалы приведены по состоянию на 1 января 1989 г.

Для преподавателей, научных работников, специалистов.

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

Ответственный за выпуск д-р техн. наук проф. *Б. Л. Кашеев*

Адрес редакционной коллегии: 310726 Харьков, просп. Ленина, 14, институт радиоэлектроники, тел. 40-93-66

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

ОБОБЩЕННЫЙ АЛГОРИТМ КОСВЕННОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ МАРКОВСКИХ ПРОЦЕССОВ

Теория и методы оптимальной нелинейной фильтрации марковских процессов подробно рассмотрены в работе [1]. На практике ввиду сложности получения точных оценок широко используются различные приближенные алгоритмы. Вместе с тем при сильных флуктуациях оцениваемого процесса, повышенных шумах наблюдения и в некоторых других случаях качество фильтрации может оказаться недостаточным [2]. Один из способов повышения качества оценивания — переход к косвенному методу нелинейной фильтрации [3]. Суть метода заключается в том, что вместо непосредственной прямой оценки процесса получают оценку его функции, определяемой уравнением наблюдения, а собственно оценка состояния вычисляется как обратная (нелинейная) операция от оцененной функции. Относительно указанной функции, очевидно, уравнение наблюдения всегда линейно, а нелинейным остается лишь уравнение состояния. В работе [3] получен приближенный рекуррентный алгоритм косвенной нелинейной фильтрации, базирующийся на линеаризации этого уравнения.

В статье синтезируется алгоритм оценивания, более полно учитывающий нелинейность модели состояния, который затем применяется для получения ряда приближенных алгоритмов различной точности.

Пусть (X_n, Y_n) — частично наблюдаемый случайный процесс дискретным временем, где $X_n = \{x_i, i = \overline{1, n}\}$ — наблюдаемые; $Y_n = \{y_i, i = \overline{1, n}\}$ — наблюдаемые одномерные случайные величины, связанные следующими нелинейными уравнениями:

$$x_n = f(x_{n-1}) + \xi_n; \quad y_n = \varphi(x_n) + \eta_n, \quad (1)$$

где $\xi_n \sim N(0, \sigma_1^2)$, $\eta_n \sim N(0, \sigma_2^2)$ — независимые гауссовские шумы с нулевым средним и дисперсиями σ_1^2 и σ_2^2 ; $f(\cdot)$, $\varphi(\cdot)$ — некоторые аналитические функции. Получим рекуррентную оценку x_n величины x_n , оптимальную по критерию максимума апостериорной вероятности.

Перейдем к косвенной модели состояния и наблюдения. Введем обозначение $\varphi_n \triangleq \varphi(x_n)$. Тогда, если $g(\varphi_n)$ — функция, обратная $\varphi(x_n)$, то из (1) следует

$$\varphi_n = \varphi[f(x_{n-1}) + \xi_n]; \quad y_n = \varphi_n + \eta_n; \quad x_n = g(\varphi_n). \quad (2)$$

Текущая апостериорная плотность вероятности марковского процесса с дискретным временем, как известно, может быть записана в виде [1]

$$p(\varphi_n | Y_n) = c p(y_n | \varphi_n) p^0(\varphi_n | Y_{n-1}), \quad (3)$$

где $c = p^{-1}(Y_n | Y_{n-1})$ — коэффициент, не зависящий от φ_n ;

$$p^3(\varphi_n | Y_{n-1}) = \int p(\varphi_{n-1} | Y_{n-1}) p(\varphi_n | \varphi_{n-1}) d\varphi_{n-1} \quad (4)$$

— экстраполированная плотность вероятности значения φ_n при условии Y_{n-1} ; $p(\varphi_{n-1} | Y_{n-1})$ и $p(\varphi_n | \varphi_{n-1})$ — апостериорная на предыдущем шаге и переходная плотности вероятности процесса φ . Здесь и далее интегралы берутся по всей области существования этого процесса. Найдем плотности вероятности, входящие в (3). Из первого уравнения системы (1) очевидно, что

$$p(x_n | x_{n-1}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_1}} e^{-\frac{1}{2\sigma_1^2}[x_n - f(x_{n-1})]^2}$$

Поскольку в соответствии с (2) $\varphi_n = \varphi(x_n)$, то с учетом известной формулы для плотности вероятности случайного процесса после нелинейного безынерционного преобразования $p_\varphi(\varphi) = p_x[g(\varphi)] \times \times g'_\varphi(\varphi)$, получим

$$p(\varphi_n | \varphi_{n-1}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_1}} \frac{dg(\varphi_n)}{d\varphi_n} e^{-\frac{1}{2\sigma_1^2}\{g(\varphi_n) - f[g(\varphi_{n-1})]\}^2} \quad (5)$$

Одношаговая функция правдоподобия $p(y_n | \varphi_n)$ очевидна из второго уравнения системы (2):

$$p(y_n | \varphi_n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_2}} e^{-\frac{1}{2\sigma_2^2}(y_n - \varphi_n)^2} \quad (6)$$

Кроме того, будем полагать, что плотность вероятности $p(\varphi_{n-1} | Y_{n-1})$ определена на предыдущем $(n-1)$ -м шаге.

Искомая оценка $\hat{\varphi}_n$ — корень уравнения

$$\left. \frac{\partial \theta [p(\varphi_n | Y_n)]}{\partial \varphi_n} \right|_{\varphi_n = \hat{\varphi}_n} = 0, \quad (7)$$

где $\theta[\cdot]$ — в общем случае некоторая монотонная функция, в качестве которой выбираем логарифмическую.

Подстановка (3) с учетом (4) — (6) в (7) приводит к рекуррентному соотношению

$$\hat{\varphi}_n = y_n + g'_\varphi(\hat{\varphi}_n) \frac{\sigma_2^2}{\sigma_1^2} \{F(\hat{\varphi}_n) - g(\hat{\varphi}_n)\} + \sigma_2^2 \frac{g''_\varphi(\hat{\varphi}_n)}{g'_\varphi(\hat{\varphi}_n)}. \quad (8)$$

Здесь

$$F(\hat{\varphi}_n) = \frac{\int f[g(\varphi_{n-1})] p(\varphi_{n-1} | Y_{n-1}) p(\hat{\varphi}_n | \varphi_{n-1}) d\varphi_{n-1}}{\int p(\varphi_{n-1} | Y_{n-1}) p(\hat{\varphi}_n | \varphi_{n-1}) d\varphi_{n-1}}$$

Таким образом, для получения искомой оценки $\hat{\varphi}_n$ необходимо на каждом шаге решить трансцендентное уравнение (8). Интегралы, входящие в $F(\cdot)$, для конкретных функций $f(\cdot)$ и $g(\cdot)$ могут быть вычислены заранее.

Начальные условия можно найти из формулы Байеса

$$p(\varphi_1 | y_1) = \frac{p(\varphi_1) p(y_1 | \varphi_1)}{\int p(\varphi_1) p(y_1 | \varphi_1) d\varphi_1},$$

причем $p(\varphi_1)$ выбирается с учетом имеющихся априорных сведений. В частности, при несобственном равномерном распределении величины φ_1 , которое является наименее благоприятным,

$$p(\varphi_1 | y_1) = p(y_1 | \varphi_1) = N(\varphi_1, \sigma_2^2), \quad \varphi_1 = y_1. \quad (9)$$

Апостериорная дисперсия прямой оценки $\hat{x}_n = g(\hat{\varphi}_n)$ на n -м шаге вычисляется по формуле

$$\begin{aligned} \sigma_{nx}^2 &= \int [x_n - M(x_n)]^2 p_x(x_n | Y_n) dx_n = \\ &= \int g^2(\varphi_n) p_\varphi(\varphi_n | Y_n) d\varphi_n - M^2[g(\varphi_n)]. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь $p_x(x) = p_\varphi[\varphi(x)] \varphi_x$, а $p_\varphi(\varphi_n | Y_n)$ определяется из (3). Разлагая функцию $g(\varphi_n)$ в ряд Тейлора в точке $\hat{\varphi}_n$ и ограничиваясь двумя членами, для симметричных апостериорных плотностей получаем

$$\sigma_{nx}^2 \approx [g'(\hat{\varphi}_n)]^2 \sigma_{n\varphi}^2, \quad (11)$$

где

$$\sigma_{n\varphi}^2 = \int \varphi_n^2 p_\varphi(\varphi_n | Y_n) d\varphi_n - \hat{\varphi}_n^2.$$

Аппроксимируя входящую в (8) апостериорную плотность $p(\varphi_{n-1} | Y_{n-1})$ той или иной конкретной функцией, а также удерживая в разложении нелинейных функций $f(\cdot)$ и $g(\cdot)$ то или иное количество членов, находим приближенные алгоритмы различной вычислительной сложности и качества. Рассмотрим некоторые примеры.

Метод гауссовской аппроксимации при косвенной нелинейной фильтрации. Пусть прямые уравнения состояния и наблюдений определяются из (1), а косвенные из (2). В первом уравнении системы (2) разложим функцию $\varphi(\cdot)$ в ряд Тейлора в окрестности точки $f(x_{n-1})$ и ограничимся линейными членами:

$$\varphi_n \approx \varphi[f(x_{n-1})] + \varphi_f[f(x_{n-1})] \xi_n.$$

Обозначим

$$\psi_{n-1} \triangleq \varphi[f(x_{n-1})] = \varphi\{f[g(\varphi_{n-1})]\}.$$

Раскладывая функцию ψ_{n-1} в ряд Тейлора в окрестности $\hat{\varphi}_{n-1}$ и вновь ограничиваясь линейными членами, имеем линеаризованную модель состояния

$$\varphi_n = \psi_\varphi \varphi_{n-1} + a_{n-1} + \varphi_f \xi_n; \quad y_n = \varphi_n + \eta_n, \quad (12)$$

где $a_{n-1} = \psi(\hat{\varphi}_{n-1}) - \psi_\varphi(\hat{\varphi}_{n-1}) \hat{\varphi}_{n-1}$.

Из (12) несложно записать все входящие в (8) плотности вероятности, являющиеся в рассматриваемом приближении гауссовскими

$$\begin{aligned} p(y_n | \varphi_n) &= N(\varphi_n, \sigma_2^2); \\ p(\varphi_n | \varphi_{n-1}) &= N[\psi(\hat{\varphi}_{n-1}), (\varphi'_f)^2 \sigma_1^2]; \\ p(\varphi_{n-1} | Y_{n-1}) &= N(\hat{\varphi}_{n-1}, \sigma_{n-1, \varphi}^2), \end{aligned} \quad (13)$$

причем $\sigma_{n-1, \varphi}^2$ предполагается известной с предыдущего $(n-1)$ -го шага. Подстановка (13) в (8) с учетом (11) приводит к алгоритму

$$\varphi_n = \frac{\sigma_2^2}{\sigma_2^2 + \sigma_n^2} \psi(\hat{\varphi}_{n-1}) + \frac{\sigma_n^2}{\sigma_2^2 + \sigma_n^2} y_n; \quad \hat{x}_n = g(\hat{\varphi}_n); \quad \sigma_{n\varphi}^2 = \sigma_2^2 \frac{\sigma_n^2}{\sigma_2^2 + \sigma_n^2};$$

$$\sigma_{nx}^2 \approx (g'_\varphi)^2 \sigma_{n\varphi}^2. \quad (14)$$

Здесь $\sigma_n^2 = (\varphi'_f)^2 \sigma_1^2 + (\psi'_\varphi)^2 \sigma_{n-1, \varphi}^2$.

Согласно (14) новая оценка получается как взвешенная сумма экстраполированного значения процесса $\varphi_n^3 = \psi(\hat{\varphi}_{n-1})$ и нового наблюдения y_n , причем пропорции весовых коэффициентов определяются соотношением дисперсий экстраполированной оценки и шума наблюдения. При отсутствии шума наблюдения ($\sigma_2^2 = 0$) косвенная оценка в точности равна очередному измерению $\varphi_n = y_n$. Если шум наблюдения таков, что $\sigma_2^2 \gg \sigma_n^2$, то в качестве наилучшей новой оценки принимается экстраполированное значение процесса $\hat{\varphi}_n = \psi(\hat{\varphi}_{n-1})$.

Алгоритм (14) можно легко привести к виду, полученному в работе [3], иным путем. Там же показано, что в ряде практически важных случаев полученный алгоритм эффективнее, чем алгоритм прямой фильтрации первого порядка (расширенный фильтр Калмана).

Модифицированный метод гауссовской аппроксимации. При выводе предыдущего алгоритма вместо обеих плотностей вероятности $p(\varphi_{n-1} | Y_{n-1})$ и $p(\varphi_n | \varphi_{n-1})$ применялась упрощенная (гауссовская) модель (13). Обратимся теперь к более общему случаю, подставляя в качестве переходной плотности вероятности распределение (5), соответствующее первому уравнению системы (2). Апостериорную плотность вероятности на предыдущем шаге по-прежнему полагаем нормальной:

$$p(\varphi_{n-1} | Y_{n-1}) = N(\varphi_{n-1}, \sigma_{n-1}^2). \quad (15)$$

Заметим, что в данном случае экстраполированная плотность вероятности (4) будет уже негауссовой, т. е. используется более полная информация об оцениваемом процессе.

Подставляя (3) и (15) в (8) и разлагая входящую (5) функцию $z(\varphi_{n-1}) \triangleq f[g(\varphi_{n-1})]$ в ряд Тейлора вблизи точки $\hat{\varphi}_{n-1}$ с сохранением первых двух членов, записываем следующее нелинейное уравнение для искомой оценки $\hat{\varphi}_n$:

$$\hat{\varphi}_n = y_n + g'_\varphi(\hat{\varphi}_n) \frac{\sigma_2^2}{\sigma^2} \{f[g(\hat{\varphi}_{n-1})] - g(\hat{\varphi}_n)\} + \frac{g''_\varphi(\hat{\varphi}_n)}{g'_\varphi(\hat{\varphi}_n)} \sigma_2^2, \quad (16)$$

где $\sigma^2 = \sigma_1^2 + (z_\varphi)^2 \sigma_{n-1, \varphi}^2$. По структуре данный алгоритм полностью совпадает с общим (8), в котором интегральная функция $F(\cdot)$ заменена на экстраполированное значение оцениваемого процесса $x^s = f(x_{n-1}) = f[g(\hat{\varphi}_{n-1})]$. Приближенность такой замены отражена уменьшением веса данного слагаемого в результате изменения в знаменателе σ_1 на $\sigma > \sigma_1$. Новая оценка $\hat{\varphi}_n$ косвенного процесса φ равна новому измерению y_n с поправкой, складывающейся из взвешенной разности экстраполированного значения и новой оценки искомого процесса x , плюс поправка на нелинейность функции $g(\cdot)$, определяемая ее второй производной.

Трансцендентное уравнение (16) может быть сведено к алгебраическому путем разложения входящих в него нелинейных функций в ряд Тейлора с сохранением необходимых членов. Если сохранить только линейные члены ряда, т. е. все производные функции $g(\cdot)$, начиная со второй включительно, считать равными нулю, то, как легко проверить, алгоритм (16) вырождается в (14). Если в последнем слагаемом положим $g_\varphi''(\hat{\varphi}_n) \approx g_\psi''[\psi(\hat{\varphi}_{n-1})] + g_\psi^{(3)}[\psi(\hat{\varphi}_{n-1})] \times \times \{\hat{\varphi}_n - \psi(\hat{\varphi}_{n-1})\}$, получим новый алгоритм, использующий более полную информацию о функции $g(\cdot)$, чем (14):

$$\hat{\varphi}_n = \frac{\sigma^2}{\sigma^2} y_n + (g'_\psi)^2 \frac{\sigma_2^2}{\sigma^2} \psi_{n-1} + \frac{\sigma_2^2 \sigma^2}{\sigma^2} \frac{g''_\psi - g_\psi^{(3)} \psi_{n-1}}{g'_\psi}. \quad (17)$$

Здесь

$$\bar{\sigma}^2 = \sigma^2 + \sigma_2^2 ((g'_\psi)^2 - \sigma^2 g_\psi^{(3)}/g'_\psi).$$

Очевидно, (17) переходит в (14) при $g''_\psi = g_\psi^{(3)} = 0$.

Дисперсия оценки, найденной по алгоритмам (16), (17), вычисляется по формуле (11) с подстановкой соответствующих апостериорных плотностей $p(\varphi_n | Y_n)$. Для алгоритма (16)

$$p(\varphi_n | Y_n) = c g'_\varphi(\varphi_n) \exp \left\{ -\frac{(y_n - \varphi_n)^2}{2\sigma_2^2} - \frac{1}{2} \frac{[g(\varphi_n) - z(\hat{\varphi}_{n-1})]^2}{\sigma_1^2 + \sigma_{n-1, \varphi}^2 (z'_\varphi)^2} \right\}, \quad (18)$$

где постоянная c определяется из условия нормировки. При этом дисперсия (11) существенно зависит от конкретного вида входящей в (1) функции $\varphi(\cdot)$.

Список литературы: 1. Тихонов В. И., Кульман Н. К. Нелинейная фильтрация и квазикогерентный прием сигналов. М., 1975. 704 с. 2. Миронюк М. А. Условия применимости метода гауссовской аппроксимации // Радиотехника и электрон. 1981. Т. 26, № 6. С. 1186—1197. 3. Шлома А. М. Косвенный метод нелинейной фильтрации марковских процессов // Радиотехника и электрон. 1986. Т. 31, № 7. С. 1304—1310.

Поступила в редколлегию 20.10.87.

ОЦЕНКА ДИСПЕРСИИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВРЕМЕННОГО ПОЛОЖЕНИЯ РАДИОИМПУЛЬСА НА ФОНЕ ХАОТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСНЫХ ПОМЕХ

Если на вход радиоприемного устройства воздействует аддитивная смесь помехи и сигнала $u_{\text{ХИП}}(t) + s(t, \alpha)$ и обеспечивается достаточно большое превышение сигнала над помехами, то для определения дисперсии ошибки можно воспользоваться методикой [1].

Положим, что $u_{\text{ВЫХ}}(t)$ — некоторый произвольный в общем случае неоптимальный выходной эффект радиоприемного устройства, на вход системы поступает колебание $u_{\text{ВХ}}(t, \alpha_n) = s(t, \alpha_n) + u_{\text{ХИП}}(t)$ (1) с фиксированным значением случайного параметра $\alpha = \alpha_n$. При энергетическом отношении сигнал-помеха, достаточном для надежной работы системы, выходной эффект $u_{\text{ВЫХ}}$ имеет в окрестности истинного значения параметра α_n мощный выброс, точка максимума α_m которого принимается за единицу. Поэтому оценка определяется из уравнения

$$\frac{d}{d\alpha} \langle u_{\text{ВЫХ}}(\alpha^*) \rangle + u_{\text{ВЫХ}}^0(\alpha^*) = 0, \quad (2)$$

в котором выходной эффект $u_{\text{ВЫХ}}(\alpha)$ представлен в виде математического ожидания $\langle u_{\text{ВЫХ}}(\alpha) \rangle$ и случайной функции $u_{\text{ВЫХ}}^0(\alpha)$ с нулевым средним, представляющей отклонение выходного эффекта от математического ожидания $u_{\text{ВЫХ}}^0(\alpha) = u_{\text{ВЫХ}}(\alpha) - \langle u_{\text{ВЫХ}}(\alpha) \rangle$ (3). Раскладывая $\langle u_{\text{ВЫХ}}(\alpha^*) \rangle$ в окрестности α_n в ряд и сохраняя только слагаемое с низкой степенью малых параметров, получаем

$$(\alpha^* - \alpha_n) \frac{d^2}{d\alpha^2} \langle u_{\text{ВЫХ}}(\alpha_n) \rangle + \frac{d}{d\alpha} u_{\text{ВЫХ}}^0(\alpha^*) = 0. \quad (4)$$

Решаем уравнение относительно $(\alpha^* - \alpha_n)$:

$$\alpha^* - \alpha_n = - \frac{d}{d\alpha} u_{\text{ВЫХ}}^0(\alpha^*) / \frac{d^2}{d\alpha^2} \langle u_{\text{ВЫХ}}(\alpha_n) \rangle. \quad (5)$$

Усредняя по ансамблю квадрат разности $\alpha^* - \alpha_n$, имеем формулу для условной дисперсии $(\sigma^2)_\alpha$ оценки α^* :

$$(\sigma^2)_\alpha = \langle (\alpha^* - \alpha_n)^2 \rangle = \frac{\left\langle \left[\frac{d}{d\alpha} u_{\text{ВЫХ}}^0(\alpha_n) \right]^2 \right\rangle}{\left[\frac{d^2}{d\alpha^2} \langle u_{\text{ВЫХ}}(\alpha_n) \rangle \right]^2}. \quad (6)$$

Пусть аддитивная смесь сигнала и хаотической импульсной помехи (ХИП) поступает на вход корреляционного приемника. Он оптимален для приема сигнала на фоне некоррелированного гауссова шума, обычно сопровождающего прием сигналов.

Выходное напряжение приемника определяется корреляционным интегралом

$$u_{\text{ВЫХ}} = \int_0^T \{s(t, t_{\text{ЗН}}) + u_{\text{ХИП}}(t)\} s(t, t_s^*) dt, \quad (7)$$

где $t_{\text{ЗН}}$ — время задержки сигнала, поступающего на вход корреляционного приемника; t_s^* — оценка времени задержки сигнала, вырабатываемая опорным гетеродином в корреляционном приемнике; $s(t, t_s^*)$ — копия запаздывающего сигнала в радиоприемном устройстве.

Предположим, что сигнал — это радиоимпульс с прямоугольной огибающей

$$s(t, t_{\text{ЗН}}) = U_{\text{СТ}} \cos \omega_0 (t - t_{\text{ЗН}}), \quad 0 < t < T, \quad (8)$$

а ХИП $u_{\text{ХИП}}(t)$ — результат линейного наложения взаимно независимых случайных импульсов:

$$u_{\text{ХИП}}(t) = \sum_i A_i \cos \omega_0 (t - t_i) [\sigma(t) - \sigma(t - \tau_i)], \quad 0 < t < T. \quad (9)$$

Кроме статистической независимости моментов появления t_i разных импульсов предположим, что они расположены равномерно на интервале $(0, T)$. Тогда вероятность появления N импульсов в интервале длительностью T определяется законом Пуассона

$$P(N, T) = \frac{(\lambda T)^N}{N!} e^{-\lambda T}, \quad (10)$$

где λ — среднее число импульсов в единицу времени.

После интегрирования на интервале $0 \dots T$

$$\begin{aligned} u_{\text{ВЫХ}}(t_{\text{ЗН}}, t_s^*) &= \int_0^T s(t, t_{\text{ЗН}}) \cdot s(t, t_s^*) dt + \int_0^T u_{\text{ХИП}}(t) s(t, t_s^*) dt = \\ &= u_{\text{ВЫХ}_1}(t_{\text{ЗН}}, t_s^*) + u_{\text{ВЫХ}_2}(t_s^*); \quad U_{\text{ВЫХ}_1}(t_{\text{ЗН}}, t_s^*) \cong \frac{U_{\text{CM}}^2 \tau_c}{2} \cos \omega_0 (t_s^* - t_{\text{ЗН}}), \quad (11) \end{aligned}$$

так как

$$\frac{U_{\text{CM}}}{2} \int_0^{\tau_c} \cos [2\omega_0 t - \omega_0 (t_{\text{ЗН}} - t_s^*)] dt \ll \frac{U_{\text{CM}}}{2} \int_0^{\tau_c} \cos [\omega_0 (t_s^* - t_{\text{ЗН}})] dt;$$

$$\begin{aligned} U_{\text{ВЫХ}_2}(t_s^*) &= \int_0^T U_{\text{CM}} \cos \omega_0 (t - t_s^*) \sum_i A_i \cos \omega_0 (t - t_i) \times \\ &\times [\sigma(t) - \sigma(t - \tau_i)] dt \cong \frac{U_{\text{CM}}}{2} \sum_i A_i \tau_i \cos \omega_0 (t_s^* - \tau_i). \end{aligned}$$

Выходной эффект

$$u_{\text{ВЫХ}}(t_{\text{ЗН}}, t_s^*) = \frac{U_{\text{CM}}^2 \tau_c}{2} \cos \omega_0 (t_s^* - t_{\text{ЗН}}) + \frac{U_{\text{CM}}}{2} \sum_i A_i \tau_i \cos \omega_0 (t_s^* - t_i). \quad (12)$$

Определим математическое ожидание $\langle u_{\text{ВЫХ}}(t_{\text{зн}}, t_3) \rangle$. Воспользуемся выражением характеристической функции для принятой модели ХИП [2]. Первый кумулянт κ_1 есть среднее значение процесса

$$\begin{aligned} \kappa_1 = \langle u_{\text{ВЫХ}}(t_{\text{зн}}, t_3^*) \rangle &= \frac{U_{cm}^2 \tau_c}{2} \cos \omega_0 (t_3^* - t_{\text{зн}}) + \\ &+ \frac{U_{cm} \lambda}{2} \int_0^\infty \tau d\tau \cdot \int_{-\infty}^\infty A \omega_2(A, \tau) dA \cdot \int_0^T \cos \omega_0 (t_3^* - t_i) dt_i. \end{aligned}$$

Выражение для математического ожидания существенно упрощается, если пуассоновские импульсы имеют одинаковое значение параметра $\tau = \tau_0 = \text{const}$, характеризующего длительность импульсов. В этом случае $\omega_2(A, \tau) = \omega_1(A) \delta(\tau - \tau_0)$. Учитывая фильтрующее свойство δ -функции и вычисляя интеграл по dt_i , находим

$$\begin{aligned} \langle u_{\text{ВЫХ}}(t_{\text{зн}}, t_3^*) \rangle &= \frac{U_{cm}^2 \tau_c}{2} \cos \omega_0 (t_3^* - t_{\text{зн}}) + \\ &+ \frac{U_{cm} \lambda \tau_0}{2 \omega_0} [\sin \omega_0 t_3^* - \sin \omega_0 (t_3^* - T)] \int_{-\infty}^\infty A \omega_1(A) dA. \end{aligned}$$

Предположим релеевское распределение амплитуд ХИП

$$\omega_1(A) = \frac{A}{\sigma^2} e^{-\frac{A^2}{2\sigma^2}}, \quad A > 0. \quad \text{Тогда} \quad \int_0^\infty \frac{A^2}{\sigma^2} e^{-\frac{A^2}{2\sigma^2}} dA = \sigma \sqrt{\frac{\pi}{2}}.$$

Окончательно запишем

$$\begin{aligned} \langle u_{\text{ВЫХ}}(t_{\text{зн}}, t_3^*) \rangle &= \frac{U_{cm}^2 \tau_c}{2} \cos \omega_0 (t_3^* - t_{\text{зн}}) + \frac{U_{cm}}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\sigma \lambda \tau_0}{\omega_0} \times \\ &\times [\sin \omega_0 t_3^* - \sin \omega_0 (t_3^* - T)]. \end{aligned} \quad (13)$$

Найдем вторую производную $\frac{d^2}{dt_3^2} \langle u_{\text{ВЫХ}}(t_{\text{зн}}, t_3^*) \rangle$ и подставим $t_3^* = t_{\text{зн}}$.

Здесь знаменатель формулы для условной дисперсии $(\sigma^2)_{t_3}$ оценки t_3^* представит собой выражение

$$\begin{aligned} \left[\frac{d^2}{dt_3^2} \langle u_{\text{ВЫХ}}(t_3) \rangle \right]^2 &= \frac{1}{8} U_{cm}^2 \sigma^2 \lambda^2 \tau_0^2 \omega_0^2 \left\{ \pi [\sin \omega_0 (t_3 - T) - \sin \omega_0 t_3]^2 - \right. \\ &- 4 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{U_{cm} \tau_c \omega_0}{\sigma \lambda \tau_0} [\sin \omega_0 (t_3 - T) - \sin \omega_0 t_3]^2 + 2 \frac{U_{cm}^2}{\sigma^2} \left(\frac{\tau_c \omega_0}{\lambda \tau_0} \right)^2 \left. \right\}. \end{aligned}$$

Числитель —

$$\begin{aligned} \left\langle \left[\frac{dU_{\text{ВЫХ}}^0(t_3)}{dt_3} \right]^2 \right\rangle &= \frac{1}{8} U_{cm}^2 \sigma^2 \lambda^2 \tau_0^2 \left\{ 4 \frac{\omega_0^2}{\lambda} \left[\frac{T}{2} + \frac{1}{4\omega_0} \{ \sin 2\omega_0 (t_3 - T) - \right. \right. \\ &- \sin 2\omega_0 t_3 \} \left. \right] + \pi [\sin \omega_0 t_3 - \sin \omega_0 (t_3 - T)]^2 - \\ &- \pi [\cos \omega_0 t_3 - \cos \omega_0 (t_3 - T)]^2 \left. \right\}. \end{aligned}$$

Если на отрезке измерения T укладывается целое число периодов высокочастотного колебания $T_0 = 2\pi/\omega_0$, то $\omega_0 T = 2\pi T/T_0 = 2k\pi$, k — целое число, и выражение для условной дисперсии существенно упрощается:

$$\sigma_{t_3}^2 = \frac{\lambda T \tau_0^2}{\frac{U_{cm}^2}{\sigma^2} \omega_0^2 \tau_c^2}. \quad (14)$$

Обозначим: $\lambda_T = \lambda T$ — число импульсов ХИП на интервале T , $q_{\text{ХИП}} = \frac{U_{cm}}{\sigma}$ отношение амплитуды радиоимпульса к стандартному отклонению амплитуды импульсов ХИП, распределенных по закону Релея.

Полученное соотношение характеризует дисперсию оценки временного положения импульса $\sigma_{t_3}^2$ в предположении, что измерение дальности производилось с помощью сигналов высокой или промежуточной частоты, т. е. на основании информации, связанной с тонкой структурой сигнала. Возможность повышения точности измерения в результате использования информации, заключенной в тонкой структуре, редко применяется на практике вследствие возникающей неоднозначности измерений. Поэтому необходимо перейти к измерениям времени запаздывания, основанным на использовании видеосигнала. Переход осуществляется заменой в формуле (14) несущей частоты ω_0 на эффективную ширину спектра видеосигнала $\Delta f_{\text{эфф}}$ [3].

Окончательно дисперсия оценки временного положения видеопульса на фоне хаотических импульсных помех определяется формулой

$$\sigma_{t_3} = \frac{\sqrt{\lambda_T} \tau_0}{q_{\text{ХИП}} \Delta f_{\text{эфф}} \tau_c}, \quad (15)$$

где τ_0 — длительность импульсов ХИП, τ_c — длительность импульсов сигнала.

Таким образом, дисперсия оценки временного положения импульса на фоне ХИП уменьшается с увеличением отношения сигнал — помеха $q_{\text{ХИП}}$ и росте эффективной ширины спектра сигнала. Это не противоречит результатам, полученным при оценке дисперсии временного положения импульсов на фоне гауссовых помех, и подтверждает необходимость применения сигналов сложной формы с большой базой (частотно-модулированные импульсы, кодовые группы, фазоманипулированные сигналы и др.). Схемные решения, повышающие точность определения временного положения импульса во время приема сигнала на фоне гауссова шума, не увеличивают оценку дисперсии временного положения импульса при наличии ХИП.

Специфические параметры ХИП также влияют на точность определения временного положения импульса. Дисперсия оценки

временного положения импульса вырастает с увеличением длительности τ_0 и числа импульсов ХИП λ_T на интервале измерения T . При чем точность определения временного положения импульса тем выше, чем больше отношение длительности сигнала τ_c к длительности импульсов ХИП.

Список литературы: 1. Фалькович С. Е. Оценка параметров сигнала. М., 1970. 334 с. 2. Горяичов В. Т., Журавлев А. Г., Тихонов В. И. Примеры и задачи по статистической радиотехнике. М., 1970. 418 с. 3. Сколник М. Введение в теорию радиолокационных систем. М., 1965. 748 с.

Поступила в редколлегию 13.04.87

УДК 621.391

В. С. ГОЛИКОВ, канд. техн. наук, В. В. СУМЦОВ, А. В. ЕМЕЛЬЯНОВ

ОПТИМАЛЬНАЯ ДИАДНАЯ МЕЖДУПЕРИОДНАЯ ОБРАБОТКА

Известны алгоритмы оптимальной междупериодной обработки сигналов, приводящие к вычислению циклических сверток [1; 2]. Цифровая реализация циклических сверток с использованием быстрых алгоритмов проще, чем реализация линейных сверток [3]. Так, число операций умножения и сложения, приходящихся на выходной отсчет, в циклическом фильтре приближенно в два раза меньше, чем в линейном. Однако наиболее экономичны в вычислениях алгоритмы диадных сверток, требующие не более одного умножения на выходной отсчет независимо от длины импульсной характеристики. Их непосредственному использованию в технике обработки радиолокационной информации препятствует своеобразие свойств мультипликативности функций Уолша [4].

Рассмотрим задачу синтеза алгоритма оптимальной по критерию Неймана — Пирсона системы обнаружения дискретных детерминированных сигналов, обладающих свойством групповости относительно диадного сдвига, на фоне нормальных коррелированных аддитивных помех и шумов. Задан N -мерный вектор-столбец \dot{Y}_0 комплексных выборочных отсчетов входного процесса, причем $N = 2^n$ и n — целое число. Входной процесс — аддитивная смесь стационарной нормальной коррелированной помехи \dot{W}_0 , белого шума H_0 и одного из возможных сигналов \dot{S}_i .

Пусть аргументы сигналов $\{\dot{S}_i\}$, $i \in \{0, N-1\}$ — элементы конечной коммутативной группы. Все сигналы $\{\dot{S}_i\}$ находятся заданием одного из них \dot{S}_0 :

$$\dot{S}_i = A_i \dot{S}_0 = \dot{S}_{i \oplus 0}, \quad (1)$$

(A_i — оператор диадного сдвига).

При синтезе алгоритма ограничимся классом правил, инвариантных относительно диадного сдвига на конечных коммутативных

группах. Задача синтеза оптимального в этом классе правила состоит в определении равномерно наиболее мощного инвариантного правила. Нахождение этого правила основано на представлении априорной неопределенности в форме воздействия на наблюдаемый процесс оператора A_i :

$$\begin{aligned} \dot{Y}_i^{\text{сф}} &= A_i \dot{Y}_0^{\text{сф}} = \dot{S}_{0 \oplus i}^2 + A_i (\dot{W}_0 + H_0) = \dot{S}_{0 \oplus i}^2 + \dot{W}_{0 \oplus i}^2 + H_{0 \oplus i}^2, \\ \dot{Y}_i^{\text{ф}} &= A_i (\dot{W}_0 + H_0) = \dot{W}_{0 \oplus i}^2 + H_{0 \oplus i}^2. \end{aligned} \quad (2)$$

Сформируем симметричное относительно оператора диадного сдвига семейство $P = \{p_{\Phi}(\dot{Y}_i/0)\}$ распределений выборок фона. Для этого определим функции распределения каждого вектора $\dot{Y}_i^{\text{ф}}$:

$$p_{\Phi}(\dot{Y}_i/0) = (4\pi)^{-N} (\det R_i)^{-1} \exp \left\{ -\frac{1}{2} (\dot{Y}_i^{\text{Т}} R_i^{-1} \dot{Y}_i^{\text{с}}) \right\}. \quad (3)$$

Пусть исходные вектора фона $\dot{Y}_0^{\text{ф}}$ и полученные преобразованием $\dot{Y}_i^{\text{ф}}$ ($i \neq 0$) принадлежат некоторому пространству Φ . Тогда плотность вероятности наличия вектора \dot{Y} в пространстве Φ

$$p^{(2)}(\dot{Y}/0) = (4\pi)^{-N} (\det R^{(2)})^{-1} \exp \left\{ -\frac{1}{2} (\dot{Y}^{\text{Т}} [R^{(2)}]^{-1} \dot{Y}^{\text{с}}) \right\}, \quad (4)$$

где

$$R^{(2)} = N^{-1} \sum_{i=0}^{N-1} R_i. \quad (5)$$

Для смеси сигнала и фона плотность вероятности приобретает вид

$$\begin{aligned} p^{(2)}(\dot{Y}/\dot{S}_i) &= (4\pi)^{-N} (\det R^{(2)})^{-1} \exp \left\{ -\frac{1}{2} (\dot{Y}^{\text{Т}} [R^{(2)}]^{-1} \dot{Y}^{\text{с}}) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} (\dot{S}_i^{\text{Т}} [R^{(2)}]^{-1} \dot{S}_i^{\text{с}}) \right\}. \end{aligned} \quad (6)$$

Учитывая свойства оператора диадного сдвига и соотношение (5), элементы диадной корреляционной матрицы находим из выражения

$$R_{pl}^{(2)} = N^{-1} \sum_{i=0}^{N-1} R_{p \oplus i, l \oplus i}^2. \quad (7)$$

Для $l = 0$ первый столбец корреляционной матрицы (7) описывает известное выражение связи диадной корреляционной функции с арифметической

$$R_{p0}^{(2)} = R_{(p)}^{(2)} = N^{-1} \sum_{i=0}^{N-1} R(i \oplus p - i). \quad (8)$$

Оператор диадного сдвига A_i может быть представлен как матрица перестановок T_i , в каждом столбце и в каждой строке которой лишь

один элемент равен единице, а остальные — нули, причем $T_i T_i^* = I$ (9). Здесь I — единичная матрица. Диадная корреляционная матрица с элементами, полученными в соответствии с (7), является клеточно-циркулянтной. Такая матрица, являясь дискретным аналогом инвариантного оператора, удовлетворяет соотношению

$$R^{(2)} = [R^{(2)} : T_1 R^{(2)} : \dots : T_{N-1} R^{(2)}], \quad (10)$$

где

$$R^{(2)} = [R_{(0)}^{(2)} \ R_{(1)}^{(2)} \ \dots \ R_{(N-1)}^{(2)}]^T.$$

Симметрию семейства (4)

$$p^{(2)}(A_i \dot{Y}_0 / 0) = p^{(2)}(\dot{Y}_0 / 0) \quad (11)$$

докажем, используя (10) и свойство ортогональности перестановочных матриц (9):

$$\begin{aligned} \dot{Y}_i^T [R^{(2)}]^{-1} \dot{Y}_i^* &= \dot{Y}_i^T I [R^{(2)}]^{-1} I \dot{Y}_i^* = \\ &= \dot{Y}_i^T T_i T_i^T [R^{(2)}]^{-1} T_i T_i^T \dot{Y}_i^* = \\ &= \dot{Y}_0^T [T_i R^{(2)} T_i^T]^{-1} \dot{Y}_0^* = \dot{Y}_0^T [R^{(2)}]^{-1} \dot{Y}_0^*, \end{aligned} \quad (12)$$

что и требовалось доказать. Симметрия (6) доказывается аналогично.

Для построения равномерного наиболее мощного правила, кроме симметрии семейств распределений, необходима инвариантность параметрического пространства относительно преобразований диадного сдвига. Параметрическим пространством в данной задаче являются номера возможных сигналов и помех. В соответствии с (1) и (2) инвариантность параметрического пространства соблюдается.

Задачи с инвариантными множествами параметров сигналов, помех и с симметричными семействами распределений относительно групп преобразований могут иметь также инвариантные относительно этих преобразований функции мощности правил проверки гипотез. Условие инвариантности функции мощности $D(z/\dot{Y}_i) = D(z/\dot{Y}_0)$ выполняется, если решающая функция и алгоритм обработки инвариантен относительно преобразований A_i :

$$z(\dot{Y}_i) = z(A_i \dot{Y}_0) = z(\dot{Y}_0).$$

Оптимальный алгоритм обнаружения по критерию Неймана — Пирсона сводится к сравнению с порогом отношения правдоподобия

$$\ln L(\dot{Y}_0) = \ln p^{(2)}(\dot{Y}_0 / \dot{S}_i) - \ln p^{(2)}(\dot{Y}_0 / 0). \quad (13)$$

Учитывая (4), (6), получаем

$$\ln L(\dot{Y}_0) = -\frac{1}{2} \dot{S}_i^T [R^{(2)}]^{-1} \dot{S}_i^* + \operatorname{Re} \{ \dot{Y}_0^T [R^{(2)}]^{-1} \dot{S}_i^* \} \stackrel{\gamma_1}{\cong} z_*. \quad (14)$$

В последнем выражении $\dot{S}_i^T [R^{(2)}]^{-1} \dot{S}_i^* = \operatorname{tr} \dot{S}_i^* \dot{S}_i^T [R^{(2)}]^{-1} = \operatorname{tr} \dot{S}_0^* \dot{S}_0^T \times \times [R^{(2)}]^{-1}$ не зависит от \dot{Y} и определяет дополнительное смещение

порога $z_0 = \left[z_* + \frac{1}{2} \text{tr} \dot{S}_0^* \dot{S}_0^T [R^{(2)}]^{-1} \right]$. Поскольку $[R^{(2)}]^{-1} A_i = A_i \times [R^{(2)}]^{-1}$, то структура пороговой системы записывается в виде

$$z = \dot{Y}_0^T [R^{(2)}]^{-1} A_0 \dot{S}_0^* = \dot{Y}_0^T A_i [R^{(2)}]^{-1} \dot{S}_0^* = \dot{Y}_0^T A_i \dot{h}, \quad (15)$$

которое является диадной сверткой вектора входной реализации и вектора весовых коэффициентов

$$\dot{h} = [R^{(2)}]^{-1} \dot{S}_0^*. \quad (16)$$

Таким образом, диадная свертка — это оптимальная процедура обработки при обнаружении класса детерминированных сигналов, связанных соотношением (1). При этом мощность такого решающего правила не зависит от номера входного сигнала.

Для реальных сигналов соотношение (1) выполняется лишь приближенно. Поэтому целесообразно оценить реальную эффективность обнаружения сигналов алгоритмом (15). Так как синтезированный алгоритм обработки — линейный, то оценивать эффективность при нормально распределенных помехах можно по энергетическому отношению $\rho^{(2)}$ пиковой мощности полезного сигнала к средней мощности помех, взятых на выходе устройства обработки.

Отношение сигнал-помеха на выходе диадной системы обработки определяется выражением

$$\rho^{(2)} = \sum_{p=0}^{N-1} \dot{S}_p \dot{h}_i^2 \oplus p. \quad (17)$$

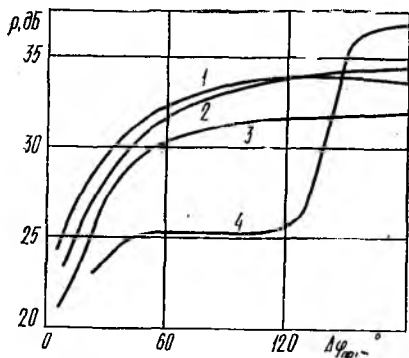
Вектор \dot{h} найдем из (16). Считаем, что помеха имеет экспоненциальную функцию корреляции $R(p) = \sigma_n^2 \exp\{-\alpha |p|\}$, а коэффициент корреляции $r = R(1)/\sigma_n^2 = 0,99$ и $\sigma_n^2 \gg \sigma_w^2$. Тогда при $N = 8$ имеем

$$[R^{(2)}]^{-1} \approx \frac{1}{1,4\sigma_n^2(1-r)} \begin{pmatrix} 7 & -5 & -1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -5 & 7 & -1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & -1 & 7 & -5 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & -1 & -5 & 7 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 7 & -5 & -1 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -5 & 7 & -1 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & -1 & 7 & -5 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & -1 & -5 & 7 \end{pmatrix}.$$

Пусть сигнал \dot{S}_0 представлен комплексными отсчетами $\dot{S}_p = \exp\{jp\Delta\theta_c\}$.

Произведение $[R^{(2)}]^{-1} \dot{S}_0$ дает вектор весовых коэффициентов \dot{h}_p , соответствующих $i = 0$. Для других $i \in [1, N - 1]$ векторы весовых коэффициентов можно получить как результат произведения $[R^{(2)}]^{-1} \dot{S}_i$, где вектор сигнала \dot{S}_i определяется отсчетами $\dot{S}_{p \oplus i} = \exp\{j(p \oplus i)\Delta\theta_c\}$.

На рисунке представлены зависимости $\max \rho_i^{(2)}$ при неизвестной доплеровской частоте сигнала с расчетными $\Delta\Theta_c = 180, 120, 30^\circ$ (кривые 3, 2, 1 соответственно) от фактического междупериодного набега фазы. Аналогичная зависимость (кривая 4) построена для устройства, максимизирующего среднее значение ρ в интервале $\Delta\Theta_c$ от 0 до 180° . Весовой вектор такого устройства определяется собственным вектором арифметической корреляционной матрицы помехи, соответствующим наименьшему собственному значению. Здесь $h = [-0,0985; 0,2780; -0,4157; 0,4900; -0,4900; 0,4157; -0,278; 0,0981]^T$.



Сопоставление этих зависимостей позволяет сделать вывод, что наряду с отмеченным преимуществом в вычислении диадных сверток, использование диадной обработки при неизвестной доплеровской частоте сигнала от цели в присутствии коррелированных помех и шумов обеспечивает высокую помехоустойчивость в широком диапазоне изменений частоты сигнала.

Список литературы: 1. Голиков В. С., Кравченко Н. И. Теория оптимальной М-ичной фильтрации сигналов на фоне коррелированных помех // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1984. Т. 27, № 7. С. 15—19. 2. Там же. Эффективность М-ичного оптимального дискретного фильтра при обнаружении пачки сигналов с неизвестным временем ее начала на фоне коррелированных помех // 1986. Т. 29, № 11. С. 53—57. 3. Нуссбаумер Г. Быстрое преобразование Фурье и алгоритмы вычисления сверток. М., 1985. 248 с. 4. Ширман Я. Д., Манжос В. Н. Теория и техника обработки радиолокационной информации на фоне помех. М., 1981. 416 с. 5. Вопросы статистической теории радиолокации / Под ред. Г. П. Тартаковского. М., 1963. Т. 1. 424 с.

Поступила в редколлегию 09.07.87

УДК 551.501:621.396

С. Ф. СИМОВСКАЯ, канд. техн. наук, В. И. АЛЕХИН, канд. техн. наук

ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТИ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА ЛОКАЦИОННОГО СИГНАЛА НА ФОНЕ ШУМА АКУСТИЧЕСКОЙ ДОПЛЕРОВСКОЙ СИСТЕМЫ

Акустические локационные системы относятся к эффективным техническим средствам для производства метеорологических наблюдений в приземном слое атмосферы. Информацию о скорости ветра при акустическом зондировании атмосферы получают измерением доплеровской частоты стохастического сигнала локатором непрерывного действия [1]. В измерительном канале локатора об-

работка сигнала с целью определения положения доплеровского спектра сигнала на оси частот осуществляется одним из известных методов: счетом числа пересечений нулевого уровня; с помощью алгоритма быстрого преобразования Фурье, при котором расчет средней частоты Доплера проводится по реализациям стационарного эхо-сигнала с применением больших высокопроизводительных ЭВМ; высокоточным способом с использованием следящих фильтров при последующем преобразовании напряжения, пропорционального средней доплеровской частоте, в цифровую форму; с применением автокорреляционного метода и др.

Оценка частоты сигнала при приеме на фоне флюктуационного шума производится известными методами на основе наблюдения и анализа некоторой реализации случайного процесса в течение фиксированного интервала времени ($0 \leq t \leq T$). Из-за наличия шума и конечного времени наблюдения сигнала любому алгоритму измерения частоты сигнала присущи ошибки, определяемые критерием качества оценки и условиями, при которых происходит процесс оценки. Известно, что при анализе непрерывной реализации на конечном интервале ($0, T$) используется функционал отношения правдоподобия, который при приеме узкополосного сигнала со случайной равномерно распределенной начальной фазой определяется выражением [2]

$$\hat{\lambda} = I_0 [G_0(f)] e^{-\sigma^2 f^2},$$

где $G_0(f)$ — выходной сигнал оптимального приемника с оцениваемым параметром f ; q^2 — отношение средней мощности сигнала к мощности шума в эффективной полосе полезного сигнала; $I_0[A]$ — функция Бесселя мнимого аргумента нулевого порядка.

Оценка максимума правдоподобия доплеровской частоты узкополосного сигнала находится из решения уравнения $[dG_0(f)/df]_{f_m} = 0$, поскольку при обработке локационного сигнала решение уравнения находится в окрестности абсолютного максимума $G_0(f)$, который расположен внутри априорного частотного интервала. Оценка максимума правдоподобия (в первом приближении) для узкополосного сигнала является несмещенной. При определении дисперсии оценки центральной частоты спектра акустического узкополосного гауссового колебания воспользуемся формулой [2]

$$D(f_m/f_0) = 2\pi \left\{ TP_c^2 \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{dG_0(\omega)/d\omega}{P_c G_0(\omega) + N_0} \right]^2 d\omega \right\}^{-1}. \quad (1)$$

Здесь f_0 — центральная частота; f_m — значение частоты, соответствующее максимуму максимуму логарифма функционала отношения правдоподобия; $G_0(\omega)$ — энергетический спектр огибающей сигнала; P_c — средняя мощность сигнала; N_0 — мощность шума; T — время наблюдения.

В связи со сложностью получения аналитического выражения для дисперсии оценки центральной частоты энергетического спек-

тра произвольного вида ограничимся рассмотрением частного случая, когда гауссовый узкополосный сигнал имеет огибающую энергетического спектра вида

$$G_0(\omega) = \frac{2\alpha^2}{\alpha^2 + \omega^2}, \quad (2)$$

где $\alpha = 2\Delta f_c$; Δf_c — эффективная ширина энергетического спектра;

$$\Delta f_c = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G_0(\omega) d\omega / G_0(\omega)_{\max}.$$

На практике часто пользуются относительной ошибкой оценки центральной частоты спектра узкополосного сигнала, принимаемого совместно с флюктуационным шумом

$$\Delta_D = \sqrt{D(f_m/f_0) / (\Delta f_c^2 p)}.$$

Здесь $D(f_m/f_0)$ — дисперсия оценки центральной частоты; $p = 1/(\Delta f_c T)$.

При подстановке (2) в подынтегральное выражение формулы (1) и нахождении интеграла относительную дисперсию оценки центральной частоты представим как

$$\Delta_D = 2 \sqrt{(1 + \sqrt{1 + q^2})^3 \sqrt{1 + q^2} q^{-4}}, \quad (3)$$

где $p = 1/(\Delta f_c T)$; q^2 — отношение средней мощности сигнала к мощности шума в эффективной полосе частот сигнала; $q^2 = \frac{P_c}{N_0 \Delta f_c}$.

Предполагая, что для всех значений q^2 выполняется неравенство $q^2/p \gg 1$, отмечаем, что для очень большого отношения сигнал-шум ($q^2 \gg 1$) дисперсия оценки центральной частоты энергетического спектра случайного сигнала пропорциональна отношению ширины энергетического спектра к времени наблюдения $D(f_m/f_0) = 4\Delta f_c/T$, а относительная дисперсия Δ_D стремится к постоянной величине, равной двум.

В случае, когда $q^2 \ll 1$ дисперсия оценки частоты $D(f_m/f_0) = 32\Delta f_c^2 p/q^4$, относительная дисперсия обратно пропорциональна q^2 ($\Delta_D = 4\sqrt{2}/q^2$). Приведем значения относительной ошибки Δ_D при различном отношении мощности сигнала и шума q^2 , рассчитанные по формуле (3):

q^2	1	5	10	25	50	100
Δ_D	8,86	4,04	3,28	2,64	2,51	2,32

При измерении доплеровского сдвига частоты рассеянного акустического колебания, содержащего информацию о профиле и на-

правлении ветра, возникает необходимость определения статистической точности спектрального анализа, в частности его систематической погрешности.

Считаем, что обрабатывается случайный процесс $\xi(t)$, представляющий собой сумму узкополосного гауссового сигнала $s(t)$ и гауссового белого шума $n(t)$ с известной спектральной плотностью N_0 :

$$\xi(t) = s(t) + n(t), \quad 0 \leq t \leq T.$$

Сигнал $s(t)$ и шум $n(t)$ — независимые стационарные эргодические процессы с нулевым средним значением.

Известно, что систематическая погрешность спектрального анализа (смещение оценки спектральной плотности) определяется выражением [3]

$$b[\hat{G}_\xi(f)] = M[G_\xi(f)] - G_\xi(f),$$

в котором $G_\xi(f)$, $\hat{G}_\xi(f)$ — спектральная плотность мощности процесса $\xi(t)$ и ее оценка соответственно.

Оценка спектральной плотности

$$\hat{G}_\xi(f) = \frac{1}{T} \left| \int_0^T \xi(t) e^{-j2\pi ft} dt \right|^2.$$

Так как сигнал $s(t)$ и шум $n(t)$, составляющие случайный процесс $\xi(t)$, независимые процессы, то

$$\hat{G}_\xi(f) = \hat{G}_c(f) + \hat{G}_n(f),$$

где

$$\hat{G}_c(f) = \frac{1}{T} \left| \int_0^T s(t) e^{-j2\pi ft} dt \right|^2;$$

$$\hat{G}_n(f) = \frac{1}{T} \left| \int_0^T n(t) e^{-j2\pi ft} dt \right|^2.$$

Для вычисления смещения оценки спектральной плотности мощности процесса $\xi(t)$ найдем математическое ожидание оценки $\hat{G}_\xi(f)$:

$$\begin{aligned} M[\hat{G}_\xi(f)] &= \frac{1}{\Delta f_\phi} \int_{f - \frac{\Delta f_\phi}{2}}^{f + \frac{\Delta f_\phi}{2}} G_\xi(f') df' = \\ &= \frac{1}{\Delta f_c} \int_{f - \frac{\Delta f_c}{2}}^{f + \frac{\Delta f_c}{2}} G_c(f') df' + \frac{1}{\Delta f_n} \int_{f - \frac{\Delta f_n}{2}}^{f + \frac{\Delta f_n}{2}} G_n(f') df'. \end{aligned}$$

Представляя функции $G_c(f')$ и $G_n(f')$ рядом Тейлора в окрестности точки $f' = f$ по степеням $(f' - f)$ и ограничиваясь первыми тремя членами разложения (предварительно оценив остаток ряда Тейлора) при постоянных пределах интегрирования в течение времени T , имеем

$$M[\hat{G}_\xi(f)] \approx G_c(f) + G_n(f) + \frac{1}{24} [\Delta f_c^2 G_c''(f) + \Delta f_n^2 G_n''(f)].$$

Запишем систематическую погрешность спектрального анализа (смещение оценки спектральной плотности)

$$b[\hat{G}_\xi(f)] \approx \frac{1}{24} [\Delta f_c^2 G_c''(f) + \Delta f_n^2 G_n''(f)]. \quad (4)$$

Выражение (4) определяет систематическую погрешность спектрального анализа, когда фильтрующая система анализатора имеет постоянную частоту настройки и постоянную полосу пропускания, что имеет место при параллельном спектральном анализе и дискретном изменении частоты настройки.

Практический интерес представляет случай, когда принимаемый доплеровским акустическим локатором сигнал $s(t)$ — гауссовский эргодический процесс со спектральной плотностью колокольной формы

$$G_c(f) = \frac{P_c}{\Delta f_c} \exp\left\{-\frac{\pi(f-f_c)^2}{\Delta f_c^2}\right\}, \quad (5)$$

аддитивный гауссовский шум имеет спектральную плотность

$$G_n(f) = N_0 \exp\left\{-\frac{\pi(f-f_\Phi)^2}{\Delta f_\Phi^2}\right\}, \quad (6)$$

где f_c , Δf_n — центральная частота и ширина энергетического спектра сигнала; f_Φ , Δf_Φ — частота настройки фильтра, с которой совпадает частота энергетического спектра шума, и полоса пропускания фильтра.

Согласно (4) и с учетом (5), (6) смещение оценки энергетического спектра аддитивной смеси сигнала и шума $\xi(t)$ равно

$$b[\hat{G}_\xi(f)] \approx -\frac{\pi}{12} \frac{P_c}{\Delta f_c} \left\{ \exp\left[-\frac{\pi(f-f_c)^2}{\Delta f_c^2}\right] \left[1 - 2\pi \frac{(f-f_c)^2}{\Delta f_c^2}\right] + \frac{\Delta f_c}{q^2 \Delta f_\Phi} \exp\left[-\frac{\pi(f-f_\Phi)^2}{\Delta f_\Phi^2}\right] \left[1 - 2\pi \frac{(f-f_\Phi)^2}{\Delta f_\Phi^2}\right] \right\}. \quad (7)$$

Здесь q^2 — отношение мощностей сигнала и шума.

В случае, когда частота сигнала совпадает с частотой настройки фильтра ($f_c = f_\Phi$) и ширина спектра сигнала равна полосе пропус-

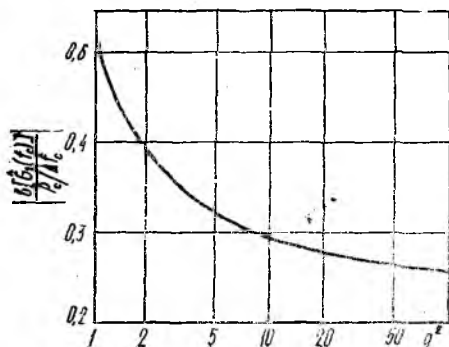
кания фильтра ($\Delta f_c = \Delta f_\Phi$), смещение оценки выразится так:

$$b[\hat{G}_s(f)] \approx -\frac{\pi}{12} \frac{P_c}{\Delta f_\Phi} \left\{ \left(1 + \frac{1}{q^2}\right) \exp \times \right. \\ \left. \times \left[-\frac{\pi(f-f_\Phi)^2}{\Delta f_\Phi^2} \right] \left[1 - 2\pi \frac{(f-f_\Phi)^2}{\Delta f_\Phi^2} \right] \right\}. \quad (8)$$

Значение относительной систематической погрешности спектрального анализа при $f = f_c$ представим в виде

$$\frac{b[\hat{G}_s(f_c)]}{P_c/\Delta f_c} \approx -\frac{\pi}{12} \left(1 + \frac{1}{q^2}\right). \quad (9)$$

На рисунке показана зависимость относительной погрешности спектрального анализа от отношения мощности сигнала и шума в эффективной полосе частот сигнала q^2 при нулевой расстройке энергетического спектра сигнала и помехи относительно частоты настройки фильтра.



Список литературы: 1. Измерение скорости ветра непрерывным доплеровским акустическим локатором в условиях аэропорта / В. И. Алехин, А. И. Рыженко, В. И. Сидько, Г. И. Сидоров // VI Всесоюз. совещ. по радиометеорологии: Тез. докл. Таллин. 1982. С. 156—157. 2. Куликов Е. И., Трифонов А. П. Оценка параметров сигналов на фоне помех. М., 1978. 296 с. 3. Ликников И. Н. Систематическая погрешность спектрального анализа стационарных случайных процессов // Радиотехника. 1985. № 9. С. 52—53.

Поступила в редколлегию 13.07.87

УДК 621.396

В. И. ВИШНЕВЕЦКИЙ, канд. техн. наук, С. В. ВИШНЕВЕЦКИЙ

ОБНАРУЖЕНИЕ ПСЕВДОСЛУЧАЙНЫХ ФАЗОМАНИПУЛИРОВАННЫХ СИГНАЛОВ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИХ ПАРАМЕТРОВ В УСЛОВИЯХ АПРИОРНОЙ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ

В системах связи с шумоподобными сигналами (ШПС), в которых в качестве носителя информации используются фазоманипулированные (ФМ) сигналы, получаемые с помощью M -последовательностей, наряду с обнаружением таких сигналов возникает задача определения их параметров, основными из которых являются степень n образующего полинома и значения коэффициентов h_i образующего полинома. Практически эта задача сводится к определе-

нию вида эквивалентного образующего полинома принимаемой последовательности $(a_1, a_2, \dots, a_i, \dots, a_N)$,

$$h(A) = h_0 \oplus h_1 A \oplus h_2 A^2 \oplus \dots \oplus h_n A^n, \quad (1)$$

где n — степень образующего полинома, равная количеству разрядов регистра сдвига генератора M -последовательности (ГМП); h_i — коэффициент передачи в цепях обратных связей (ГМЦ),

$$h_i \in \{0, 1\} \quad (i = \overline{1, n});$$

A — дискретные переменные, символы передаваемой M -последовательности, $A \in (0, 1)$; \oplus — знак суммирования по модулю 2.

Метод обнаружения ШПС ФМ [1; 2], позволяет различать последовательность и M -последовательность, а также определять степень образующего полинома M -последовательности на основе анализа распределения единичных и (или) нулевых блоков в принятой последовательности в условиях априорной неопределенности. Для обнаружения M -последовательности с неизвестным n необходимо принять $N_{сч} = 2^n Q$ (2) счетных импульсов, в которых

$$Q = 2 \left[\frac{c_1 \sqrt{2} + c_2 p \sqrt{2}}{0,5 - 2p^2} \right]^2, \quad (3)$$

где c_1, c_2 — константы, определяемые заданными вероятностями ложной тревоги $P_{лт}$ и правильного приема $P_{пр}$, а p — вероятность ошибки при приеме одного импульса, определяемая отношением сигнал—шум h^2 .

Для ШПС с базой $B = 2^6 - 1 = 63$ и отношении сигнал—шум $h^2 = 30$ для достижения $P_{лт} = 10^{-3}$, $P_{пр} = 0,99$ при определении величины n необходимо принять 50 сигналов, т. е. $N_{сч} = 2^n Q = 2^6 \times 50 = 3200$ импульсов.

Однако обнаружитель — анализатор, реализующий описанный в работах [1; 2] метод, не может указать, какая из семи возможных M -последовательностей (для приведенного примера $n = 6$) обнаружена, т. е. не может указать вид образующего полинома, которым определяется обнаруженная M -последовательность.

Ранее был описан метод и вариант его реализации [3], позволяющий на основе использования рекуррентных свойств M -последовательностей реализовать обнаружитель, определяющий не только степень n образующего полинома (1), но и его вид. Любой сегмент M -последовательности, который содержит $L = 2n$ импульсов, без ошибок и полностью определяет структуру всей M -последовательности. Он назван сегментом структурной памяти M -последовательности. Изложена также методика нахождения коэффициентов h_i , определяющих структуру образующего полинома. Методика установления указанных параметров ШПС в условиях априорной неопределенности следующая.

Необходимо взять для анализа сегмент последовательности $L' = 2n'$, длина которого заведомо в разумных пределах больше $L = 2n$, т. е. $n' > n$. Принятый сегмент длиной L' записывается

где E_n — единичная диагональная матрица размерности $n \otimes n$; q — сопутствующая матрица размерности $n \times [L - (n + 1)]$; h — вектор искоемых коэффициентов образующего полинома, $h = (h_1, h_2, \dots, h_n)$; O — матрица, состоящая из нулей (дефект результирующей матрицы), размерности $\left(\frac{L'}{2} - n\right) \times \frac{L'}{2}$, если L' четно, или $\left(\frac{L' - 1}{2} - n\right) \times \frac{L' - 1}{2}$, если L' нечетно.

Величина n — ранг матрицы E_n или длина вектора h определяет степень образующего полинома, а найденные значения h_i коэффициентов образующего полинома — его структуру.

Пример. Пусть принята неизвестная последовательность элементов

$$\left\{ \begin{array}{cccccccccccccccc} \dots & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 1 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 1 & 1 & 1 & \dots \\ & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 & 7 & 8 & 9 & 10 & 11 & 12 & 13 & 14 & 15 & 16 & \end{array} \right\}.$$

Примем условно, что степень образующего полинома $n' = 8$, по принятому сегменту построим расширенную матрицу системы ЛРУ (4) и пронумеруем ее строки

Преобразуем данную матрицу по алгоритму Гаусса—Жордана. Сложим строку 1 со строками 3 и 7, первый $A^0 =$ элемент которых единичный

$$\left| \begin{array}{cccc} 87654321 & 9 & & \\ 10110100 & 0 & 1 & \\ 01011010 & 1 & 2 & \\ 10101101 & 0 & 3 & \\ 01010110 & 0 & 4 & \\ 00101011 & 0 & 5 & \\ 00010101 & 1 & 6 & \\ 10001010 & 1 & 7 & \\ 11000101 & 1 & 8 & \end{array} \right|$$

Сложим 2 со строками 4 и 8

$$A_1^0 = \left| \begin{array}{cccc} 10110100 & 0 & 1 & \\ 01011010 & 1 & 2 & \\ 00011001 & 0 & 3 & \\ 01010110 & 0 & 4 & \\ 00101011 & 0 & 5 & \\ 00010101 & 1 & 6 & \\ 00111110 & 1 & 7 & \\ 01110001 & 1 & 8 & \end{array} \right|$$

Запишем строку 5 на место строки 3 и сложим ее со строками 1 и 7

$$A_2^0 = \left| \begin{array}{cccc} 10110100 & 0 & 1 & \\ 01011010 & 1 & 2 & \\ 00011001 & 0 & 3 & \\ 00001100 & 1 & 4 & \\ 00101011 & 0 & 5 & \\ 00010101 & 1 & 6 & \\ 00111110 & 1 & 7 & \\ 00101011 & 0 & 8 & \end{array} \right|$$

Сложим строку 4 со строками 1, 2, 6 и 7

$$A_3^4 = \begin{array}{r|l} 10011111 & 0 & 1 \\ 01011010 & -1 & 2 \\ 00101011 & 0 & 3 \\ 00011001 & 0 & 4 \\ 00001100 & 1 & 5 \\ 00010101 & 1 & 6 \\ 00010101 & 1 & 7 \\ 00000000 & 0 & 8 \end{array}$$

Сложим строку 5 со строками 3, 4, 6, 7 и получим результирующую матрицу

$$A_4^0 = \begin{array}{r|l} 10000110 & 0 & 1 \\ 01000011 & 1 & 2 \\ 00101011 & 0 & 3 \\ 00011001 & 0 & 4 \\ 00001100 & 1 & 5 \\ 00001100 & 1 & 6 \\ 00001100 & 1 & 7 \\ 00000000 & 0 & 8 \end{array}$$

$$F_n = \begin{array}{|c|c|c|} \hline E_n & q & h \\ \hline \hline 0 & & \\ \hline \end{array} = \begin{array}{r|l} 10000 & 110 & 0 & 1 \\ 01000 & 011 & 1 & 2 \\ 00100 & 111 & 1 & 3 \\ 00010 & 101 & 1 & 4 \\ 00001 & 100 & 1 & 5 \\ \hline 00000 & 000 & 0 & 6 \\ 00000 & 000 & 0 & 7 \\ 00000 & 000 & 0 & 8 \end{array}$$

Результирующая матрица F_n содержит информацию об априорно неизвестных коэффициентах при дискретных переменных образующего полинома в виде вектора $h = (01111)^T$, а длина этого вектора или ранг $n = 5$ единичной матрицы E_n соответствует степени образующего полинома.

Таким образом, сущность метода обнаружения псевдослучайных фазоманипулированных сигналов и определения их параметров в условиях априорной неопределенности заключается в составлении на основе принятого сегмента последовательности несовместной системы неоднородных линейных рекуррентных уравнений с учетом рекуррентных свойств M -последовательностей и применении для ее решения алгоритма Гаусса—Жордана. Он позволяет выделить из первоначальной системы уравнений совместную систему линейных рекуррентных уравнений, решить ее и тем самым определить априорно неизвестные коэффициенты при дискретных переменных образующего полинома и его степень.

Список литературы: 1. Варакин Л. Е. Системы связи с шумоподобными сигналами. М., 1985. 384 с. 2. Варакин Л. Е., Власов А. В. Обнаружение и анализ псевдослучайных фазоманипулированных сигналов в условиях априорной неопределенности // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1981. Т. 24.

Поступила в редколлегию 10.07.86

УДК 621.396.2

В. Н. БЫКОВ, канд. техн. наук, Н. И. БЫКОВА, В. А. КУЛАКОВ
А. С. СУЛТАНОВ, канд. техн. наук

МЕТОДЫ МОДУЛЯЦИИ ШУМОВЫХ СИГНАЛОВ

В известных публикациях показана возможность формирования шумовых сигналов, модулированных по амплитуде, частоте и фазе [1; 2], но не указаны методы приема и обработки таких сигналов с целью извлечения полезной информации. Частотная модуляция широкополосных шумовых сигналов [1] сталкивается с трудностями принципиального характера, так как для ее реализации необходимы генераторы шума с перестраиваемой в широких пределах центральной частотой спектра при сохранении неизменной ширины спектра сигнала.

В работе [3] приведен метод фазовой манипуляции шумовых сигналов и оценена помехоустойчивость автокорреляционного приема фазоманипулированных шумовых сигналов. Однако вопросы автокорреляционного приема шумовых сигналов, модулированных по амплитуде и фазе непрерывно, мало изучены.

Представляется целесообразным проанализировать возможные методы формирования амплитудно-модулированных и фазомодулированных шумовых сигналов и оценить помехоустойчивость метода автокорреляционного приема этих сигналов.

Амплитудная модуляция (АМ). При модуляции шумового сигнала по амплитуде в соответствии с модулирующей функцией изменяется средняя мощность сигнала. В этом случае соотношение для напряжения сигнала можно записать следующим образом:

$$u_c(t) = \sqrt{\bar{P}_{сн} [1 - m_c(t)]} \xi_c(t) \cos [\omega_0 t + \Phi(t)], \quad (1)$$

где $\xi_0(t)$ — нормированная случайная амплитуда сигнала, $\xi_c(t) = V(t)/\sqrt{\bar{P}_{сн}}$; $V(t)$ — случайная амплитуда сигнала; $\bar{P}_{сн}$ — средняя мощность несущего колебания; $m_c(t)$ — модулирующая функция, $m_c(t) = k_m u_m(t)$; k_m — коэффициент глубины модуляции; $u_m(t)$ — передаваемое сообщение. Обозначим $\sqrt{1 - m_c(t)} = \mu(t)$ и назовем $\mu(t)$ модуляционным параметром, то получим соотношение (1)

$$u_c(t) = \mu(t) V(t) \cos [\omega_0 t + \Phi(t)]. \quad (2)$$

На рис. 1 представлены структурные схемы приемопередающих устройств, позволяющих реализовать амплитудную модуляцию

шумовой несущей с последующей ее демодуляцией в автокорреляционном приемнике (ПРМ). АМ можно осуществить двумя способами. Первый (рис. 1, а) заключается в том, что шумовая несущая на выходе генератора шума (ГШ) модулируется по амплитуде в модуляторе (М) информационным сигналом, затем происходит деление сигнала по мощности пополам с последующей задержкой одной составляющей сигнала на время τ_1 и сложение обеих составляющих шумового сигнала в сумматоре. С помощью второго способа шумовая несущая сначала делится по мощности пополам, затем одна составляющая модулируется по амплитуде, а вторая задерживается

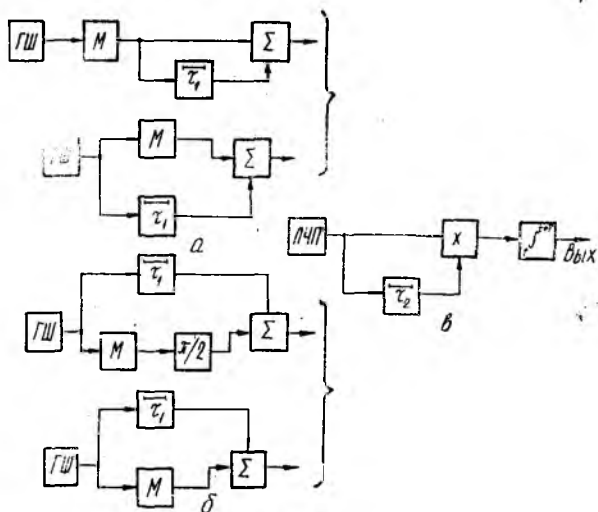


Рис. 1

на время τ_1 , после чего они складываются в сумматоре (рис. 1, а), нижний. Приемное устройство, демодулирующее сигнал, для обоих способов модуляции остается одним и тем же (рис. 1, б).

В линейной части приемника (ЛЧП) сигнал усиливается и преобразуется по частоте, суммируется с шумами ПРМ. Далее смесь сигнала и шума делится по мощности пополам, и две составляющие смеси сигнала и шума (задержанная и незадержанная) поступают на два входа перемножителя автокоррелятора. Шумовые компоненты на входах перемножителя некоррелированы.

Запишем коррелированные составляющие на двух входах перемножителя ПРМ для первого и второго способов модуляции при $\tau_1, \tau_2 \geq (2-3)\tau_k$:

$$\begin{aligned}
 & \mu(t - \tau_1) V(t - \tau_1) \cos[\omega_0(t - \tau_1) + \Phi(t - \tau_1)]; \\
 & \mu(t - \tau_2) V(t - \tau_2) \cos[\omega_0(t - \tau_2) + \Phi(t - \tau_2)]; \\
 & \quad V(t - \tau_1) \cos[\omega_0(t - \tau_1) + \Phi(t - \tau_1)]; \\
 & \mu(t - \tau_2) V(t - \tau_2) \cos[\omega_0(t - \tau_2) + \Phi(t - \tau_2)].
 \end{aligned} \tag{3}$$

Если выполняются условия $\tau_1 = \tau_2$, в результате статистического усреднения на выходе интегратора получаем составляющую сигнала, пропорциональную модуляционному параметру. Представим выражения для составляющих сигнала на выходе ПРМ для двух способов модуляции:

$$\bar{u}_{\text{с. вых}} = k(1/T) \int_t^{t+T} \mu^2(t) V^2(t - \tau) dt = k\mu^2(t) \bar{P}_{\text{св}}; \quad (4)$$

$$\bar{u}_{\text{с. вых}} = k(1/T) \int_t^{t+T} \mu(t) V^2(t - \tau) dt = k\mu(t) \bar{P}_{\text{св}}, \quad (5)$$

где k — коэффициент пропорциональности, учитывающий потери мощности сигнала при делении в приемопередатчике. Соотношения получены с учетом реально выполняющихся условий, согласно которым ширина спектра шумовой несущей гораздо больше полосы частот, занимаемой передаваемым сообщением, и величинами τ_1 и τ_2 в аргументе модуляционного параметра $\mu(t - \tau)$ можно пренебречь, поскольку они на несколько порядков меньше времени корреляции модулирующей функции, то есть $\mu(t - \tau) \approx \mu(t)$. Соотношения (4) и (5) отличаются модуляционным параметром: в первом случае он имеет квадратичный характер, во втором — линейный. Линейная модуляционная характеристика более удобна в практической реализации устройства демодулятора.

Фазовая модуляция (ФМ). Принцип ФМ (широкополосной шумовой несущей) состоит в том, чтобы обеспечить изменение фазовых соотношений для высокочастотного заполнения корреляционной функции шумового сигнала. В пределах четверти периода высокочастотного заполнения имеется линейный участок, в пределах которого фаза колебания меняется линейно. На данном участке фазу можно менять плавно (случай ФМ) либо скачками, крайние точки линейного участка при этом соответствуют фазовой манипуляции на $\pm \pi$. Структурные схемы радиолинии с ФМ приведены на рис. 1, б, в.

Коррелированные составляющие сигнала на двух входах перемножителя ПРМ для обеих схем формирования сигнала в передающем устройстве (рис. 1, з, д) представляют колебания вида

$$\begin{aligned} & V(t - \tau_1) \cos [\omega_0(t - \tau_1) + \varphi(t - \tau_1)]; \\ & V(t - \tau_2) \sin [\omega_0(t - \tau_2) + \varphi(t - \tau_2) + \psi(t - \tau_2)], \end{aligned} \quad (6)$$

где $\varphi(t)$ — начальная фаза; $\psi(t)$ — модулирующая функция, $\psi(t) = k_{\text{Ф}} u_{\text{м}}(t)$; $k_{\text{Ф}}$ — крутизна модуляционной характеристики фазового модулятора; $u_{\text{м}}(t)$ — передаваемое сообщение. Процесс формирования относительного фазового сдвига между двумя коррелированными компонентами на $\pi/2$, необходимого для демодуляции сигнала, в схемах (рис. 1, б) отличается тем, что в первом случае поворот фазы осуществляется в передающем устройстве, во втором — в приемном в результате выбора электриче-

ской длины линии задержки ПРМ $c\tau_2 = n\lambda + \lambda/4$, где c — скорость распространения радиоволн; λ — длина волны; n — целое число. Задержка на $\lambda/4$ приводит к сдвигу фазы на $\pi/2$.

Напряжение сигнала на выходе интегратора для двух схем формирования, когда $\tau_1 = \tau_2$, имеет вид

$$\bar{u}_{с.вых} = k(1/T) \int_t^{t+T} V^2(t - \tau) \sin[\psi(t)] dt = k\bar{P}_{сн} \sin[\psi(t)]. \quad (7)$$

Величиной τ , как и в случае с АМ, пренебрегаем, а функция $\sin[\psi(t)]$ является медленно меняющейся за время усреднения T и выносится за знак интеграла. При $|\psi(t)| \ll 1$ $\sin[\psi(t)] \simeq \psi(t)$ и $\bar{u}_{с.вых} = k\psi(t)P_{сн}$. На выходе демодулятора автокорреляционного ПРМ получена низкочастотная составляющая сигнала, пропорциональная его средней мощности и модулирующей функции, имеющей линейный характер. Если модулирующая функция $\psi(t) = 0$ или π , то $\sin[\psi(t)]$ в соотношении (7) имеет знак «+» или «-», т. е. соответствует передаваемой бинарной последовательности (случай фазовой манипуляции на π).

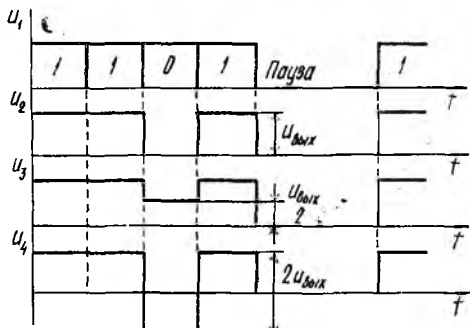


Рис. 2

Оценить помехоустойчивость автокорреляционного метода приема при различных способах модуляции шумовых сигналов АМ и ФМ удобно сравнением уровней демодулированных сигналов на выходе ПРМ при передаче бинарной последовательности нулей и единиц.

Так, временные диаграммы (рис. 2) показывают, что бинарная последовательность u_1 передается с помощью АМ сигналов с пассивной паузой u_2 , АМ сигналов с активной паузой u_3 и фазоманипулированными сигналами u_4 . Фазоманипулированные сигналы превышают по уровню демодулированные сигналы с АМ в два-четыре раза (рис. 2). Аналогичные преимущества свойственны сигналам с ФМ. Следовательно, автокорреляционный прием ФМ шумовых сигналов обладает более высокой помехоустойчивостью по сравнению с приемом АМ сигналов.

Предложенные методы позволяют сравнительно просто осуществлять АМ и ФМ шумовых сигналов и автокорреляционный прием и демодуляцию таких сигналов с целью извлечения информации. При этом полезный сигнал на выходе ПРМ для обоих видов модуляции линейно зависит от модулирующей функции. Автокорреляционный прием ФМ шумовых сигналов более помехоустойчив по сравнению с аналогичным приемом АМ сигналов.

Список литературы: 1. Харкевич А. А. Передача сигналов модулированным шумом // Электросвязь. 1957. № 11. С. 42—46. 2. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники. М., 1969. 752 с. 3. Семенов А. М., Сикарев А. А. Широкополосная радиосвязь, М., 1970. 280 с.

Поступила в редколлегию 25.06.87

УДК 621.391

М. А. ИВАНОВ, канд. техн. наук, И. И. СВАТОВСКИЙ

МИКРОЭЛЕКТРОННАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩЕГО АДАПТИВНОГО ПОРОГОВОГО ДЕКОДЕРА СВЕРТОЧНЫХ КОДОВ

Известно, что применение методов помехоустойчивого кодирования характеризуется существованием критического отношения сигнал-шум, ниже которого кодированная передача информации становится менее эффективной, чем некодированная [1—3]. При использовании нестационарных каналов это может приводить к существенному снижению надежности цифровой связи [6]. Важность перспективных систем высокоскоростной передачи со сверточным кодированием [2, 3] предполагает целесообразность разработки адаптивного алгоритма порогового декодирования сверточных кодов, реализуемого на современной быстродействующей радиоэлементной базе и позволяющего ослабить влияние нестационарности СВЧ-и КВЧ-радиолиний на верность связи.

В большинстве случаев высокоскоростной передачи цифровой информации организация канала обратной связи для достижения высокой верности передаваемых сообщений по каналам с переменными параметрами [6] малоэффективна. Это связано с трудностью реализации буферного запоминающего устройства большой емкости, конечностью времени передачи и распространения сигналов [6]. Предлагается использовать адаптивные алгоритмы приема кодированной информации, один из возможных вариантов которых описывается следующей формулой:

$$X \Rightarrow \begin{cases} X^* \\ X^\# \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \rho \geq \rho_n \div \rho_{o,d}(\rho_n) \leq \rho_0 \Rightarrow Y = Y' = X^* + S \\ \rho < \rho_n \div \rho_{o,d}(\rho_n) > \rho_0 \Rightarrow Y = Y'' = X^\# \end{cases}, \quad (1)$$

где X — входная последовательность символов; X^* и $X^\#$ — входные последовательности информационных и проверочных символов соответственно:

$$\begin{aligned} X &= [E, \Phi] + Z = [e_{1,1}, \dots, e_{1,m}; f_{1,m+1}, \dots, f_{1,n}; e_{2,1}, \dots, e_{2,m}; \\ & f_{2,m+1}, \dots, f_{2,n}; \dots] + [z_{1,1}, \dots, z_{1,n}; z_{2,1}, \dots, z_{2,n}; \dots] = \\ &= [X^*, X^\#] = [x_{1,1}^*, \dots, x_{1,m}^*; x_{1,m+1}^\#, \dots, x_{1,n}^\#; x_{2,1}^*, \dots, x_{2,m}^*; \\ & x_{2,m+1}^\#, \dots, x_{2,n}^\#; \dots], \end{aligned}$$

$$\text{т. е. } x_{ik}^* \triangleq e_{ik} \oplus z_{ik}, \quad \forall i \in N, k \in [1, m]; \quad x_{il}^\# \triangleq f_{il} \oplus z_{il}, \\ \forall i \in N, l \in [m+1, n]; \quad m, n \in N; \quad n > m \geq 1;$$

n — длина блока (кодовой комбинации при сверточном кодировании) кода, содержащего m информационных символов и $(n - m)$ проверочных; Z — шумовая последовательность, характеризующая влияние используемого канала связи на верность передачи дискретной информации; E, Φ — формируемые на передающей стороне системы связи исходные информационная и проверочная подпоследовательности символов соответственно, причем подпоследовательность Φ строится на базе подпоследовательности E по правилам, однозначно определяемым конкретным типом используемого кода [1; 2]; N — множество натуральных чисел; \forall — квантор общности; \oplus — знак операции суммирования по модулю 2; ρ — отношение сигнал-шум на входе приемника цифровых сообщений с учетом влияния внешних шумов используемого канала связи, внутренних флюктуаций данного приемника, а также линейных и нелинейных искажений дискретных сигналов [3]; S — синдромная последовательность, формируемая на приемной стороне по правилам, характерным для используемого типа кода и выбранного метода кодирования [2],

$S = [s_{1,1}, \dots, s_{1,m}; s_{2,1}, \dots, s_{2,m}; \dots]$; Y — выходная последовательность символов,

$$\begin{aligned}
 Y' &= [y_{1,1}, \dots, y_{1,m}; y_{2,1}, \dots, y_{2,m}; \dots] \doteq X^* + S = \\
 &= [x_{1,1}^*, \dots, x_{1,m}^*; x_{2,1}^*, \dots, x_{2,m}^*; \dots] + [s_{1,1}, \dots, s_{1,m}; \\
 &s_{2,1}, \dots, s_{2,m}; \dots], \text{ т. е. } y_{ij} = x_{ij}^* \oplus s_{ij}, \forall i \in N, j \in [1, m]; \\
 Y'' &= [y''_{1,1}, \dots, y''_{1,m}; y''_{2,1}, \dots, y''_{2,m}; \dots] \doteq X^* = \\
 &= [x_{1,1}^*, \dots, x_{1,m}^*; x_{2,1}^*, \dots, x_{2,m}^*; \dots], y''_{ik} = x_{ik}^*, \forall i \in N;
 \end{aligned}$$

ρ_0 — вероятность ошибки, характеризующая качество используемого канала связи (соответствует верности передачи некодированной информации); $\rho_{0,д}$, $\rho_э$ — вероятность ошибочного декодирования и эквивалентная вероятность ошибки [1]; ρ_n — пороговое значение отношения сигнал-шум ρ , начиная с которого (при $\rho < \rho_n$) качество функционирования системы передачи кодированной информации становится ниже, чем в системе передачи некодированных сообщений при прочих равных условиях; величина ρ_n определяется по критерию $\rho_{0,д} = \rho_0$ (или $\rho_э = \rho_0$) для заданных способа передачи и метода кодирования цифровой информации [1—3].

При благоприятной электромагнитной обстановке, характеризуемой неравенством $\rho \geq \rho_n$ и $\rho_{0,д} \leq \rho_0$, или $\rho_э \leq \rho_0$, приемник дискретных сигналов, реализующий описанный алгоритм, «использует» корректирующие свойства кода для повышения верности передачи дискретной информации. В случае недопустимого ухудшения электромагнитной обстановки, т. е. $\rho < \rho_n$, а значит, и $\rho_{0,д} > \rho_0$, или $\rho_э > \rho_0$ в данном приемнике не учитываются избыточные проверочные разряды кодовых комбинаций и осуществляется вывод только информационных символов принимаемого кодированного сообщения без дополнительной обработки. Это позволяет избежать характерных для традиционных методов декодирования потерь в верности передачи кодированной информации при относительно

низком качестве используемых каналов связи. Результирующая характеристика верности передачи цифровой информации в системе связи с адаптивным приемником дискретных сигналов показана на рис. 1 (кривая 2). Кривые 3, 1 — зависимости вероятности ошибки при передаче кодированных и некодированных сообщений соответственно. Предполагается, что в исследуемой адаптивной системе цифровой связи применяются систематические коды со скоростями $R_{k1} = (n_{k1}/n_0) < (n_{k2}/n_0) = R_{k2}$, где n_0 — длина элементарного блока (длина кодовой комбинации сверточного кода); n_k — количество информационных символов в блоке, для помехоустойчивых кодов $n_k < n_0$. Повышение вероятности ошибки для неблагоприятного режима функционирования адаптивной системы (по сравнению со

случаем некодированной передачи — кривая 1) обусловлено влиянием дополнительной межсимвольной интерференции (МСИ) вследствие передачи не используемых в данном режиме проверочных символов. Действительно, уровень МСИ при этом возрастает в R_k^{-2} раз, поэтому имеем

$$R_k < 1 \Rightarrow \rho = \rho_0 \frac{1 + \alpha}{1 + \alpha R_k^{-2}} <$$

$$< \rho \Rightarrow p_{\text{ош}}(\rho) > p_{\text{ош}}(\rho_0), \quad (2)$$

где ρ — отношение сигнал-шум в канале с МСИ; ρ_0 — максимальное значение ρ , соответствующее случаю передачи некодированной информации и характеризующее качество используемого канала связи с фиксированной полосой передачи при исходном минимальном уровне МСИ; α — коэффициент, численно равный отношению МСИ исходного уровня к шумам канала, считается, что значения $\alpha = 0,1$ и $1,0$ характеризуют «хороший» и «плохой» каналы соответственно [3]; $p_{\text{ош}}(\cdot)$ — вероятность ошибки, вид зависимости значения которой от величины ρ определяется методом модуляции и способом кодирования передаваемой информации. Например, в случае применения идеальной когерентной двоичной фазовой манипуляции вероятность $p_{\text{ош}}$ определяется по формуле $p_{\text{ош}} = 1 -$

$F(\sqrt{2\rho})$ (3), где $F(\cdot)$ — табулированная функция Лапласа,

$$F(\beta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\beta} \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right) dt. \quad (4)$$

Из анализа кривых рис. 1 следует, что применение кодов с повышенными значениями скорости R_k позволяет уменьшить проигрыш в вероятности ошибки, по сравнению со случаем некодированной передачи, при неблагоприятной электромагнитной обстанов-

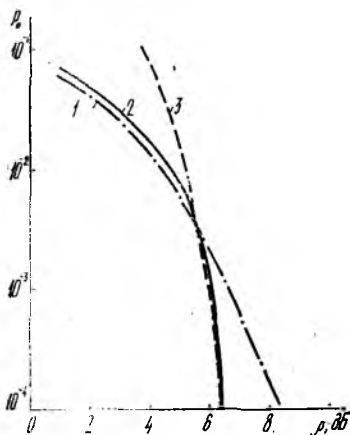


Рис. 1

ке. Кроме того, именно высокоскоростные, в частности сверточные коды в ряде случаев являются оптимальными (по критерию максимума энергетического выигрыша кодирования — ЭВК) для каналов с межсимвольной интерференцией [3]. Увеличение кодовой скорости данных кодов приводит к повышению значения ρ_n , что эквивалентно понижению «порога» неблагоприятной электромагнитной обстановки. При прочих равных условиях предлагаемая адаптивная система с более высоким значением R_k будет чаще переходить в режим вывода некодированной информации и больше времени находиться в указанном режиме, где корректирующие свойства кода не используются. Это свидетельствует о существовании оптимальных значений кодовой скорости и других параметров кодов заданного уровня МСИ и известных вероятностных характеристик замираний (длительности, глубины, скорости и т. п.) в канале связи. Критерием оптимальности может служить следующее выражение для определения средней — усредненной за сеанс связи с длительностью T_c вероятности ошибки:

$$\overline{p_{\text{ош}}} = 1/T_c \int_{T_c} p_{\text{ош}}[\rho(t)] dt, \quad (5)$$

где зависимость $\rho(t)$ определяется характером замираний в канале. В частности, величина $\rho(t)$ для каналов с рэлеевскими замираниями может быть найдена из формулы (2) с учетом следующего соотношения

$$W(x) = \frac{x}{\sigma_x^2} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}}, \quad (6)$$

где $W(\cdot)$ — закон распределения случайной величины x , σ_x — параметр рэлеевского закона распределения случайной величины x .

Анализ зависимости вероятности $p(\rho \geq \rho_n)$, рассчитанной в соответствии с формулой (6) и представленной в табл. 1, свидетельствует о существенном увеличении вероятности переключений режимов работы адаптивной системы при возрастании значения порога ρ_n и (или) уменьшении значения параметра σ_x рэлеевского закона замираний в канале. Действительно, при возрастании величины ρ_n от 3 до 10 и снижении значения σ_x с 12 до 2 вероятность

Таблица 1

ρ_n	$\rho(\rho > \rho_n)$								
	$\sigma_x=4$	$\sigma_x=5$	$\sigma_x=6$	$\sigma_x=7$	$\sigma_x=8$	$\sigma_x=9$	$\sigma_x=10$	$\sigma_x=11$	$\sigma_x=12$
3	$7,55 \cdot 10^{-1}$	$8,35 \cdot 10^{-1}$	$8,92 \cdot 10^{-1}$	$9,12 \cdot 10^{-1}$	$9,32 \cdot 10^{-1}$	$9,46 \cdot 10^{-1}$	$9,56 \cdot 10^{-1}$	$9,63 \cdot 10^{-1}$	$9,69 \cdot 10^{-1}$
4	$6,07 \cdot 10^{-1}$	$7,26 \cdot 10^{-1}$	$8,01 \cdot 10^{-1}$	$8,49 \cdot 10^{-1}$	$8,82 \cdot 10^{-1}$	$9,06 \cdot 10^{-1}$	$9,23 \cdot 10^{-1}$	$9,36 \cdot 10^{-1}$	$9,46 \cdot 10^{-1}$
5	$4,58 \cdot 10^{-1}$	$6,07 \cdot 10^{-1}$	$7,07 \cdot 10^{-1}$	$7,75 \cdot 10^{-1}$	$8,23 \cdot 10^{-1}$	$8,57 \cdot 10^{-1}$	$8,82 \cdot 10^{-1}$	$9,02 \cdot 10^{-1}$	$9,17 \cdot 10^{-1}$
6	$3,25 \cdot 10^{-1}$	$4,84 \cdot 10^{-1}$	$6,07 \cdot 10^{-1}$	$6,93 \cdot 10^{-1}$	$7,55 \cdot 10^{-1}$	$8,01 \cdot 10^{-1}$	$8,35 \cdot 10^{-1}$	$8,62 \cdot 10^{-1}$	$8,82 \cdot 10^{-1}$
7	$2,16 \cdot 10^{-1}$	$3,75 \cdot 10^{-1}$	$5,06 \cdot 10^{-1}$	$6,07 \cdot 10^{-1}$	$6,82 \cdot 10^{-1}$	$7,99 \cdot 10^{-1}$	$7,83 \cdot 10^{-1}$	$8,17 \cdot 10^{-1}$	$8,44 \cdot 10^{-1}$
8	$1,35 \cdot 10^{-1}$	$2,78 \cdot 10^{-1}$	$4,11 \cdot 10^{-1}$	$5,02 \cdot 10^{-1}$	$6,07 \cdot 10^{-1}$	$6,74 \cdot 10^{-1}$	$7,26 \cdot 10^{-1}$	$7,68 \cdot 10^{-1}$	$8,01 \cdot 10^{-1}$
9	$7,96 \cdot 10^{-2}$	$1,98 \cdot 10^{-1}$	$3,25 \cdot 10^{-1}$	$4,38 \cdot 10^{-1}$	$5,31 \cdot 10^{-1}$	$6,07 \cdot 10^{-1}$	$6,67 \cdot 10^{-1}$	$7,16 \cdot 10^{-1}$	$7,75 \cdot 10^{-1}$
10	$4,39 \cdot 10^{-2}$	$1,35 \cdot 10^{-1}$	$2,49 \cdot 10^{-1}$	$3,60 \cdot 10^{-1}$	$4,58 \cdot 10^{-1}$	$5,39 \cdot 10^{-1}$	$6,07 \cdot 10^{-1}$	$6,62 \cdot 10^{-1}$	$7,07 \cdot 10^{-1}$

перехода адаптивной системы в режим вывода «некодированной» информации $p_{\text{пер}} = 1 - p$ ($p \geq p_n$) увеличивается с 3,1 % до 99,9996 % (см. табл. 1). В ряде приложений в качестве критерия более целесообразно использовать значение среднего энергетического выигрыша вследствие применения кодирования ($\overline{\text{ЭВК}}$):

$$\overline{\text{ЭВК}} = 1/T_c \int_{T_c} \text{ЭВК}[\rho(t)] dt, \quad (7)$$

где функционал $\text{ЭВК}[\rho(t)]$ определяется видом и параметрами кода. В частности, в случае применения самоортогональных сверточных кодов со скоростью $R_k = 8/9$, позволяющих исправлять три ошибки передачи $l_0 = 3$ в канале с низким исходным уровнем МСИ ($\alpha = 0,1$), теоретически рассчитанная четырехточечная зависимость ЭВК от величины ρ [3] может аппроксимироваться интерполяционным многочленом Лагранжа [5]:

$$\text{ЭВК}(\rho) = a\rho^3 + b\rho^2 + c\rho + d = 0,8048 \rho^3 - 2,0846\rho^2 + 15,397\rho - 34,4256. \quad (8)$$

Вывод о целесообразности практического использования предлагаемой адаптивной системы передачи информации по каналам связи с заданными свойствами можно сделать в случае выполнения неравенств

$$\overline{\rho}_{\text{ош}}^{\text{ас}} < \frac{1}{\Delta\rho} \min\{\rho_{\text{ош}}^{\text{нк}}, \rho_{\text{ош}}^{\text{к}}\}, \quad (9)$$

или

$$\overline{\text{ЭВК}}^{\text{ас}} > \max\{\overline{\text{ЭВК}}^{\text{нк}} \equiv 0; \overline{\text{ЭВК}}^{\text{к}}\} + \Delta_{\text{ЭВК}}. \quad (10)$$

Здесь надстрочные символы (ас), (нк) и (к) означают соответствие обозначенных величин адаптивной системе, системе передачи некодированной информации и передачи кодированной информации; $\Delta\rho$ и $\Delta_{\text{ЭВК}}$ — «запас практической целесообразности» (в ряде случаев $\Delta\rho \geq 10^{-1} \dots 10^{-2}$, $\Delta_{\text{ЭВК}} \geq 1 \dots 3$ дБ (табл. 2). Оптимальные значения параметров кодов $\{R_k, l_0\}$, применяемых в адаптивной системе, находятся из следующих условий:

$$\overline{\rho}_{\text{ош}}^{\text{ас}}\{R_k, l_0\} = \min; \quad (11)$$

$$\overline{\text{ЭВК}}^{\text{ас}}\{R_k, l_0\} = \max. \quad (12)$$

Применение систематических кодов с жестко определенным и априорно известным (при надежной тактовой и цикловой синхронизации) местоположением информационных и проверочных символов упрощает аппаратную реализацию самоорганизующегося приемника, синтезированного в соответствии с описанным адаптивным алгоритмом. Из формулы (1) следует возможность двух основных вариантов организации «открытого» входа для контроля текущего качества канала связи: путем измерения отношения сигнал-шум ρ на входе или, лучше, на выходе линейной части приемника дискретных сигналов, либо методом экспериментального определения ве-

Rk	ЭВК ₃	p (ЭВК > ЭВК ₃)								
		σ _x = 6			σ _x = 8			σ _x = 10		
		α = 0	α = 0,1	α = 0,5	α = 0	α = 0,1	α = 0,5	α = 0	α = 0,1	α = 0,5
1/2	0	1	1	0	1	1	0	1	1	0
	1	1	0,88	0	1	0,93	0	1	0,96	0
	2	1	0,8	0	1	0,88	0	1	0,92	0
	3	1	0,39	0	1	0,59	0	1	0,71	0
3/4	0	1	0,88	0,65	1	0,93	0,78	1	0,96	0,86
	1	1	0,84	0,53	1	0,91	0,7	1	0,94	0,79
	2	0,88	0,78	0,37	0,93	0,87	0,57	0,95	0,92	0,7
	3	0,82	0,72	0,1	0,89	0,83	0,38	0,93	0,89	0,43
4/5	0	0,9	0,86	0,75	0,95	0,92	0,84	0,96	0,95	0,89
	1	0,88	0,82	0,65	0,92	0,89	0,78	0,95	0,93	0,86
	2	0,84	0,76	0,51	0,9	0,86	0,68	0,94	0,91	0,78
	3	0,77	0,68	0,1	0,87	0,8	0,39	0,91	0,87	0,51
5/6	0	0,86	0,83	0,75	0,92	0,9	0,85	0,95	0,94	0,9
	1	0,83	0,8	0,69	0,89	0,88	0,81	0,93	0,92	0,87
	2	0,78	0,75	0,58	0,87	0,85	0,73	0,92	0,89	0,82
	3	0,74	0,67	0,23	0,84	0,79	0,59	0,9	0,86	0,71
7/8	0	0,83	0,79	0,75	0,9	0,88	0,85	0,93	0,92	0,9
	1	0,79	0,76	0,69	0,88	0,86	0,81	0,92	0,91	0,87
	2	0,76	0,73	0,58	0,85	0,84	0,73	0,91	0,89	0,82
	3	0,7	0,66	0,31	0,82	0,78	0,59	0,88	0,85	0,71
8/9	0	0,81	0,79	0,75	0,89	0,87	0,85	0,93	0,92	0,9
	1	0,77	0,76	0,69	0,87	0,86	0,81	0,91	0,91	0,87
	2	0,75	0,72	0,58	0,85	0,83	0,74	0,89	0,89	0,83
	3	0,66	0,63	0,43	0,79	0,77	0,62	0,86	0,86	0,74

роятности (частоты появления) ошибки передачи $p_{\text{ош}}$ на выходе данного приемника. Кроме того, в пороговых декодерах сверточных кодов возможен вполне достоверный контроль текущего качества канала связи — подсчетом количества единиц в последовательности проверок [2]. В двух последних случаях необходимо так организовать измерения, чтобы их результаты были состоятельными и несмещенными (по возможности — и эффективными) оценками вероятности $p_{\text{од}}$ или $p_{\text{э}}$, точные значения которых находятся таким образом [1]:

$$p_{\text{од}} = 1 - \sum_{j=0}^t C_n^j p_0^j (1 - p_0)^{n-j}; \quad (13)$$

$$p_{\text{э}} = 1 - \left[\sum_{j=0}^t C_n^j p_0^j (1 - p_0)^{n-j} \right]^{1/m}, \quad (14)$$

где t — количество независимых ошибок передачи, которое позволяет исправлять используемый в системе связи код формата (m, n) ,

$t \in N$; C_n^j — число сочетаний из n по j . Указанные варианты организации вспомогательного «открытого» входа приемника сигналов для контроля текущего состояния канала связи — эквивалентны. Поэтому окончательное решение о практической целесообразности применения того или иного варианта принимается с учетом всех особенностей построения и функционирования конкретной системы связи и реальных возможностей аппаратурной реализации соответствующих узлов их приемных устройств.

На рис. 2 изображена структурная схема устройства, представляющего собой объединение трех возможных из указанных вариантов практической реализации самоорганизующегося приемника дискретных сигналов с «открытыми» входами, синтезированного согласно алгоритма (1). Здесь РПУ — радиоприемное устройство,

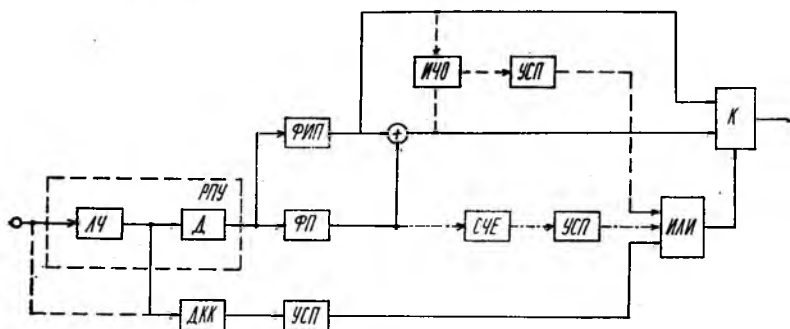


Рис. 2

содержащее в общем случае линейную часть ЛЧ с демодулятором Д; ДКК — детектор качества канала, например, по текущим значениям отношения сигнал-шум; УСП — устройство сравнения с порогом; К — коммутатор; ФП — формирователь проверок; ФИП — формирователь информационной последовательности (последовательности информационных символов); \oplus — сумматор по модулю 2; ИЧО — измеритель частоты ошибок; СЧЕ — счетчик числа единиц в последовательности проверок. Для упрощения схемы опущены изображения устройств тактовой и цикловой синхронизации, которые принципиально необходимы и весьма важны для обеспечения надежного функционирования реальных приемников дискретных сигналов. Штриховой линией указаны соединения по варианту II организации «открытого» входа, штрихпунктирной — по варианту III (см. выше).

На рис. 3 приведена принципиальная схема предлагаемого адаптивного декодера, реализованная на серийно освоенных отечественной промышленностью быстродействующих цифровых микросхемах 500-й и 597-й серий (в целях упрощения схемы подключение источников питания к микросхемам не показано). Здесь DA1 — микросхема КМ 597 CA1; DD1 — К500 ТМ 173; DD2 — К 500 ЛП

107; DD3, DD4 — К 500 ТМ 231. Пороговый декодер самоортогонального сверточного кода с $R_k = 1/2$ и порождающим многочленом $G(D) = 1 + D$, где D — оператор задержки Хаффмена, реализован на микросхемах DD1 и DD2, а схема управления — на DA1 (пороговый элемент), DD3 и DD4 (блоки вентиля). Для «хорошего»

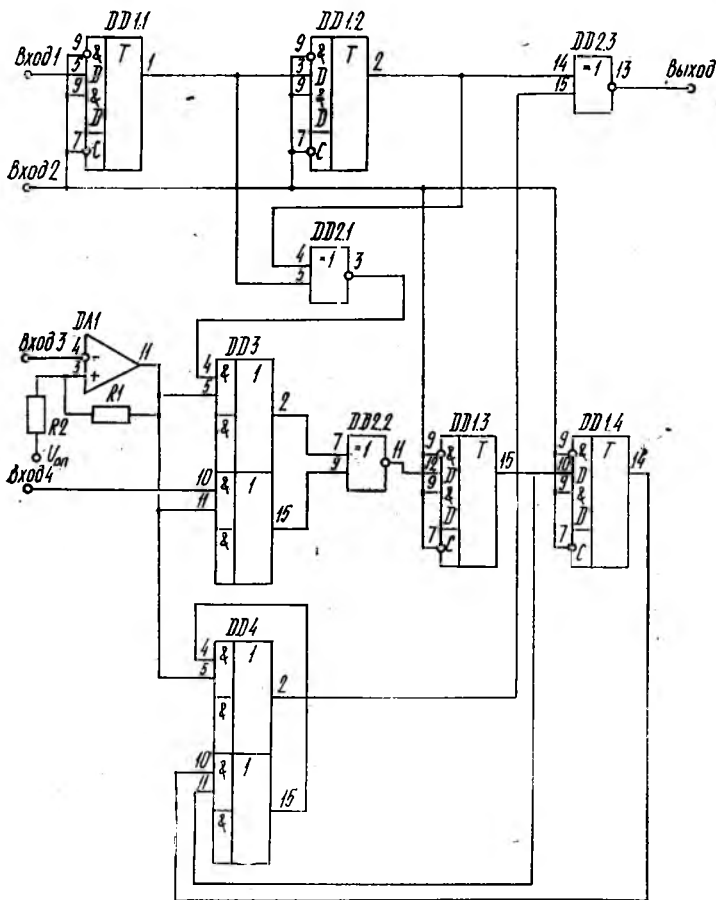


Рис. 3

качества используемого канала связи на выходе DA1 поддерживается напряжение, соответствующее логической единице и «разрешающее» прохождение сигналов через DD3 и DD4, т. е. сверточный декодер работает обычным образом — в режиме исправления ошибок. При «плохом» качестве канала на выходе DA1 появляется напряжение логического нуля, которое «запрещает» прохождение сигналов через блок вентилях DD3 и DD4, и, следовательно, в сверточном декодере DD1 и DD2 не корректируются информационные

символы, что одновременно обуславливает автоматическое устранение эффекта размножения ошибок передачи в декодере.

Предложенный адаптивный метод приема кодированных сообщений наиболее целесообразен в случаях использования существенно нестационарных каналов связи с априорно неизвестными моментами изменения качества передачи. Робастность метода и ожидаемый выигрыш от его практического применения в значительной мере определяются реально достижимой оперативностью отслеживания вариаций характеристик канала, т. е. быстродействием адаптивного приемника дискретных сигналов, в первую очередь его схем анализа текущего состояния указанного канала. В частности, для получения в реальном масштабе времени достоверных, состоятельных и несмещенных оценок значений величины ρ необходимо проведение экспресс-анализа длительностью не менее 12...15 тактовых интервалов [4]. Поэтому наиболее предпочтительна область практического применения разработанного адаптивного метода приема дискретных сигналов — высокоскоростные каналы цифровой связи со сравнительно медленными (по отношению к длительности тактового интервала) изменениями качества передачи. Если параметры помехоустойчивых, прежде всего сверточных, кодов согласованы с характеристиками используемого канала (9) — (12), то с помощью рассмотренного метода можно заметно повысить среднюю эффективность и надежность функционирования систем передачи кодированной информации.

Список литературы: 1. *Финк Л. М.* Сигналы, помехи, ошибки... (Заметки о некоторых неожиданностях, парадоксах и заблуждениях в теории связи). М., 1978. 272 с. 2. *Банкет В. Л., Ляхов А. И.* Применение сверточных кодов в системах связи с фазовой манипуляцией // *Зарубеж. радиоэлектроника*. 1981. № 8. С. 3—23. 3. *Иванов М. А., Макаренко Б. И., Яковлев И. А.* Исследование особенностей сверточного кодирования информации в высокоскоростных системах цифровой связи // *Радиотехника*. 1984. № 3. С. 39—45. 4. *Арзуманян Ю. В., Захаров А. А.* Оценка энергетических соотношений сигнала и помехи при передаче дискретной информации // *Изв. вузов. Радиоэлектроника*. 1983. № 9. С. 23—28. 5. *Корн Г., Корн Т.* Справочник по математике для научных работников и инженеров. М., 1973. 832 с. 6. *Финк Л. М.* Теория передачи дискретных сообщений. М., 1970. 728 с.

Поступила в редколлегию 27.05.87

УДК 621.373

Л. П. ЗАХАРОВ

Пороговые свойства генераторов на негатронах с регулировкой активных и отрицательных сопротивлений

При установлении пороговых значений параметров генераторов на негатронах с активными потерями в контуре [1] можно использовать результаты решения уравнения стационарности и рассмат

ривать условия баланса амплитуд и фаз. Однако для систем третьего порядка эти условия записываются уравнениями шестой и четвертой степеней относительно частоты, а их совместное решение трудоемко [2].

Цель работы — определение пороговых характеристик генератора при различных соотношениях значений его регулируемых и фиксированных параметров. Для этого определяется область устойчивости состояния равновесия нелинейной автоколебательной системы [3] и деформация ее колебательной границы при вариациях параметров.

Рассмотрим принципиальную и эквивалентную по переменному току схемы генератора (рис. 1, а, б) на негатроне типа N с собствен-

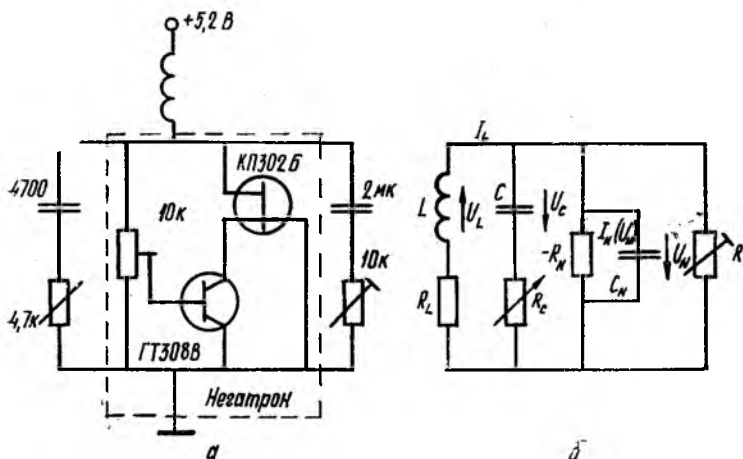


Рис. 1

ной емкостью C_N , который подключен к параллельному LC контуру с переменным резистором R_C в емкостной ветви. Для регулировки отрицательного сопротивления негатрона по переменному току параллельно негатрону включен резистор R . Запишем исходную систему уравнений генератора для действующих значений токов и напряжений (рис. 1):

$$\begin{aligned} \frac{dI_L}{dt} &= -\frac{R_L}{L} I_L - \frac{1}{L} U_N + \frac{1}{L} E; & \frac{dU_C}{dt} &= -\frac{1}{CR_C} U_C + \frac{1}{CR_C} U_N; \\ \frac{dU_N}{dt} &= \frac{1}{C_N} I_L + \frac{1}{C_N R_C} U_C - \frac{R+R_C}{C_N R R_C} U_N - \frac{1}{C_N} I_N(U_N), \end{aligned} \quad (1)$$

где $I_N(U_N)$ — ВАХ негатрона, аппроксимируемая кубической параболой

$$I_N(U_N) = I_M - \frac{1}{|R_N|} (U_N - U_M) + \frac{1}{3|R_N|^2 U_0^2} (U_N - U_M)^3; \quad (2)$$

$|R_N|$ — модуль сопротивления негатрона в рабочей точке M ; U_0 — параметр ВАХ (рис. 2).

Состояние равновесия данной системы определим, приравняв правые части уравнений (1) к нулю, откуда $U_C = U_N = U_M$; $I_L = I_M$ (3). Рассматривая устойчивость состояния равновесия (3) «в малом», выполняем линеаризацию характеристики негatrona, пренебрегая в (2) кубическим членом, и приводим систему (1) для малых отклонений к виду

$$\Delta I_L = I_L - I_M; \Delta U_C = U_C - U_M; \Delta U_N = U_N - U_M. \quad (4)$$

Затем переносим начало фазового пространства в точку M (рис. 2) и используем в преобразованной системе: безразмерные токи и напряжения, полученные с помощью нормировки по параметрам ВАХ, — I_0 , U_0 ,

$$i_L = \Delta I_L / I_0; u_C = \Delta U_C / U_0; \\ u_N = \Delta U_N / U_0; \quad (5)$$

безразмерные параметры

$$r_L = R_L / R_N; r_C = R_C / R_N; \\ r = R / R_N; r_0 = R_0 / R_N; \\ \rho = \frac{L}{C |R_N|^2}; c_N = C_N / C \quad (6)$$

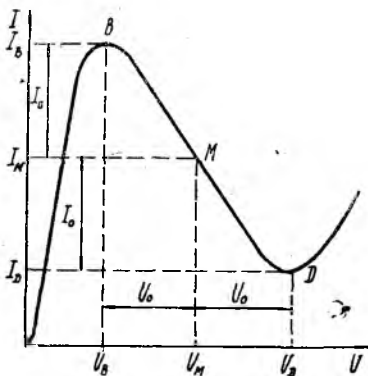


Рис. 2

и безразмерное время $\tau = t / C |R_N|$. Тогда имеем систему линейных уравнений

$$\frac{d i_L}{d \tau} = -\frac{r_L}{\rho} i_L - \frac{r_0}{\rho} u_N; \frac{d u_C}{d \tau} = -\frac{1}{r_C} u_C + \frac{1}{r_C} u_N; \\ \frac{d u_N}{d \tau} = \frac{1}{c_N r_0} i_L + \frac{1}{c_N r_C} u_C - \frac{r + r_C - r r_C}{r r_C c_N} u_N. \quad (7)$$

Систему (7) представим в виде векторного уравнения $\dot{x} = Ax$, а затем, взяв матрицу A , из коэффициентов (7) запишем характеристическое уравнение $|A - pE| = 0$, где E — единичная матрица третьего порядка. Полученное уравнение после замены $p = \lambda / C |R_N|$ и раскрытия определителя представим как $a_0 \lambda^3 + a_1 \lambda^2 + a_2 \lambda + a_3 = 0$. (8)

Приведем зависимость коэффициентов a_i (i равно 0, 1, 2, 3) от параметров (6) при $r_L \rightarrow 0$:

$$a_0 = \rho c_N r_C r; \quad (8 \text{ а})$$

$$a_1 = \rho [r(1 + c_N) + r_C(1 - r)]; \quad (8 \text{ б})$$

$$a_2 = \rho(1 - r) + r_C r; \quad (8 \text{ в})$$

$$a_3 = r. \quad (8 \text{ г})$$

В области устойчивости состояний равновесия данной системы, как известно, выполняются условия $a_i > 0$ (9); $\Delta_{n-1} > 0$ (9а), где Δ_{n-1} — предпоследний определитель матрицы Гурвица. Следовательно, область устойчивости рассматриваемой системы третьего

порядка ограничена колебательной границей (КГ) — в общем случае гиперповерхностью, заданной уравнением $\Delta_{n-1} = a_1 a_2 - a_3 a_0$ (10), выполнение которого соответствует появлению пары сопряженных чисто мнимых корней уравнения (8) $p_{1,2} = \pm j\omega$, причем в схеме возникают синусоидальные колебания с частотой ω_q , определяемой по формуле $\omega_q = \sqrt{a_2/a_0}$ (11), или $\omega_q = \sqrt{a_3/a_1}$ (12). Здесь ω_q — относительная круговая частота, $\omega_q = \omega C |R_N|$.

В практических схемах целесообразно использовать не более двух регулируемых параметров, например, R_C и R (рис. 1). В этом случае область устойчивости представляет собой «отпечаток» в сечении гиперповерхности (10) плоскостью параметров r_C, r . Поставленную задачу можно решить, подставив в (10) значения a_i из (8), выделив на плоскости r_C, r область, в которой выполняются условия (9), и вычислив частоты по формулам (11), (12) в точках, соответствующих КГ.

Ввиду сложности указанной операции для определения пороговых значений параметров генератора целесообразно использовать приближенный метод [1]. В данном случае его применение обосновано тем, что выражение для a_0 (8а) содержит в качестве множителя параметр c_N , который, с физической точки зрения, можно считать малым, т. е. $c_N \ll 1$ (6). Поэтому точное уравнение КГ (10) можно заменить приближенным $\Delta_{n-1} \approx a_1 a_2 = 0$, распадающимся на два уравнения: $a_1 = 0$ и $a_2 = 0$. Используя в них значения a_1, a_2 , из (8) запишем уравнения гипербол

$$r = -\frac{r_C}{1 + c_N - r_C}; \quad (13)$$

$$r = \frac{\rho}{\rho - r_C}, \quad (13 \text{ а})$$

которые с достаточной точностью аппроксимируют изменение КГ вне окрестности точки пересечения кривых, заданных приближенными уравнениями, где поведение КГ уточняется известными методами.

Поведение КГ, которая претерпевает качественные деформации при неотрицательных значениях параметров (6) и выходе параметра ρ за верхние границы интервалов $[0 < \rho \leq c_N, c_N < \rho < 1 + c_N]$ при значениях $\rho_1 \sim c_N; \rho_2 \sim 1 + c_N$, показано на рис. 3, а, б, в. С помощью непосредственной проверки нетрудно убедиться в том, что условия (9) выполняются в областях графиков, покрытых штриховкой.

Частоту колебаний на участке границы колебательной неустойчивости, проходящей в области реализуемых значений параметров $r_C \geq 0, r \geq 1$, определим для ветви гиперболы, описываемой уравнением (13), по формуле (11). Учитывая, что $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ и $\rho = L/C |R_N|^2$, и производя замену переменной в соответствии с (13), имеем

$$\frac{\omega_1}{\omega_0} = \frac{r_C^2 - \rho(1 + c_N)}{r_C^2 c_N}. \quad (14)$$

Для ветви гиперболы, описываемой уравнением (13а), аналогично получим

$$\frac{\omega_2}{\omega_0} = \sqrt{\frac{\rho}{\rho(1+c_N) - r_C^2}} \quad (14 а)$$

Кривые функций $\eta_1 = \frac{\omega_1}{\omega_0} \frac{1}{\sqrt{1+c_N}}(rc)$ и $\eta_2 = \frac{\omega_2}{\omega_0} \frac{10}{\sqrt{c_N}}(rc)$ на КГ при различных значениях ρ представлены на рис. 3, з, д, е. Согласно рисунку степень отличия пороговых частот уменьшается для ряда фиксированных значений $r^*(r^* > 1)$.

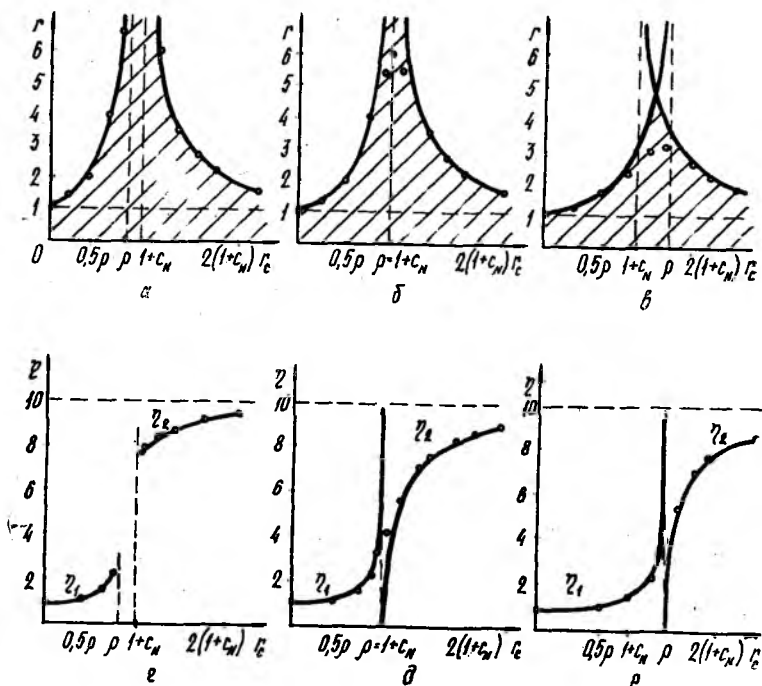


Рис. 3

Экспериментальные исследования рассматриваемых режимов выполнялись на лабораторном макете генератора, в котором в качестве негatronа использовалась структура из биполярного транзистора типа ГТ308В и полевого транзистора КП302Б, а колебательный контур настраивался на частоту 100 КГц. Параметры негatronа в рабочей точке $|R_N| = 750 \text{ Ом}$; $C_N = 100 \text{ пФ}$. Параметр ρ регулировался сердечником из ферромагнитного материала. Результаты эксперимента, отмеченные точками на рис. 3, полностью подтверждают данные анализа.

Осуществление регулировки зоны устойчивости и пороговых частот колебаний в широких пределах, а также простота схемотех-

нического решения рассматриваемого генератора свидетельствуют о целесообразности его применения, например, в качестве компаратора с широкими функциональными возможностями.

Список литературы: 1. Биберман Л. И. Широкодиапазонные генераторы на негatronах. М., 1982. 88 с. 2. Биберман Л. И. Двухпороговая генерация в автоколебательных системах // Радиотехника. 1986. № 10. С. 29—31. 3. Конторович М. И. Нелинейные колебания в радиотехнике (автоколебательные системы). М., 1973. 320 с.

Поступила в редколлегию 26.06.87

УДК 621.396

В. К. ВОЛОСЮК, канд. техн. наук

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ НЕИДЕНТИЧНОСТИ КОЭФФИЦИЕНТОВ РАССЕЯНИЯ НА КАЧЕСТВЕННЫЕ ПОКАЗАТЕЛИ МНОГОЧАСТОТНОГО ПОДПОВЕРХНОСТНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Одно из требований, предъявляемых к многочастотным радиосигналам при решении задач подповерхностной селекции слоистых сред,— правильный выбор взаимного разноса отдельных гармоник, обеспечивающий высокую степень идентичности коэффициентов рассеяния на каждой из частот. Основными факторами, влияющими на значения коэффициентов рассеяния, являются дифракционные явления, связанные с характером неровностей поверхности, а также частотная зависимость комплексной диэлектрической проницаемости. В работе анализ неидентичности коэффициентов рассеяния и их воздействия на показатели качества селекции проведен для двухмасштабной поверхности [1]. Показателем селекции принят коэффициент, равный отношению мощностей сигналов, рассеянных подповерхностным слоем и поверхностью раздела: $K_N = P_2/P_1$ (1). Считаем, что оба слоя находятся в равных условиях, т. е. затухание отсутствует. Это предположение не связывается с упрощением задачи, поскольку эффекты затухания должны учитываться наряду с введенным показателем.

Проведем анализ для случая лоцирования поверхности двухчастотным сигналом. Пусть на одной из частот коэффициент рассеяния поверхностью раздела равен $\dot{A}_1(\theta)$, а на другой — $\dot{A}_2(\theta) = \dot{A}_1(\theta)(1 + \Delta)$ (2). Умножая это выражение на компенсирующий множитель $\exp(-j2\psi)$ и вычитая его из $\dot{A}_1(\theta)$, находим

$$\Delta A(\theta) = \dot{A}_1(\theta) e^{-j\psi} (2j \sin \Psi - \Delta e^{-j\psi}), \quad (3)$$

где

$$\Psi = \Delta k H \left(\frac{\cos \theta_0 - \cos \theta}{\cos \theta \cos \theta_0} \right); \quad (4)$$

Δk — разность волновых векторов колебаний соответствующих частот; H — высота расположения фазового центра антенны над исследуемой поверхностью; θ, θ_0 — текущий угол места и угол, соответствующий направлению максимума диаграммы направленности.

Если ширина диаграммы направленности мала, то получим разность фаз $\Psi \approx \Delta k H b (\theta - \theta_0)$ (5). Здесь b — коэффициент пропорциональности в первом члене разложения в ряд Тейлора выражения, стоящего в скобках (4), $b = \text{tg } \theta_0 / \cos Hb (\theta - \theta_0)$.

Сигнал, рассеянный поверхностью раздела, с учетом компенсации (3) имеет следующий вид:

$$\dot{S}_1(t) = \int_{\theta_1}^{\theta_2} \dot{g}(\theta - \theta_0) \dot{A}_1(\theta) e^{-j2kHb\theta} [2j \sin \Delta k H b (\theta - \theta_0) - \Delta(\theta) e^{j\Delta k b (\theta - \theta_0)}] d\theta. \quad (6)$$

Слагаемое, содержащее величину Δ , характеризует остаток, не подвергнутый компенсации и обусловленный различием в значениях коэффициентов рассеяния на различных частотах. Очевидно, что мощность колебаний, определяемых этим остатком, должна быть меньше или сравнима с той мощностью колебаний, которая остается после компенсации в случае идеального равенства коэффициентов рассеяния.

Запишем коэффициент селекции (1) с учетом (6) для двухчастотного сигнала

$$K_2 = \frac{4 \int_{\theta_1}^{\theta_2} |\dot{g}(\theta - \theta_0)|^2 d\theta}{\int_{\theta_1}^{\theta_2} |\dot{g}(\theta - \theta_0)|^2 [4(1 + \Delta) \sin^2 \Delta k H b (\theta - \theta_0) + \Delta^2] d\theta}. \quad (7)$$

Примем, что величина Δ является вещественной, и покажем это в дальнейших расчетах.

Для аппроксимации диаграммы направленности функцией

$$\dot{g}(\theta) = \begin{cases} \text{const} & \theta \in \left(-\frac{\Delta\theta}{2}, \frac{\Delta\theta}{2}\right) \\ 0 & \theta \notin \left(-\frac{\Delta\theta}{2}, \frac{\Delta\theta}{2}\right) \end{cases}; \quad (8)$$

коэффициент селекции $K_2 = 3/(1 + \Delta) \left(\Delta k H b \frac{\Delta\theta}{2}\right)^2 + \frac{\Delta^2}{2}$ (9). Аналогично для случая использования трех частот

$$K_3 = \frac{5}{(1 + 2\Delta) \left(\Delta k H b \frac{\Delta\theta}{2}\right)^4 + \Delta^2 \left(\Delta k H b \frac{\Delta\theta}{2}\right)^2}. \quad (10)$$

Первые слагаемые в знаменателях (9) и (10) характеризуют зависимость показателя качества селекции в основном от ширины диаграммы направленности, вторые — от степени неидентичности коэффициентов рассеяния. Практический интерес представляет рассмотрение случаев, когда величины вторых слагаемых меньше или сравнимы с первыми. Например, для оценки первого слагаемого возьмем следующие данные: $\lambda = 0,3$ м; $\Delta k = 0,01k$; $H = 100$ м; $\Delta\theta = 0,02$; $\theta_0 = 15^\circ$.

Тогда

$$\Delta k H b \frac{\Delta\theta}{2} \approx 0,058.$$

Величину Δ оценим на основе электродинамической модели двухмасштабной поверхности, представляющей собой совокупность пологих неровностей h_1 с радиусами кривизны, значительно большими длины волны, или совокупность плоских пластин-фасетов, совпадающих с положением касательных плоскостей, покрытых мелкими неровностями h_2 . Такие модели хорошо описывают морскую поверхность (волны, покрытые рябью), песчаные пустыни, снежные покровы, в частности снежные покровы на материковых льдах и др. Это наиболее сложная и полная электродинамическая модель среди моделей, исследованных теоретически [1].

Поле, рассеянное двухмасштабной поверхностью, состоит из двух компонент: зеркальной (когерентной), которая формируется фасетами (касательными плоскостями), расположенными перпендикулярно к линии лоцирования, и диффузной компоненты, формирующейся мелкими неровностями, покрывающими фасеты. Обычно когерентная компонента на 10—20 дБ больше диффузной и проявляется при углах лоцирования, близких к нормальному, вплоть до $20...30^\circ$ [2]. Для получения высоких коэффициентов селекции целесообразно выбирать угол θ_0 не более 15° . В таком секторе преобладает когерентная компонента, поэтому достаточно оценить ее изменение с изменением частоты. Воспользуемся формулами для удельной ЭПР σ^0 [2], которые учитывают статистику наклонов фасетов, находящихся в луче диаграммы направленности, и влияние мелких неровностей, покрывающих фасет:

$$\begin{aligned} \langle |A_1(\theta)|^2 \rangle \sim \sigma^0 &= (|K_f(0)|^2 / a_{ш}^2) \times \\ &\times \exp \left[-\text{tg}^2\theta / a_{ш}^2 - \left(\frac{4\pi\sigma_{h_2}}{\lambda} \right)^2 \right] \sec^4\theta, \end{aligned} \quad (11)$$

где $a_{ш}^2 = 4\sigma_{h_1}^2 / l_{h_1}^2$; $\sigma_{h_1}^2$, $l_{h_1}^2$ — дисперсия высот и радиус корреляции неровностей, обуславливающих зеркальное отражение; $\sigma_{h_2}^2$ — дисперсия высот мелких неровностей. Пусть $l_{h_1} = 2\sigma_{h_1}$, тогда $a_{ш}^2 = 1$ и множитель $\exp(-\text{tg}^2\theta) \sec^4\theta$ в диапазоне углов от 0 до 15° изменяется от 1 до 1,069. Поэтому

$$\sigma^0 \approx |K_f(0)|^2 \exp \left\{ - (4\pi\sigma_{h_2} / \lambda)^2 \right\}, \quad (12)$$

$$A_1(\theta) \approx K_f(0) \exp \left\{ - \frac{1}{2} (4\pi\sigma_{h_2} / \lambda)^2 \right\}. \quad (13)$$

Здесь $\dot{K}_f(0)$ — коэффициент отражения Френеля для $\theta=0$,

$$\dot{K}_f(0) = \frac{\sqrt{\dot{\epsilon}} - 1}{\sqrt{\dot{\epsilon}} + 1}, \quad (14)$$

где $\dot{\epsilon}$ — комплексная диэлектрическая проницаемость, зависящая от частоты [2] $\dot{\epsilon} = \epsilon + j60\lambda g$.

При изменении частоты от f_1 до $f_2 = f_1 + \Delta f$ коэффициент рассеяния изменяется от A_1 до

$$A_1 + \Delta A = \frac{\sqrt{\dot{\epsilon} + j60g(\lambda_1 + \Delta\lambda)} - 1}{\sqrt{\dot{\epsilon} + j60g(\lambda_1 + \Delta\lambda)} + 1} \exp\left\{-\frac{1}{2}\left(4\pi\frac{\sigma_{h_2}}{\lambda_1 + \Delta\lambda}\right)^2\right\}. \quad (15)$$

Разложим в ряд это выражение по малым приращениям длин волн и ограничимся первыми двумя членами ряда:

$$\Delta = \frac{\Delta A}{A_1} = \left[\frac{j60g\lambda_1}{\sqrt{\dot{\epsilon} + j60g\lambda_1} + (\epsilon + j60g\lambda_1 - 1)} + \left(\frac{4\pi\sigma_{h_2}}{\lambda_1}\right)^2 \right] \delta, \quad (16)$$

где $\delta = \Delta k/k$.

Наиболее целесообразно лоцирование сред с низким затуханием радиоволн (малая проводимость) — песчаных грунтов, известняковых пород, материковых льдов и др. [4]. Для них проводимость g составляет $10^{-2} \dots 10^{-6}$ см/м. Тогда для приведенных данных при $\epsilon = 4$ и $\sigma_{h_2} = \lambda/16$ (условие применимости модели [3])

$$\Delta \approx j3,6(10^{-4} \dots 10^{-8}) + 6 \cdot 10^{-3} \approx \delta,$$

т. е. приращение Δ практически вещественно. Полученное значение Δ по сравнению с ранее оцененной величиной $\Delta kHb \frac{\Delta\theta}{2}$ меньше примерно на порядок.

Список литературы: 1. *Басс Ф. Г., Фукс И. М.* Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М., 1972. 327 с. 2. *Радиолокационные методы исследования Земли* / Под ред. Ю. А. Мельника. М., 1980. 261 с. 3. *Зубкович С. Г.* Статистические характеристики радиосигналов, отраженных от земной поверхности. М., 1968. 224 с. 4. *Финкельштейн М. И., Мендельсон В. Л., Кутев В. А.* Радиолокация слоистых земных покровов. М., 1977. 174 с.

Поступила в редколлегию 15.07.86

УДК 621.396

*Б. Г. БОНДАРЬ, М. И. ГУРТОВОЙ, Б. Л. КАШЕЕВ, В. В. БЕЛОУС,
И. И. ПЕТРОВ, В. Н. АНОСОВ, В. Н. БЕСЕДИН, А. В. ВАСИЛЕНКО*

МОДУЛЬ АНТЕННОГО УСТРОЙСТВА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИКИ АТМОСФЕРЫ

Измерение скорости ветра в тропосфере и стратосфере можно производить радиометодом, излучая вертикально вверх или под углом места около 75° поток энергии на одной из частот в диапазоне

УКВ. Используя когерентное рассеяние по доплеровскому смещению частоты, находят зональную, меридиональную и вертикальную составляющие скорости дрейфа неоднородностей, затем рассчитывают вектор скорости [1].

Обсуждаются некоторые аспекты одного из возможных вариантов решения антенного устройства. Без учета нелинейных явлений в рассеивающем объеме мощность принятого сигнала пропорциональна первой степени мощности передатчика и квадрату коэффициента направленного действия приемно-передающей антенны. Использование одной приемно-передающей антенны, а не отдельно приемной и передающей антенн, оправдано прежде всего тем, что в этом случае более надежно обеспечивается совпадение рассеивающих объемов, охватываемых главным лепестком диаграммы направленности при передаче и при приеме. Это особенно существенно в случае измерения горизонтальных составляющих скорости движения неоднородностей по доплеровскому смещению частоты, для чего необходимо отклонение главного лепестка от зенита на некоторый угол. Положение усугубляется по мере увеличения апертуры антенны и уменьшения ширины главного лепестка. Имеющиеся экспериментальные данные [1—3] свидетельствуют о том, что близкий к оптимальному вариант антенного устройства измерительного комплекса — приемно-передающая антенна в виде плоской горизонтальной синфазной решетки квадратной (или близкой к круглой) формы площадью порядка 10^4 — $2 \cdot 10^4$ м². При средней мощности передатчика около 50 кВт это обеспечивает получение данных до высот порядка 30 км [1; 2]. Дальнейшее значительное увеличение размеров антенны кроме увеличения затрат ведет к усложнению фазирования излучателей решетки, а главное — к увеличению высоты, на которой можно считать сформированной диаграмму направленности антенны. Уже при размере стороны решетки $L = 100$ м и длине волны $\lambda = 6$ м эта высота $H_{\text{мин}} \geq \sqrt{\lambda L} = 1700$ м. Возможно также разрушение диаграммы направленности из-за влияния неоднородностей атмосферы на пути распространения фронта волны.

Учитывая, что интенсивность когерентного рассеяния снижается по мере отклонения главного лепестка от зенита, а относительный уровень бокового лепестка, приближающийся при этом к зениту, растет, весьма важно ослабить боковые лепестки, особенно первые, уровень которых для эквидистантной синфазной решетки превышает $0,26 E_{\text{макс}}$. Наиболее доступным способом ослабления боковых лепестков в данном случае представляется использование плоской неэквидистантной решетки с равномерным возбуждением отдельных вибраторов, как это сделано, например, в линейной неэквидистантной решетке в том же диапазоне волн, где ослабление боковых лепестков по результатам измерения получилось порядка $0,06 E_{\text{макс}}$ [4]. Установив подобное же распределение шага вибратора по двум координатам плоской антенной решетки, можно ожидать такого же ослабления боковых лепестков в плоскостях E и H . Для отклонения главного лепестка от зенита надо согласовать фазовый сдвиг каждого вибратора с положением в решетке этого вибратора.

Для решения некоторых вопросов конструкции и компоновки большой приемно-передающей антенны измерительного комплекса построен экспериментальный модуль такой антенны, включающий 16 излучателей, 4 антенных коммутатора прием-передача, 21 фазовращатель, малощумящий усилитель, ослабляющий влияние потерь в относительно длинном кабеле приемного тракта, транзисторные усилители мощности, фидерная распределительная система.

Антенная решетка указанных размеров должна состоять из большого числа излучателей, например, $24 \times 24 = 576$ или $32 \times 32 = 1024$ шт., что соответствует при шаге решетки $0,8\lambda$ размеру антенны $103 \times 103 \text{ м}^2$ или $134 \times 134 \text{ м}^2$. Чтобы обеспечить неширокую диаграмму направленности элементарного излучателя, ограничить излучение в направлении земли (что повышает результирующий КПД антенны), в качестве элементарного излучателя избран трехэлементный волновой канал с активным элементом в виде шлейф-вибратора А. А. Пистолькорса. Ширина диаграммы направленности излучателя на уровне -3 дБ в плоскости E составляет $\pm 30^\circ$, в плоскости H — примерно $\pm 50^\circ$, излучение назад (в направлении земли) менее $0,1 E_{\text{макс}}$. Поляризация антенны линейная, поскольку распространение происходит в области атмосферы, где исключена ионизация и вращение плоскости поляризации рассеянной волны маловероятно.

В качестве антенных коммутаторов использованы коммутаторы на $p-i-n$ -диодах. Такого типа коммутаторы безотказно работают на протяжении ряда лет в измерительном комплексе для измерения ветра в метеорной зоне ВЕТА, где коммутируется импульсная мощность порядка 40 кВт [4].

При измерении скорости дрейфа доплеровским методом главный лепесток диаграммы направленности должен отклоняться от зенита на угол, равный примерно 15° [1; 2] в направлении восток—запад или север — юг. Для этого излучатели модуля снабжены двумя фазовращателями. В большой антенной решетке желательно установить повторяющиеся значения фазовых сдвигов, чтобы иметь однотипные фазовращатели. Выбраны фазовые сдвиги, кратные $2\pi/5 = 72^\circ$, т. е. $0, 72, 144, 216^\circ$ и т. д. В модуле это обеспечивает три фиксированные положения луча: направленное в зенит, отклоненное на $14,4^\circ$ к северу или на такой же угол к востоку. Большую антенну следует оснастить такими же фазовращателями, однако чтобы обеспечить возможность отклонения луча во все четыре стороны, она должна иметь четыре системы фазовращателей, например, при 1024 излучателях — около 4 тыс. фазовращателей. Разработана простая конструкция фазовращателя, использующая в качестве коммутирующего элемента реле РЭС-9 с двумя перекидными контактами, которые переключают центральную жилу коаксиального кабеля. Испытания показали, что коэффициент стоячей волны в обоих положениях контактов не превышает 1,14. Конструкция испытана на проходящую мощность 6 кВт в импульсе при типовой мощности на один излучатель порядка 2,5 кВт.

При наличии 4 тыс. реле система фазовращателей неработоспособна без схемы ее контроля. Работа фазовращателей модуля из 16 излучателей контролируется по токам, потребляемым обмотками отдельных групп реле. В большой антенне необходимо предусмотреть, кроме контроля токов, еще контроль наличия цепи по постоянному току через контакты реле фазовращателей каждого излучателя с выводом информации на центральное табло.

Список литературы: 1. *Кашев Б. Л., Олейчиков В. Н.* Стратосферно-тропосферная радиолокационная станция для исследования атмосферных динамических процессов // Глобальная система метеорных наблюдений. М., 1987. С. 39—55. 2. *Balslay, Ecklund, Carter, Johnston.* The MST radar at Pocker Flat, Alaska // Radio Sci. 1980. Vol. 15, N 2. P. 213—233. 3. *The MU radar with an active phased array system / Fukao, Sato, Tsuda.* // Radio Sci. 1985. Vol. 15, June. P. 225—231. 4. *Направленная коротковолновая антенна для исследования метеоров / Б. Г. Бондарь, В. М. Жебко, М. И. Гуртовой и др.* // Вестн. Харьк. политехн. ин-та. Сер. Радиотехника. 1967. Вып. 1, № 22 (70). С. 43—45.

Поступила в редколлегию 30.03.87

УДК 621.396

В. Д. САХАЦКИЙ, канд. техн. наук

К ВОПРОСУ ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЭКРАНИРОВАНИЯ ГАРМОНИЧЕСКОГО И НЕГАРМОНИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В нашей стране и за рубежом расширяется применение радиосистем, использующих негармонические электромагнитные сигналы и волны. Это позволяет повысить избирательность систем радиосвязи, разрешающую способность радиолокационных станций, увеличить направленность антенн и уменьшить их габаритные размеры [1].

Развитие радиотехнических систем, излучающих волны, обуславливает необходимость в изучении и решении ряда сопутствующих вопросов (биологическая защита от таких излучений, электромагнитная совместимость, экранирование и др.).

Для увеличения направленности антенн наибольший практический интерес представляет запитка антенных систем трапецевидным импульсным током. В этом случае напряженность электромагнитного поля в дальней зоне излучения — периодическая серия разнополярных прямоугольных импульсов [1].

Рассмотрим проникающую способность такого рода негармонического излучения в тело человека и эффективность его экранирования. Модель человека представляется в виде плоской многослойной структуры [2]. При этом электрофизические параметры первого слоя (относительная диэлектрическая проницаемость ϵ_r и удельная проводимость σ) соответствуют параметрам кожи, второго слоя — электрофизическим параметрам жирового слоя и третьего полубесконечного слоя — электрофизическим параметрам мышечной ткани.

Временные зависимости тока в антенне и электрической составляющей напряженности излучаемого поля, падающего на тело человека, показаны на рис. 1.

Напряженность поля E данной серии импульсов можно представить в виде следующего ряда Фурье [1]:

$$E = \sum_{k=1}^{\infty} A_k \cos(k\Omega t + \psi_k),$$

где $\Omega = 2\pi/T$; T — период повторения сигнала;

$$A_k = 8E_m \frac{\sin d_k x}{d_k} \sin d_k (y - x),$$

$$d_k = \pi(2k - 1), \quad x = \Delta t/T, \quad y = \tau_u/T.$$

Вводя коэффициент прохождения каждой гармоники поля $\Pi_k(z) = |\Pi_k| e^{j\varphi_k}$, напряженность поля внутри тела человека на расстоянии z от его поверхности записываем следующим образом:

$$E = \operatorname{Re} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} |C_k| |\Pi_k| e^{j(k\Omega t + \psi_k + \varphi_k)}, \quad k \neq 0, \quad |C_k| = A_k/2. \quad (2)$$

В этом случае среднее за период значение вектора Умова-Пойтинга в i -м слое можно найти по формуле [3]

$$p = \frac{1}{2} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \frac{|C_k|^2 |\Pi_k|^2}{|W_k|} \cos \theta_k, \quad k \neq 0. \quad (3)$$

Здесь W_k — волновое сопротивление i -го слоя,

$$W_k = \frac{377}{\sqrt{\epsilon_{ri}^*}} = |W_k| e^{j\theta_k};$$

ϵ_{ri}^* — его комплексная относительная диэлектрическая проницаемость, $\epsilon_{ri}^* = \epsilon_{ri} + j60\sigma_i \lambda_k$; λ_k — длина волны в свободном пространстве, соответствующая частоте $k\Omega$.

Аналогично определяется среднее за период значение вектора Умова-Пойтинга падающего на человека излучения из свободного пространства

$$\bar{P}_0 = \frac{1}{2} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \frac{|C_k|^2}{W_0}, \quad k \neq 0, \quad (4)$$

где $W_0 = 120\pi$ — волновое сопротивление свободного пространства, Ом.

Тогда коэффициент прохождения в тело человека негармонического излучения определяется по формуле $\mathcal{E}_{нг} = 10 \lg \bar{p}/\bar{p}_0$, (5), а для гармонического излучения — по формуле $\mathcal{E}_r = 20 \lg \Pi$ (6). Формула для расчета коэффициента прохождения (Π) гармонического излучения для выбранной модели тела человека приведена

в работе [2], там же даны электрофизические параметры тела человека для различных частот.

Анализ полученных уравнений, проведенный численным методом, показал, что для вычисления \bar{P} и \bar{P}_0 с точностью до двух десятичных знаков бесконечные в строгом смысле ряды (3), (4) могут ограничиваться значением $k = 500$.

При расчете полагалось, что период следования негармонического излучения T соответствовал периоду колебаний гармонического излучения, частота которого равна f_0 , а электрические напряженности падающих полей имели единичную амплитуду.

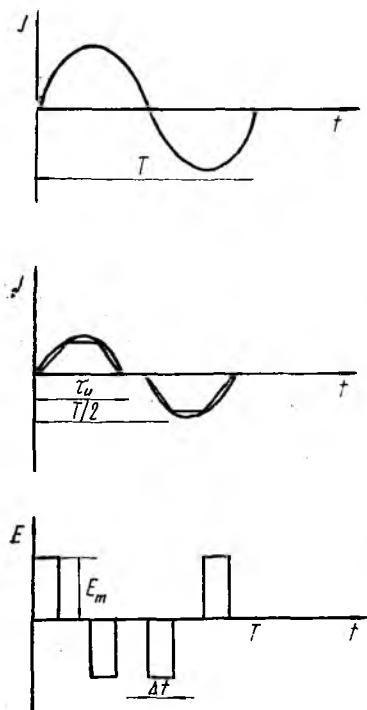


Рис. 1

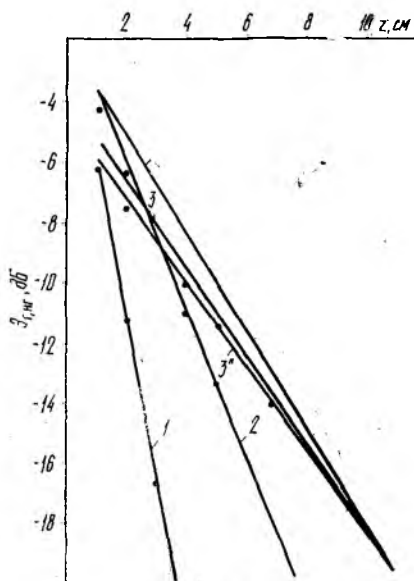


Рис. 2

Сравнительный анализ проникновения в тело человека негармонического и гармонического излучений проведен для частот f_0 , равных 100, 400, 3000 МГц.

На рис. 2 показаны зависимости коэффициента прохождения гармонического (положение кривых обозначено кружками) и негармонического излучения. Кривые 1, 2, 3 соответствуют частотам f_0 , равным 3000, 400, 100 МГц при длительности импульса тока $\tau_u = 0,25 T$ и длительности его переднего и заднего фронтов $\Delta t = 0,1 T$.

Кривые 3', 3'' характеризуют влияние на коэффициент прохождения изменения параметров негармонического сигнала при заданной частоте его повторения и приведены для случая, когда

$f_0 = 100$ МГц, а τ_u и Δt соответственно равны $\tau_u = 0,25 T$, $\Delta t = 0,025 T$ и $\tau_u = 0,5 T$, $\Delta t = 0,25 T$.

Согласно рис. 2 коэффициенты прохождения негармонического и гармонического излучений практически сравнимы, и изменение параметров сигнала Δt и τ_u не вносит существенных изменений. Это объясняется тем, что основная энергия негармонического сигнала переносится на гармоники частотой f_0 и вклад высших гармоник незначителен. Это относится и к случаю экранирования негармонического излучения неоднородными экранами. Однако при использовании замкнутых и незамкнутых неоднородных экранов, например, перфорированных, сетчатых и других, имеющих отверстия и щели, коэффициент экранирования изменяется.

В качестве примера рассмотрим эффективность экранирования гармонического и негармонического излучения замкнутым перфорированным и незамкнутым (плоским) ленточным экраном. Если замкнутый экран перфорирован круглыми отверстиями, то его коэффициент экранирования (тождественный коэффициенту прохождения) для гармонического излучения определяется по формуле [4]

$$\Pi = \left[\sqrt{\frac{\delta W_{E(H)}}{\rho}} \sqrt[3]{\lambda/R_s} e^{\frac{2\pi t}{D}} \left(\frac{d-D}{d}\right)^2 \left(1 - \frac{\pi D}{\lambda}\right)^6 \right]^{-1}, \quad (7)$$

где δ — глубина проникновения, м; $W_{E(H)}$ — волновое сопротивление электрического (магнитного) поля, Ом; ρ — удельное сопротивление материала экрана, Ом · м; λ — длина волны, м; R_s — эквивалентный радиус экрана, м; d — расстояние между центрами отверстий, м; t — толщина материала, м; D — диаметр отверстий, м.

Величины $W_{E(H)}$, R_s , δ находим следующим образом [4]:

$$W_E = \frac{W_0}{1 + (k_0 r)^2} \sqrt{\frac{(k_0 r)^6 + 1}{(k_0 r)^2}};$$

$$W_H = W_0 [1 + (k_0 r)^2] \sqrt{\frac{(k_0 r)^2}{1 + (k_0 r)^6}};$$

где $W_0 = 120\pi$ — волновое сопротивление свободного пространства, Ом; $k_0 = 2\pi/\lambda$ — волновое число; r — расстояние между излучателем и экраном, которое при расчете выбирается равным R_s ,

$R_s = 0,62 \sqrt[3]{V_s}$ (V_s — внутренний объем экрана, м³); $\delta = 0,03 \sqrt{\frac{\lambda \rho}{\mu_r}}$ (μ_r — относительная магнитная проницаемость экрана).

При экранировании ленточным экраном коэффициент экранирования гармонического излучения запишем в виде [5]

$$\Pi = \frac{j 2 \frac{d}{\lambda} \ln \sin \frac{\pi}{2} \theta}{1 + j 2 \frac{d}{\lambda} \ln \sin \frac{\pi}{2} \theta}. \quad (8)$$

Здесь d — период расположения лент, м; $2a$ — ширина лент, м; $\theta = 2a/d < 0,5$. Формула (8) применима, если $d < 0,5\lambda$. На рис. 3 показаны зависимости коэффициента экранирования гармонического и негармонического излучений от длины волны гармонического излучения (периоды следования обоих видов излучения одинаковы). Коэффициент экранирования вычисляется по (3) — (6) с учетом формул (7), (8). Кривые 1, 1' приведены для гармонического и негармонического ($\tau_u = 0,25 T$, $\Delta t = 0,025 T$) излучений соответственно при экранировании перфорированным медным экраном, имеющим следующие параметры: $V_3 = 1 \text{ м}^3$, $d = 0,1 \text{ м}$, $D = 0,015 \text{ м}$, $t = 0,002 \text{ м}$, $\rho = 1,75 \times 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}$, $\mu_r = 1$. Кривые 2, 2' получены аналогично для ленточного экрана с параметрами: $d = 0,1 \text{ м}$, $2a = 0,048 \text{ м}$. Как видно из

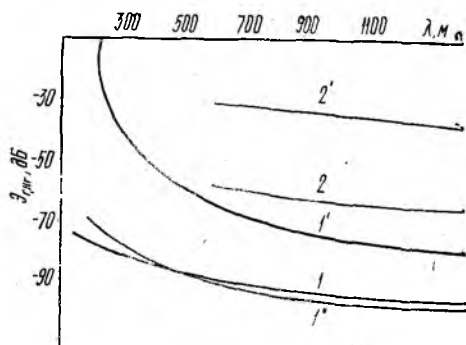


Рис. 3

рис. 3, эффективность экранирования негармонического излучения гораздо ниже, чем гармонического. Это объясняется тем, что при негармоническом излучении высшие гармоники ослабляются гораздо в меньшей степени, чем основная. Для того чтобы коэффициент экранирования негармонического излучения был того же порядка, что и для гармонического излучения, диаметр отверстий при этом же периоде перфораций d (кривая 1'), следует уменьшить от 0,015 до 0,004 м.

Расчеты показали, что для ленточного экрана эффективности экранирования негармонического и гармонического излучений сравнимы при ширине щели $0,52d$ и $0,995 d$. Таким образом, при экранировании негармонического излучения необходимо предъявлять более жесткие требования по отношению к электрической однородности экрана.

Список литературы: 1. Полухин Г. А. Анализ характеристик излучения апертурной антенны, возбуждаемой периодическим импульсным сигналом // Радиотехника и электрон. 1983. Т. 28, № 2. С. 265—270. 2. Кинг Р., Смит Г. Антенны в материальных средах: В 2 кн./ Пер. с англ. М., 1984. Кн. 1. 824 с. 3. Никольский В. В. Электродинамика и распространение радиоволн. М., 1973. 607 с. 4. Полонский И. Б. Конструирование электромагнитных экранов для РЭА. М., 1979. 243 с. 5. Айзенберга Г. З., Ямпольский В. Г., Терешин О. Н. Антенны УКВ: В 2 ч./ Под ред. Г. З. Айзенберга. М., 1977. Ч. 2. 288 с.

Поступила в редколлегию 17.08.87

А. В. КАРПУХИН, канд. техн. наук, В. Я. ЖУРАВЛЕВ, канд. техн. наук,
А. Д. МЕНЯЙЛО, канд. техн. наук, О. И. ДОМРИН

СКВОЗНОЕ АВТОМАТИЗИРОВАННОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ЧАСТОТНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ОСНОВЕ НЕЛИНЕЙНЫХ РЕЗОНАНСНЫХ ЦЕПЕЙ

Одно из направлений в создании микроэлектронных устройств вычислительной техники и автоматики — разработка многофункциональных частотных элементов на основе нелинейных резонансных цепей (ЧЭНРЦ). Многофункциональность таких элементов при их схемной простоте определяется не количеством компонентов и сложностью структурной организации, а целенаправленным использованием многочисленных эффектов, имеющих место в нелинейных цепях [1; 2].

Проектирование изделий электронной техники (ИЭТ) содержит следующие основные этапы: структурное, схемотехническое, техническое. В силу упомянутых свойств ЧЭНРЦ автоматизация первого из указанных этапов, по существу, теряет смысл. Синтез структуры производится проектировщиком на основе всестороннего анализа данных о возможных в НРЦ физических явлениях, а также собственного опыта и интуиции. Схемотехнический этап состоит в моделировании и оптимизации параметров ЧЭНРЦ с учетом особенностей интегральной схемотехники и технологии. Так как количество компонентов в рассматриваемых элементах невелико, выполнение этапа технического проектирования затруднений не вызывает.

Таким образом, наиболее ответственный и трудоемкий этап проектирования ЧЭНРЦ — схемотехнический.

Как показал анализ САПР (СПАРС, МАЭС, КАПР-Э и т. п.), они недостаточно эффективны при решении задач моделирования НРЦ, особенно высокочастотных. Их использование часто приводит к большим затратам машинного времени и не дает полной качественной картины поведения НРЦ в различных режимах. При этом вне рассмотрения оказываются некоторые важные режимы работы моделируемых схем. Так как НРЦ все больше применяются в микроэлектронике, возникла необходимость в разработке методов и средств их автоматизированного проектирования, наиболее полно учитывающих специфику цепей данного класса.

Основой ЧЭНРЦ являются резонансные цепи, в которых в качестве перестраиваемого реактивного компонента колебательных контуров используется полупроводниковый конденсатор как наиболее перспективный с точки зрения возможностей микроэлектронной технологии. Математические модели резонансных цепей с полупроводниковой емкостью имеют вид нелинейных дифференциальных уравнений, близких к уравнениям гармонического осциллятора.

До настоящего времени не разработан единый подход к проблеме проектирования НРЦ. Недостаточно внимания уделялось исследованию формализации и алгоритмизации всего процесса проектирования данного класса цепей, начиная от составления исходных уравнений и кончая проектированием конкретного устройства. Не изучались вопросы оптимизации параметров НРЦ.

В работе приведены результаты исследования и разработки эффективных методик и алгоритмов проектирования тонкопленочных интегральных ЧЭНРЦ и отдельных компонент математического и программного обеспечения для решения задач их автоматизированного проектирования.

Для достижения указанных результатов решены следующие задачи: разработана методика сквозного проектирования ЧЭНРЦ, учитывающая особенности интегральной схемотехники и технологии (моделирование без макетирования, учет конструктивно-технологических ограничений); найдены новые способы построения математического и программного обеспечения для автоматизированного проектирования ЧЭНРЦ; созданы алгоритмы и программы инженерного анализа и оптимизации НРЦ, базирующиеся на численно-аналитическом подходе к моделированию данного класса нелинейных цепей; разработаны математические модели конкретных типов НРЦ; полученные алгоритмы решения задач автоматизации проектирования реализованы в виде комплекса прикладных программ моделирования и оптимизации ЧЭНРЦ (МОДОП-ЧЭ).

НРЦ описываются нелинейными дифференциальными уравнениями достаточно сложного вида [1; 2]. Существующие методы решения таких уравнений можно разделить на аналитические и численные. Наиболее эффективны из приближенных аналитических методов — асимптотические методы теории колебаний, в частности метод Боголюбова-Митропольского. Применимость этих методов для анализа НРЦ обоснована в работе [1].

Применение численных методов для непосредственного решения уравнений, описывающих высокочастотные НРЦ, малоперспективно с точки зрения разумной скорости и точности интегрирования на современных ЭВМ из-за ограниченности их памяти и быстродействия. Переход от аналитического представления сложных колебательных функций к табличному с заданной точностью требует, как правило, значительного дробления шага и, следовательно, увеличения времени интегрирования, приводит при численном решении исходных уравнений к большому количеству обрабатываемой информации и не гарантирует сходимости применяемых численных методов на всем временном интервале интегрирования. Такой подход эквивалентен численному экспериментированию над моделью схемы и исключает возможность определения функциональных зависимостей между характеристиками НРЦ и ее физическими параметрами, не позволяет использовать методы качественного анализа дифференциальных уравнений на фазовой плоскости на первом этапе их исследования, что не обеспечивает необходимой наглядности результатов анализа.

Предлагается другой подход — численно-аналитический. Моделирование НРЦ разделяется на два этапа: аналитический и численный. Аналитический этап включает в себя получение на ЭВМ решения исходного уравнения в аналитическом виде и качественное исследование поведения НРЦ в фазовом пространстве. На втором этапе осуществляется анализ стационарного и динамического режимов резонансной цепи, позволяющий установить необходимые зависимости между параметрами схемы и ее статическими и переходными характеристиками при различных способах внешнего управления, а также оптимизация параметров НРЦ [2].

Проектные процедуры на указанных этапах проектирования НРЦ реализуются программами, объединенными в комплекс прикладных программ МОДОП-ЧЭ. Он предназначен для моделирования и оптимизации ЧЭНРЦ и позволяет решать следующие задачи: построение решения исходного уравнения НРЦ в аналитическом виде; качественный анализ поведения моделируемой НРЦ в фазовом пространстве — построение фазовых портретов; анализ стационарного режима — построение АЧХ, ФЧХ; анализ динамического режима — построение графиков переходных процессов; оптимизация параметров НРЦ.

Комплекс программ МОДОП-ЧЭ ориентирован на функционирование с использованием технических средств СМ-1410, расширенных устройствами вывода графической информации, входящими в состав периферийного оборудования СМ ЭВМ АРМ. Язык реализации — АНАЛИТИК-79 и ФОРТРАН. Диалоговый режим работы комплекса поддерживается средствами алгоритмического языка АНАЛИТИК-79 и программным обеспечением СМ ЭВМ. Графические возможности обеспечиваются базовой графической системой АРМ. Работа комплекса программ происходит под управлением операционной системы РАФОС.

Вопросы моделирования ЧЭНРЦ достаточно полно описаны в работах [1; 2], а также в данной статье, в то время как задачи оптимизации рассматривались лишь в работе [4]. Учитывая, что получение наилучшего проектного решения является одной из основных целей проектирования, приведем постановку и решение одной из оптимизационных задач, возникающих при схемотехническом проектировании ЧЭНРЦ.

К важнейшим показателям качества проектируемых ИЭТ (в данном случае ГИС) относится вероятность работоспособности, количественно выражающаяся в величине выхода годных (ВВГ) ИС в случае их массового производства. В строгой постановке задача проектирования в этом случае состоит в нахождении таких значений внутренних параметров ГИС и допусков на них с учетом внешних факторов, при которых вероятность работоспособности будет максимальной. Основная трудность названной задачи в строгой постановке заключается в вычислении многократных интегралов от многомерных функций плотности вероятности, при котором необходимо иметь информацию о законах распределения параметров компонентов ГИС. В случае ГИС, компоненты которых изготавли-

ваются в едином технологическом процессе, задача усложняется необходимостью учета корреляции параметров компонентов ГИС. Однако в большинстве случаев по многим причинам проектировщик не знает законов распределения параметров компонентов ГИС для выбранного технологического процесса, ему известны лишь граничные значения этих параметров. При этом возникает так называемая задача «худшего случая» [5]. Правомерность такой постановки задачи при проектировании ЧЭНРЦ объясняется тем, что рассматриваемые ИЭТ относятся к ГИС частного применения, для которых наиболее важным критерием в оценке качества является ВВГ, а вопросы стоимости — второстепенны. Кроме того, компоненты ЧЭНРЦ (катушки индуктивности, резисторы, конденсаторы) выполняются отдельно, а не в едином технологическом процессе. Поэтому корреляция их параметров отсутствует. Все приведенные соображения упрощают задачи проектирования ЧЭНРЦ, которые можно сформулировать так [5]: задачи центрирования $\min_{x \in R_t} \Phi(x_n, t)$,

$R_t \in R_a$; задачи центрирования и оптимального назначения допусков $\min_{x \in R_t} \Phi(x_n, t)$, $R_t \in R_a$, где $\Phi(x_n, t)$ — целевая функция; x_n — вектор номинальных значений параметров ГИС; R_a — область работоспособности; R_t — допусковая область; t — вектор допусков.

Рассмотрим одну из задач первой группы — проектирование частотно-гармонического многоустойчивого элемента (ЧГМЭ), имеющего максимально возможное число устойчивых состояний. Такая задача возникает, например, при разработке преобразователей напряжение — частота, входящих в состав аналого-частотных преобразователей, используемых в системах автоматического контроля, измерений и сбора информации от удаленных датчиков.

В работе [4] приведены постановка и решение оптимизационной задачи определения номинальных значений параметров ЧГМЭ. С учетом допусков на параметры ЧГМЭ наиболее общая постановка задачи оптимизации имеет вид $\min_{x \in R_t} W(x_n, t)$, где $W(x_n, t)$ — целевая функция, выражающаяся числом устойчивых состояний ЧГМЭ, взятым с обратным знаком. Компонентами вектора x_n являются следующие параметры ЧГМЭ [4]:

$$x_n = [\Omega_1, E_1, C_1, C_{к0}, \tau, R_{\phi}, \varphi_k, \varphi_n, \theta, C_{\phi}, L]^T. \quad (2)$$

Обозначения в (1) взяты из работы [5]. Область работоспособности описывается системой неравенств: $12,56 \cdot 10^3 \leq \Omega_1 \leq 188,4 \times 10^3$ рад/с; $20 \leq E_1 \leq 60$ В; $C_{к0}/20 \leq C_1 \leq C_{к0}/10$; $50 \cdot 10^{-12} \leq C_{к0} \leq 10^{-9}$ Ф; $12,5 \cdot 10^{-6} \leq \tau \leq 14 \cdot 10^{-6}$ с; $0,2 \leq \varphi_k \leq 0,6$ В; $0,4 \leq \varphi_n \leq 1$ В; $10^5 \leq R_{\phi} \leq 10^8$ Ом; $0 \leq \theta \leq \pi/2$; $10C_{к0} \leq C_{\phi} \leq 50C_{к0}$; $10^{-3} \leq L \leq 3 \cdot 10^{-3}$ Гн; $10^5 \leq f_0 \leq 3 \cdot 10^5$ Гц, где f_0 — резонансная частота контура.

Допуски на параметры Ω_1 и L равны 5 %, на остальные параметры — 20 %. В результате решения задачи (1) получены следующие значения компонент вектора x_n :

$\Omega_1 = 13,19$ рад/с; $E = 34,6$ В; $C_1 = 55,6$ пФ; $C_{к0} = 561$ пФ; $L = 238$ мГн; $\tau = 13,64$ мкс; $R_{\phi} = 479$ кОм; $\varphi_k = 0,8$ В; $\varphi_k = 0,39$ В; $\theta = 0,355$; $C_{\phi} = 4700$ пФ.

При этих значениях параметров ЧГМЭ имеет 15 устойчивых состояний; диапазон напряжений на потенциальном выходе 0,25... 0,63 В, частот 152...180 кГц, напряжений на контуре 0,64...1,02 В. Экспериментальные результаты, полученные на макетном образце ГИС, отличаются от теоретических не более чем на 15 %, причем число экспериментально наблюдаемых устойчивых состояний равно 15.

Таким образом, разработанная методика сквозного автоматизированного проектирования ЧЭНРЦ (а также комплекс прикладных программ МОДОП-ЧЭ) может использоваться при моделировании нелинейных резонансных систем другой физической природы, например механических, электромеханических и т. д.

Список литературы: 1. Митропольский Ю. А., Молчанов А. А. Машинный анализ нелинейных резонансных цепей. К., 1981. 205 с. 2. Карпухин А. В., Лоза Ю. Х., Яловега Г. И. Математическое моделирование и проектирование интегральных частотных элементов на основе нелинейных резонансных цепей // Автоматизация проектирования электрон. аппаратуры. Таганрог. 1983. Вып. 2. С. 53—56. 3. Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М., 1963. 410 с. 4. Карпухин А. В., Яловега Г. И. Оптимальное проектирование частотно-гармонических многоустойчивых элементов // Радиотехника. 1979. Вып. 48. С. 75—78. 5. Брейтон Р. К., Хэчтел Г. Д., Санджовачи-Винчензелли А. Л. Обзор методов оптимального проектирования интегральных схем // Тр. ин-та инж. по электротехнике и радиоэлектронике. 1981. Т. 69, № 10. С. 180—215.

Поступила в редколлегию 17.08.87

УДК 621.372.852

Ю. В. ШПАГИН, Л. Г. МАРТЫНЕНКО, канд. техн. наук,
А. Г. НЕРУХ, канд. физ.-мат. наук

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯ НА МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ЭЛЛИПСОИДЕ В СЛУЧАЕ МНОГОМОДОВОГО РЕЖИМА ВОЛНОВОДА

При использовании металлических дисков в качестве элементов волноводных СВЧ-устройств возможны ситуации, требующие учета многомодового режима работы волновода. Например, при передаче электромагнитной энергии больших уровней необходим учет вклада высших типов колебаний в нагрев металлического диска. Для случая одномодового режима работы исследование нагрева диска проведено в работе [1].

Для описания любого явления, связанного с работой металлического диска в поле волновода, необходимо знание распределения электромагнитного поля в ближней зоне диска. В работе расчет такого распределения производится для случая многомодового

режима работы волновода. Как и в работе [1], диск аппроксимируется сплюснутым эллипсоидом вращения с полуосями $R > d$, причем размеры диска намного меньше длины волны $\lambda \left(\frac{R}{\lambda} \ll 1 \right)$. Конечная цель расчета — определение поля на поверхности металлического эллипсоида, что может быть найдено как предельное значение поля в ближней зоне рассматриваемого объекта.

Нахождение поля в ближней зоне тела произведем методом интегральных уравнений макроскопической электродинамики [2], согласно которому поле вне немагнитного тела объемом V при падении на него волны \vec{E}_0 определяется интегралом

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_0(\vec{r}) + \frac{1}{ick} (\text{grad div} + k^2) \int_V \frac{e^{-ik|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \vec{j}(\vec{r}') dV, \quad (1)$$

где $k = \frac{\omega}{c}$, ω — частота падающей волны; \vec{j} — общий ток, объединяющий ток смещения и ток проводимости

$$\vec{j} = \left(\frac{i\omega(\epsilon - 1)}{4\pi} + \sigma \right) \vec{E},$$

ϵ — диэлектрическая проницаемость; σ — проводимость среды внутри объема V . Внося дивергенцию под интеграл в (1), приводим его к виду

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_0(\vec{r}) - \text{grad } \Phi - \frac{i\omega}{c} \vec{A}, \quad (2)$$

в котором скалярный и векторный потенциалы определяются выражениями

$$\begin{aligned} \Phi &= \frac{1}{c} \int_V \frac{\vec{j}(\vec{r}') \cdot (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^2} \left(1 - \frac{i}{k|\vec{r} - \vec{r}'|} \right) e^{-ik|\vec{r} - \vec{r}'|} dV; \\ \vec{A} &= \frac{1}{c} \int_V \frac{\vec{j}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} e^{-ik|\vec{r} - \vec{r}'|} dV. \end{aligned} \quad (3)$$

Совершая предельный переход к электростатике, из выражения для Φ определяем, что при $k \rightarrow 0$ ток $\vec{j} \sim k$. Такое поведение наведенного тока существенно при разложении выражения для поля (2) в ряд Рэлея по степеням k , что целесообразно сделать в случае малых размеров тела по сравнению с длиной падающей волны λ ($kR \ll 1$). Оставляя в (2) только члены нулевого по k порядка, найдем, что в приближении квазистатики поле в ближней зоне тела V определяется выражением $\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_0(\vec{r}) - \text{grad } \Phi_0$ (4), где Φ_0 — электростатический потенциал тела. Хотя $\vec{E}_0(\vec{r})$ и является функцией координат, в приближении квазистатики эта функциональная зависимость при нахождении электрического поля не учитывается. Она должна учитываться при вычислении магнитного поля, которое выражается через электрическое с помощью уравнения Максвелла

$\vec{H} = \frac{i}{k} \text{rot} \vec{E}$ (5). Согласно сказанному получим более удобные формулы, выражающие поля через векторную амплитуду падающей волны \vec{E}_0 : $\vec{E}_0(\vec{r}) = \widehat{W}(\vec{r})\vec{E}_0$ (6). Здесь $\widehat{W}(\vec{r})$ — диагональный тензор, определяющий зависимость падающего поля от пространственных координат и представляющий собой медленно меняющуюся функцию на расстояниях, сравнимых с размерами тела V .

Скалярный потенциал этого тела можно представить как $\Phi_0(\vec{r}) = \vec{I}\vec{E}_0(\vec{r})$ (7), где вектор \vec{I} — электростатическая характеристика данного тела. Подставив (6) в (7), найдем $\Phi_0(\vec{r}) = \vec{I}(\widehat{W}\vec{E}_0) = \vec{W}(\vec{r})(\widehat{I}\vec{E}_0)$ (8). В этом выражении \vec{W} — вектор с компонентами тензора \widehat{W} ; \widehat{I} — диагональный тензор с компонентами вектора \vec{I} .

Для вычисления градиента потенциала Φ_0 функцию $\vec{W}(\vec{r})$ в (8) следует считать постоянной, так как в рассматриваемом приближении она медленно меняется по сравнению со вторым множителем. Тогда получим $\text{grad} \Phi_0 = (\vec{W}\nabla)(\widehat{I}\vec{E}_0) \times \vec{W} \times \text{rot}(\widehat{I}\vec{E}_0)$ (9). При нахождении же магнитного поля необходимо учитывать функциональную зависимость обоих множителей, в результате чего имеем

$$\vec{H} = \frac{i}{k} \text{rot}(\widehat{W}\vec{E}_0) - \frac{i}{k} \text{rot}[(\vec{W}\nabla)(\widehat{I}\vec{E}_0) + \vec{W} \times \text{rot}(\widehat{I}\vec{E}_0)]. \quad (10)$$

Здесь внешний ротор применяется только к функции \vec{W} .

Если компоненты тензора \widehat{W} одинаковы, $\vec{W} = W\vec{E}$, где \vec{E} — единичный тензор,

$$(\widehat{W}\nabla)(\widehat{I}\vec{E}) = W\left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z}\right)(\widehat{I}\vec{E}_0).$$

Тогда формулу для вычисления магнитного поля в ближней зоне малого проводящего тела представим в виде

$$\vec{H} = \frac{i}{k} \text{grad} W \times \left\{ \vec{E}_0 - \left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \right) (\widehat{I}\vec{E}_0) \right\} - \frac{i}{k} \text{rot}(\vec{W} \times \text{rot}(\widehat{I}\vec{E}_0)). \quad (11)$$

Для дальнейших расчетов конкретизируем постановку задачи. Рассмотрим металлический эллипсоид, расположенный в центре поперечного сечения прямоугольного волновода с размерами a, b . Введем две системы координат, связанные с волноводом и с эллипсоидом, ориентированным так, что его ось симметрии z образует с осью, перпендикулярной к широкой стенке волновода, угол Θ , а ось y перпендикулярна к узкой стенке волновода (рисунок).

Исследуем вначале многомодовый режим работы, когда в ненагруженном волноводе распространяется произвольный набор волн

типа H_{mn} . В этом случае невозмущенное электрическое поле запишем в следующем виде [3]:

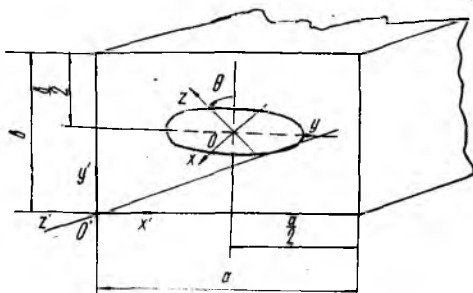
$$\vec{E}_0(\vec{r}') = E_0^{mn} \left(\frac{n}{b} \cos \frac{m\pi}{a} x' \sin \frac{n\pi}{b} y' \vec{e}_x - \frac{m}{a} \sin \frac{m\pi}{a} x' \cos \frac{n\pi}{b} y' \vec{e}_y \right) e^{-ihz'}, \quad (12)$$

$$h = \sqrt{k^2 - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}, \quad E_0^{mn} = \frac{ik}{\pi} \frac{a^2 b^3}{(mb)^2 + (na)^2} H_0^{mn}.$$

Переход в этой формуле к системе координат эллипсоида позволяет найти выражения для тензора \widehat{W} и векторной амплитуды \vec{E}_0 :

$$W_{11} = W_{33} = -e^{-ihz'} \frac{m}{a} \sin \frac{m\pi}{a} \left(y + \frac{a}{2}\right) \cos \frac{n\pi}{b} \left(y' + \frac{b}{2}\right);$$

$$W_{22} = e^{-ihz'} \frac{n}{b} \cos \frac{m\pi}{a} \left(y + \frac{a}{2}\right) \sin \frac{n\pi}{b} \left(y' + \frac{b}{2}\right). \quad (13)$$



Здесь

$$y' = -x \sin \theta + z \cos \theta, \quad z' = x \cos \theta + z \sin \theta;$$

$$\vec{E}_0^{mn} = E_0^{mn} (-\sin \theta \vec{e}_x + \vec{e}_y + \cos \theta \vec{e}_z). \quad (14)$$

При вычислении $\text{grad } \Phi_0$ необходимо учесть медленность функции \widehat{W} , взяв ее значение в центре эллипсоида. Полагая в (13) $x = y = z = 0$, получаем: для мод $m = 2p + 1, n = 2q$

$$\vec{W}_{2p+1, 2q} = -\frac{2p+1}{a} (-1)^{p+q} (\vec{e}_x + \vec{e}_z); \quad (15)$$

для мод $m = 2p, n = 2q + 1$

$$\vec{W}_{2p, 2q+1} = \frac{2q+1}{b} (-1)^{p+q} \vec{e}_y. \quad (16)$$

Для остальных типов мод значение \widehat{W} в центре эллипсоида равно нулю.

При нахождении вектора \vec{T} учтем, что в рассматриваемом приближении квазистатики падающее поле \vec{E}_0 однородно в окрестности

данного тела и, следовательно, можно воспользоваться известным выражением для потенциала идеально проводящего эллипсоида вращения в однородном поле [4]. Если это поле имеет составляющие $\vec{E}_0 = (E_{0x}, E_{0y}, E_{0z})$, то потенциал

$$\Phi_0 = R^2 d \left\{ \frac{I_x}{I_1} (xE_{0x} + yE_{0y}) + \frac{I_z}{I_2} zE_{0z} \right\}, \quad (17)$$

$$\text{где } I_x = \frac{1}{(R^2 - d^2)^{\frac{3}{2}}} \left(\operatorname{arctg} \sqrt{\frac{R^2 - d^2}{\xi + d^2}} - \frac{\sqrt{\xi + d^2} \sqrt{R^2 - d^2}}{R^2 + \xi} \right);$$

$$I_z = \frac{2}{(R^2 - d^2)^{\frac{3}{2}}} \left(\sqrt{\frac{R^2 - d^2}{\xi + d^2}} - \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{R^2 - d^2}{\xi + d^2}} \right); \quad (18)$$

$$I_1 = R^2 d I_x (\xi = 0); \quad I_2 = R^2 d I_z (\xi = 0).$$

Здесь ξ — эллиптическая координата, определяемая в системе координат эллипсоида соотношением

$$\frac{x^2 + y^2}{R^2 + \xi} + \frac{z^2}{d^2 + \xi} = 1$$

и равная нулю на его поверхности.

Из (17) получаем выражение

$$\vec{T} = R^2 d \left(\frac{I_x}{I_1} (x\vec{e}_x + y\vec{e}_y) + \frac{I_z}{I_2} z\vec{e}_z \right). \quad (19)$$

Перейдем к вычислению полей на поверхности эллипсоида. Рассмотрим моды с индексами $(2p + 1, 2q)$. Подставив значение \vec{W} из (15) и \vec{T} из (19) в формулу (9), запишем

$$\operatorname{grad} \Phi_0 = -\frac{2p+1}{a} (-1)^{p+q} \operatorname{grad} (I_x E_{0x}^{mn} + I_z E_{0z}^{mn}). \quad (20)$$

Поскольку поле определяется на поверхности эллипсоида, то удобно ввести угловые координаты поверхности эллипсоида $\varphi \in [0, 2\pi]$

и $\nu \in \left[0, \frac{\pi}{2}\right]$ согласно формулам $x = R \sin \nu \cos \varphi$, $y = R \sin \nu \sin \varphi$, $z = d \cos \nu$. Тогда вычисление градиента в (20) дает

$$\operatorname{grad} \Phi_0 = \frac{2p+1}{a} (-1)^{p+q} E_0^{mn} \{ \psi (\alpha \sin \nu \vec{e}_\rho + \cos \nu \vec{e}_z) + (\sin \theta \vec{e}_x - \cos \theta \vec{e}_z) \}. \quad (21)$$

Здесь $\alpha = \frac{d}{R}$; \vec{e}_ρ — радиальный орт цилиндрической системы координат, связанной с эллипсоидом,

$$\psi = \frac{-a_1 \sin \theta \sin \nu \cos \varphi + a_2 \cos \theta \cos \nu}{\alpha^2 \sin^2 \nu + \cos^2 \nu}; \quad (22)$$

$$a_1 = \frac{2(1-\alpha^2)^{\frac{3}{2}}}{\operatorname{arctg} \frac{\sqrt{1-\alpha^2}}{\alpha} - \alpha \sqrt{1-\alpha^2}}; \\ a_2 = \frac{(1-\alpha^2)^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{1-\alpha^2} - \alpha \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{1-\alpha^2}}{\alpha}}. \quad (23)$$

С помощью этих выражений определим электрическое поле на поверхности эллипсоида. Подставив (21) в (4), найдем

$$\vec{E}^{2p+1, 2q} = -\frac{2p+1}{a} (-1)^{p+q} E_0^{2p+1, 2q} \psi (\alpha \sin \nu \vec{e}_p + \cos \nu \vec{e}_z). \quad (24)$$

Для вычисления магнитного поля преобразуем формулу (10). Так как согласно (9)

$$\vec{E} = \widehat{W} \vec{E}_0 - \sum_{i=1}^3 W_i \operatorname{grad} (I_i E_{0i}), \quad (25)$$

после подстановки (25) в (10) получим явное выражение для магнитного поля вблизи эллипсоида:

$$\vec{H} = \frac{i}{k} \sum_{i=1}^3 [\operatorname{grad} W_i \times (\vec{e}_i E_{0i} - \operatorname{grad} (I_i E_{0i}))]. \quad (26)$$

Вектор в круглых скобках имеет вид

$$\vec{e}_i E_{0i} - \operatorname{grad} (I_i E_{0i}) = \psi_i E_0^{mn} (\alpha \sin \nu \vec{e}_p + \cos \nu \vec{e}_z), \quad (27)$$

$$\text{где } \psi_1 = -\frac{\alpha_1 \sin \nu \cos \varphi \sin \theta}{\alpha^2 \sin^2 \nu + \cos^2 \nu}; \quad \psi_2 = \frac{\alpha_1 \sin \nu \sin \varphi}{\alpha^2 \sin^2 \nu + \cos^2 \nu}; \\ \psi_3 = \frac{\alpha_2 \cos \nu \cos \theta}{\alpha^2 \sin^2 \nu + \cos^2 \nu}. \quad (27a)$$

Для нахождения величин $\operatorname{grad} W_i$ в (26) необходимо использовать формулы (13), положив затем в полученных выражениях $x = y = z = 0$. После выполнения всех вычислений из (26) определим выражение для магнитного поля на поверхности эллипсоида в случае $(2p+1, 2q)$ моды:

$$\vec{H}^{2p+1, 2q} = \frac{(2p+1) h}{ak} (-1)^{p+q} E_0^{2p+1, 2q} (\psi_1 + \psi_3) \times \\ \times \{ \alpha \sin \nu \sin \varphi (\sin \theta \vec{e}_x - \cos \theta \vec{e}_z) - \\ - (\alpha \sin \nu \cos \varphi \sin \theta - \cos \nu \cos \theta) \vec{e}_y \}. \quad (28)$$

Полагая в этой формуле $p = q = 0$, получаем выражение для магнитного поля в одномодовом режиме волны типа H_{10} [1].

Рассмотрим теперь моды с индексами $2p, 2q + 1$. Вектор \vec{W} в этом случае имеет только один компонент (16). Вычисление полей выполняется аналогично предыдущему случаю:

$$\vec{E}^{2p, 2q+1} = -\frac{2q+1}{b} (-1)^{p+q} E_0^{2p, 2q+1} \psi' (\alpha \sin \nu \vec{e}_p + \cos \nu \vec{e}_z). \quad (29)$$

Здесь
$$\psi' = -\frac{\alpha_1 \sin \nu \sin \varphi}{\alpha^2 \sin^2 \nu + \cos^2 \nu}; \quad (30)$$

$$\begin{aligned} \vec{H}^{2p, 2q+1} &= \frac{(2q+1)h}{bk} E_0^{2p, 2q+1} (-1)^{p+q} \psi_2 \times \\ &\times \{ -\alpha \sin \nu \sin \varphi (\sin \theta \vec{e}_x - \cos \theta \vec{e}_z) - \\ &- (\cos \nu \cos \theta - \alpha \sin \nu \cos \varphi \sin \theta) \vec{e}_y \}. \end{aligned} \quad (31)$$

Если индексы моды колебаний оба четные или нечетные, то электрическое поле в окрестности эллипсоида в рассматриваемом приближении равно нулю, т. е. равны нулю компоненты тензора \vec{W} . Поскольку производные этих компонентов отличны от нуля, то согласно (26) магнитное поле на поверхности будет отличаться от нуля и определится выражениями: при $m = 2p, n = 2q$

$$\begin{aligned} \vec{H}^{m, n} &= \frac{i\pi}{k} E_0^{mn} (-1)^{p+q} \left\{ \left[-\frac{m}{a^2} (\psi_1 + \psi_3) \cos \nu - \right. \right. \\ &- \left. \frac{n^2}{b^2} \psi_2 \alpha \sin \nu \sin \varphi \cos \theta \right] \vec{e}_x + \frac{n^2}{b^2} \psi_2 (\alpha \sin \nu \cos \varphi \cos \theta + \\ &+ \cos \nu \sin \theta) \vec{e}_y + \left[-\frac{n^2}{b^2} \psi_2 \alpha \sin \nu \sin \varphi \sin \theta + \right. \\ &\left. \left. + \frac{m^2}{a^2} (\psi_1 + \psi_3) \alpha \sin \nu \cos \varphi \right] \vec{e}_z \right\}; \end{aligned} \quad (32)$$

при $m = 2p + 1, n = 2q + 1$

$$\begin{aligned} \vec{H}^{m, n} &= \frac{i\pi}{k} \frac{mn}{ab} (-1)^{p+q} E_0^{mn} \{ [-\psi_2 \cos \nu - \\ &- (\psi_1 + \psi_3) \alpha \sin \nu \sin \varphi \cos \theta] \vec{e}_x + \\ &+ (\psi_1 + \psi_3) [\alpha \sin \nu \cos \varphi \cos \theta + \cos \nu \sin \theta] \vec{e}_y + \\ &+ [-(\psi_1 + \psi_3) \cos \nu \sin \theta + \psi_2 \alpha \sin \nu \cos \varphi] \vec{e}_z \}. \end{aligned} \quad (33)$$

Исследуем многомодовый режим для волн типа E . Преобразуя выражение для невозмущенного электрического поля [3] в систему координат эллипсоида, находим

$$\vec{E}_0^{mn} = E_0^{mn} (\vec{e}_x + \vec{e}_y + \vec{e}_z) \quad (34), \text{ а тензор } \vec{W} \text{ имеет компоненты}$$

$$\begin{aligned} W &= e^{-ihz'} \left[\frac{ih\pi n}{b\chi^2} \sin \frac{m\pi}{a} \left(y + \frac{a}{2} \right) \cos \frac{n\pi}{b} \left(y' + \frac{b}{2} \right) \sin \theta + \right. \\ &\left. + \sin \frac{m\pi}{a} \left(y + \frac{a}{2} \right) \sin \frac{n\pi}{b} \left(y' + \frac{b}{2} \right) \cos \theta \right]; \end{aligned}$$

$$W_{22} = e^{-ihz'} \frac{ihm\pi}{a\chi^2} \cos \frac{m\pi}{a} \left(y + \frac{a}{2} \right) \sin \frac{n\pi}{b} \left(y' + \frac{b}{2} \right);$$

$$W_{33} = e^{-ihz'} \sin \frac{m\pi}{a} \left(y + \frac{a}{2} \right) \left[-\frac{ihn\pi}{b\chi^2} \cos \frac{n\pi}{b} \left(y' + \frac{b}{2} \right) \cos \theta + \right. \\ \left. + \sin \frac{n\pi}{b} \left(y' + \frac{b}{2} \right) \sin \theta \right], \quad (35)$$

$$\text{где } \chi^2 = \left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2.$$

Определение полей на поверхности эллипсоида производится так же, как и в случае H -волн. При $m = 2p$, $n = 2q$ электрическое поле в рассматриваемом приближении равно нулю. Если индексы имеют разную четность, выражения для электрического поля с точностью до постоянного множителя совпадают с соответствующими выражениями для случая H -волн. При нечетных индексах

$$\vec{E} = (-1)^{p+q} E_0^{mn} (-\psi \operatorname{ctg} \theta + \psi_3 \operatorname{tg} \theta) (\alpha \sin v \vec{e}_p + \cos v \vec{e}_z). \quad (36)$$

Магнитное поле можно вычислить по формуле (26), в которой вектор в круглых скобках определяется теперь таким же выражением (27), если в нем произвести замену ψ_1 на $\frac{-1}{\sin \theta} \psi_1$ и ψ_3 на $\frac{1}{\cos \theta} \psi_3$. Координаты вектора изменяются в соответствии с формулами (35).

Полученные выражения, описывающие распределение полей на поверхности металлического эллипсоида, который расположен в центре поперечного сечения прямоугольного волновода и работает в многомодовом режиме, позволяют учесть поправки, вносимые в режим работы высшими типами колебаний.

Список литературы: 1. Шапич Ю. В., Мартыненко Л. Г., Нерух А. Г. Тепловой режим металлического диска в волноводе // Журн. техн. физики. 1985. Т. 55, № 1. С. 35—38. 2. Хижняк Н. А. Интегральные уравнения макроскопической электродинамики. К., 1986. 280 с. 3. Никольский В. В. Электродинамика и распространение радиоволн. М., 1973. 608 с. 4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., 1959. 532 с.

Поступила в редколлегию 09.06.87

УДК 621.372

И. В. КУДРЯВЧЕНКО, А. В. МЕЛЬНИКОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ШИРОКОПОЛОСНОСТИ НЕИЗЛУЧАЮЩЕГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА

В настоящее время значительно возрос интерес к различным модификациям диэлектрических волноводов, рассматриваемых в качестве перспективных линий передачи для интегральных схем миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн [1]. Большое число публикаций посвящено неизлучающему диэлектрическому

волноводу (НДВ) [2; 3], который отличается технологичностью изготовления и малым значением погонного затухания. Однако широкополосность одномодового режима работы НДВ — одна из важнейших характеристик линии передачи, еще недостаточно изучена. В работе исследована зависимость широкополосности одномодового режима работы НДВ от его поперечных размеров и параметров материалов, образующих волноводную структуру.

НДВ (рис. 1) представляет собой диэлектрический полосок 1 прямоугольного сечения, расположенный в диэлектрической подложке 2 между двумя параллельными металлическими пластинами 3, причем $\epsilon_1 > \epsilon_2$, где ϵ_1, ϵ_2 — относительные диэлектрические проницаемости полоска и подложки соответственно. Вектор электрического поля рабочего типа волн E_x^{01} параллелен металлическим пластинам 1.

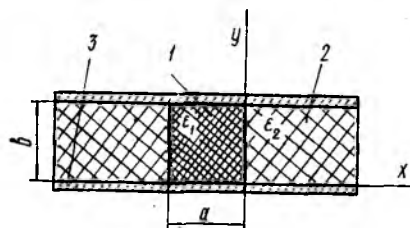


Рис. 1

С помощью метода частичных волн [4] получаем выражения для амплитуд составляющих поля волн E_x^{mn} в плоскости поперечного сечения диэлектрического полоска:

$$E_x = E_{xm} \cos \left(k_x x - \frac{\varphi_{x0}}{2} \right) \cos(k_y y) \cos \left(\omega t - k_z z + \frac{\varphi_{x0}}{2} \right);$$

$$E_y = -E_{xm} \frac{\cos \theta_x \cos \theta_z}{\sin^2 \theta_x} \sin \left(k_x x - \frac{\varphi_{x0}}{2} \right) \sin(k_y y) \cos \times \\ \times \left(\omega t - k_z z + \frac{\varphi_{x0}}{2} \right),$$

$$E_z = -E_{xm} \frac{\cos \theta_x \cos \theta_z}{\sin^2 \theta_x} \sin \left(k_x x - \frac{\varphi_{x0}}{2} \right) \cos(k_y y) \sin \times \\ \times \left(\omega t - k_z z + \frac{\varphi_{x0}}{2} \right);$$

$$H_x = 0; H_y = E_{xm} \sqrt{\frac{\epsilon_{a1}}{\mu_{a1}}} \frac{\cos \theta_z}{\sin^2 \theta_x} \cos \left(k_x x - \frac{\varphi_{x0}}{2} \right) \cos(k_y y) \cos \times \\ \times \left(\omega t - k_z z + \frac{\varphi_{x0}}{2} \right);$$

$$H_z = -E_{xm} \sqrt{\frac{\epsilon_{a1}}{\mu_{a1}}} \frac{\cos \theta_y}{\sin^2 \theta_x} \cos \left(k_x x - \frac{\varphi_{x0}}{2} \right) \sin(k_y y) \sin \times \\ \times \left(\omega t - k_z z + \frac{\varphi_{x0}}{2} \right), \quad (1)$$

причем

$$\frac{\varphi_{x0}}{2} = \arctg \left[\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \sqrt{\frac{\sin^2 \theta_x - \frac{\epsilon_2 \mu_2}{\epsilon_1 \mu_1}}{\cos \theta_x}} \right], \quad (2)$$

где E_{xm} — амплитуда электрической составляющей поля в центре НДВ; ϵ_{a1}, μ_{a1} — абсолютные диэлектрическая и магнитная проницаемости.

цаемости материала полоска; $\epsilon_1, \mu_1, \epsilon_2, \mu_2$ — относительные диэлектрические и магнитные проницаемости материалов полоска и подложки; $\theta_x, \theta_y, \theta_z$ — направляющие углы вектора Пойнтинга плоских парциальных волн в волноводе; φ_{x0} — фаза коэффициента отражения на границе раздела диэлектриков; $k_x = k_1 \cos \theta_x$; $k_y = k_1 \cos \theta_y$; $k_z = k_1 \cos \theta_z$ — проекции волнового вектора на координатные оси. Значение волнового числа k_1 определяется из выражения $k_1 = 2\pi\sqrt{\epsilon_1}/\lambda$, где λ — длина волны в свободном пространстве.

Для определения широкополосности одномодового режима НДВ необходимо вывести выражение критического режима для различных типов волн, распространяющихся в НДВ. Его можно получить из дисперсионных уравнений [5], если угол θ_z равен 90° . В критическом режиме излучение энергии из боковых граней отсутствует. Такие типы волн называют неизлучающими.

В общем случае соотношение для критического режима имеет вид

$$\frac{\lambda_{кр}}{a} = \frac{2\pi \sqrt{\epsilon_1 - \left(\frac{n}{2}\right)^2 \left(\frac{\lambda_{кр}}{b}\right)^2}}{m\pi + 2\text{arctg} \left[\frac{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \sqrt{\left(\frac{n}{2}\right)^2 \left(\frac{\lambda_{кр}}{b}\right)^2 - \epsilon_2}}{\sqrt{\epsilon_1 - \left(\frac{n}{2}\right)^2 \left(\frac{\lambda_{кр}}{b}\right)^2}} \right]}. \quad (3)$$

Здесь a — ширина диэлектрического полоска, а b — его высота; m и n — количество целых полувольт электрической или магнитной составляющих поля, укладываемых на размере a или b волновода соответственно ($m, n = 0, 1, 2, \dots$). Из (3) следует, что для существования неизлучаемых колебаний при изменении в широких пределах размера полоска a размер b для различных типов колебаний изменяется в пределах

$$\frac{n\lambda_{кр}}{2\sqrt{\epsilon_1}} < b < \frac{n\lambda_{кр}}{\sqrt{\epsilon_2}}. \quad (4)$$

При $n = 0$ угол θ_z достигает 90° при $\lambda_{кр} \rightarrow \infty$. Наряду с неизлучаемыми типами волн в НДВ могут существовать излучаемые моды, имеющие критические длины волн, определяемые в соответствии с соотношением $\lambda_{кр} = 2a\sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_2}/m$ (5), которое также выводится из дисперсионных уравнений. Если $m = 0$, излучение из боковых граней начнется при значении критической длины волны $\lambda_{кр} \rightarrow \infty$, т. е. типы волн с нулевым индексом m являются неизлучающими.

Подставляя в уравнение (3) соответствующие индексы m и n и решая его с учетом (4) и (5) одним из численных методов на ЦВМ (например, методом последовательных приближений) с заданными значениями ϵ_1, ϵ_2 , получают зависимости критического режима волны E_x^{01} и ближайших высших типов волн E_x^{02} и E_x^{11} . На рис. 2 представлены зависимости $b/\lambda_{кр} = f(a/\lambda_{кр})$ для волн E_x^{01}, E_x^{02}

и E_x^{11} при $\epsilon_1 = 2,08$ (фторопласт); $\epsilon_2 = 1$ (воздух). На рис. 3 — то же, при $\epsilon_1 = 11,7$ (высокоомный кремний); $\epsilon_2 = 1$. Области однододового режима работы НДВ на рис. 2, 3, обозначенные цифрами I и II, заштрихованы. Существование областей I и II связано с выбором высоты диэлектрического полоска b из (4), тогда как для НДВ, у которого размер b выбирается из условия $b < \lambda/2$ [2], характерна только рабочая область II. Согласно рис. 2, 3 угол α наклона прямой, проходящей через начало координат, однозначно определяется из соотношения размеров диэлектрического полоска в соответствии с выражением $\text{tg}\alpha = b/a$. Сектор разрыва между областями I и II ограничен прямыми, проходящими из начала координат через точки пересечения прямой $a/\lambda_{кр} = 0,5/\sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_2}$ с графиком моды E_x^{02}

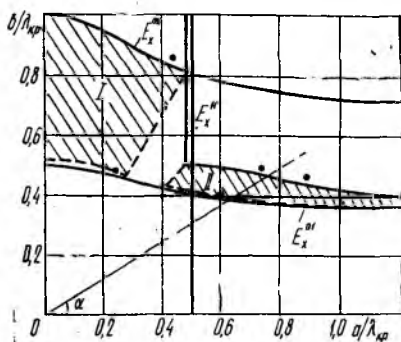


Рис. 2

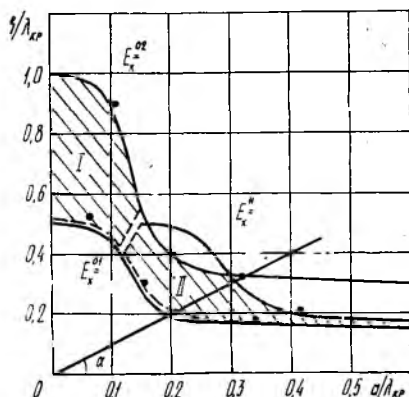


Рис. 3

и прямой $b/\lambda_{кр} = 0,5/\sqrt{\epsilon_2}$, координаты которых находят из совместного решения выражений (3) и (5). Таким образом, в случае неправильного выбора поперечных размеров волноводной структуры в НДВ могут возникать условия для излучения энергии из боковых граней. Широкополосность однододового режима работы НДВ при фиксированных величинах a и b определяют по отношению максимального и минимального значений координат точек пересечения с рабочей областью I или II прямой, наклон которой задается выражением (5). При этом $k_{\text{макс}}/k_{\text{мин}} = f_{\text{макс}}/f_{\text{мин}}$, где k — координата $a/\lambda_{кр}$ или $b/\lambda_{кр}$; $f_{\text{макс}}$ и $f_{\text{мин}}$ — граничные значения рабочего диапазона частот НДВ.

На рис. 4 представлена зависимость широкополосности от поперечных размеров НДВ; $\delta f = \varphi(b/a)$, полученная для различных параметров диэлектриков, составляющих волноводную структуру. Здесь обозначено: 1, 3, 5 — широкополосность НДВ при $\epsilon_1 = 2,08$; $\epsilon_2 = 1$, 2, 4, 6 при $\epsilon_1 = 11,7$; $\epsilon_2 = 1$. Участки 1, 4 соответствуют рабочим областям I на рис. 2, 3, а участки 3, 6 — рабочим областям II.

Отрезки штриховых линий 2 и 5 приведены для случая неправильного выбора поперечных размеров НДВ. Согласно рис. 4 широкополосность одномодового режима работы НДВ на волне E_x^{01} зависит от его поперечных размеров и параметров материалов волноводной структуры, причем для НДВ, работающих в областях I (рис. 2, 3), можно существенно выиграть в увеличении широкополосности по сравнению с НДВ, имеющих высоту полоска b меньше половины длины волны, который возрастает при невысоких диэлектрических проницаемостях материалов, образующих волноводную структуру.

Точками на рис. 2, 3, 4 отмечены результаты эксперимента. Проверка полученных результатов проводилась в миллиметровом диапазоне волн для НДВ, образованных фторопластовым полоском ($\epsilon_1 = 2,08$) в воздухе ($\epsilon_2 = 1$) и НДВ, образованных полоском из высокоомного кремния ($\epsilon_1 = 11,7$) в воздухе. Металлические пластины изготовлялись из латуни. Критические длины волн высших типов определялись по результатам исследования структуры поля в поперечном сечении НДВ на установке, описанной в работе [6]. В пределах погрешности получено хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных.

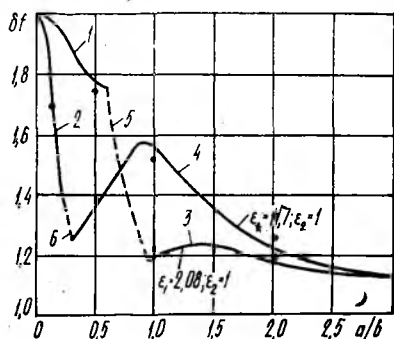


Рис. 4

Список литературы: 1. Benson F. A., Tischer E. J. Some guiding structure for millimetre waves // IEE Proceedings. 1984. N 7. P. 429—449. 2. Yoneyama T., Yamaguchi M., Nishida S. Bends in nonradiative dielectric waveguides // IEEE Trans. on Microwave Theory and Techn. 1982. Vol. MTT-30, N 12. P. 2146—2150. 3. Гутцайт Э. М. Типы волн в H-образном металлодиэлектрическом волноводе // Радиотехника и электрон. 1962. № 2. С. 310—320. 4. Бондаренко И. К., Бура А. И., Саламатин В. В. Анализ диэлектрических волноводов на основе геометрической оптики // Электродинамические основы автоматизированного проектирования интегральных схем СВЧ. М., 1981. С. 159—173. 5. Анализ распределения поля в полосковом металлодиэлектрическом волноводе В. В. Саламатин, А. В. Мельников, И. В. Кудрявченко. Севастополь. 1986. 120 с. Деп. в УкрНИИТИ 14.07.86, № 1721. 6. Экспериментальные исследования и сравнительный анализ характеристик диэлектрических полосковых линий миллиметрового диапазона с различной ориентацией волноводов в подложке / С. В. Аверин, А. В. Мельников, Б. А. Мурмушев и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21, № 7. С. 1028—1036.

Поступила в редколлегию 30.03.87

АВТОМАТИЗИРОВАННОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ ВОЛНОВОДНЫХ
ЩЕЛЕВЫХ МОСТОВ.СООБЩЕНИЕ 4. АНАЛИЗ РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ H -МОСТА

Для проверки правильности разработанных математической модели, алгоритма и программ для расчета и оптимизации параметров H -моста, изложенных в работах [1; 2], исследован случай, когда на отверстии связи, ширина которого равна ширине узкой стенки волновода ($b_{св} = b$), учитывались две координатные функции — четная и нечетная относительно центра отверстия, т. е. типы волн H_{10} и H_{20} [3]. Здесь в выражениях для проводимостей и задающих токов, полученных с использованием метода частичных областей и метода Галеркина, первые бесконечные суммы взяты аналитически, выделены два члена, а оставшиеся — вычислены приближенно. Такое приближение, на наш взгляд, сводит на нет аналитическое вычисление бесконечных сумм. Тем не менее результаты [3] представляют интерес и могут использоваться для предварительной оценки модели, разработанной нами.

До получения окончательных выходных параметров следует рассмотреть сходимость решения и определить, какие и сколько высших типов волн необходимо учитывать в области связи в волноводах $V_{1,2}$.

Были заданы волны высших типов H_{mn} , E_{mn} ($m, n \neq 0$), последовательность существования которых соответствует спектру возбуждения волн прямоугольного волновода. Найденные численные значения параметров: проводимости, коэффициенты матрицы рассеяния S_{11} , S_{21} , S_{31} , S_{41} , переходное затухание и направленность показали, что волны типов H_{mn} и E_{mn} ($n \neq 0$) не взаимодействуют с волнами H_{10} и H_{20} на отверстии и не влияют на выходные параметры. Это объясняется как с физической точки зрения исходя из сведений о поляризации, свойств симметрии устройства и т. д., так и на основе анализа математических формул. При распространении в основном волноводе только волны H_{10} и отсутствии неоднородности в области связи по оси y не может возникнуть другой вариации в поле по оси x , если ее не было в падающей волне, причем класс падающей волны сохраняется во всей волноводной системе, в том числе и на условной границе. Поэтому в волноводах $V_{1,2}$ были заданы 100 волн типов H_{m0} .

Выполнен расчет зависимости выходных параметров H -моста — модуля коэффициента отражения $|S_{11}|$, коэффициентов передачи $|S_{21}|^2$, $|S_{41}|^2$ и параметров $\Omega_{10} = b_{10}/g_{10}$, $\Omega_{20} = b_{20}/g_{20}$, где b_{20} — реактивные, а g_{20} — активные составляющие проводимостей, создаваемых волнами H_{10} , H_{20} на отверстии, от количества волн типа

H_{m0} в волноводах $V_{1,2}$ с размерами 72×34 мм при $b_{св} = b$, $a_{св}/a = 1,41$, $F = 2,94424$ ГГц.

Согласно расчету по параметру Ω_{10} два знака после запятой стабилизируются при 18 членах H_{m0} в $V_{1,2}$; для Ω_{20} — при 9 членах, а три знака — при 12 членах H_{m0} ; для $|S_{11}|$ два знака — при 18 членах, а три знака — при 29; для $|S_{21}|^2$ два знака — при 13, три знака — при 26; для $|S_{11}|^2$ два знака — при 10, три знака — при 25 членах.

Итак, количество учитываемых высших типов волн в $V_{1,2}$ в области связи — минимально необходимое для получения трех верных знаков после запятой в выходных параметрах, равно 30.

Для 30 волн типов H_{m0} в области связи, H_{10} , H_{20} на отверстиях в диапазоне основной волны прямоугольного волновода ($\lambda = a - 2a$, где a — размер широкой стенки, чему соответствует параметр $v_a = 2a/\lambda = 0 - 1,73$, а Λ — длина основной волны в волноводе) и для относительной длины отверстия $a_{св}/a = 1,41$ были рассчитаны с построением машинных графиков параметры Ω_{10} и Ω_{20} . Полученные результаты и данные [3] хорошо совпали. В идеальном случае H -мост должен обладать следующими свойствами: $S_{11} = S_{31} = 0$ (1); $|S_{21}| = |S_{41}|$ (2). Условие (1) необходимо для того, чтобы сигнал в волноводе V_1 не отражался от области связи ($S_{11} = 0$) и происходила развязка между плечами 1 и 3 сочленения ($S_{31} = 0$). При выполнении условия (2) мощность сигналов будет делиться поровну между плечами 2 и 4 (отличие по фазе сигналов определяется заданными требованиями, чаще разность берется равной 90°) [1].

Ввиду общности нашей математической модели, а значит, и большей сложности формул, условия равенств (1), (2) затрудняются. Основываясь на хорошем совпадении указанных расчетов, воспользуемся следствием из формул (36), (40) [3], обеспечивающих равенства (1), (2): $\Omega_{10} = \Omega_{20} = 1$ (3). Это условие должно выполняться в возможном более широком диапазоне частот.

Расчеты показали, что при $l/a = 1,41$ в значительном диапазоне частот $v_a = 0,25 - 1,4$ параметр Ω_{20} близок к единице. Однако при $l/a = 1,4$ в указанном диапазоне частот значение Ω_{10} существенно отличается от единицы. Были вычислены коэффициенты передачи по мощности $|S_{21}|^2$ и $|S_{41}|^2$ в частотном диапазоне в соответствии с математической моделью [1] и по формулам (36), (35) из работы [3] для волноводов сечением 72×34 мм. Получено полное совпадение результатов в средней части диапазона и расхождение менее 3% на концах диапазона. Удовлетворить условие (3) невозможно только выбором длины отверстия связи. Очевидно, что для выполнения (3) нужно иметь две степени свободы. Следовательно, вторую регулировку нужно предусмотреть для уменьшения параметра Ω_{10} , т. е. реактивной части проводимости b_{10} .

Обычно регулировку осуществляют емкостным реактивным штырем, помещенным посередине отверстия связи, который, находясь в пучности, влияет на нечетные типы волн. Из-за дороговизны экспериментального подбора выходных параметров и влияния штыря только на

нечетные типы волн на отверстиях, такой способ неприемлем для получения результатов, применяемых при разработке САПР.

Введение ребер в плоскости отверстия связи, т. е. использование окна размером $a_{св} \times b_{св}$, где $b_{св} \neq b$, расположенного в любом месте общей узкой стенки волноводов, дает ту самую вторую степень свободы, позволяющую получить заданные выходные параметры. Кроме того, расхождение между расчетными данными для H_{10} и H_{20} на отверстиях и экспериментом, особенно на высоких частотах, заставляет усомниться в достоверности учета только двух типов волн на отверстиях. Разработанная математическая модель и комплекс программ для расчета моста с любыми размерами отверстия связи и с любым количеством типов волн в волноводах и на отверстиях позволяет достаточно полно исследовать данное устройство в целях получения требуемых выходных параметров и геометрии, их обеспечивающей.

Рассмотрим предельный случай ширины отверстия, наиболее часто встречающийся в конструкции H -мостов, когда $b_{св} = b$. Исследуем сходимость решения. Для выяснения, сколько и какие функции необходимо учитывать на отверстиях связи, было задано на отверстиях 40 волн типов $H_{m_{св}n_{св}}$, $E_{m_{св}n_{св}}$ и 60 волн типов H_{mn} , E_{mn} в волноводах $V_{1,2}$. В результате решения комплексного матричного уравнения определены амплитудные коэффициенты e_i в разложении касательного электрического поля \vec{E}_τ на отверстиях, абсолютная величина которых позволяет судить о всовом вкладе каждой функции (единичного поля) в суммарное поле на отверстиях. Выполнен расчет для волновода 72×34 мм, $b_{св} = b$, $a_{св} = 101,52$ мм ($a_{св}/a = 1,41$), $F = 2,4278828$ ГГц ($v_a = 0,6$).

Согласно полученным данным из 40 типов волн на отверстиях во взаимодействие с волнами в волноводе вступало 18 типов, причем e_i единичных полей типов $H_{m_{св}0}$ на 5—8 порядков больше по абсолютной величине, чем остальные. Из этого и из анализа матрицы проводимости следует, что типы $H_{m_{св}n_{св}}$ и $E_{m_{св}n_{св}}$, у которых $n_{св} \neq 0$, практически не влияют на амплитудные коэффициенты волн типов $H_{m_{св}0}$ и на выходные параметры (элементы матрицы рассеяния, переходное затухание, направленность). При этом следует отметить, что реальные части имеют проводимости только типов волн $H_{m_{св}0}$, что определяет характер распространения этих волн. Согласно полученным данным на отверстиях связи при $b_{св} = b$ следует учитывать единичные поля типов $H_{m_{св}0}$, что влечет за собой учет и в волноводе только волн H_{m0} .

Для определения требуемого количества типов волн в волноводе и на отверстиях связи, а также для анализа процесса сходимости решения задачи в волноводах учитывалось от 1 до 100 типов волн H_{m0} , а на отверстиях — от 1 до 40 единичных полей типов $H_{m_{св}0}$. Результаты вычислений сведены в табл. 1, 2, где N_V — количество волн в волноводах $V_{1,2}$; N_S — количество волн на отверстиях связи, волновод с размерами 72×34 мм, $b_{св} = b$, $a_{св}/a = 1,41$, $v = 0,6$.

В соответствии с табл. 1, 2 в волноводах $V_{1,2}$ для разных N_S два верхних знака (а для $|S_{41}|^2$ три знака) после запятой стабилизируются уже при 20 членах.

Таблица 1

N_V		1	10	20	30	60	100
$N_S = 2$	$ S_{21} ^2$	0,4339	0,4612	0,4684	0,4698	0,4699	0,4704
	$ S_{41} ^2$	0,4807	0,5152	0,5135	0,5128	0,5121	0,5118
	$\text{Re}(S_{11})$	-0,1875	-0,0987	-0,0858	0,0816	-0,08	-0,0799
	$\text{Im}(S_{11})$	-0,0865	-0,0451	-0,0402	-0,042	-0,0399	-0,0389
$N_S = 5$	$ S_{21} ^2$	—	0,4083	0,4185	0,4219	0,4253	0,4266
	$ S_{41} ^2$	—	0,5579	0,555	0,5539	0,5526	0,5521
	$\text{Re}(S_{11})$	—	-0,1228	-0,2082	-0,1033	-0,0983	-0,0963
	$\text{Im}(S_{11})$	—	-0,0418	-0,0386	-0,0374	-0,0362	-0,0357

Таблица 2

$ S ^2$	$N_S = 4$ $N_V = 20$	$N_S = 5$ $N_V = 20$	$N_S = 10$ $N_V = 20$	$N_S = 15$ $N_V = 20$	$N_S = 20$ $N_V = 20$	$N_S = 30$ $N_V = 30$	$N_S = 40$ $N_V = 40$
$ S_{21} ^2$	0,4202	0,4185	0,3888	0,3818	0,3760	0,3763	0,3770
$ S_{41} ^2$	0,5525	0,5550	0,5731	0,5773	0,5804	0,5809	0,5810
$ S_{11} ^2$	0,0136	0,0132	0,0189	0,0204	0,0209	0,0211	0,0216

Итак, при минимально необходимом количестве волн в волноводе $N_V = 20$ два знака после запятой стабилизируются при 10—15 членах на отверстиях. В указанном случае время счета на ЭВМ ЕС-1050 одного варианта составляет 5,5 с. Анализ сходимости решения задачи показал, что 20 членов в волноводе и 15 членов на отверстиях связи обеспечивают достаточную точность вычислений. Кроме того, один из критериев правильности алгоритма решения задачи и достигнутой точности вычислений — свойство унитарности матрицы рассеяния:

$$\sum_{i=1}^4 \sum_{\omega=1}^N (K_{\omega}/K_1)^{1/2} |S_{ij}^{\omega}|^2 = 1, \quad (4)$$

где j равно 1, 2, 3, 4; K_{ω} — постоянные распространения; ω — общее число падающих волн. Проверка свойства унитарности матрицы рассеяния (4) показала, что оно выполняется до шестого знака после запятой (для данной геометрии и для любых количеств волн в волноводах и на отверстиях).

При расчетах конкретных устройств очень высокая точность не требуется, так как погрешность используемой математической модели может оказаться выше. Факторами, определяющими эту погрешность, как известно, являются потери в стенках волновода, анизотропия и потери в диэлектрике, отклонение геометрических размеров, округление углов в сечении волновода. Кроме специальных случаев расчета, например, волноводных нагрузок, эти факторы обычно не учитываются, к тому же большую часть из них учесть невозможно.

Были проведены расчеты для выбранных количеств волн в волноводах и на отверстиях при $b_{св} = b$, волновода размером 72×34 мм в диапазоне его основной волны с целью анализа влияния длины отверстия связи на выходные параметры. Основное внимание уделялось переходному затуханию C и направленности D . Длина отверстия связи изменялась от 90 до 126 мм с шагом 4 мм (первый просчет для выявления тенденции изменения затухания). Согласно рис. 1, где $b_{св} = b = 34$ мм; кривая 1 отвечает $a_{св} = 110$ мм; 2 — $a_{св} = 114$ мм; 3 — $a_{св} = 118$ мм; 4 — $a_{св} = 122$ мм; 5 — $a_{св} = 126$ мм, влияние $a_{св}$ на электрические параметры приводит к существенному изменению последних. С изменением $a_{св}$

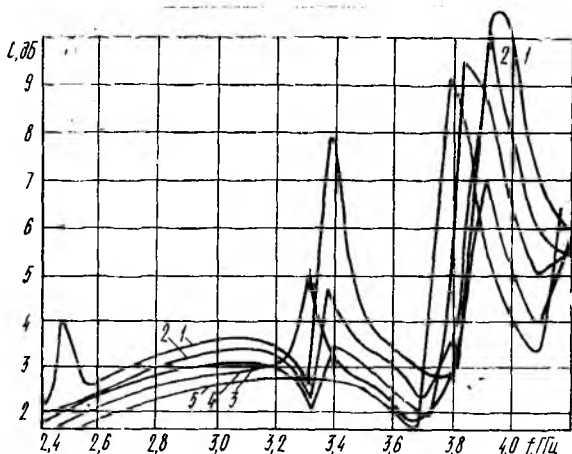


Рис. 1

отверстием «захватываются» новые силовые линии электрического поля, которое направлено поперек щели. Для каждого из отверстий на своих частотах, лежащих в верхней части основного диапазона волновода, наблюдается резкое изменение электрических характеристик H -моста. Это объясняется резонансными свойствами щели связи.

На рис. 1 отмечены требуемые полосы изменения переходного затухания: полоса 1 — $C = 3 \pm 0,2$ дБ, 2 — $C = 3 \pm 0,5$ дБ. Необходимо определить геометрии, которые обеспечивают ширину полосы по частоте $\pm 3\%$ для полосы 1 и $\pm 7\%$ для полосы 2. Уже при первом просчете видно, что полосу 1 обеспечивает отверстие с длиной $a_{св} = 118$ мм в широком частотном диапазоне $\pm 8,5\%$ (от 2,768 до 3,28 ГГц). Эта же геометрия обеспечивает затухание $3 \pm 0,5$ дБ (полоса 2) в диапазоне частот от 2,66 до 3,61 ГГц (на частоте $3,31 \pm 0,0135$ ГГц наблюдается уменьшение C до 2,16 дБ, а на частоте $3,37 \pm 0,015$ ГГц — увеличение C до 3,64 дБ), что составляет $\pm 15,15\%$. В диапазоне частот от 2,66 до 3,3 ГГц, что составляет 24,7%, переходное затухание изменяется плавно. Затухание $C = 3 \pm 0,2$ дБ дает также геометрии $a_{св} = 122$ мм в диапа-

зоне частот от 2,945 до 3,265 ГГц, что составляет $\pm 5,15\%$; $a_{св} = 110$ мм в диапазоне частот от 2,645 до 2,798 ГГц, что составляет $\pm 3\%$. Полосу $3 \pm 0,5$ дБ обеспечивают также отверстия с длинами 114 и 122 мм в диапазоне, несколько меньшем, чем при $a_{св} = 118$ мм, но больше, чем требуемые $\pm 7\%$. Равномерный ход, без выбросов по затуханию, как и при $a_{св} = 110, 114, 118, 122$ мм, в полосе $3 \pm 0,5$ дБ имеет отверстие длиной 126 мм, обеспечивая при этом от частоты 2,897 до 3,52 ГГц полосу $\pm 9,7\%$.

Это же отверстие обеспечивает $(3 \pm 0,2)$ дБ в полосе $\pm 4,5\%$ при $F_{центр} = 3,2675$ ГГц. Направленность для указанных геометрий частотных диапазонов составляет $D > 10$ дБ.

Необходимо исследовать влияние ребер в плоскости отверстия на выходные параметры H -моста для получения геометрий, обеспечивающих требуемые геометрические параметры. Следует ожидать, что появление ребер в плоскости связи как неоднородностей по оси y приведет к изменению спектра единичных полей на отверстии. Для этого рассмотрим вопрос о количестве и качестве единичных полей и их влияние на сходимость решения задачи. Ранее указывалось на обязательный учет поведения поля вблизи ребер (условие Мейкснера) как одного из эффективных способов улучшения сходимости решения [4].

В ряде практических случаев, включая и нашу задачу, интерес вызывает не само распределение электрического поля на отверстии, а его интегральные характеристики (энергетические параметры). В работе [5] утверждается, что особенность поведения поля на ребрах волновода мало влияет на интегральные характеристики устройства — коэффициенты отражения и другие коэффициенты матрицы рассеяния. Кроме того, в реальных устройствах щели прорезаются в стенках конечной толщины, где ребра несколько скруглены и не соответствуют математическому понятию острого ребра, приводящего к особенности поведения поля возле него. Сказанное позволяет в дальнейших расчетах не принимать во внимание поведение поля вблизи ребер.

Ожидая изменение весового вклада единичных полей на отверстии, задавали 60 волн типов H_{mn} и E_{mn} в волноводах и 40 функций типов $H_{m_{св}n_{св}}$ и $E_{m_{св}n_{св}}$ на отверстии. Оценке подвергались амплитудные коэффициенты e_i в разложении касательного электрического поля \vec{E}_t .

Из анализа полученных результатов следует, что при наличии ребер в плоскости отверстия (по оси y) весовой вклад координатных функций единичных полей типов $H_{m_{св}n_{св}}$, $E_{m_{св}n_{св}}$ с четными $n_{св}$ резко возрастает, что указывает на необходимость их учета на отверстии. Как видно из табл. 3, для получения двух-трех верных знаков после запятой достаточно учесть в волноводах до 40 волн типов H_{mn} , E_{mn} , а на отверстии — 10 функций типов $H_{m_{св}n_{св}}$, $E_{m_{св}n_{св}}$ ($n_{св}$ — четное). Время счета одного варианта на ЭВМ ЕС-1050 составляет около 5 с.

Таблица 3

N_S	$ S ^2$	5	10	15	20	30	40
5	$ S_{21} ^2$	0,5072	0,5158	0,5215	0,5208	0,5148	0,5108
	$ S_{41} ^2$	0,4925	0,4688	0,4498	0,4367	0,4211	0,4129
10	$ S_{21} ^2$	—	0,5501	0,5392	0,5376	0,5115	0,5110
	$ S_{41} ^2$	—	0,4491	0,4519	0,4493	0,4585	0,4698
15	$ S_{21} ^2$	—	—	0,5171	0,5166	0,5161	0,5260
	$ S_{41} ^2$	—	—	0,4796	0,4775	0,4763	0,4761

Проверка свойств унитарности матрицы рассеяния (4) показала, что оно выполняется с точностью до седьмого знака после запятой.

Таким образом, согласно полученным данным можно сделать вывод о независимости сходимости решения задачи от размеров отверстия связи в отличие от других математических методов, например, парных интегральных уравнений.

На рис. 2 показаны зависимости направленности H -моста от частоты. Кривая 1 соответствует $a_{св} = 90$ см. Аналогично кривые 2—6 отвечают 94; 98; 102; 106; 122 мм соответственно. Лучшую направленность имеет отверстие $a_{св} = 98$ мм (кривая 3): $D > 27$ дБ, а на некоторых участках достигает 43 дБ. Остальные из приемлемых отверстий имеют направленность от 20 до

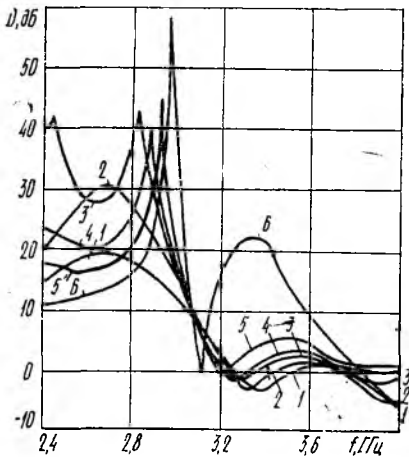


Рис. 2

30 дБ, тогда как направленность порядка 20 дБ считается достаточной для многих практических применений, требующих высоких направленных свойств.

Расчет H -моста с волноводами сечением 72×34 мм позволил получить ряд отверстий, обеспечивающих требуемые электрические параметры. Но решение задачи анализа H -моста при прямом подходе — последовательном просчете ряда вариантов с выявлением тенденций изменения электрических параметров в зависимости от геометрии отверстий — представляется не самым коротким. Поэтому разработан комплекс программ, оптимизирующий процесс отыскания необходимых геометрий отверстий H -мостов.

В результате применения программ оптимизации получены геометрические размеры отверстия связи, обеспечивающие требуемые отклонения переходного затухания ($3 \pm 0,5$) дБ и ($3 \pm 0,2$) дБ в возможно более широких частотных диапазонах. На рис. 3 приведены зависимости переходного затухания от частоты для волноводов сечением 72×34 мм для отверстий, обеспечивающих отклонение затухания ($3 \pm 0,5$) дБ в частотных диапазонах более 30 %.

Кривая 1 соответствует $y_1 = 4,33$ мм, $y_2 = 29,97$ мм, $a_{св} = 124,1$ мм. Аналогично кривая 2 отвечает 8,34; 24,68; 115,43, 3 — 6,62; 27,2; 1119,36 мм; 4 — 8,35; 26,57; 117,47 мм; 5 — 5,25; 29,36; 122,39 мм. Кривая 1 обеспечивает более жесткое условие клонения переходного затухания ($3 \pm 0,2$) дБ в частотной полосе 10 %; геометрии 2, 3, 4 дают по два диапазона — 7,16, и 7,52, 7,7 и 8,36, 6,98 и 8,36 % соответственно; геометрия 5 — диапазон 8,84 %. Найденные отверстия обеспечивают направленность H моста в пределах $10 < D < 75$ дБ.

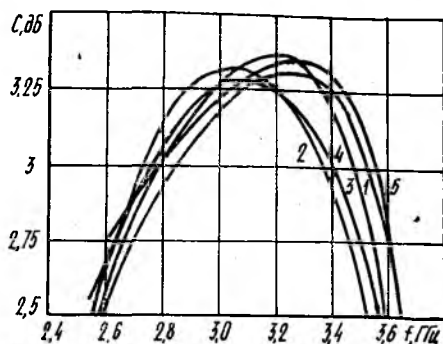


Рис. 3

Полученные результаты используются для построения САПР волноводных щелевых E - и T -мостов, направленных ответвителей и других сложных волноводно-резонаторных устройств СВЧ.

Список литературы: 1. Тиховский В. Ю., Пащенко Ж. Ф., Пироженко В. К. Автоматизированное проектирование волноводных щелевых мостов. Сообщение 1. Математическая модель щелевого H -моста // Радиотехника. 1988. Вып. 84. С. 100—107. 2. Неимонич П. В., Тиховский В. Ю., Пащенко Ж. Ф., Пироженко В. К. Автоматизированное проектирование волноводных щелевых мостов. Сообщение 3. Комплекс программ для расчета и оптимизации геометрических размеров H -мостов // Радиотехника. 1988. Вып. 87. С. 75—80. 3. Коган Н. Л., Машковцев Б. М., Цибизов К. Н. Сложные волноводные системы. Л., 1963. 355 с. 4. Лерер Л. М. Учет особенности на ребре при расчете критических частот и полей прямоугольного волновода с T -выступом // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1974. Т. 17, № 9. С. 90—93. 5. Амיתей Н., Галиндо Р., Ву Ч. Теория и анализ фазированных решеток / Пер. с англ. под ред. А. Ф. Чаплина. М., 1974. 455 с.

Поступила в редколлегию 07.01.88

• ДК 621.372

И. Н. БОНДАРЕНКО, канд. техн. наук, А. С. ГНЕСЬ, Н. О. ГНЕСЬ

РЕЖЕКТОРНЫЕ ФИЛЬТРЫ СВЧ НА ОСНОВЕ ВОЛНОВОДНО-КОАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР

Проводящий штырь, введенный в волновод в середине его широкой стенки, оказывает режектурирующее воздействие на проходящую электромагнитную волну. При $l \sim \lambda/4$ (l — длина штыря, λ — длина волны в вакууме) это воздействие становится резонансным, но из-за низкой эквивалентной добротности такого резонатора получаемые характеристики не могут удовлетворить требованиям, предъявляемым к элементам селекции и режекции в практических устройствах. Характеристики таких режектурирующих устройств существенно улучшаются подключением к проводящему штырю,

вводимому в волновод, отрезка коаксиальной линии, настраиваемого с помощью перемещаемого короткозамыкающего поршня [1]. Реализуется также возможность изменения частоты настройки фильтра в широких пределах при сохранении остальных его параметров. Подключение к волноводу с помощью штыря более высокодобротного резонансного элемента, чем отрезок коаксиальной линии, формирование режектирующего устройства на основе подключения нескольких таких узлов должно, на наш взгляд, привести к дополнительному улучшению характеристик режекции.

Цель работы — экспериментальное исследование режекторных фильтров СВЧ на основе волноводно-коаксиальных структур. Электрическое поле падающей волны единичной амплитуды H_{10} в прямоугольном волноводе определяется выражением

$$E = \sin(\pi x/a) e^{-j\beta z}, \quad (1)$$

где a — размер широкой стенки волновода; β — постоянная распространения в волноводе, $\beta = 2\pi/\lambda_b$; λ_b — длина волны в волноводе, $\lambda_b = \lambda(1 - \lambda/2a)^{-1/2}$.

Для резонансного штыря конечных размеров, введенного в волновод в середине широкой стенки и нагруженного на сопротивление Z_1 , можно записать [2]:

$$\cos(\pi r/a) = Z_c k l (1/a\beta) \cos(\pi r/a) + Z_1 I \delta(y), \quad (2)$$

где r — радиус штыря; Z_0 — волновое сопротивление вакуума, $Z_c = 120\pi$, Ом; k — постоянная распространения вакуума, $k = 2\pi/\lambda$; I — значение тока в штыре; $\delta(y)$ — дельта-функция;

$$Z_1 = Z_{\text{инд}} + R_a + Z_{\text{емк}} + Z_{\text{вх.}} \quad (3)$$

Согласно работе [2] для нахождения индуктивного $Z_{\text{инд}}$ и активного R_a сопротивлений штыря воспользуемся следующими соотношениями:

$$Z_{\text{инд}} = Z_c (b/\lambda) [\ln(2a/\pi r) - 2]; \quad (4)$$

$$R_a = (Z_c/4\pi\lambda\sigma)^{1/2} l_1/r, \quad (5)$$

где b — размер узкой стенки волновода; σ — проводимость материала штыря; l_1 — длина штыря.

Формулы (2), (4) записаны для случая, когда существование высших типов волн, обусловленных наличием неоднородности в виде штыря в волноводе, не учитывается ($r \ll a$).

Величина $Z_{\text{емк}}$ равна емкостному сопротивлению между торцом штыря и стенкой волновода и определяется по формулам [3]

$$Z_{\text{емк}} = -\frac{j}{2\pi f C}; \quad (6)$$

$$C = \frac{\epsilon_0 \pi r^2}{\delta} + \epsilon_0 r \left[\ln\left(\frac{16\pi r}{\delta}\right) - 1 \right]. \quad (7)$$

Здесь f — рабочая частота; C — емкость участка штырь-волновод; ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума; δ — зазор между штырем и стенкой волновода.

Для величины $Z_{вх}$ получим [4]

$$Z_{вх} = Z_{шт} \frac{Z_H + jZ_{шт} \operatorname{tg} \left[\frac{2\pi(b-\delta)}{\lambda} \right]}{Z_{шт} + jZ_H \operatorname{tg} \left[\frac{2\pi(b-\delta)}{\lambda} \right]}, \quad (8)$$

($Z_{шт}$ — волновое сопротивление штыря в волноводе).

Согласно [1] имеем $Z_{шт} = 60 [\ln(\lambda/2\pi r) + 0,116]$ (9). Величину Z_H представим как эквивалентное сопротивление подключенной к штырю коаксиальной линии или объемного резонатора.

Для коаксиальной линии $Z_H = j\rho \operatorname{tg}(2\pi l/\lambda)$ (10), где $\rho = 138 \lg(D/d)$ — волновое сопротивление линии; D и d — внутренний диаметр экрана и диаметр центрального проводника линии соответственно; l — длина линии.

Для объемного резонатора, представляемого колебательным контуром

$$\begin{aligned} Z_H &= R_{экр} + j \left(2\pi f L_{экр} - \frac{1}{2\pi f C_{экр}} \right) = R_{экр} + j 2\pi f L_{экр} \left(1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_p^2} \right) = \\ &= R_{экр} + j R_{экр} Q \left(\frac{\lambda_p^2 - \lambda^2}{\lambda \lambda_p} \right), \end{aligned} \quad (11)$$

в котором $R_{экр}$; $L_{экр}$; $C_{экр}$ — параметры эквивалентного колебательного контура; λ_p — резонансная длина волны; Q — добротность колебательного контура.

В случае использования объемного резонатора в виде отрезка прямоугольного волновода, возбужденного на виде колебаний H_{101} для $R_{экр}$ запишем следующее соотношение [5]:

$$R_{экр} = \frac{R_n \pi^2 b \left[(a^2 + d_1^2) + \frac{ad_1}{2b} (a^2 + d_1^2) \right]}{16 (a^2 + d_1^2)^2}. \quad (12)$$

Здесь R_n — поверхностное сопротивление материала стенок резонатора $R_n = (\pi f \mu_0 / \sigma)^{1/2}$; μ_0 — магнитная проницаемость вакуума; d_1 — длина отрезка волновода. Найдем значение коэффициента отражения Γ от штыря в волноводе [2]: $\Gamma = -Z_c I (\lambda_b / a \lambda)$ (13). Величина I определяется из (2) с учетом (3) — (12). Коэффициент передачи будет соответственно $T = 1 + \Gamma$ (14), ослабление L мощности сигнала, проходящего через устройство (дБ), $L = 10 \lg |T^2|$ (15). Из условия равенства суммы реактивных сопротивлений нулю, подставив численные значения в соответствующие выражения, определим высоту зазора δ .

Экспериментально изучались четыре типа режетирующих устройств. Первый представлял собой волновод с подсоединенным к нему отрезком перестраиваемой коаксиальной линии, центральный проводник которой входит в волновод в центре его широкой стенки и не доходит до противоположной широкой стенки, образуя

с ней небольшой зазор $\delta < b$ (рис. 1, а, б). Второй тип устройства аналогичен первому с той лишь разницей, что вместо коаксиальной линии к волноводу подсоединялся перестраиваемый объемный призматический резонатор, через который проходит общий с волноводом штырь (рис. 1, в, г). Третье устройство создавалось из двух первых, включенных в волновод последовательно на расстоянии $\lambda_v/4$, а четвертое — аналогично третьему, только с двумя устройствами второго типа.

Оценки предельно достижимого ослабления L для исследованных типов режектирующих устройств проводились с помощью соотношений (2)—(15) при следующих значениях входящих в них

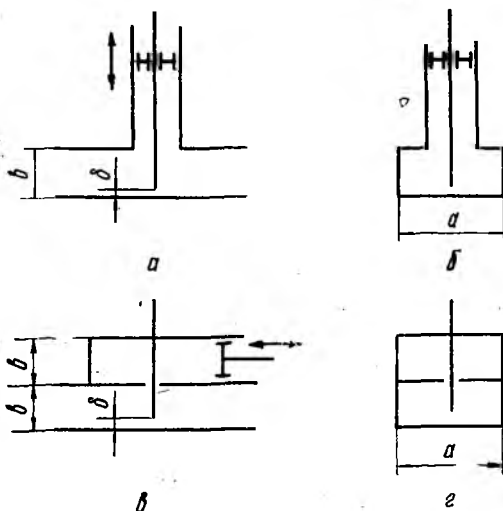


Рис. 1

величин: $a = 2,3 \cdot 10^{-2}$ м, $b = 1 \cdot 10^{-2}$ м, $\lambda_p = 3 \cdot 10^{-2}$ м, $\sigma = 5,8 \cdot 10^7$ См/м, $r = 2 \cdot 10^{-4}$ м, $D = 8 \cdot 10^{-3}$ м, $d = 2 \cdot 10^{-3}$ м, $d_1 = 2 \cdot 10^{-2}$ м, $Q \sim 1 \cdot 10^3$. Высота зазора δ , найденная из соотношений, была порядка $3 \cdot 10^{-3}$ м. Величина L как для первого, так и для второго типа устройств составила около 34 дБ, причем основным фактором, определяющим максимум L при заданных размерах, является значение активного сопротивления штыря R_a . Полоса режекции на уровне 3 дБ для устройств второго типа меньше, чем у первого.

Результаты измерения характеристик рассмотренных устройств приведены на рис. 2. Кривые показывают изменение глубины режекции и полосы режектируемых частот в зависимости от типа устройства. Высота зазора δ меняется в пределах $(2,6 - 3,4) \times 10^{-3}$ м для различных типов устройств. Устройство третьего типа обладает большим значением предельной режекции (56 дБ), чем устройство первого типа (27 дБ), но полоса режекции на уровне

3 дБ у него больше 2 ГГц (у первого устройства 2 ГГц). В то же время четвертое устройство при большей максимальной режекции (60 дБ), чем у второго (28 дБ), имеет и меньшую полосу режекции на уровне 3 дБ (120 МГц), чем второе (380 МГц). На уровнях 10, 20, 30, 40 дБ полосы режекции четвертого устройства 40, 20, 10 и 4 МГц соответственно.

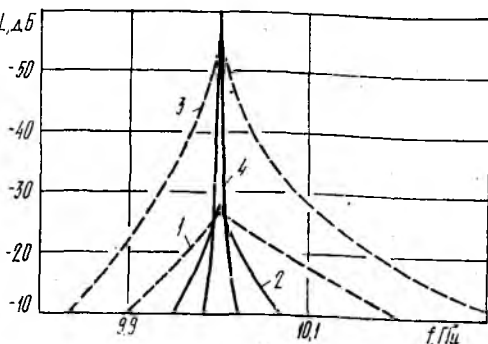


Рис. 2

Последний результат нельзя объяснить с помощью приведенных соотношений и представления устройства четвертого типа в виде подключенных к волноводу двух устройств второго типа, хотя для первых трех устройств это справедливо. По-видимому, в данном случае необходимо использование или разработка иного описания процессов, происходящих в системе.

Список литературы: 1. *Tomar R. S., Chinmoy Dus Gupta.* // *J. Appl. Phys.* 1983. Vol. 53, N 8. P. 4623—4628. 2. *Левин Л.* Теория волноводов / Пер. с англ. М., 1981. 312 с. 3. *Кугушев А. М., Голубева Н. С.* Основы радиоэлектроники. М., 1969. 880 с. 4. *Лебедев И. В.* Техника и приборы СВЧ. М., 1970. Т. 1. 440 с. 5. *Рамо С., Уиннери Дж.* Поля и волны в современной радиотехнике / Пер. с англ. под ред. Ю. Б. Кобзарева. М.; Л., 1950. 568 с.

Поступила в редколлегию 15.01.88

УДК 621.391.2

А. В. БОРОДИН, В. Г. ВОЛКОВ, В. А. ХОРУНЖИЙ, канд. техн. наук,
В. А. КАСТОРНЫЙ

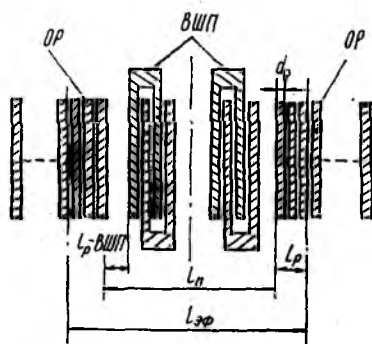
ИССЛЕДОВАНИЕ ТОЧНОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИНТЕГРАЛЬНЫХ РЕЗОНАТОРНЫХ ФИЛЬТРОВ НА ПАВ

Освоение производства высокочастотных резонаторов на поверхностных акустических волнах (ПАВ) для фильтров и генераторов сопряжено с вопросами создания обеспечения высокой эффективности технологического процесса, который должен обеспечить требуемый выход годных изделий.

Одна из основных выходных характеристик резонаторов — частота основного резонанса. Ввиду высокой добротности резонаторов на ПАВ (десятки тысяч) точность воспроизведения резонансной частоты определяет возможности их применения в аппаратуре. На основе анализа модели двухвходового резонатора на ПАВ типа Фабри-Перо исследовалось влияние различных факторов технологического процесса на резонансную частоту. Получено выражение,

связывающее результирующую погрешность с погрешностями на отдельных этапах изготовления устройства.

Отражательные решетки — одни из основных элементов резонаторов на ПАВ. Они образуются периодическими нарушениями структуры поверхности пьезокристалла. Неоднородности структуры можно создать различными способами. Например, нанесением проводящих или непроводящих полосок на поверхности. При этом происходят частичные отражения поверхностной волны от неоднородностей. Для электрически замкнутых алюминиевых электродов характерны следующие механизмы отражения: закорачивание электрического поля, массовой нагрузки и геометрической неоднородности. Каждый из элементов отражающей решетки отражает лишь малую часть падающей на него акустической волны. В результате синфазного сложения большого числа отраженных волн общий коэффициент отражения на рабочей частоте близок к единице.



Технологический процесс производства ПАВ-резонаторов включает изготовление звукопровода, а также структур встречно-штыревых преобразователей (ВШП) и отражательных решеток (ОР) (рисунок). Погрешности могут быть

по ширине электродов, их длине, толщине, взаимному расположению, возможны разрывы и замыкания электродов и др.

Погрешности геометрических размеров элементов структуры устройств на ПАВ возникают на этапе изготовления фотошаблонов, применения фотошаблонов, а также непосредственно на стадии изготовления структур преобразователей и отражателей методом фотолитографии вследствие неоптимальных режимов технологических процессов.

Погрешности длины, ширины, толщины электродов, их взаимного расположения независимы друг от друга и распределены по нормальному закону, что подтверждается экспериментально [1].

Оценить влияние технологических факторов на резонансную частоту удобно, анализируя уравнение баланса фаз в полости резонатора [2]. Запишем уравнение для половины длины полости:

$$\Phi(f_0) = \Phi_p(f_0) - 2\pi \sum_i l_i / \lambda_i(f_0), \quad (1)$$

где l_i — физическая длина i -го участка в половине резонатора; $\lambda_i(f_0)$ — длина волны на этом участке на частоте f_0 ; $\Phi_p(f_0)$ — фаза отражающей решетки на частоте f_0 . На резонансной частоте $\Phi(f_0) = -m\pi$ (2), m — целое число.

Для рассматриваемого случая уравнения (1), (2) перепишем в виде

$$\begin{aligned}
 -m\pi &= \Phi_p(f_0) - 2\pi \left(\frac{l_{\pi} - 2l_{\text{ВШП}}}{\lambda_{\text{св}}} + \frac{2\pi l_{\text{ВШП}}}{\lambda_{\text{ВШП}}} \right); \\
 -m\pi &= \Phi_p(f_0) - 2\pi \left(\frac{l_{\pi} - 2l_{\text{ВШП}}}{v_{\text{св}}} f_0 + \frac{2\pi l_{\text{ВШП}}}{v_{\text{ВШП}}} f_0 \right), \quad (3)
 \end{aligned}$$

где $v_{\text{св}}$ — скорость ПАВ на свободной поверхности; $v_{\text{ВШП}}$ — скорость ПАВ в пределах ВШП.

Уравнение (3) содержит члены, зависящие от технологического процесса.

Фаза отражения решетки Φ_p зависит от физических параметров материала решетки, геометрических размеров элементов решетки.

Набег фазы в полости определяется: физической длиной полости l_{π} , длиной участков ВШП $l_{\text{ВШП}}$, скоростью ПАВ на участках ВШП.

На частотах, близких к резонансной, фаза решетки описывается линейными соотношениями

$$\Phi_p = \begin{cases} -\pi \frac{f_0 - f_p}{f_p} N_z, & \Delta z > 0; \\ \pi \left(1 - \frac{f_0 - f_p}{f_p} \right) N_z, & \Delta z < 0. \end{cases} \quad (4)$$

Здесь $N_z = 1/\Delta Z$, f_p — резонансная частота решетки; ΔZ — относительное рассогласование импедансов. Преобразуем уравнение (3) с учетом (4) относительно резонансной частоты

$$f_0 = \frac{N_{pp} + N_z}{N_z + \frac{2(l_{\pi} - 2l_{\text{ВШП}})}{v_{\text{св}}} + \frac{2l_{\text{ВШП}}}{v_{\text{ВШП}}}} f_p, \quad (5)$$

где N_{pp} — число полуволн, укладываемых между решетками на резонансной частоте.

Определим коэффициент воздействия погрешностей составляющих факторов на погрешности частоты резонатора. Пренебрегая членами выше второго порядка малости, получаем выражение для ошибки частоты резонатора:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{N_z}{N_z + N_{pp}} \frac{\Delta f_p}{f_p} - \frac{N_{pp}}{N_z + N_{pp}} \frac{\Delta l_{\pi}}{l_{\pi}} - \frac{4N_{\text{ВШП}}}{N_z + N_{pp}} \Delta v \frac{\Delta l_{\text{ВШП}}}{l_{\text{ВШП}}}. \quad (6)$$

Оценим степень влияния технологических факторов на составляющие погрешности в выражении (6). Резонансная частота решетки f_0 зависит от геометрических размеров отражающих полосок и скорости ПАВ на различных участках следующим образом:

$$f_0 = \frac{1}{2 \left(\frac{q}{v_{\text{св}}} + \frac{p}{v_{\text{м}}} \right)}. \quad (7)$$

Здесь $v_{\text{м}}$ — скорость ПАВ на металлизированной поверхности; q , p — ширина неметаллизированной и металлизированной части одного периода неоднородности решетки соответственно.

Рассмотрим случай, когда погрешность периода решетки $d_p = p + q$ много меньше так называемой погрешности скважности решетки. На практике это соблюдается, поскольку период определяется в основном точностью фотошаблона, а скважность — процессом травления пленки. В случае химического травления погрешность скважности является определяющей. Тогда ширину отражающих полосок и расстояние между ними запишем так: $p = p_0(1 + \xi_p)$; $q = q_0(1 - \xi_p)$ (8), где ξ_p — относительная погрешность ширины отражающей полоски.

После подстановки (8) в (7) и преобразований с учетом малости $\xi_p \ll 1$ и $p_0 = q_0$ получаем следующее выражение для резонансной частоты решетки:

$$f_p = f_{p0} \left(1 + \frac{\xi_p}{2} \Delta v \right), \quad (9)$$

в котором

$$\Delta v = \frac{v_m - v_{св}}{v_{св}}.$$

Изменение скорости ПАВ под металлизированной поверхностью связано с закорачиванием тангенциальной составляющей электрического поля и массовой нагрузки поверхности [3]:

$$\Delta v = \frac{1}{2} k^2 \frac{1}{1 + \frac{\epsilon_0}{\epsilon_p} + \frac{k^2}{2}} + F \frac{2\pi}{\lambda} h, \quad (10)$$

где k^2 — коэффициент электромеханической связи; F — функция, связанная с массой металла; h — толщина электрода.

В (10) погрешность толщины пленки влияет на второе слагаемое:

$$\Delta(\Delta v) = F \frac{2\pi}{\lambda} \Delta h,$$

(Δh — отклонение толщины электродов от заданной).

Преобразуем (7) с учетом погрешности ширины и толщины отражательных полосок:

$$f_p = \frac{1 + \frac{1}{2} \Delta v}{\frac{4q_0}{v_{св}}} + \frac{\frac{1}{2} [\xi_p \Delta v + \Delta(\Delta v)]}{\frac{4q_0}{v_{св}}}. \quad (11)$$

Здесь первое слагаемое — частота отражательной решетки в отсутствие погрешностей; второе слагаемое характеризует отклонение частоты вследствие погрешностей изготовления отражающих структур.

Относительная погрешность частоты решетки

$$\frac{\Delta f}{f_p} = \frac{\xi_p}{2} \Delta v + \frac{1}{2} \Delta(\Delta v). \quad (12)$$

Второе слагаемое выражения (6) учитывает погрешности расстояния между отражательными решетками Δl_n , которые включают погреш-

ности позиционирования $\Delta l_{\text{поз}}$ и погрешности ширины отражательных полос $\xi_{\text{рр}}$, т. е. $\Delta l_{\text{п}} = \Delta l_{\text{поз}} + 2\xi_{\text{рр}} = \rho$ (13). С учетом (13) второе слагаемое выражения (6) преобразуется так:

$$\frac{N_{\text{рр}}}{N_z + N_{\text{рр}}} \frac{\Delta l_{\text{п}}}{l_{\text{п}}} = \frac{1}{N_z + N_{\text{рр}}} \left(\frac{2\Delta l_{\text{поз}}}{\lambda} + \xi_{\text{рр}} \right). \quad (14)$$

Третье слагаемое выражения (6) характеризует влияние металлизированных участков поверхности, образованных электродами входного и выходного ВШП. В первом приближении

$$\frac{4N_{\text{ВШП}}}{N_z + N_{\text{рр}}} \Delta v \frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{4N_{\text{ВШП}}}{N_z + N_{\text{рр}}} \xi_{\text{р}} \Delta v. \quad (15)$$

После подстановки (12), (14), (15) в (6) имеем

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{1}{N_z + N_{\text{рр}}} \left\{ \left[\left(\frac{N_z}{2} - 4N_{\text{ВШП}} \right) \Delta v_0 - 1 \right] \xi_{\text{р}} + \frac{N_z}{2} \Delta(\Delta v) - 2 \frac{\Delta'_{\text{ВШП}}}{\lambda} \right\}.$$

Итак, полученное соотношение достаточно полно характеризует влияние технологических погрешностей на резонансную частоту резонатора и может использоваться на этапе проектирования.

Список литературы: 1. Орлов В. С., Бондаренко В. С. Фильтры на ПАВ. М., 1984. 272 с. 2. Хорунжий В. А., Долбня Е. В., Богатов П. Н. Акустоэлектроника. К., 1984. 152 с. 3. Фильтры на ПАВ / Под ред. Г. Метгьюза. М., 1981. 472 с.

Поступила в редколлегию 17.11.87

УДК 621.315.2

Э. И. ЧЕРНЯКОВ, Г. Г. КАНАРИК, М. П. КУХТИН

К РАСЧЕТУ ГРУППОВОЙ ЗАДЕРЖКИ И КОЭФФИЦИЕНТА ДИСПЕРСИИ ОДНОМОДОВЫХ ВОЛОКОН

При распространении сигнала в оптическом волокне каждая спектральная составляющая сигнала испытывает временную задержку. Групповая задержка и коэффициент дисперсии определяются параметрами среды и геометрической структурой волокон. Оба показателя характеризуют искажение сигнала в волокне.

Если не учитывать влияние материальной дисперсии, то групповая задержка и коэффициент дисперсии будут пропорциональны соответственно [1]:

$$\Pi_1 = B + V \frac{dB}{dV}; \quad (1)$$

$$\Pi_2 = V \frac{d^2(BV)}{dV^2}. \quad (2)$$

Для волокна с неограниченной оболочкой аналитические выражения для (1) и (2) могут быть найдены из характеристического уравне-

ения для HE-мод $V\sqrt{1-B}C_1 - \sqrt{B}C_2 = 0$ (3), где $C_1 = K_{m-1} \times \times (y) I_m(x)$; $C_2 = K_m(y) I_{m-1}(x)$; $y = V\sqrt{B}$; $x = V\sqrt{1-B}$. Дифференцируя (3) по V , получаем

$$\frac{dB}{dV} = \frac{A+C}{D + \frac{V}{2} \left(\frac{C}{1-B} - \frac{A}{B} \right)}. \quad (4)$$

Здесь

$$\begin{aligned} A &= Ba_1 I_{m-1}(x) - \sqrt{B(B-1)} a_2 I_m(x); \\ C &= (1-B) a_3 K_{m-1}(y) - \sqrt{B(B-1)} a_4 K_m(y); \\ D &= C_2/\sqrt{B} + C_1/\sqrt{1-B}. \end{aligned}$$

Соотношение (4) позволяет проанализировать влияние геометрии волокна на величину групповой задержки. Выражение для коэффициента дисперсии также может быть представлено в аналитической форме

$$V \frac{d^2(BV)}{dV^2} = V \left[2 \frac{dB}{dV} + V \frac{d^2B}{dV^2} \right], \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} \frac{d^2B}{dV^2} &= \frac{dB}{dV} \frac{1}{A+C} \left\{ \frac{dA}{dV} + \frac{dC}{dV} - \frac{dB}{dV} \left[\frac{dD}{dV} + \frac{1}{2} \left(\frac{C}{1-B} - \frac{A}{B} \right) \right] + \right. \\ &\quad \left. + \frac{V}{2} \left(\frac{1}{1-B} \left(\frac{dC}{dV} - \frac{C}{1-B} \frac{dB}{dV} \right) - \frac{1}{B} \left(\frac{dA}{dV} - \frac{A}{B} \frac{dB}{dV} \right) \right) \right\}; \\ \frac{dA}{dV} &= \frac{1}{2} \left\{ (a_1 a_4 B - a_2 a_3 \sqrt{B(1-B)}) \left(\sqrt{1-B} - \frac{V}{2\sqrt{1-B}} \times \right. \right. \\ &\quad \times \left. \left. \frac{dB}{dV} \right) - [B I_{m-1}(x) (a_2 + b_3 - \sqrt{B(1-B)}) I_m(x) (a_1 + b_1)] \times \right. \\ &\quad \times \left[\sqrt{B} + \frac{V}{2\sqrt{B}} \frac{dB}{dV} \right] + 2 I_{m-1}(x) a_1 \frac{dB}{dV} - I_m(x) a_2 \frac{1-2B}{\sqrt{B(1-B)}} \frac{dB}{dV} \Big\}; \\ \frac{dC}{dV} &= \frac{1}{2} \left\{ [\sqrt{B(1-B)} a_1 a_4 - (1-B) a_2 a_3] \left(\sqrt{B} + \frac{V}{2\sqrt{B}} \frac{dB}{dV} \right) + \right. \\ &\quad + K_{m-1}(y) (1-B) (a_4 + b_4) + K_m(y) \sqrt{B(1-B)} (a_3 + b_3) \times \\ &\quad \times \left(\sqrt{1-B} - \frac{V}{2\sqrt{1-B}} \frac{dB}{dV} \right) - 2 K_{m-1}(y) a_3 \frac{dB}{dV} - K_m(y) b_4 \times \\ &\quad \times \left. \frac{1-2B}{\sqrt{B(1-B)}} \frac{dB}{dV} \right\}; \quad \frac{dD}{dV} = \frac{1}{2} \left\{ \left[\frac{K_{m-1}(y)}{\sqrt{1-B}} a_3 + \frac{K_m(y)}{\sqrt{B}} b_4 \right] (1-B - \right. \\ &\quad - \left. \frac{V}{2\sqrt{1-B}} \frac{dB}{dV}) - \left(\frac{I_m(x)}{\sqrt{1-B}} a_2 + \frac{I_{m-1}(x)}{\sqrt{B}} a_1 \right) \left(\sqrt{B} + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{V}{2\sqrt{B}} \frac{dB}{dV} \right) + \frac{C_1}{(1-B)^{3/2}} \frac{dB}{dV} - \frac{C_2}{B^{3/2}} \frac{dB}{dV} \right\}; \\ a_1 &= K_{m-1}(y) + K_{m+1}(y); \quad a_2 = K_m(y) + K_{m-2}(y); \\ a_3 &= I_{m-1}(x) + I_{m+1}(x); \quad a_4 = I_{m-2}(x) - I_m(x); \\ b_1 &= K_{m+1}(y) + K_{m-3}(y); \quad b_2 = K_m(y) + K_{m+2}(y); \\ b_3 &= I_{m-1}(x) - I_{m-3}(x); \quad b_4 = I_{m+2}(x) - I_m(x). \end{aligned}$$

Представляет интерес проанализировать зависимости Π_1 и Π_2 от радиуса сердцевины, длины волны и разности показателей преломления $\Delta = n_1 - n_2$ для HE_{11} -волн. Это связано с тем, что по известной величине материальной дисперсии (конкретный тип волокна) можно подобрать такой диапазон частот, когда искажения сигнала в одномодовом волокне будут минимальными.

Одномодовый диапазон передачи определяется из диаграммы, представленной на рис. 1. Сплошными линиями нанесены зависимости показателя преломления от длины волны для сред, обозначенных цифрами 1—3 в работе [2]. Пунктирными линиями показаны зависимости радиуса сердцевины от тех же параметров (n_1 и λ), при котором ограничивается ($V \cong 2,405$) одномодовый режим в волокне. Разность показателей преломления фиксирована двумя зна-

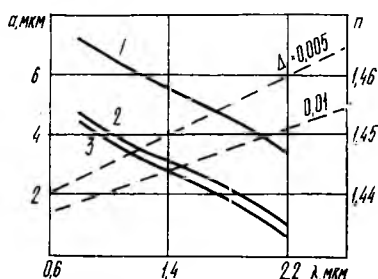


Рис. 1

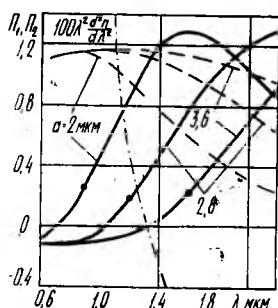


Рис. 2

чениями $\Delta = 0,005$ и $0,01$ для среды 1. Для других сред линии $a = f(\lambda)$ практически сливаются, поэтому они не показаны. Край одномодового режима определяется пересечением прямой $y = a$ с линией $a = f(\lambda)$ для $\Delta = \text{const}$. Слева от точки пересечения будет область многомодового режима, справа — одномодового. Например, для известных радиуса сердцевины $a = 3$ мкм и $\Delta = 0,005$ край одномодового режима определяется длиной волны $\lambda = 0,98$ мкм.

Получить оптические волокна с низким показателем преломления затруднительно, поэтому предпочтительным способом увеличения радиуса одномодового волокна является уменьшение разности показателей преломления сердцевины и оболочки.

На рис. 2 приведены зависимости Π_1 и Π_2 от длины волны для $\Delta = 0,01$ и различных значений радиуса сердцевины. Для сравнения вкладов, вносимых средой (материальная дисперсия) и линией передачи (волноводная дисперсия) штрихпунктирной линией нанесена кривая, определяющая вклад от материальной дисперсии [2]. Точками отмечен край одномодового режима.

У края одномодового режима групповая задержка максимальна, причем с увеличением радиуса сердцевины расширяется диапазон длин волн, в котором Π_1 имеет высокие значения. Такой характер изменения групповой задержки объясняется локализацией поля в сердцевине.

Коэффициент дисперсии — величина, которая характеризует скорость изменения групповой задержки. Из рис. 2, видно, что Π_2 в зависимости от λ имеет максимум, значение и положение которого определяются размерами радиуса сердцевины и разностью показателей преломления Δ . Анализ показывает, что параметрами линии передачи можно не только уменьшить коэффициент дисперсии, но и компенсировать вклад материальной дисперсии. Это возможно потому, что материальная и волноводная дисперсии принимают в определенном диапазоне длин волн противоположные по знаку значения. Причем нулевая дисперсия достигается как при малых значениях радиуса сердцевины, так и при больших. В случае малых радиусов она сдвигается в длинноволновую часть диапазона, а в волокнах с большими радиусами — в коротковолновую, что позволяет использовать одномодовые волокна в широкополосных системах связи с малыми значениями дисперсии.

Список литературы: 1. Унгер Х. Г. Планарные и волоконные оптические волноводы. М., 1980. 656 с. 2. Передача информации по одномодовым световодам с компенсированной дисперсией первого и второго порядков / А. С. Беланов, Е. М. Дианов, В. И. Кривенков, А. С. Курилов // Электросвязь. 1985. № 12. С. 24—28.

Поступила в редколлегию 12.08.87

УДК 621.372

В. М. ПИСАРЕНКО, А. А. ШАДРИН, А. В. ГАЛАГАН

РЕАЛИЗАЦИЯ АЛГОРИТМА РЕШЕНИЯ ТРЕХМЕРНОГО УРАВНЕНИЯ ПУАССОНА МЕТОДОМ ХОКНИ

Вычисление полей пространственного заряда — наиболее трудоемкий этап решения задач электроники, когда необходимо учитывать кулоновское взаимодействие заряженных частиц. Отсутствие эффективных программ для решения трехмерного уравнения Пуассона до недавнего времени тормозило моделирование физических процессов в сложных областях взаимодействия электронных приборов. Алгоритм Хокни [1] и быстрое преобразование Фурье позволили существенно ускорить решение уравнения Пуассона. Достоинство этого алгоритма, основанного на сочетании быстрого преобразования Фурье (БПФ) и циклической редукции (ЦР), заключается в возможности получения прямого решения без затрат дополнительной памяти ЭВМ. Алгоритм Хокни, являясь достаточно общим, лег в основу метода решения трехмерного уравнения Пуассона. Первая модификация алгоритма изложена в работе [2]. Однако его реализация сопряжена с определенными трудностями. В статье показаны пути программной реализации алгоритма решения трехмерного уравнения Пуассона в прямоугольной системе координат, представлены результаты испытаний созданной программы на примере численной модели генератора со скрещенными полями. Для решения трехмерного уравнения Пуассона вводится пространственная

сетка («арматура») со сторонами N, M, V вдоль координат X, Z соответственно [2]. Для использования программ БПФ и разработанных алгоритмов циклической редукции необходимо, чтобы полнялись следующие соотношения:

$$N = 2^{N_1+1}; M = 2^{M_1+1}; V = 2^{V_1+1}, \quad (1)$$

где N_1, M_1, V_1 — целые числа, $M_1, N_1, V_1 \geq 2$. Запишем граничные условия (ГУ) для системы разностных уравнений (8) [2]:

$$U_{l,0,l} = U_{l,l}^k; U_{l,m,l} = U_{l,l}^a. \quad (2)$$

Здесь $U_{l,l}^k, U_{l,l}^a$ — распределение потенциала на нижней (катод) и верхней (анод) стенках. Если пространство взаимодействия с торцов ограничено экранами, находящимися под нулевым потенциалом, то ГУ дополняются условием $U_{i,k,0} = U_{i,k,V} = 0$ (3). В случае отсутствия экранов вдоль индексов l, i выполняются условия периодичности

$$U_{i,k,l} = U_{i \pm N, k, l}; U_{i, k, l} = U_{i, k, l \pm V}. \quad (4)$$

Такая запись граничных условий позволяет с помощью данного метода вычислять поля пространственного заряда для широкого класса электронных приборов [4].

На рис. 1 изображена укрупненная структурная схема алгоритма решения уравнения Пуассона с ГУ (1)–(4).

Программную реализацию алгоритма начинаем с вычисления трехмерного массива согласно уравнению (18) [2]. Это позволяет исключить уравнения, содержащие нечетный индекс k . Затем, на ярусах сетки с нечетным индексом k выполняем двумерный Фурье-анализ преобразованного массива зарядов. Чтобы осуществить БПФ по двум направлениям, воспользуемся программами FFS, FFA [3]. Эти программы выполняют БПФ реального массива значений функций, и для их реализации не требуется дополнительная память ЭВМ. В целях ускорения работы FFS, FFA введем массивы значений синусов и косинусов. В результате скорость их работы возрастает на 10%. Поскольку нет необходимости восстанавливать порядок гармоник после работы FFA, так как перед FFS необходимо снова делать перестановку, из подпрограмм FFA, FFS исключаются процедуры рекурсивной перестановки гармоник ORD1 и ORD2. Чтобы поставить в соответствие номера гармоник и значения

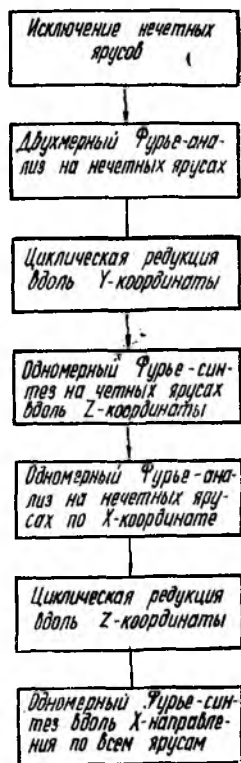


Рис. 1

$$\lambda_{l,m}^1 = 4 \left[\alpha^2 \left(1 - \cos \frac{2\pi}{N} j \right) + \beta^2 \left(1 - \cos \frac{\delta\pi}{V} m \right) + 1 \right]^2 - 2, \quad (5)$$

где $\delta = 1$ для условия (3) и $\delta = 2$ — для (4), следует рекурсивно переставить значения массива λ_{jm}^1 с помощью процедур ORD1, ORD2. В результате получается дополнительный выигрыш (до 20 %) по времени работы FFA и FFS.

Выполнение ГУ (3) обеспечивается следующим образом. Распределение заряда в узлах «арматуры» с номерами $l = 0, 1, \dots, V - 1$ (для всех i, k , кроме граничных) «уравновешивается» зарядами, равными по величине, но противоположными по знаку в узлах $l = V, V + 1, \dots, 2V - 1$ для выполнения условия $f_{i,k,l} = -f_{i,k,2V-l}$ (6). Пространственная решетка условно удваивается, а заряд в дополнительной области «зеркально отражается», тем самым обеспечивается нулевой потенциал на границе ($l = 0$). Вдоль индекса l на удвоенном периоде $2V$ распределение заряда представляет собой нечетную функцию. В этом случае БПФ вдоль индекса l проводится специально разработанным алгоритмом синус-преобразования Фурье, который выполняется с помощью соотношений

$$A_m = \frac{2}{V} \sum_{l=1}^{V/2-1} \{(-1)^n f(l) - (-1)^{n+m} f(V-l)\} \sin\left(\frac{\pi}{V}(lm \bmod V)\right); \quad (7)$$

$$A_{V-m'} = \frac{2}{V} \sum_{l=1}^{V/2-1} \{(-1)^q f(l) - (-1)^{q-(V-m')} f(V-m')\} \times \\ \times \sin\left(\frac{\pi}{V}(lm' \bmod V)\right); \quad (8)$$

$$A_{V/2} = \frac{2}{V} \sum_{l=1}^{V/2-1} A(l \bmod 4) f(l);$$

$$n = \text{intier}(lm/V); \quad m = 1, \quad V/2 - 1; \quad (9)$$

$$q = \text{intier}(l(V-m')/V); \quad m' = 1, \quad V/2 - 1;$$

$$A(1) = 1; \quad A(2) = 0; \quad A(3) = -1; \quad A(4) = 0.$$

Обратное преобразование выполняется по тем же соотношениям, только без нормирующего множителя $2/V$. Программная реализация синус-преобразования Фурье с помощью соотношений (7)–(9) показала, что при значениях $V \leq 32$ этот алгоритм по скорости не уступает FFA, FFS, так как он работает с функцией, длина которой в два раза меньше, чем необходимо для БПФ.

Следующим этапом решения уравнения Пуассона является ЦР по вертикали по всем коэффициентам Фурье. Для ее выполнения привлекаются соотношения (26)–(30) [2]. Затем проводится одномерный Фурье-синтез вдоль Z -направления. Для периодических ГУ (4) Фурье-синтез выполняется с помощью FFS [3], а для нулевых ГУ (3) — с использованием соотношений (7)–(9). Одномерный Фурье-анализ на нечетных ярусах вдоль X -направления про-

водим с помощью подпрограммы FFA [3]. В результате исходная система (8) [2] приводится к виду (34) [2], где

$$\mu_j^0 = 2 \left\{ 1 + \beta^2 + \alpha^2 \left(1 - \cos \frac{2\pi}{N} j \right) \right\} / \beta^2. \quad (10)$$

ЦР на нечетных ярусах вдоль Z -направления осуществляем по индексу l , привлекая соотношения (39)—(44). При выполнении ЦР целесообразно ввести дополнительный одномерный массив и делать переприсвоение: трехмерный массив — одномерный — трехмерный. За счет этого также достигается экономия времени при выполнении алгоритма ЦР.

Заканчивается реализация алгоритма выполнением одномерного Фурье-синтеза вдоль индекса j (X -направление) для всех k, l с помощью подпрограммы FFS. По указанной методике создана и испытана программа FAPUAS для решения трехмерного уравнения Пуассона

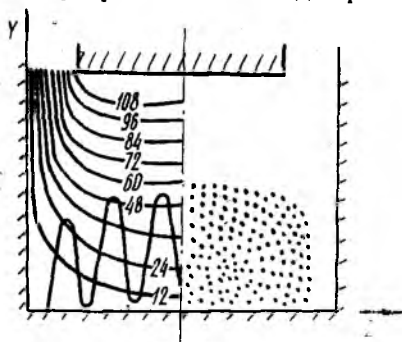


Рис. 2

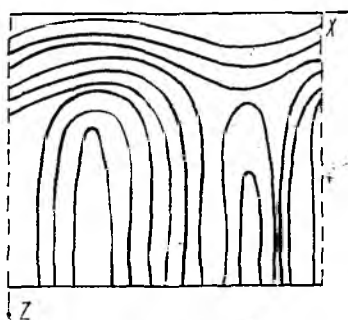


Рис. 3

зона. Программа написана на языке ФОРТРАН-4 для ОС или ДОС ЕС ЭВМ. Точность метода решения уравнения Пуассона проверена сравнением с аналитическими решениями для единичного заряда в пространстве взаимодействия, заданием простого потенциала на стенках и т. д. Относительная погрешность по сравнению с аналитическими решениями составила $10^{-4} \dots 10^{-5}$ при условии, что заряд находится в узле пространственной решетки. Скорость решения уравнения Пуассона при быстродействии 500 тыс. операций/с составила более 4000 узлов/с. Непосредственное приложение программы FAPUAS нашла в численной трехмерной модели магнетрона [4]. На рис. 2 показано распределение потенциала в $Y-Z$ -плоскости пространства взаимодействия магнетронного диода при наличии пространственного заряда, откуда следует, что вблизи торцевых экранов существует неоднородное статическое поле, вызывающее колебательное движение электронов вдоль магнитного поля. Траектория одного из электронов показана сплошной линией. Распределение суммарного потенциала (статического, высокочастотного и кулоновского) в $X-Z$ -плоскости представлено на рис. 3. Здесь показана неоднородность распределения потенциала вблизи торцевых экранов. Именно она приводит к усилению колебательного движения электронов вдоль оси Z .

Таким образом, программа решения трехмерного уравнения Пуассона подтвердила реализуемость алгоритма [2]. Результаты испытаний подтвердили высокую эффективность и точность алгоритма. Это позволяет существенно расширять возможности моделирования электронных приборов различных типов. На примере моделирования генератора со скрещенными полями показано существенное влияние третьего измерения на результаты расчета интегральных и дифференциальных характеристик приборов.

Разработанная программа является составной частью пакета прикладных программ для моделирования физических процессов в трехмерных областях взаимодействия электронных, ионных и полупроводниковых приборов.

Список литературы: 1. *Hockney R. W.* A Fast Direct Solution of Poisson's Equation Using Fourier Analysis // *J. of the ACM.* 1965. Vol. 12, N 1. P. 95—113. 2. *Шадрин А. А., Шейн А. Г.* Модификация сверхбыстрого алгоритма решения уравнения Пуассона для простых областей взаимодействия электронных приборов // *Радиотехника.* 1975. Вып. 29. С. 96—105. 3. *Bergland G. D.* A Radix-Eight Fast Fourier Transform Subroutine for Real-Valued // *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics.* 1969. AU-17, N 2, June. P. 138—144. 4. *Писаренко В. М., Шадрин А. А.* Численная трехмерная модель генератора М-типа // *Радиотехника.* 1985. Вып. 75. С. 71—78.

Поступила в редколлегию 26.10.87

УДК 621.385

Т. Р. ШАВОРЫКИНА, канд. физ.-мат. наук,
Г. П. ЩЕРБИНИН, канд. физ.-мат. наук

ВЛИЯНИЕ РАССИНХРОНИЗМА НА ВЫХОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛБВ С КВАНТОМЕХАНИЧЕСКОЙ ТОЧКИ ЗРЕНИЯ

Влияние входных параметров на взаимодействие электронного пучка с полем замедленной электромагнитной волны исследовалось в основном в рамках классической теории. Однако при таком подходе трудно объяснить некоторые нелинейные эффекты, обнаруженные в результате проведения реальных и численных экспериментов и достаточно просто объясняемые в квазиклассическом приближении.

Существенный интерес представляет влияние рассинхронизма на электронный КПД системы: для каждого значения параметра пространственного заряда имеется некоторое оптимальное значение параметра рассинхронизма, при котором электронный КПД достигает максимума. Увеличение рассинхронизма от малых значений до оптимального сопровождается довольно плавным ростом электронного КПД, а рост параметра рассинхронизма сверх оптимального значения приводит к быстрому уменьшению электронного КПД [1]. Этому явлению можно дать физическое объяснение, используя квантовомеханический подход.

Пусть в системе распространяется волна напряжения высокочастотного поля, изображенная на рис. 1 и определяемая выражением

$$u(z, t) = U_0 + U_1 \cos(\omega_0 t - \beta_0 z), \quad (1)$$

где U_0 — потенциал электронного пучка, U_1 — амплитуда напряжения высокочастотного поля; $\beta_0 = \frac{\omega}{v_\phi}$ — фазовая постоянная распространения волны. По отношению к захваченным этой волной электронам ее можно рассматривать как последовательность потенциальных ям. Если пренебречь туннелированием, то состояние электронов в каждой из них можно [2] описывать независимо, исходя из уравнения Шредингера

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - eu(z, t)\psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t}. \quad (2)$$

Здесь $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ — постоянная Планка; ψ — волновая функция; e и m — заряд и масса электрона соответственно. Переходя к новой системе координат, в которой волна находится в состоянии покоя, введем новую независимую переменную $\xi = \frac{1}{2}(\omega_0 t - \beta_0 z)$ (3) и представим волновую функцию в виде $\psi = \Phi(\xi) \exp\{i(\omega t - \alpha z)\}$ (4), где ω и α пока не определены. С учетом (1) из (2) получим

$$\frac{\hbar^2}{2m} \left(-\alpha^2 \Phi + i\alpha\beta_0 \Phi' + \frac{1}{4} \beta_0^2 \Phi'' \right) + e(U_0 + U_1 \cos 2\xi) \Phi = \hbar\omega \Phi - \frac{i}{2} \omega_0 \hbar \Phi'.$$

Приравнявая здесь сначала мнимые, а затем действительные части равенства, найдем

$$\alpha = -\frac{m}{\hbar} v_\phi,$$

а функция $\Phi(\xi)$ удовлетворяет уравнению Матье

$$\Phi'' + \frac{1}{\hbar^2} (\kappa + \delta \cos 2\xi) \Phi = 0, \quad (5)$$

в котором введены параметры

$$\kappa = \frac{8m}{\omega_0^2} v_\phi^2 \left(eU_0 - \hbar\omega + \frac{m}{2} v_\phi^2 \right), \quad \delta = \frac{8em}{\omega_0^2} U_1 v_\phi^2. \quad (6)$$

Предположение о том, что напряжение электромагнитной волны изменяется вдоль направления движения пучка гармонически с частотой ω_0 и распространяется с фазовой скоростью v_ϕ , соответствует случаю больших входных сигналов. В конечной стадии развития колебаний при больших уровнях сигнала имеет место режим насыщения, в котором амплитуда волны напряжения постоянна, гармо-

ники основной частоты ω_0 незначительны по амплитуде, потому что сопротивление связи быстро уменьшается с ростом номера гармоники.

Для эффективной передачи энергии от пучка электромагнитной волне необходимо, чтобы электроны двигались быстрее волны, т.е. чтобы параметр рассинхронизма $b = v_0/v_\phi$ был больше единицы. Это накладывает ограничение на решение уравнения (5). Чтобы проанализировать это ограничение, представим (5) как

$$\Phi'' + \frac{k^2}{\hbar^2} \Phi = 0, \quad (7)$$

где $k^2(\xi) = \kappa + \delta \cos 2\xi$.

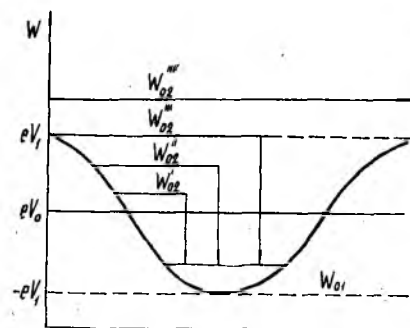


Рис. 1

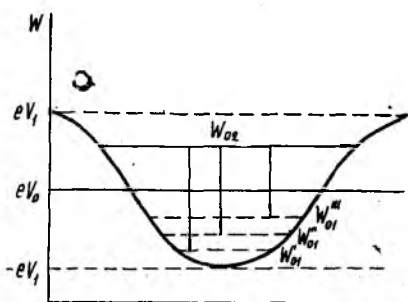


Рис. 2

Характер решения уравнения (7) существенно зависит от знака переменного коэффициента $k^2(\xi)$. Эту зависимость проще всего проанализировать в случае, когда $k = \text{const}$: если $k^2 > 0$, то частные решения уравнения (7) равны

$$\Phi(\xi) = \exp\left\{\pm i \frac{k}{\hbar} \xi\right\}$$

и имеют осциллирующий характер, а при $k^2 < 0$ решения являются экспоненциально изменяющимися функциями:

$$\Phi(\xi) = \exp\left\{\pm \frac{|k|}{\hbar} \xi\right\}.$$

Не конкретизируя пока знак величины $k^2(\xi)$, находим частные решения уравнения (7) в виде [3]:

$$\Phi(\xi) = \exp\left\{i \frac{P(\xi)}{\hbar}\right\}, \quad (8)$$

(функция $P(\xi)$ подлежит определению). Подстановка этого выражения в (7) приводит к уравнению $(P')^2 = k^2(\xi) + i\hbar P''$ (9). Разложим искомую функцию $P(\xi)$ в ряд по степеням малого параметра, в качестве которого используем постоянную \hbar : $P = P_0 + \hbar P_1 + \hbar^2 P_2 + \dots$. В нулевом по \hbar приближении из (9) имеем

$(P'_0)^2 = k^2$. Для дальнейших рассуждений необходимо задать знак величины k^2 . Пусть $k^2 > 0$. Тогда $P_0 = \pm \int k d\xi$ (10). Первое по \hbar приближение уравнения (9) дает $2P'_0 P'_1 = iP''_0$, откуда с учетом (10) следует, что $P_1 = i \ln \sqrt{k}$. Таким образом, с точностью до величины порядка \hbar^2 $P(\xi) = \int k d\xi + i\hbar \ln \sqrt{k}$, а частные решения (8) имеют вид

$$\Phi(\xi) = \frac{1}{\sqrt{k}} \exp \left\{ \pm \frac{i}{\hbar} \int k d\xi \right\}. \quad (11)$$

Используя их, запишем общее решение уравнения (7) для случая $k^2 > 0$:

$$\Phi(\xi) = \frac{1}{\sqrt{k}} \left(C_1 \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int k d\xi \right\} + C_2 \exp \left\{ -\frac{i}{\hbar} \int k d\xi \right\} \right). \quad (12)$$

В этом случае происходит более интенсивная передача энергии полю от электронного потока [3], поэтому он представляет наибольший интерес. Аналогично можно показать, что если $k^2 < 0$, то

$$\Phi(\xi) = \frac{1}{\sqrt{|k|}} \left(C'_1 \exp \left\{ \frac{1}{\hbar} \int |k| d\xi \right\} + C'_2 \exp \left\{ -\frac{1}{\hbar} \int |k| d\xi \right\} \right).$$

Средние за период значения полной энергии и скорости электронов определяются выражениями [2]:

$$\bar{\varepsilon} = i\hbar \frac{\int \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial t} dz}{\int \psi^* \psi dz}; \quad \bar{V} = \frac{i\hbar}{m} \frac{\int \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial z} dz}{\int \psi^* \psi dz}.$$

Вычисляя интегралы, учитываем, что волновая функция $\psi(\xi)$ нормируется таким образом, чтобы интеграл по периоду от $\psi^* \psi$ равнялся единице. Кроме того, в соответствии с (3)

$$dz = -\frac{2}{\beta_0} d\xi, \text{ поэтому } \int \psi^* \psi dz = -\frac{2}{\beta_0}.$$

Так как условие нормировки выполняется и для функции $\Phi(\xi)$, то для средних значений энергии и скорости электронов имеем

$$\bar{\varepsilon} = -\hbar\omega + \frac{i}{2} \hbar\omega_0 \int \Phi^* \Phi' d\xi;$$

$$\bar{V} = v_\phi + \frac{i}{2m} \hbar\beta_0 \int \Phi^* \Phi' d\xi.$$

Используя для $\Phi(\xi)$ выражение (11) для случая $k^2 > 0$, находим, что

$$\int \Phi^* \Phi' d\xi = -\frac{i}{\hbar} \int k \Phi^* \Phi d\xi = -\frac{i}{\hbar} \int |C|^2 d\xi = -\frac{i\pi}{\hbar} |C|^2.$$

С учетом этого результата

$$\bar{\varepsilon} = -\hbar\omega + \frac{\pi}{2} \omega_0 |C|^2; \quad \bar{V} = v_\phi + \frac{\pi}{2m} \beta_0 |C|^2.$$

Таким образом, средняя скорость электронов равна сумме фазовой скорости волны и некоторой малой добавки, которой для отдельных электронов, движущихся с волной напряжения, можно пренебречь. Если при этом в выражении для средней энергии опустить слагаемое того же порядка малости, то $\bar{\epsilon} = -\hbar\omega$ (13). При условии, что $|\delta| > 2n^2$, (n равно 0; 1; 2; ...), полосы на плоскости $Ox\delta$, соответствующие периодическому распространению, определяется соотношением $\kappa = |\delta| + (2n + 1)\sqrt{2|\delta|}$. Подставляя сюда значения (6) величин κ и δ и используя (13), получаем

$$\bar{\epsilon} = \frac{m}{2}(v_{\Phi}^2 - v_0^2) - eU_1 + \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega \sqrt{\frac{eU_1}{mv_{\Phi}^2}},$$

откуда видно, что имеется дискретный набор уровней полной энергии, которой могут обладать электроны, движущиеся с электромагнитной волной. Здесь слагаемое $\frac{m}{2}v^2$ представляет собой классическую кинетическую энергию; член $\frac{m}{2}v_{\Phi}^2 = eU_0$ определяет потенциальную энергию невозмущенного пучка. Последние два слагаемые правой части — это средняя энергия взаимодействия пучка с электромагнитной волной

$$\bar{W}_{вз} = -eU_1 + \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega \sqrt{\frac{eU_1}{mv_{\Phi}^2}}.$$

Из этого выражения следует, что имеет место неравенство $-eU_1 < \bar{W}_{вз} < eU_1$, означающее, что электроны должны захватываться волной напряжения. Дискретные значения этой энергии — возможные уровни энергии гармонических осцилляторов с частотами

$$\omega' = \omega \sqrt{\frac{eU_1}{mv_{\Phi}^2}}$$

и классической равновесной энергией, равной eU_1 .

Общее число уровней энергии: $(2N - 1)^2 = 2|\delta|$. Максимальный уровень энергии электрона в рассматриваемом случае определяется равенством

$$\left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega \sqrt{\frac{eU_1}{mv_{\Phi}^2}} = 2eU, \quad n = N - 1.$$

Соответствующая ему область значений коэффициентов уравнения Матве (5) определяется условием $-|\delta| < \kappa < |\delta|$, из которого следует неравенство

$$\frac{m}{2}(v_{\Phi}^2 - v_0^2) - eU_1 < \bar{W} < -\frac{m}{2}(v_{\Phi}^2 - v_0^2) + eU_1,$$

позволяющее сделать вывод, что захваченными волной могут быть только те электроны, «избыточная» энергия которых (равная раз-

ности между потенциальной энергией невозмущенного пучка и классической кинетической энергией электронов, движущихся со скоростью волны напряжения усиливаемого сигнала) не превышает высоты потенциального барьера, соответствующей амплитуде волны напряжения высокочастотного сигнала в области насыщения.

Возвращаясь к вопросу о зависимости электронного КПД от параметра рассинхронизма, проанализируем ее для фиксированного значения параметра пространственного заряда. Захваченный волной электрон с определенным значением «избыточной» энергии при переходе на нижний свободный энергетический уровень отдает высокочастотному полю энергию $\bar{W}_{02} = \frac{m}{2}(v_{\phi}^2 - v_0^2)$. Предположим, что это переход с уровня, которому соответствует энергия W' (рис. 2). С увеличением параметра рассинхронизма растут скорости электронов и энергия, которую они могут отдать полю при переходе на нижние энергетические уровни (переходы с уровней W'' и W'''). Естественно, что до определенного момента увеличение параметра рассинхронизма приводит к росту электронного КПД. Этот процесс продолжается до тех пор, пока энергия взаимодействия не сравняется с высотой потенциального барьера, равной eU_1 . Дальнейший рост параметра рассинхронизма приводит к тому, что энергия взаимодействия электрона (энергия W_{02} на рис. 1) превышает высоту потенциального барьера, и ранее связанный электрон становится свободным. Связь между коэффициентами уравнения (5) принимает вид неравенства $\kappa > |\delta|$, из которого следует условие

$$\frac{m}{2}(v_{\phi}^2 - v_0^2) > eU_1,$$

определяющее область существования свободных электронов.

Таким образом, электронный КПД достигает максимальное значение, когда параметр рассинхронизма имеет значение, которому соответствует энергия взаимодействия электрона с волной, равная высоте потенциального барьера. Дальнейшее увеличение параметра рассинхронизма приводит к переходу электрона из связанного состояния в свободное, «отрыву» от волны и, как следствие, к спаду электронного КПД. Хотя спад происходит заметно круче, чем нарастание до достижения максимума, электронный КПД не уменьшается до нуля скачком. Это объясняется прежде всего наличием разброса скоростей в сформированном электронном сгустке, из-за которого при переходе основной массы электронов в свободное состояние часть их еще находится в связанном с волной состоянии. Кроме разброса скоростей электронов скачкообразному уменьшению до нуля электронного КПД препятствует также явление подбарьерного отражения электронов.

Список литературы: 1. Белоус Б. А., Шаворыкина Т. Р. Определение выходных характеристик лампы с бегущей волной О-типа // Раднотехника. 1985. Вып. 74. С. 34—39. 2. Шаворыкина Т. Р., Шultzга В. Г. Квантовомеханиче-

УДК 621.385

Д. М. ВАВРИВ, д-р физ.-мат. наук, Н. И. ГАВРИЛОВА,
канд. физ.-мат. наук, Г. А. ГРОМОВ

РАСЧЕТ ШИРИНЫ ЛИНИИ РЕЗОНАНСНЫХ ПРИБОРОВ ОРОТРОННОГО ТИПА

Цель работы — расчет ширины линии резонансных генераторов с распределенным взаимодействием типа оротрон, генераторы дифракционного излучения (ГДИ) [1—2], обусловленной естественными флуктуациями параметров электронного пучка. Такие расчеты выполнялись на основе приближенных математических моделей [3—4], что затрудняет полный анализ влияния различных факторов на стабильность частоты указанных генераторов. Достаточно общую нелинейную нестационарную модель рассматриваемых приборов, основанную на совместном решении уравнений возбуждения резонатора и уравнения движения частиц в переменных Лагранжа [5], с учетом начальных флуктуаций скорости и плотности частиц пучка можно представить в виде

$$\begin{aligned} \frac{dF}{d\tau} &= -F + \frac{G}{4\pi} \int_0^1 f(\xi) \int_0^{2\pi} \cos \mu(\varphi, \xi) d\varphi d\xi; \\ \frac{d\gamma}{d\tau} &= \delta_r - \frac{G}{4\pi F} \int_0^1 f(\xi) \int_0^{2\pi} \sin \mu(\varphi, \xi) d\varphi d\xi; \\ \frac{d^2\mu}{d\xi^2} &= \frac{F\Phi_0}{4} f(\xi) \left(1 - \frac{\Phi_s}{\Phi_0} + \frac{1}{\Phi_0} \frac{d\mu}{d\xi} \right)^2 \cos \mu \end{aligned} \quad (1)$$

с начальными условиями для пучка на входе в пространство взаимодействия $\xi = 0$

$$\mu(\varphi, \xi) = \eta_{др}(t) + \varphi + \gamma; \quad \frac{d\mu}{d\xi} = \eta_{тв}(t) + \Phi_s,$$

где $\eta_{др}(t)$, $\eta_{тв}(t)$ — δ -коррелированные случайные функции с нулевым средним, описывающие соответственно флуктуации тока и скорости частиц пучка; их связь со спектральными плотностями дробового и теплового шума пучка выписана в работе [5]; $\mu(\varphi, \xi)$ — фаза поля, действующая на электроны пучка. Остальные обозначения совпадают с принятыми в работе [5]. Влиянием поля пространственного заряда пренебрегаем.

Исследование системы уравнений (1) можно провести, используя методы теории флуктуаций в резонансных автоколебательных системах [6]. Представим амплитуду F и фазу γ колебаний в резона-

торе в виде регулярного и случайного слагаемых $F = F_0(1 + \bar{F})$, $\gamma = \gamma_0 + \bar{\gamma}$. В предположении малости флюктуационных составляющих \bar{F} , $\bar{\gamma}$ получаем из (1) следующую систему уравнений стандартного вида для их определения:

$$\frac{d\bar{F}}{d\tau} = -p\bar{F} + B_1(\tau); \quad \frac{d\bar{\gamma}}{d\tau} = -q\bar{F} + B_2(\tau). \quad (2)$$

Здесь p, q — безразмерные параметры прочности предельного цикла и неизохронности колебаний; $B_1(\tau), B_2(\tau)$ — случайные функции, определяющие воздействие флюктуаций пучка на колебательную систему. Они находятся с помощью соотношений

$$p = 1 + \frac{G}{4\pi} \int_0^1 f(\xi) \int_0^{2\pi} K_0 \sin \mu_0 d\varphi d\xi;$$

$$q = -\delta_r + \frac{G}{4\pi} \int_0^1 f(\xi) \int_0^{2\pi} K_0 \cos \mu_0 d\varphi d\xi;$$

$$\begin{Bmatrix} B_1 \\ B_2 \end{Bmatrix} = -\frac{G}{4\pi F_0} \int_0^1 f(\xi) \int_0^{2\pi} (\eta_{др} K_1 + \eta_{тв} K_2) \begin{Bmatrix} \sin \\ \cos \end{Bmatrix} \mu_0 d\varphi d\xi,$$

где $\mu_0(\varphi, \xi)$ — регулярная составляющая функции $\mu(\varphi, \xi)$; $\delta_r = 2Q(\omega_r - \omega_a)/\omega_r$ — электронное смещение частоты автогенератора ω_a относительно собственной частоты «холодного» резонатора ω_r . Функции $K_j(\varphi, \xi)$ ($j = 0, 1, 2$) являются решением дифференциальных уравнений

$$\frac{d^2 K_j}{d\xi^2} - \frac{3F_0}{4} \frac{dK_j}{d\xi} f(\xi) \mu_1^2 \cos \mu_0 + \frac{F_0 \Phi_0}{4} K_j f(\xi) \mu_1^3 \sin \mu_0 = M_j$$

с начальными условиями

$$K_0 = \frac{dK_0}{d\xi} = \frac{dK_1}{d\xi} = K_2 = 0; \quad K_1 = \frac{dK_2}{d\xi} = 1.$$

Здесь

$$\mu_1 = 1 - \frac{\Phi_3}{\Phi_0} + \frac{1}{\Phi_0} \frac{d\mu_0}{d\xi}; \quad M_0 = \frac{\Phi_0}{4} f(\xi) \mu_1^3 \cos \mu_0; \quad M_1 = M_2 = 0.$$

Легко показать, что спектральные плотности функций B_1, B_2 и их взаимная спектральная плотность определяются выражениями

$$S_{11} = \frac{G^2}{4F_0^2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} S_{тв} |c_{1m}|^2 + S_{др} |c_{2m}|^2;$$

$$S_{22} = \frac{G^2}{4F_0^2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} S_{тв} |d_{1m}|^2 + S_{др} |d_{2m}|^2; \quad (3)$$

$$S_{12} = \frac{G^2}{4F_0^2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} S_{тв} c_{1m} d_{1m}^* + S_{др} c_{2m} d_{2m}^*,$$

в которых c_{jm} и d_{jm} ($j = 1, 2$; $m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$) — коэффициенты разложения в ряд Фурье соответственно действительной и мнимой части функции

$$H_j(\varphi) = \int_0^1 f(\xi) K_j(\varphi, \xi) e^{i\mu_0(\varphi, \xi)} d\xi, \quad j = 1, 2;$$

$S_{\text{тв}}$ и $S_{\text{др}}$ — нормированные спектральные плотности флуктуаций параметров пучка на входе. В случае, когда флуктуации скорости частиц и тока пучка задаются формулами Шоттки и Рэка

$$S_i = eI_0/2\pi, \quad S_v = ekT_k(4 - \pi)/4\pi mI_0,$$

тогда $S_{\text{тв}}$, $S_{\text{др}}$ определяются выражениями

$$S_{\text{др}} = \frac{e}{2\pi I_0}; \quad S_{\text{тв}} = \frac{ekT_k(4 - \pi)\Phi_0^2}{4\pi mI_0v_0^2}, \quad (4)$$

где e , m — заряд и масса электрона; k — постоянная Больцмана; T_k — температура катода; I_0 , v_0 — средние значения тока и скорости частиц; $\Phi_0 = \omega_r L/v_0$; L — длина пространства взаимодействия.

Из условия стационарности и δ -коррелированности процессов $\eta_{\text{тв}}$ и $\eta_{\text{др}}$ следует, что взаимный спектр S_{12} — действительная функция частоты. Используя результаты работы [6], определяем из (2)–(4) все статистические характеристики колебаний генераторов оротронного типа. Для спектров амплитудных S_F , частотных S_f флуктуаций и их взаимного спектра S_{Ff} имеем

$$S_F = S_{22}/(p^2 + \Omega^2); \quad S_f = d_r^2 S_{11} + qd_r^2(qS_{22} - 2pS_{12})/(p^2 + \Omega^2); \\ S_{Ff}^{(0)} = d_r(pS_{12} + qS_{22})/(p^2 + \Omega^2); \quad S_{Ff}^{(1)} = -d_r\Omega S_{12}/(p^2 + \Omega^2). \quad (5)$$

Здесь Ω — безразмерная частота, нормированная на величину $d_r = \omega_r/2Q$, пропорциональную полосе пропускания «холодного» резонатора с добротностью Q . При этом для ширины линии генератора получаем следующее выражение:

$$\Delta\omega = \frac{\pi^2\omega_r^2}{4Q^2} \left(S_{11} + \frac{q^2}{p^2} S_{22} - \frac{2q}{p} S_{12} \right). \quad (6)$$

Выделяя в (6) слагаемые, обусловленные дробовыми и тепловыми шумами пучка, преобразуем (6) к виду

$$\Delta\omega = \frac{\pi^2\omega_r^2 Q^2}{16Q^2 F_0^2} (S_{\text{др}} R_2 + S_{\text{тв}} R_1). \quad (7)$$

Здесь R_j — коэффициенты, определяющие нелинейное и параметрическое преобразование флуктуаций пучка в шумовые колебания на выходе прибора,

$$R_j = \sum_{m=-\infty}^{\infty} |c_{jm}|^2 + \frac{q^2}{p^2} |d_{jm}|^2 - \frac{2q}{p} c_{jm} d_{jm}^* \quad (j = 1, 2). \quad (7a)$$

Значения R_j зависят от параметра эффективности взаимодействия пучка с полем G и амплитуды регулярных автоколебаний F_0 .

Рассмотрим влияние различных факторов, определяющих воздействие естественных шумов на флюктуационные характеристики генераторов оротронного типа, проанализировав их влияние на ширину линии. С физической точки зрения можно выделить два основных фактора, приводящих к возбуждению флюктуаций в резонаторе. Они возбуждаются в результате вынужденного излучения пучка, предварительно модулированного начальными дробовыми и тепловыми флюктуациями. Их вклад в уширение линии описывается первыми слагаемыми в (7а), пропорциональными $|c_{jm}|^2$. Сумма по n в (7а) отражает тот факт, что шумовая модуляция переносится

вдоль пучка не только на основной частоте автоколебаний ($m = \pm 1$), но и на высших гармониках, которые возникают в пучке в результате его нелинейной модуляции регулярными автоколебаниями. Данные численных расчетов безразмерной ширины линии $\Delta\tilde{\omega} = \Delta\omega / (S_1 a_T^2)$

с учетом только вынужденного излучения пучка приведены на рис. 1 (кривая 4) для параметров, типичных для

генераторов дифракционного излучения [2]. Как и в случае пучка с предварительно гармонической модуляцией, эффективность возбуждения вынужденных колебаний в резонаторе с распределенным взаимодействием существенно убывает с увеличением по модулю параметра пространственного рассинхронизма $|\Phi_s|$. Такая зависимость $\Delta\tilde{\omega}$ от $|\Phi_s|$ достаточно четко прослеживается.

Уширение линии в генераторе возникает также в связи с дополнительным усилением начальной шумовой модуляции пучка в резонаторе в результате обратного действия поля на частицы пучка. Влияние этого фактора отражено вторым слагаемым в выражении для R_j (7а), а последнее слагаемое обусловлено взаимной корреляцией между двумя механизмами возбуждения шумовых колебаний.

Характерная особенность усиления внешнего воздействия в рассматриваемых системах — регенеративный характер. Следовательно, коэффициент усиления достигает максимальных значений при приближении тока пучка I_0 к пусковому значению $I_{\text{пуск}}$. Поскольку величина $I_{\text{пуск}} = I_{\text{пуск}}(\Phi_s)$ — функция параметра пространственного рассинхронизма и достигает минимального значения $I_{\text{пуск. мин}}$ критерно в центре зоны генерации, то в режиме автоколебаний $I_0 > I_{\text{пуск. мин}}$ значительного усиления шумов и соответственно увеличения $\Delta\tilde{\omega}$ можно ожидать на краях зоны генерации по Φ_s , где $0 \approx I_{\text{пуск}}(\Phi_s)$. Отметим, что указанный вид зависимости $\Delta\tilde{\omega}$ от отношения $I_0 / I_{\text{пуск}}$ можно найти в явном виде из (7), учитывая,

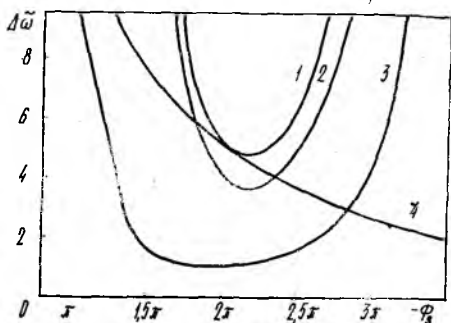


Рис. 1

что в приближении слабой нелинейности $\rho^2 \cong [1 - I_0/I_{\text{пуск}}(\Phi_s)]^2$. Результаты строгих численных расчетов $\Delta\omega$ по общей формуле (7a) изображены кривой 1 на рис. 1, а соответствующие значения амплитуды автономных колебаний F_0 , параметров прочности предельного цикла ρ и неизохронности q — на рис. 2. Минимальные значения ширины линии достигаются при Φ_s опт, соответствующих $q \cong 0$ и максимальным значениям ρ . Значения ускоряющего напряжения пучка (параметра Φ_s), при которых реализуются максимальные значения амплитуды поля в резонаторе (выходной мощности), и минимальное значение ширины линии не совпадают. В случае отклонения Φ_s от $\Phi_{s \text{ опт}}$ наблюдается весьма резкое увеличение ширины линии, обусловленное влиянием шумов, усиленных в резонаторе, что следует из сравнения кривых 1, 4 на рис. 1.

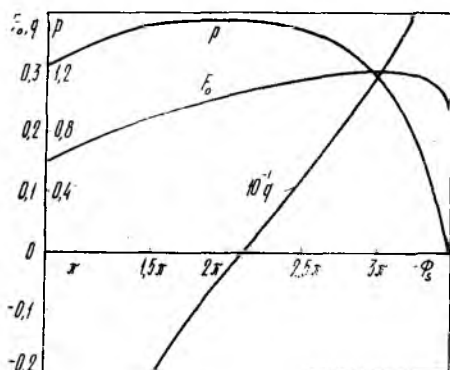


Рис. 2

В качестве примера оценим минимальную ширину линии ГДИ. Согласно рис. 1 находим, что если $I_0/I_{\text{пуск. мин}} = 3$, $\Phi_0 = 500$, минимальное значение $\Delta\omega$ достигается при $\Phi_{s \text{ опт}} \cong -2,2\lambda$ и равно

$$(\Delta\omega)_{\text{мин}} \cong 5d_r^2 S_{\text{др}} = \frac{5e\omega_r^2}{8\pi Q^2 I_0}.$$

При типичных значениях $I_0 = 200 \text{ mA}$, $Q = 2 \cdot 10^3$, $\omega_r = 2\pi \cdot 50 \text{ ГГц}$ абсолютное значение ширины линии составляет $(\Delta f)_{\text{мин}} = 0,6 \cdot 10^{-3} \text{ Гц}$, а относительное $(\Delta f)_{\text{мин}}/f \cong 10^{-14}$.

Проведенные численные расчеты в широком диапазоне изменения параметров показали, что при нахождении минимальной ширины линии в пределах зоны генерации следует полагать $q=0$ и для ее расчета использовать выражение

$$(\Delta\omega)_{\text{мин}} = \frac{\pi^2 \omega_r^2 G^2}{16Q^2 F_0^2} \left(S_{\text{др}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} |c_{2m}|^2 + S_{\text{гв}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} |c_{1m}|^2 \right), \quad (8)$$

в котором учтены только слагаемые, определяющие вынужденное излучение предварительно модулированного электронного пучка.

В приближении слабой нелинейности ($F_0^2 \ll 1$) из (8) находится явная связь между шириной линии и параметрами задачи, которая в случае возбуждения основного типа колебания в резонаторе с гауссовым распределением поля выражается соотношением

$$(\Delta\omega)_{\min} = \frac{\sqrt{2\pi} \pi \omega_r^2 e G \omega e^{-\omega^2 \Phi_0^2 / 2}}{64 Q^2 \eta I_0} \left(1 + \frac{k T_k (4 - \pi) \Phi_0^2}{8 m v_0^2} \right). \quad (9)$$

Здесь ω — отношение радиуса пятна поля в открытом резонаторе к длине замедляющей структуры; η — электронный КПД генератора; $\eta = F_0^2 / G$. Второе слагаемое в (9) определяет относительный вклад в ширину линии начальных тепловых флуктуаций скорости частиц, оказывающих существенное влияние, начиная с углов пролета порядка

$$\Phi_0 \simeq \sqrt{8 m v_0^2 / k T_k (4 - \pi)}.$$

При $v_0 = 0,1$ с, $T_k = 1100$ К эта величина $\Phi_0 \simeq 700$, т. е. для типичных параметров ГДИ влияние тепловых флуктуаций скорости может оказаться заметным, что также следует из результатов строгих численных расчетов (рис. 1). Здесь кривые 1, 2 построены соответственно с учетом и без учета начальной шумовой модуляции пучка.

Формула, подобная (9), получена [4] для ширины линии оротрона при учете дробовых шумов пучка. Однако она справедлива для узкого диапазона изменения ускоряющего напряжения, соответствующего $q \simeq 0$, и при ее получении делалось предположение о слабой нелинейности процесса взаимодействия пучка с полем, что соответствует небольшим превышениям I_0 над $I_{\text{пуск. мин}}$. С ростом тока пучка, начиная со значений $I_0 / I_{\text{пуск. мин}} \simeq 2 \dots 3$, на величину $\Delta\omega$ существенно влияют высшие гармоники, возбуждаемые в пучке, которые не учитывались при выводе формулы (8). Для иллюстрации такого влияния представлены расчеты $\Delta\bar{\omega}$ только с учетом основной гармоники $m = \pm 1$ (рис. 1, 2), показывающие, что влияние высших гармоник приводит к увеличению ширины линии почти на порядок; на величину $\Delta\omega$ заметно действуют гармоники с номерами до $|m| \simeq 15 \dots 20$. Аналогичное влияние временных гармоник сказывается и при расчете других флуктуационных характеристик генераторов оротронного типа.

Список литературы. 1. Русин Ф. С., Богомолов Г. Д. Оротрон — электронный прибор с открытым резонатором и отражающей решеткой // Изв. вузов. Радиофизика. 1968. Т. 11, № 5. С. 756—762. 2. Шестопалова В. П. Дифракционная электроника. 1976. 231 с. 3. Алексеев Г. А. Дробовые шумы ГДИ // Радиотехника. 1979. Вып. 49. С. 94—101. 4. Русин Ф. С., Костромин В. П. Влияние дробовых шумов на стабильность частоты оротрона // Радиотехника и электрон. 1985. Т. 30, № 9. С. 1802—1805. 5. Вагрис Д. М., Гаврилова Н. И. Естественные флуктуации в резонансных приборах с распределенным взаимодействием в неавтономном режиме работы // Радиотехника и электрон. 1987. Т. 32, № 4. С. 828—836. 6. Малахов А. Н. Флуктуации в автоколебательных системах. М., 1968. 660 с.

Поступила в редколлегию 10.08.87

**ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ НЕВЗАИМНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ
ДЛЯ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА**

Освоение миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн, развитие элементной базы на основе диэлектрических и металлодиэлектрических волноводных структур в последние годы делают возможным переход от разработки отдельных устройств волноводного тракта к созданию законченных узлов и систем в интегральном исполнении на этих волноводах. Одна из перспективных линий для интегральных схем миллиметрового диапазона волн — полосковый металлодиэлектрический волновод (ПМДВ), обладающий поляризационной устойчивостью [1], хорошими электродинамическими параметрами и сравнительной простотой изготовления. В настоящее время актуальны задачи разработки невзаимных элементов (НЭ) на базе этого волновода — ферритовых циркуляторов и вентилях, а также измерения их параметров на этапе лабораторных исследований и в процессе промышленного изготовления.

В большинстве известных измерителей невзаимных параметров осуществлен принцип последовательного измерения параметров НЭ. Вначале измеряются характеристики в одном направлении, а затем — в противоположном с обязательным изменением направления запитки исследуемого НЭ перестыковкой СВЧ-части измерителя, что увеличивает погрешность и делает невозможной автоматизацию измерений. Впервые [2] сформулированы принципы построения автоматизированных измерений НЭ, исходя из которых сделан вывод о том, что практически возможной схемной реализацией является один вариант — использование кольцевого измерительного тракта.

Проще и качественнее можно реализовать известные принципы в линейном измерительном тракте, где одновременная запитка НЭ в противоположных направлениях осуществляется включением после НЭ калиброванной нагрузки, например короткозамыкателя, которая обеспечивает обратное направление распространения сигнала в сторону генератора. При этом выполняется принцип одновременности распространения сигнала через НЭ в противоположных направлениях [2], что исключает необходимость перестыковки СВЧ-части измерителя, а задача измерения сводится к извлечению информации о каждой волне, прошедшей через НЭ, например, с помощью направленных ответвителей. Схема измерителя упрощается, уменьшаются число ее элементов и, соответственно, габариты, что особенно важно в интегральном исполнении.

Кроме того, большой недостаток кольцевого измерительного тракта — необходимость использования пары НЭ вентилях, без которых измерительный тракт может превратиться в кольцевой резонатор бегущей волны. Такие вентили, как правило, самые

узкополосные элементы схемы, причем выход за пределы рабочего диапазона вентиля увеличивает погрешность измерения в несколько раз, а отсутствие вентиля с удовлетворительными характеристиками на данном типе волновода — одна из причин неприемлемости кольцевого тракта.

От указанного недостатка свободен линейный тракт, где используемый развязывающий элемент (вентиль или аттенуатор), который включают между генератором и измерительным трактом, уменьшает влияние отраженной волны на работу генератора, поэтому требования к нему по развязке в широком диапазоне частот не столь велики.

На рис. 1 представлена схема измерителя, предназначенного для измерения прямых и обратных потерь, модулей коэффициентов передачи, НЭ или вентиляльного отношения, а также КСВ входа НЭ в линейном тракте без изменения направления его запитки.

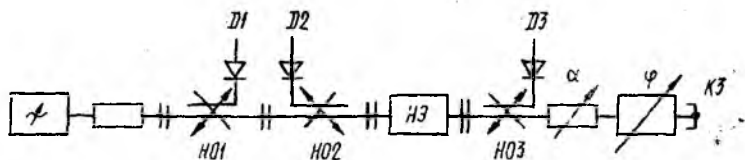


Рис. 1

В состав СВЧ-части измерителя входят генератор, развязывающий аттенуатор, три направленных ответвителя НО1—НО3 с детекторными головками Д1—Д3 во вторичных плечах, переменный аттенуатор и фазовращатель, а также короткозамыкатель. Все элементы СВЧ-тракта, за исключением генератора, выполнены на базе ПМДВ. Переходное ослабление направленных ответвителей составляет 15...20 дБ в диапазоне частот $f = 25,86...36,5$ ГГц. Коэффициент отражения детекторных головок $\Gamma_d = 0,23$. Коэффициент отражения переменных аттенуатора и фазовращателя $\Gamma_a \leq 0,07$ и $\Gamma_\varphi \leq 0,024$ соответственно.

Переменный аттенуатор работает в двух режимах: когда введено максимальное ослабление и благодаря небольшому коэффициенту отражения он представляет собой эквивалент согласованной нагрузки; когда ослабление полностью выведено, а падающая волна беспрепятственно проходит к нагрузке и затем отражается от нее. Переменный фазовращатель обеспечивает непрерывное периодическое изменение вносимого фазового сдвига в пределах не менее $\pm \pi/2$.

В измерителе использован стандартный генератор на базе металлического прямоугольного волновода, соединенный с измерительным трактом через переход. Параметры перехода: вносимые потери 0,3 дБ и КСВ $\leq 1,18$ во всем частотном диапазоне.

До начала измерений производят калибровку измерителя при полностью выведенном ослаблении переменного аттенуатора и без исследуемого НЭ. Калибровка заключается в выравнивании уров-

ней сигналов всех трех квадратичных детекторов Д1—Д3, после чего в тракт подключают исследуемый НЭ. Измерение прямых потерь, т. е. модуля коэффициента передачи в прямом направлении от генератора к нагрузке, НЭ и КСВ входа проводится при полностью введенном ослаблении аттенюатора, когда он эквивалентен согласованной нагрузке, по обычной схеме рефлектометра. Сигнал с детектора Д1 является опорным, сигналы с детекторов Д2 и Д3 несут информацию о КСВ и прямых потерях. Измерение обратных потерь НЭ осуществляется при полностью выведенном ослаблении переменного аттенюатора. Сигнал на детекторе Д2 определяется сразу тремя измеряемыми величинами: прямыми и обратными потерями и КСВ входа НЭ. Обратные потери НЭ устанавливают с учетом измеренных прямых потерь и КСВ входа при последующей обработке в низкочастотной части измерителя.

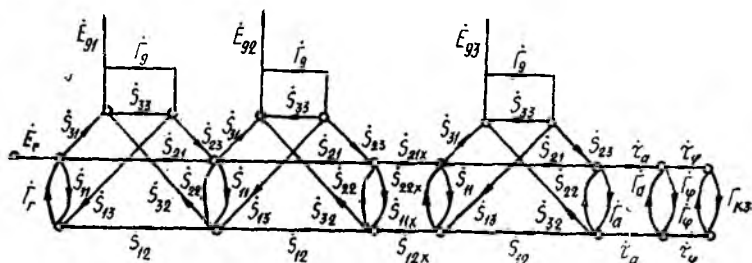


Рис. 2

Анализ работы измерителя проведен методом ориентированных графов [3]. Полный граф измерителя показан на рис. 2. Графы направленных ответвителей представляются эквивалентными шести-полюсниками с передачами S_{ij} . Допустим, что $[S]$ -матрицы всех ответвителей с присоединенными детекторами идентичны, а Γ_d — коэффициенты отражения детекторов. Ветви с передачами S_{ijx} соответствуют элементам $[S]$ -матрицы исследуемого НЭ; τ_a , Γ_a — коэффициенты передачи и отражения переменного аттенюатора; τ_ϕ , Γ_ϕ — коэффициенты передачи и отражения переменного фазовращателя, где $\tau_\phi = 1 \cdot \exp(i\phi)$, а ϕ — вносимый фазовый сдвиг; $\Gamma_{ксз}$, Γ_r — коэффициенты отражения короткозамыкателя и генератора.

Пренебрегая слагаемыми второго и более высоких порядков малости, получаем выражение для сигнала, подаваемого на первый квадратичный детектор Д1, $\dot{E}_{д1} = \dot{E}_r \cdot S_{31}$ (1), где \dot{E}_r — амплитуда сигнала генератора.

Сигнал, подаваемый на второй квадратичный детектор Д2, имеет вид

$$\dot{E}_{д2} = \dot{E}_r (S_{21}^3 S_{12} S_{21x} S_{12x} \tau_a^2 \Gamma_{ксз} S_{32} \tau_\phi^2 + S_{21}^2 S_{32} S_{11x}). \quad (2)$$

При этом коэффициенты передачи НЭ в прямом и обратном направлениях $S_{21x} = S_{21x} \exp(i\phi_{пр})$, $S_{12x} = S_{12x} \exp(i\phi_{обр})$ соответст-

венно. Сигнал, подаваемый на третий квадратичный детектор ДЗ, запишем следующим выражением: $\dot{E}_{д3} = \dot{E}_r \dot{S}_{21}^2 \dot{S}_{21x} \dot{S}_{31}$ (3). В режиме калибровки измерителя $\dot{S}_{21x} = \dot{S}_{12x} = \tau_a = 1$ и $S_{11x} = 0$. Тогда из выражений (1)–(3) с учетом квадратичности характеристик детекторов Д1–ДЗ сигналы, снимаемые с них, в режиме калибровки представим как

$$U_{д1}^k = E_r^2 S_{31}^2; U_{д2}^k = E_r^2 S_{21}^2 S_{12}^2 \Gamma_{кз}^2 S_{32}^2; U_{д3}^k = E_r^2 S_{21}^4 S_{31}^2, \quad (4)$$

где S_{31} , S_{32} — переходное ослабление ответвителей; $\Gamma_{кз}$ — модуль коэффициента отражения короткозамыкателя.

Калибровка измерителя заключается в выравнивании уровней сигналов детекторов с помощью усилителей в низкочастотной части измерителя. Тогда условие калибровки имеет вид

$$k_1 S_{31}^2 = k_2 S_{21}^2 S_{12}^2 \Gamma_{кз}^2 S_{32}^2 = k_3 S_{21}^4 S_{31}^2. \quad (5)$$

Здесь k_1 , k_2 , k_3 — коэффициенты усиления соответствующих усилителей.

Измерение прямых потерь и КСВ входа НЭ проводят при полностью введенном ослаблении переменного аттенюатора, т. е. $\tau_a = 0$. Тогда сигналы, снимаемые с квадратичных детекторов, следующие:

$$U'_{д1} = k_1 E_r^2 S_{31}^2; U'_{д2} = k_2 E_r^2 S_{21}^2 S_{32}^2 S_{11x}^2; U'_{д3} = k_3 E_r^2 S_{21}^4 S_{31}^2. \quad (6)$$

Отношение сигналов третьего и первого детекторов с учетом калибровки (5) соответствует коэффициенту передачи в прямом направлении: $N = U'_{д3}/U'_{д1} = S_{21x}^2 = 1/\alpha_{пр}^2$ (7), где $\alpha_{пр} = 1/\sqrt{N}$ — потери НЭ в прямом направлении.

Отношение сигналов второго и первого детекторов соответствует модулю коэффициента отражения от входа НЭ. Пренебрегая потерями в третьем ответвителе и неидеальностью короткозамыкателя, т. е. $S_{21}^2 S_{12}^2 \Gamma_{кз}^2 = 1$, из выражений (6) с учетом (5) получаем $M = U'_{д2}/U'_{д1} = S_{11x}^2$ (8), а затем S_{11x}^2 можно пересчитать в КСВ.

Для измерения обратных потерь ослабление переменного аттенюатора полностью выводят, т. е. $\tau_a = 1$, а сигнал, снимаемый с детектора Д2, с учетом (7), (8) запишется как

$$U''_{д2} = k_2 E_r^2 S_{21}^2 S_{12}^2 \Gamma_{кз}^2 [N S_{12x}^2 + M + 2\sqrt{NM} \cdot S_{12x} \cos(\varphi_{пр} + \varphi_{обр} + 2\varphi + 2\varphi_0)],$$

где φ_0 — геометрическая сумма аргументов комплексных величин \dot{S}_{11x} , $\dot{\Gamma}_{кз}$, \dot{S}_{12} , \dot{S}_{21} .

Непрерывное изменение вносимого фазового сдвига переменного фазовращателя φ в пределах не менее $\pm \pi/2$ обуславливает изменение во времени амплитуды сигнала $U''_{д2}$ по закону изменения величины φ . Представим отношение сигналов первого и второго детекторов при последующем усреднении во времени и с учетом калибровки (5) $L = U''_{д2}/U'_{д1} = N S_{12x}^2 + M$, а коэффициент передачи

НЭ — в обратном направлении: $S_{12x}^2 = (L - M)/N$ (9). Здесь $\alpha_{обр}^2 = 1/S_{12x}^2 = N/(L - M)$ — потери НЭ в обратном направлении, определяемые с учетом измеренных прямых потерь и КСВ входа НЭ.

Погрешность измерителя в основном зависит от неидеальности ответвителей и переотражений сигнала от исследуемого элемента и детекторов. Анализ показывает, что при реальных параметрах элементов схемы (ненаправленность ответвителей 30дБ), полагая $\Gamma_{кз} = 1$, погрешность измерений коэффициентов передачи НЭ и коэффициента отражения от входа не превышает 2 %.

Для сравнения измеряли обратные потери НЭ по известной методике путем изменения направления его запитки и соответствующей перестройки СВЧ-тракта в нескольких точках частотного диапазона. В пределах погрешности получено хорошее совпадение результатов измерений обоими методами.

Список литературы: 1. Саламатин В. В., Кондрашихин А. Б. О деполаризации волн в прямоугольных диэлектрических волноводах. К., 1986. 135 с. Деп. в УкрНИИТИ 27.09.86, № 2312. 2. Елизаров А. С. О принципах построения измерителей параметров невязанных СВЧ-четырёхполосников // Электрон. техника. Сер. Контроль-измер. аппаратура. 1970. Вып. 2. С. 3—8. 3. Силаев М. А., Брянецев С. Ф. Приложение матриц и графов к анализу СВЧ устройств // М., 1970. 248 с.

Поступила в редколлегию 20.04.87

УДК 621.317

Ю. И. ЦАРИК, Ю. Б. ГИМПЕЛЕВИЧ, И. Л. ВЕТРОВ

ВЛИЯНИЕ КОНСТРУКТИВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МНОГОЗОНДОВЫХ ИЗМЕРИТЕЛЕЙ НА ПОГРЕШНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ СВЧ УСТРОЙСТВ

При создании сложных СВЧ-трактов автономных радиотехнических систем ставится задача разработки и изготовления встроенной аппаратуры контроля их параметров. Встраиваемые датчики целесообразно применять не только для контроля параметров системы в автономном режиме работы, но и для ее настройки на этапе изготовления.

Малые габаритные размеры и масса, простота конструкции многозондовых датчиков обусловили их использование в аппаратуре встроенного контроля. Во время эксплуатации СВЧ-трактов контроль их параметров, как правило, осуществляется в узкой полосе частот (5—10 %), а обработка сигналов датчика проводится аналоговыми устройствами, основанными на спектральном методе определения параметров СВЧ-трактов [1]. Однако многозондовые датчики характеризуются частотной зависимостью фазовых расстояний между зондами, которая не учитывается аналоговыми методами обработки и в широкой полосе частот вызывает значительную погрешность измерений. К неустраняемым погрешностям

относится также погрешность, обусловленная неточностью установки зондов на требуемых расстояниях.

Применение вычислительной техники, усложнение алгоритмов обработки информации, а также калибровка измерительных систем по нескольким мерам позволяют уменьшить эти погрешности. Настройку и стендовые испытания СВЧ-трактов можно проводить в широкой полосе частот (20—40 %). Процесс измерения и обработка измерительной информации управляется ЭВМ, которая и учитывает изменение фазовых расстояний в полосе частот. В работах [2; 3] приведены алгоритмы цифровой обработки информации, предполагающие хорошее согласование генератора зондирующего сигнала. Для реализации указанных алгоритмов в измерителях, встраиваемых в автономные радиотехнические системы, необходимы дополнительные развязывающие устройства, что ограничивает возможности их применения.

В статье рассматривается алгоритм цифровой обработки сигналов многозондовых коаксиальных датчиков (трехзондовых и четырехзондовых), позволяющий решить поставленную задачу. Проводится оценка влияния технологических погрешностей изготовления датчиков на погрешность измерения, устанавливаются допуски на конструктивные параметры датчиков.

На рис. 1 представлена структурная схема блока первичного преобразования СВЧ-сигнала, включающего: многозондовый СВЧ-датчик (МД); СВЧ-коммутатор (К); схему управления коммутатором (СУ); квадратичный детектор (Д); предварительный усилитель (У). Исследуем трехзондовый датчик с расстояниями между зондами, равными $\lambda_0/6$, и четырехзондовый датчик с расстояниями порядка $\lambda_0/8$, где λ_0 — длина волны на центральной частоте диапазона. Такой выбор расстояний между элементами связи дает возможность применять указанные датчики как в цифровых измерительных системах, так и во встраиваемых аналоговых устройствах для контроля параметров СВЧ-трактов.

Выходное напряжение квадратичного детектора, подключенного СВЧ-коммутатором к i -му зонду, представим следующим выражением:

$$U_i = k_i E^2 |1 + |\Gamma|^2 + 2|\Gamma| \cos(\varphi - 2\theta_i)|/D, \quad i = 1, 2, \dots, n, \quad (1)$$

где U_i — выходное напряжение детектора; k_i — коэффициент передачи включенного канала; E — напряженность электрического поля на входе датчика; $|\Gamma|$, φ — модуль и фаза коэффициента отражения нагрузки (контролируемого устройства); θ_i — фазовые расстояния между плоскостью подключения нагрузки и плоскостью размещения i -го зонда, рассчитываемые по геометрическим разме-

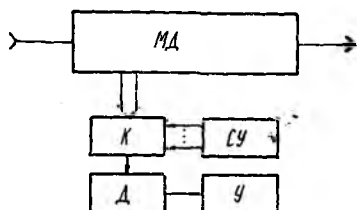


Рис. 1

рам датчика; D — коэффициент, зависящий от согласования генератора, параметров контролируемой нагрузки и параметров датчика; n — число зондов в датчике.

В зависимости от количества зондов система уравнений (1) содержит ряд неизвестных, отражающих конструктивные особенности датчика (k_1, \dots, k_n), которые определяются при калибровке по нагрузке с известными параметрами. Это позволяет уменьшить число неизвестных системы (1) и разрешить ее относительно измеряемых параметров исследуемой нагрузки. Наиболее удобно проводить калибровку по согласованной нагрузке, позволяющей определить относительные чувствительности T_i каналов. Полагая $|\Gamma| = 0$, из выражения (1) находим

$$U_i = k_i E^2 / D; T_i = U_i / U_1 = k_i / k_1, i = 1, 2, \dots, n. \quad (2)$$

С учетом соотношения (2) система уравнений (1) примет вид

$$u_i = U_i / T_i = Q [1 + |\dot{\Gamma}|^2 + 2|\dot{\Gamma}| \cos(\varphi - 2\theta_i)], \quad Q = k_1 E^2 / D, \quad Q > 0. \quad (3)$$

Вычитаем из первого уравнения системы (3) третье, а из второго — n -е, где $n = 3$ или $n = 4$,

$$\begin{aligned} u_1 - u_3 &= 2Q|\dot{\Gamma}| [\cos\varphi(\cos 2\theta_1 - \cos 2\theta_3) + \sin\varphi(\sin 2\theta_1 - \sin 2\theta_3)]; \\ u_2 - u_n &= 2Q|\dot{\Gamma}| [\cos\varphi(\cos 2\theta_2 - \cos 2\theta_n) + \sin\varphi(\sin 2\theta_2 - \sin 2\theta_n)]. \end{aligned} \quad (4)$$

В результате решения (4) получим квадратурные составляющие комплексного коэффициента отражения и $\operatorname{tg}\varphi$:

$$X = 2Q|\dot{\Gamma}| \cos\varphi; Y = 2Q|\dot{\Gamma}| \sin\varphi; \operatorname{tg}\varphi = Y/X. \quad (5)$$

Поскольку $|\dot{\Gamma}| > 0$, то по знакам X и Y определяем квадрант, которому принадлежит φ .

Разделив любое m -е уравнение на любое j -е уравнение системы (3) и сгруппировав члены при неизвестном $|\dot{\Gamma}|$ с одинаковыми степенями, запишем

$$|\dot{\Gamma}|^2 - |\dot{\Gamma}| 2 \frac{u_m \cos(\varphi - 2\theta_j) - u_j \cos(\varphi - 2\theta_m)}{u_j - u_m} + 1 = 0. \quad (6)$$

Номера уравнений (m, j) выбираются таким образом, чтобы разность $u_j - u_m$ как можно больше отличалась от нуля, что позволяет уменьшить погрешность обработки на ЭВМ.

Решение уравнения (6) относительно $|\dot{\Gamma}|$ при условии $|\dot{\Gamma}| \ll 1$ дает

$$\begin{aligned} |\dot{\Gamma}| &= \frac{u_m \cos(\varphi - 2\theta_j) - u_j \cos(\varphi - 2\theta_m)}{u_j - u_m} - \\ &- \sqrt{\left[\frac{u_m \cos(\varphi - 2\theta_j) - u_j \cos(\varphi - 2\theta_m)}{u_j - u_m} \right]^2 - 1}. \end{aligned} \quad (7)$$

В выражениях (5), (7) устранена зависимость параметров $(\Gamma, |\Gamma|)$ от уровня мощности СВЧ-генератора и его рассогласования, учитываемого коэффициентом D . Из формул (5), (7) следует, что у рассматриваемых типов многозондовых датчиков погрешность измерения модуля и фазы коэффициента отражения обусловлена следующими факторами: погрешностью измерения напряжения на выходе квадратичного детектора; погрешностью установки зондов; погрешностью установки частоты генератора СВЧ.

Погрешность измерения модуля или фазы коэффициента отражения опишем выражением

$$\Delta = \sqrt{S_u^2 \Delta U^2 + S_\theta^2 \Delta \theta^2 + S_f^2 \Delta f^2}, \quad (8)$$

где $S_u = \sqrt{\sum_{i=1}^n (\partial/\partial U_i)^2}$; $S_\theta = \sqrt{\sum_{i=1}^n (\partial/\partial \theta_i)^2}$; $S_f = \partial/\partial f$ — коэф-

фициенты чувствительности модуля или фазы по параметрам U_i, θ_i, f ; ΔU — абсолютная погрешность измерения напряжения на выходе квадратичного детектора; $\Delta \theta$ — абсолютная погрешность установки фазовых расстояний между плоскостью подключения нагрузки и плоскостями размещения зондов; Δf — абсолютная погрешность установки частоты генератора СВЧ; $i = 1, 2, \dots, n$. Параметр $\Delta \theta$ рассчитывается по погрешности установки геометрических расстояний Δl между зондами: $\Delta \theta = 360 \Delta l / \lambda$. Ввиду сложности аналитических выражений частных производных, дифференцирование проводилось численными методами с применением ЭВМ.

Частотные зависимости коэффициентов чувствительности для трехзондового датчика с межзондовым расстоянием $\lambda_0/6$ показаны на рис. 2; для четырехзондового датчика с межзондовым расстоянием $\lambda_0/8$ — на рис. 3 (a, b — по направлению на выходе D ; α, ε — по фазовому расстоянию между зондами; δ, e — по частоте). Графики представлены для 25 % полосы частот при $|\Gamma| = 0,3$ и различных значений фазы коэффициента отражения ($1 - \varphi = 45^\circ$; $2 - 90^\circ$; $3 - 135^\circ$; $4 - 180^\circ$). Результаты расчета позволяют при заданной погрешности измерения модуля и фазы коэффициента отражения установить допустимые погрешности измерения напряжения на выходе квадратичного детектора, установки зондов, установки частоты генератора СВЧ.

Анализ зависимостей показывает, что при $\Delta U = 4 \text{ мВ}$ ($U_{\text{макс}} = 4 \text{ В}$), $\Delta l = 0,1 \text{ мм}$, $\Delta f = 1 \text{ МГц}$, погрешность измерения модуля и фазы коэффициента отражения для трехзондового датчика не превышает: в дециметровом диапазоне ($\lambda = 30 \text{ см}$) $\delta_\Gamma = 0,9 \%$, $\Delta \varphi = 0,5^\circ$; в сантиметровом диапазоне ($\lambda = 3 \text{ см}$) $\delta_\Gamma = 3 \%$, $\Delta \varphi = 1,2^\circ$; в миллиметровом диапазоне ($\lambda = 0,3 \text{ см}$) $\delta_\Gamma = 23 \%$, $\Delta \varphi = 10^\circ$. Для четырехзондового датчика: в дециметровом диапазоне $\delta_\Gamma = 1,5 \%$, $\Delta \varphi = 0,5^\circ$; в сантиметровом диапазоне $\delta_\Gamma = 5 \%$, $\Delta \varphi = 1^\circ$; в миллиметровом диапазоне $\delta_\Gamma = 43 \%$, $\Delta \varphi = 9^\circ$.

Согласно результатам моделирования работы измерительной системы значения параметров исследуемых нагрузок, рассчитанные по алгоритму (5) — (7), не зависят от уровня мощности генератора СВЧ при условии неизменности этого уровня за период измерения напряжений на всех зондах.

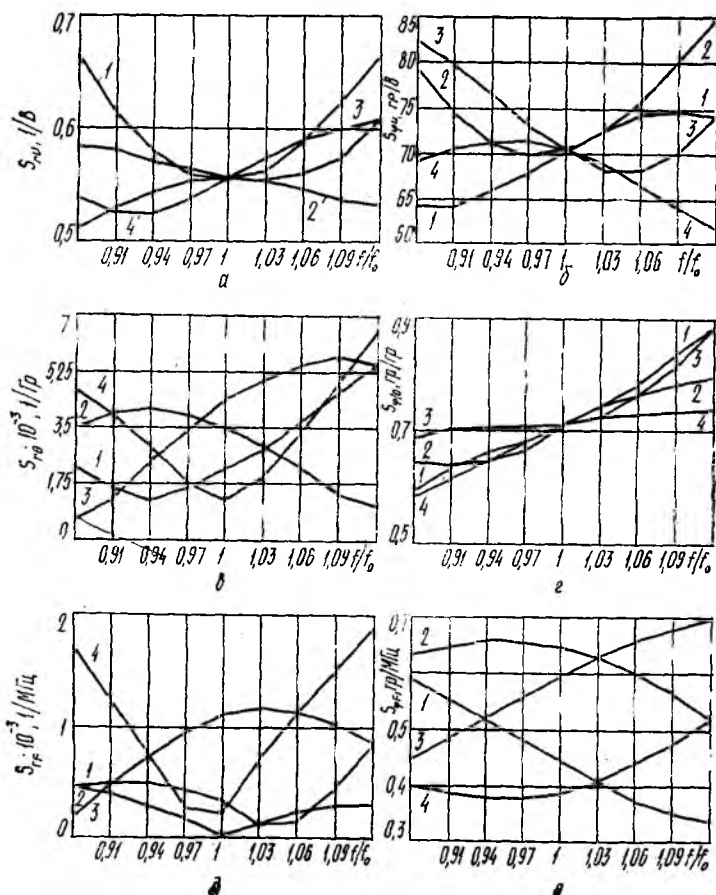


Рис. 2

Сравнение частотных характеристик коэффициентов чувствительности по параметрам U , Θ , f показало, что независимо от типа датчика наибольший вклад в погрешность измерения в дециметровом диапазоне вносит погрешность измерения напряжения на выходе квадратичного детектора, в сантиметровом и миллиметровом диапазонах — погрешность установки расстояний между плоскостями размещения зондов и плоскостью подключения нагрузки. Таким образом, в коротковолновой части сантиметрового и миллиметрового диапазонов для достижения приемлемых погрешностей

измерения точность установки зондов должны быть порядка сотых долей миллиметра.

Из результатов расчетов следует, что в случае применения трехзондового датчика погрешность измерения модуля коэффициента отражения примерно в два раза меньше погрешности измерения

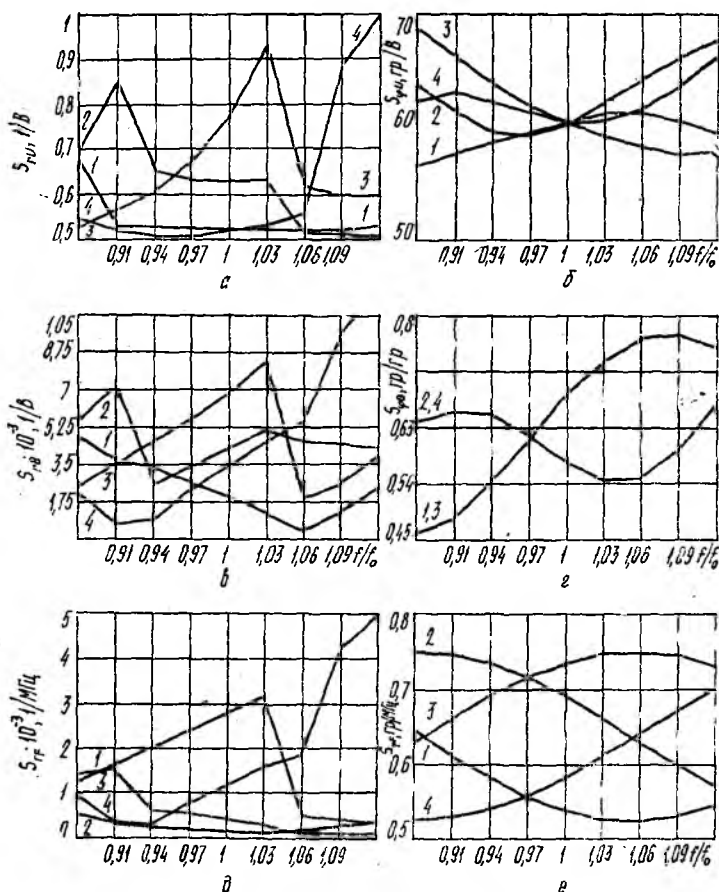


Рис. 3

при использовании четырехзондового датчика. Погрешность измерения фазы коэффициента отражения в случае применения трехзондового датчика примерно в 1,1 раза больше по сравнению с погрешностью измерения при использовании четырехзондового датчика.

Список литературы: 1. Бондаренко И. К., Гимпилевич Ю. Б., Зиборов С. Р., Применение спектрального анализа для идентификации S-параметров СВЧ устройств // Методы теории идентификации в задачах измерительной техники и метрологии: Тез. докл. III Всесоюз. симп. Новосибирск, 1982. С. 238—240. 2. Бондаренко И. К., Гимпилевич Ю. Б., Выходцев В. М., Царик Ю. И. Автоматическая система для измерения полных сопротивлений

в коаксиальных трактах на основе микро-ЭВМ // Методы теории идентификации в задачах измерительной техники и метрологии: Тез. докл. III Всесоюз. симп. Новосибирск, 1982. С. 235—237. 3. Бондаречко И. К., Гимпилевич Ю. Б., Царик Ю. И. Микропроцессорный измеритель параметров СВЧ устройств // Радиоизмерения: Материалы X науч.-техн. конф. Каунас, 1985. Т. 1. С. 89—93.

Поступила в редколлегию 20.04.87

УДК 621.373

Л. А. ДИДЫК, Л. И. РУДЕНКО

ИСТОЧНИКИ ДИНАМИЧЕСКИХ ПОГРЕШНОСТЕЙ ИЗМЕРЕНИЯ НЕСТАБИЛЬНОСТИ МОЩНОСТИ НЕПРЕРЫВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРОВ

В устройствах для измерения нестабильности мощности непрерывного излучения CO_2 -лазеров возможно использование тепловых преобразователей. Основное их преимущество в том, что они не требуют охлаждения и позволяют производить непрерывные измерения в течение 6—8 ч. Низкая чувствительность не является в данном случае недостатком, поскольку уровни излучаемой CO_2 -лазерами мощности значительны. Однако из-за инерционности использование таких преобразователей возможно лишь в узком частотном диапазоне измеряемой нестабильности. Его можно несколько расширить, если преобразователь изготовить в виде микропроволочной решетки [1] и использовать корректирующие звенья [2]. Однако низкая помехоустойчивость последних может затруднить использование в схемах измерительных устройств механических ослабителей из-за вызываемых ими помех.

В работе сделаны оценки возможных погрешностей, обусловленных инерционностью звеньев, а также модуляцией пучка излучения механическим ослабителем.

Структурная схема устройства для измерения нестабильности

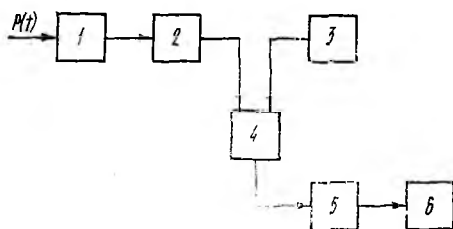


Рис. 1

мощности [1] представлена на рис. 1. Излучение лазера через механический ослабитель 1 поступает на первичный преобразователь 2. Его выходной сигнал, пропорциональный текущему значению мощности, и образцовое напряжение источника 3 сравниваются устройством 4. Разностный сигнал, пропорциональный нестабильности мощности, через усилитель 5 поступает на регистрирующее (анализирующее) устройство 6.

Рассмотрим реакцию схемы на изменяющийся во времени (нестабильный) уровень мощности, модулированный механическим

ослабителем. Введем некоторые упрощения. Будем считать, что сигнал нестабильности имеет форму синусоиды, а ослабитель осуществляет модуляцию пучка излучения прямоугольными импульсами, т.е.

$P(t) = [P_0 + P_n \sin(\omega_n t)] f(t)$ (1), где P_0 — средний уровень мощности; P_n , ω_n — амплитуда и круговая частота нестабильности мощности; $f(t)$ — модуляционная функция механического ослабителя,

$$f(t) = \begin{cases} 1, & nT_n \leq t \leq nT_n + \tau_n; \\ 0, & (nT_n + \tau_n) < t < (n+1)T_n, \quad n = 0, 1, 2, \dots; \end{cases}$$

T_n , τ_n — период и длительность импульсов модуляции; усилительные звенья и сравнивающее устройство — безынерционные; тепловой преобразователь — инерционное звено первого порядка, его передаточная функция [2]: $\beta(p) = \beta_0 / (1 + \tau p)$, в которой β_0 , τ — коэффициент преобразования и постоянная времени; p — оператор интегрального преобразования Лапласа-Карсона; регистрирующее устройство, например самопишущий прибор с магнитоэлектрическим механизмом, — инерционное звено второго порядка, его передаточная функция [3] $\Phi(p) = S / (T^2 p^2 + 2\zeta T p + 1)$. Здесь S , T , ζ — чувствительность, постоянная времени и показатель успокоения соответственно.

Эту задачу можно разбить на три частные: определение реакции схемы на скачкообразное включение постоянного уровня мощности P_0 , на гармоническую составляющую и на импульсно-модулированный изменяющийся уровень мощности. Первую задачу рассматривать не будем, в связи с тем что нас интересует область больших времен, значительно больших постоянной времени самого инерционного звена — теплового преобразователя.

При решении второй задачи положим $f(t) = 1$ (импульсная модуляция отсутствует). Представив (1) в операторной форме $P(p) = P_0 + P_n \omega_n / (\omega_n^2 + p^2)$ и используя известные правила, для схемы рис. 1 запишем отклонение пера регистратора $\alpha(t)$ в операторной форме

$$\alpha(p) = [P(p)\beta(p)aK_1 - U_0K_2]K_3\Phi(p), \quad (2)$$

где a , K_1 , K_2 , K_3 — коэффициенты передачи ослабителя мощности, сравнивающего устройства по его входам и усилителя сигнала нестабильности соответственно; U_0 — напряжение образцового источника. Применяя к (2) обратное преобразование, для квазистационарного режима имеем

$$\alpha(t) = (P_0B_1 - U_0B_2) + P_nB_1A \sin(\omega_n t - \varphi). \quad (3)$$

Здесь

$$\begin{aligned} B_1 &= \beta_0 a K_1 K_3 S; \quad B_2 = K_2 K_3 S; \\ \varphi &= \arcsin \{ A [2\zeta T \omega_n + \tau \omega_n (1 - T^2 \omega_n^2)] \}; \\ A &= \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega_n \tau)^2}} \frac{1}{\sqrt{(1 - \omega_n^2 T^2)^2 + (2\zeta \omega_n T)^2}}. \end{aligned} \quad (4)$$

Уравнение (3) связывает отклонение пера регистратора с параметрами всех звеньев измерительной цепи. Его первое слагаемое характеризует стационарный режим устройства, второе — квазистационарный. Входящий в него коэффициент A учитывает частотные свойства теплового преобразователя (первый сомножитель выражения (4)) и регистрирующего устройства (второй сомножитель). Если задаться погрешностью ϵ , то частота, на которой выходной сигнал уменьшится на эту же величину:

$$F = \frac{1}{2\pi\tau} \sqrt{\frac{1}{(1-\epsilon)^2} - 1}. \quad (5)$$

Оценка по формуле (5) показывает, что частотный диапазон устройств на основе тепловых преобразователей составляет десятые и даже сотые доли герца. Например, при $\epsilon = 0,05$ и $\tau = 0,5$ с получаем $F_n = 0,05$ Гц. Расширить его, как уже отмечалось, можно включением в схему корректирующих звеньев.

Другой источник частотной погрешности — регистратор. Принимая результирующую частотную погрешность цепи первичный преобразователь — регистратор равной ϵ_p и исходя из того, что $(1 - \epsilon_p) = (1 - \epsilon)(1 - \epsilon_{py})$ (ϵ_{py} — частотная погрешность регистрирующего устройства), из (4) находим область значений T/T_n (T_n — период сигнала нестабильности мощности), при которых суммарная частотная погрешность не превысит допустимую величину ϵ_p :

$$\frac{T}{T_n} \leq \frac{1}{2\pi} \sqrt{-g + \sqrt{-g + \left(\frac{1-\epsilon}{1-\epsilon_p}\right)^2 - 1}} \quad (6), \quad g = 2\zeta^2 - 1.$$

Оценка по формуле (6) показывает, что погрешность, обусловленная инерционностью регистратора, будет малой, если период собственных колебаний его механизма в несколько десятков раз меньше периода сигнала нестабильности. Так, при $\zeta = 0,95$ для получения $\epsilon_{py} = 3\%$ необходимо обеспечить $T/T_n \approx 0,025 - 0,03$. При $T_n \geq 1$ с это условие выполнимо, потому что ряд регистраторов имеет частотный диапазон до нескольких десятков герц (Н320-1 до 20 Гц, Н327-1 до 100 Гц).

Изучим погрешности, вызываемые механическим ослабителем. Для этого решим третью сформулированную задачу: рассмотрим реакцию первичного преобразователя на уровень мощности, изменяющийся согласно (1). Используя известные соотношения [4], запишем эту зависимость в изображениях Лапласа-Карсона:

$$P(p) = P_0 Q(p) + P_n G(p),$$

где

$$Q(p) = \frac{1 - e^{-\sigma T_n}}{1 - e^{-p T_n}}; \quad G(p) = p \sum_{n=0}^{\infty} \int_{nT_n}^{(n+1)T_n} e^{-pt} \sin(\omega_n t) dt.$$

Тогда получим относительное значение выходного сигнала системы

ослабитель — первичный преобразователь: $U(p) = U_-(p) + U_~(p)$ (7).
Здесь $U_-(p) = Q(p)/(1 + p\tau)$; $U_~(p) = G(p)/(1 + p\tau)$.

Функция $U_-(p)$ — изображение реакции инерционного преобразователя на импульсно-модулированный поток мощности постоянного уровня, $U_~(p)$ — изображение его реакции на импульсно-модулированную гармоническую составляющую. Их оригиналы определяем, применяя теорему о вычетах [4]. Оригинал функции $U_-(p)$

$$U_-(t) = \frac{\tau_n}{T_n} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) + \frac{2}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{u}{k} \sin\left(k\pi \frac{\tau_n}{T_n}\right) \times \\ \times [\sin(k\omega_n t + \psi) - e^{-\frac{t}{\tau}} \sin \psi], \quad (8)$$

где

$$u = 1/\sqrt{1 + (k\omega_n\tau)^2}; \quad \psi = 2k\pi \left(1 - \frac{\tau_n}{2T_n}\right) + \arcsin u.$$

Первое слагаемое выражения (8) описывает постоянную составляющую, сумма — пульсацию выходного сигнала первичного преобразователя δU , обусловленную импульсной модуляцией луча лазера. Результаты вычисления пульсации при $t \gg \tau$, нормированной к отношению τ_n/T_n , даны на рис. 2. Ее амплитуда уменьшается с ростом τ/T_n , но остается существенной даже при больших его значениях, например, при $\tau/T_n = 60$ $\delta U = 1\%$, что затрудняет измерения, особенно при использовании корректирующих звеньев, повышающих быстродействие схем с инерционными преобразователями. В этом случае чувствительность измерительной цепи к помехам возрастает на столько, на сколько повышается быстродействие [2]. Ослабляет действие помехи включенный в схему измерительного устройства подавляющий фильтр.

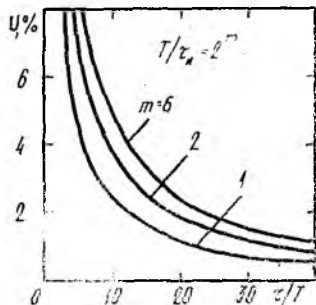


Рис. 2

Для упрощения вычисления оригинала функции $U_~(p)$ считаем, что первичный преобразователь безинерционный. Тогда формула, описывающая выходной сигнал преобразователя, совпадает с функцией (1), а выражение (8) при $\tau = 0$ является разложением в ряд Фурье функции $f(t)$. Учитывая это, находим

$$U_~(t) = \frac{P(t)}{P_0} \left[\frac{\tau_n}{T_n} + \frac{2}{\pi} \times \right. \\ \left. \times \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k} \sin\left(k\pi \frac{\tau_n}{T_n}\right) \cos(k\omega_n t + \varphi) \right], \quad (9)$$

где

$$\varphi = 2k\pi \left(1 - \tau_n/2T_n\right).$$

Вычисления по формуле (9) показали, что частота огибающей выходного сигнала первичного преобразователя равна разности

частот модуляции и сигнала измеряемой нестабильности, т. е. проявляется стробоскопический эффект. Он может сильно затруднить измерения или сделать их невозможными из-за искажений, возникающих в результате трансформации в рабочую область частот флюктуаций мощности, лежащих вне ее. Одним из источников такой помехи бывает пульсация мощности, обусловленная пульсацией напряжения источника накачки лазера. Оба вида помех наблюдали экспериментально. При постоянной времени термоэлектрического преобразователя 1 с и периоде импульсной модуляции 0,011 с амплитуда пульсации, обусловленной импульсной модуляцией излучения CO_2 -лазеров, составила примерно 0,5 %. Включение в схему корректирующего звена с коэффициентом коррекции 10 повысило ее на порядок и вызвало сильные искажения измеряемого сигнала. Для подавления пульсации потребовалось включение в схему фильтра с коэффициентом ослабления 40 дБ на декаду.

В эксперименте по наблюдению стробоскопической помехи использовался He—Ne-лазер с изменением уровня мощности в пределах $\pm 10\%$ из-за пульсации напряжения накачки лазера. Излучение поступало через механический ослабитель на фотопреобразователь. Его выходной сигнал наблюдался с помощью осциллографа. Огибающая импульсной последовательности по форме повторяла пульсацию и имела разностную частоту 5 Гц (частота пульсации — 100 Гц, модуляции — 95 Гц). При изменении частоты модуляции соответственно изменялась частота огибающей выходного сигнала фотопреобразователя. В эксперименте с термоэлектрическим преобразователем наблюдалась не импульсная последовательность, а ее огибающая, поскольку он обладает интегрирующим свойством.

Таким образом, инерционность микропроволочных преобразователей ограничивает их частотный диапазон величиной порядка нескольких сотых-десятых долей герца. Дополнительную частотную погрешность вызывает регистрирующее устройство. Она мала, если период собственных колебаний механизма регистратора в несколько десятков раз меньше периода измеряемой нестабильности. Причиной значительной погрешности могут быть также пульсация и стробоскопическая помеха, создаваемые механическим ослабителем, поскольку их амплитуды соизмеримы с полезным сигналом. Ослабить помехи можно с помощью фильтров, исключить — только используя ослабитель мощности, работающий на принципе спектрального отражения или поглощения.

Список литературы: 1. *Установка для измерения нестабильности мощности излучения квантовых генераторов* / Л. А. Дыдык, В. Д. Кукуш, О. Е. Марыжковский, А. И. Тесленко // Техн. электрон. 1977. Вып. 2. С. 126—130. 2. *Шукшунов В. Е.* Корректирующие звенья в устройствах измерения нестационарных температур. М., 1970. 120 с. 3. *Куликовский Л. Ф.* Автоматические информационно-измерительные приборы. М.; Л., 1966. 424 с. 4. *А. Анго.* Математика для электро- и радиоинженеров / Пер. с фр.; Под ред. К. С. Шифрина. М., 1965. 780 с.

Поступила в редколлегию 08.04.87

О КОНСТРУКЦИИ ПРОТОЧНОГО ГАЗОВОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ МОЩНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Несмотря на широкое использование газовых преобразователей в спектроскопии, для контроля состава излучения, широкого применения при измерении энергетических параметров они не получили. Между тем отмечается перспективность их использования в этом направлении [1]. Такие преобразователи имеют преимущества перед традиционными средствами контроля энергетических параметров лазерного излучения: возможность создания широкодиапазонных, с легко изменяемыми характеристиками преобразователей, относительная простота конструкции, высокий верхний предел контролируемой мощности излучения. Наиболее разработаны конструкции оптико-акустических и оптико-термических преобразователей (ОАП и ОТП), которые можно легко приспособить и для измерения мощности лазерного излучения. Но применение их при сверхвысоких плотностях потока мощности излучения затруднительно, поскольку, как правило, они выполняются с входными окнами, подвергающимися лучевому, тепловому или иного рода разрушению. Кроме того, ОАП (ОТП) работают с импульсным или модулированным излучением, поэтому их использование для контроля параметров непрерывного мощного лазерного излучения требует применения модуляторов, обладающих низкой лучевой стойкостью и нестабильностью параметров. Указанные недостатки отсутствуют в проточных газовых преобразователях, позволяющих достичь предельных плотностей контролируемой мощности, однако конструктивные их особенности, а также вопросы выбора параметров поглотителя пока не отражены в литературе.

Рассмотрим конструктивные особенности проточных газовых calorиметрических преобразователей мощности лазерного излучения, проводя, где это возможно, сравнение их с ОАП и ОТП.

Особенности оптико-термического эффекта определяются давлением газа в ячейке. Когда оно велико, преобладает безызлучательная релаксация возбужденных молекул в результате их столкновений между собой, поглощенная энергия выделяется в объеме газа, что приводит к повышению поступательной энергии молекул и в конечном счете к общему нагреву газа. При малых же давлениях возбужденные молекулы непосредственно передают энергию возбуждения стенкам ячейки при столкновении с ней. Температура стенки повышается. В основном ОТП работают при малых давлениях. В этом случае ячейка (обычно цилиндрического типа) имеет внутреннюю поверхность из термочувствительного материала, выходной сигнал которого позволяет судить о поглощенной мощности, а следовательно, и о мощности контролируемого излучения. Поглощенная мощность определяется законом Бугера—Ламберта: $P_n = P(1 - e^{-\alpha L}) \sim \alpha PL$ при $\alpha L \ll 1$, где P — мощность излуче-

ния на входе ячейки; L — длина области взаимодействия; α — коэффициент поглощения на единицу длины. Выходной сигнал, а следовательно, и чувствительность ОАП и ОТП определяются геометрией ячейки, эффективным объемом газа, заключенным в ней, и соотношением ее размеров с параметрами контролируемого пучка [1]. Чувствительность повышается при уменьшении объема ячейки. Одновременно на поперечное сечение ячейки налагается дополнительное условие $r_{эф}/W_L = q$ (1), связывающее эффективный радиус камеры $r_{эф} = (V/(\pi L))^{1/2}$ (V — объем ячейки, L — ее длина) с характерным размером лазерного пучка W_L через коэффициент q . Величина q находится из допустимого фонового сигнала, возникающего при попадании излучения на боковые стенки ячейки, и выбирается в пределах от 2 до 5. Для минимизации фоновых сигналов от окон ячейку выполняют из материала с высокой теплопроводностью (медь, алюминий). Наконец, чувствительность ОАП зависит от параметров поглощающего газа, в частности от его теплопроводности. При низких частотах модуляции замена газа может изменять ее в десятки раз. Существенным оказывается и влияние мольной теплоемкости. Если влиянием теплопроводности можно пренебречь при достаточно больших частотах модуляции излучения, то влияние теплоемкости необходимо учитывать всегда [2].

В отличие от ОАП и ОТП проточные газовые калориметрические преобразователи мощности лазерного излучения, как правило, работают при высоких и относительно постоянных давлениях поглощающего газа. Лазерное излучение, в частном случае с гауссовым профилем, распространяется вдоль ячейки, через которую прокачивается поглотитель. Температура последнего на выходе ячейки контролируется одним из доступных методов (например, болометрами) и позволяет судить о поглощенной в потоке и, следовательно, контролируемой мощности излучения. В отличие от ОАП и ОТП в проточных газовых калориметрических преобразователях информативной величиной обычно является установившееся значение температуры, которое определяется не только значением времени тепловой релаксации в газе, а и (или) скоростью потока. Кроме того, если в ОАП (ОТП) пренебрегают зависимостью параметров газа от приращения температуры, которое невелико, то в проточных калориметрических преобразователях этого делать нельзя, поэтому необходимо принять во внимание нелинейности характеристики преобразования, определяющие выбор режимов работы и параметров поглотителя. На эффективный радиус луча также следует наложить условие (1), однако величина q требует своего уточнения.

Очевидно, что с некоторым приближением процессы в проточных газовых калориметрических преобразователях можно описать нелинейным уравнением теплопроводности с учетом эффекта движения среды, которое совместно с граничными условиями представляет их математическую модель. Анализ такой модели возможен лишь численными методами, например разностными. Выделим

для исследования следующие конструктивные характеристики преобразователя:

соотношение радиуса приемной ячейки и эффективного радиуса пучка в случае гауссового распределения мощности в его поперечном сечении, влияние указанного распределения на коэффициент преобразования; влияние теплопроводности стенки и теплоотдачи на границе на коэффициент преобразования; зависимость коэффициента преобразования от эффективной длины области взаимодействия при заданной скорости потока поглотителя, а также влияние параметров потока; коэффициент поглощения; теплопроводность газа при заданной скорости потока.

Степень влияния соотношения радиуса приемной ячейки и эффективного радиуса луча в наиболее важном случае гауссовых пучков рассмотрим при поглощении излучения на стенках ячейки и без него. Первый случай отражает влияние собственно распределения мощности на характеристику преобразования, второй — влияние фонового сигнала из-за поглощения на стенках. Пусть распределение мощности описывается гауссовым профилем, однако с постоянной амплитудой максимума P_0

$$P = P_0 e^{-\frac{(X-X_0)^2}{W^2}},$$

где P_0 — амплитуда максимума мощности излучения; W — полуширина распределения на уровне $1/e$; X_0 — центр распределения. Распределение меняется от гауссового с радиусом W до равномерного с амплитудой P_0 . Результаты анализа показали, что коэффициент преобразования нелинейно зависит от полуширины распределения W . На соответствующей характеристике можно выделить две области: $r_{эф}/W > 4$ — коэффициент преобразования практически не зависит от распределения мощности, однако, если скорость потока равна нулю, он составляет лишь 30 % от максимально возможного, достигаемого при равномерном распределении; когда $r_{эф}/W < 4$ (2), коэффициент преобразования экспоненциально возрастает и асимптотически стремится к своему максимальному значению. В случае $r_{эф}/W \sim 1,6$ отличие этих значений составляет не более 17 %.

Без принятия специальных мер обеспечить условия (2) на практике невозможно из-за наличия поглощения на стенках ячейки. Пусть на границе приемной ячейки выполняются условия полного поглощения попадающего на него излучения и удовлетворяются условия второго рода, т. е. задан тепловой поток в виде

$$\kappa_{ст} \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha J,$$

где $\kappa_{ст}$ — теплопроводность стенки ячейки; αJ — плотность поглощенной на боковой поверхности ячейки мощности. Проведенный анализ показал, что в случае, когда поглощаемое на стенках излучение равномерно распределено по их поверхности, зависимостью

от распределения мощности можно пренебречь при $r_{\text{эф}}/W > 4$. Дальнейшее уменьшение последнего соотношения вызывает скачкообразное повышение температуры в установившемся режиме, связанное с появлением фонового сигнала. Учитывая возможные «блуждания» луча, можно рекомендовать выбор величины $r_{\text{эф}}/W \sim 5 \dots 7$, что практически совпадает с соответствующими значениями для ОАП.

Влияние теплопроводности стенки, а также теплоотдачи на границе на коэффициент преобразования рассматривалось при определении на боковой поверхности ячейки граничных условий третьего рода

$$\kappa_{\text{ст}} \frac{\partial T}{\partial y} = \gamma T,$$

где γ — коэффициент теплоотдачи с боковой поверхности. Установлено, что влияние указанных параметров зависит от теплопроводности непосредственно самого поглотителя. В наиболее важном случае теплопроводности поглотителя, близкой к теплопроводности воздуха, увеличение теплопроводности стенки приводит к изменениям второго порядка малости в величине коэффициента преобразования. Отсюда следует, что выбор материала приемной камеры не изменяет характеристики проточного газового калориметрического преобразователя мощности лазерного излучения. Это подтверждено экспериментально.

Проточные газовые калориметрические преобразователи мощности лазерного излучения часто используются с газами, обладающими малым коэффициентом поглощения. Повысить коэффициент преобразования таких устройств можно в результате увеличения эффективной длины L области взаимодействия излучения с поглотителем, что при постоянной скорости потока связано с увеличением времени взаимодействия. Согласно исследованиям при нелинейности параметров поглотителя зависимость от длины L области взаимодействия также носит нелинейный характер. На рис. 1 приведены указанные характеристики при изменении величины L от 0,05 до 1,25 м с обозначением штриховыми линиями зависимостей, соответствующих постоянному и равному $5 \cdot 10^{-6} \text{ м}^{-1}$ коэффициенту поглощения. Для удобства сравнения характеристики нормированы относительно коэффициента преобразования при величине $L = 0,05 \text{ м}$. При постоянном коэффициенте поглощения чувствительность (K_2) преобразователя линейно возрастает с увеличением длины области взаимодействия L . Повышение скорости потока, как и следовало ожидать, снижает коэффициент преобразования. Если же коэффициент поглощения зависит от температуры, в экспериментах принималась экспоненциальная зависимость [3], соответствующие характеристики имеют существенно нелинейный характер (сплошные линии на рис. 1). Здесь коэффициент преобразования (чувствительность) уменьшается более чем в 6 раз. Вид нелинейности определяется видом температурной зависимости коэффициента поглощения.

Рассматривалось также влияние теплопроводности поглотителя. Характер ее обуславливается преобладающими механизмами диссипации энергии в преобразователе — вынужденной конвекцией либо теплопроводностью. На рис. 2 представлена зависимость относительного коэффициента преобразования от теплопроводности поглотителя, которая изменялась от 0,01 до 0,101 Вт/(м · К). Существенное влияние теплопроводность оказывает при малых скоростях потока (менее 0,40 м/с). В этом диапазоне зависимость имеет резко спадающий экспоненциальный характер, преобладает диссипация энергии в основном теплопроводностью. Наибольшая погрешность от замены поглотителя возникает именно здесь. Влияние скорости потока показано на рисунке.

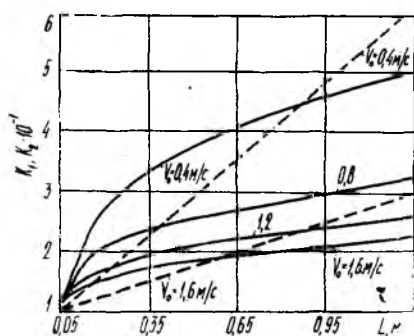


Рис. 1

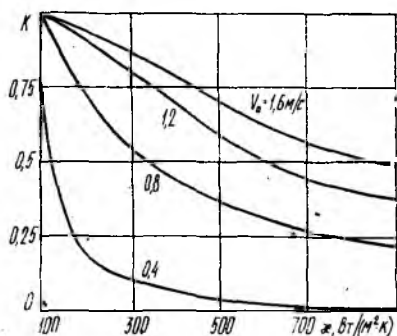


Рис. 2

Таким образом, на характеристики проточного газового калориметрического преобразователя мощности лазерного излучения существенное влияние оказывает род поглотителя, зависимость его параметров от температуры. Характеристики в больших пределах варьируются выбором соответствующей скорости потока. Проведенные исследования позволили определить требования к конструкции преобразователя, выбору параметров потока. Полученные результаты можно использовать при оценке погрешностей, возникающих в проточных газовых калориметрических преобразователях мощности лазерного излучения.

Список литературы: 1. Жаров В. П., Летохов В. С. Лазерная оптико-акустическая спектроскопия. М., 1984. 320 с. 2. Оптико-акустический метод в лазерной спектроскопии молекулярных газов / А. Б. Антипов, В. А. Капитанов, Ю. Н. Пономарев, В. А. Сапожникова. Новосибирск, 1984. 128 с. 3. Исследование поглощения излучения перестраиваемого CO_2 лазера водяным паром в диапазоне 9—11 мкм / В. Н. Арефьев, Б. Н. Погадаев, Н. И. Сизов и др. // Квантовая электроника. 1983. Т. 10, № 3. С. 496—502.

Поступила в редколлегию 20.04.87

И. А. ВЯЗЬМИТИНОВ, С. С. ВЯЗЬМИТИНОВА, В. А. РЕЗУНЕНКО

**ДВА КОНЦЕНТРИЧЕСКИХ СФЕРИЧЕСКИХ СЕГМЕНТА
В СИММЕТРИЧНОМ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ**

Пусть два концентрических бесконечно тонких идеально проводящих сферических сегмента, имеющих потенциалы Φ_1 и Φ_2 , находятся в аксиально симметричном электростатическом поле, которое описывается потенциалом Φ_0 . Введем декартову и сферическую системы координат, начала которых совместим с центром сферических сегментов, а ось Oz сориентируем в направлении оси симметрии структуры. В сферической системе координат радиусы внутреннего и внешнего сегментов зададим величинами a_1 и a_2 ($a_1 < a_2$), а углы среза плоскостями, параллельными xOy , — θ_1 и θ_2 . Предполагая, что источник, поле которого описывается потенциалом Φ_0 , находится на оси симметрии структуры на расстоянии r_0 от начала координат, запишем

$$\Phi_0 = \sum_{n=0}^{\infty} I_n P_n(\cos \theta) \begin{cases} \frac{1}{r_0} \left(\frac{r}{r_0}\right)^n M_n, & r < r_0; \\ \frac{1}{r} \left(\frac{r_0}{r}\right)^n M_n^{(1)}, & r > r_0, \end{cases} \quad (1)$$

где I_n , M_n , $M_n^{(1)}$ — известные величины.

Требуется найти распределение потенциала источника (1) в присутствии исследуемой структуры.

Для решения применим метод интегрального преобразования Абеля [1] — один из вариантов метода частичного обращения оператора задачи [2; 3]. Разделим пространство на три частичных области, в каждой из которых отыскиваемые потенциалы представим в виде рядов

$$\Phi_{a_1}^{(1)} = \sum_{n=0}^{\infty} a_n^{(1)} r^n P_n(\cos \theta), \quad r < a_1; \quad (2)$$

$$\Phi_{a_1}^{(2)} = \sum_{n=0}^{\infty} a_n^{(2)} r^{-n-1} P_n(\cos \theta), \quad a_1 < r < a_2; \quad (3)$$

$$\Phi_{a_2}^{(1)} = \sum_{n=0}^{\infty} b_n^{(1)} r^n P_n(\cos \theta), \quad a_1 < r < a_2; \quad (4)$$

$$\Phi_{a_2}^{(2)} = \sum_{n=0}^{\infty} b_n^{(2)} r^{-n-1} P_n(\cos \theta), \quad r > a_2, \quad (5)$$

коэффициенты которых принадлежат гильбертовым пространствам $l_2^{(i)}$ (i равно 2, 3, 4, 5), определяемым условием конечности интеграла энергии в любой ограниченной области пространства, не содержащей источников поля [4].

Рассмотрим случай размещения источника внутри малого сегмента ($r_0 < a_1$). Из граничных условий находим связь между коэффициентами разложений потенциалов (1)–(5):

$$\bar{Y}_n + a_n^{(1)} a_1^{(n)} = a_n^{(2)} a_1^{-n-1} + b_n^{(1)} a_1^n, \quad a_n^{(2)} a_n^{-n-1} + b_n^{(1)} a_2^n = b_n^{(2)} a_2^{-n-1}, \quad (6)$$

где $\bar{Y}_n = a_1^{-1} (r_0/a_1)^n Y_n M_n^{(1)}$, n равно 0, 1, 2, ..., и устанавливаем связанные парные сумматорные системы функциональных уравнений первого рода с ядром в виде полиномов Лежандра

$$\sum_{n=0}^{\infty} \{a_n^{(1)} a_1^n + \bar{Y}_n\} P_n(\cos \theta) = \varphi_1, \quad \theta_1 < \theta \leq \pi;$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} \left\{ -(n+1) \frac{1}{a_1} \bar{Y}_n + n a_n^{(1)} a_1^{n-1} + (n+1) a_n^{(2)} a_1^{-n-2} - \right.$$

$$\left. - n b_n^{(1)} a_1^{n-1} \right\} P_n(\cos \theta) = 0, \quad 0 \leq \theta < \theta_1; \quad (7)$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} b_n^{(2)} a_2^{-n-1} P_n(\cos \theta) = \varphi_2, \quad \theta_2 < \theta \leq \pi;$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} \left\{ -(n+1) a_n^{(2)} a_2^{-n-1} + b_n^{(1)} a_2^{n-1} n + \right.$$

$$\left. + (n+1) b_n^{(2)} a_2^{-n-2} \right\} P_n(\cos \theta) = 0, \quad 0 \leq \theta < \theta_2. \quad (8)$$

Из них в дальнейшем будем определять неизвестные коэффициенты рядов (2)–(5).

Системы (7), (8) имеют неограниченные в $l_2^{(i)}$ операторы. Поэтому классические схемы отыскания решений, применяемые к ограниченным операторам в конечномерных пространствах, здесь непригодны. Регуляризуем системы, используя алгоритм полного обращения оператора электростатической задачи, соответствующей одному сферическому сегменту. Для системы (7) такая структура — сегмент радиуса a_1 , а для системы (8) — сегмент радиуса a_2 .

На первом шаге регуляризации оператора задачи обратим вспомогательные интегральные операторы типа Абеля. Для этого в (7), (8) исключим коэффициенты $a_n^{(2)}$, $b_n^{(1)}$ с помощью (6) и введем обозначения:

$$A_n = a_n^{(1)} a_1^n, \quad B_n = b_n^{(2)} a_2^{-n-1}; \quad \varepsilon_n^{(1)} = \left(\frac{a_1}{a_2}\right)^{2n+1} \left[1 - \left(\frac{a_1}{a_2}\right)^{2n+1}\right]^{-1};$$

$$\varepsilon_n^{(2)} = \left(\frac{a_1}{a_2}\right)^n \left[1 - \left(\frac{a_1}{a_2}\right)^{2n+1}\right]^{-1}, \quad n \text{ равно } 0, 1, 2, \dots, \quad (9)$$

где $\varepsilon_n^{(1)} = O((a_1/a_2)^{2n+1})$, $\varepsilon_n^{(2)} = O((a_1/a_2)^n)$ при $n \rightarrow \infty$. Подставив (9) в (7), (8) и воспользовавшись связью

$$(2n+1) P_n(x) = P'_{n-1}(x) - P'_{n+1}(x)$$

(штрих обозначает дифференцирование по аргументу), проинтегрируем по θ в (7), (8) уравнения, заданные на интервалах $0 \leq \theta <$

$\leq \theta_1$ и $0 \leq \theta < \theta_2$. Поскольку коэффициенты A_n, B_n принадлежат одному и тому же гильбертовому пространству l_2 и полиномы $P_n(\cos \theta)$ при $\theta = 0$ и $n \neq 0$ равны нулю, константы, возникающие при интегрировании, равны нулю.

Воспользовавшись интегральными представлениями Мелера—Дирихле [5] для полиномов Лежандра, сведем сумматорные уравнения к однородным интегральным уравнениям типа Абеля, имеющим единственное тривиальное решение [6]. Обратив эти уравнения, установив эквивалентные исходным сумматорные функциональные уравнения, но уже с ядром в виде элементарных функций, ортогональных на интервале $[0, \pi]$. Воспользовавшись этим, а также принадлежностью коэффициентов A_n, B_n разложений гильбертовому пространству l_2 , полуобратим сумматорные функциональные уравнения. В результате установим эквивалентные (7), (8) связанные системы линейных алгебраических уравнений второго рода (СЛАУ-II):

$$A_n + \sum_{m=0}^{\infty} (A_m \varepsilon_m^{(1)} - B_m \varepsilon_m^{(2)}) \alpha_{nm}(\theta_1) = \sum_{m=0}^{\infty} \tilde{H}_m \varepsilon_m^{(1)} - \delta_{nm} + 1) \alpha_{nm}(\theta_1) + \varphi_1 [\delta_{n0} - \alpha_{n0}(\theta_1)]; \quad (10)$$

$$B_n + \sum_{m=0}^{\infty} (B_m \varepsilon_m^{(1)} - A_m \varepsilon_m^{(2)} \frac{a_1}{a_2}) \alpha_{nm}(\theta_2) = \sum_{m=0}^{\infty} \tilde{H}_m \varepsilon_m^{(2)} \frac{a_1}{a_2} \alpha_{nm}(\theta_2) + \varphi_2 [\delta_{n0} - \alpha_{n0}(\theta_2)], \quad (11)$$

$$\text{где } \alpha_{nm}(x) = \frac{1}{\pi} \left[\frac{\sin(n-m)x}{n-m} - \frac{\sin(n+m+1)x}{n+m+1} \right], \quad n \neq m;$$

$$\alpha_{nn}(x) = \frac{1}{\pi} \left[x - \frac{\sin(2n+1)x}{2n+1} \right], \quad n = m$$

(δ_{nm} — символ Кронекера; n, m равно 0, 1, 2 ...).

При размещении источника в областях $a_1 < r < a_2$ или $r > a_2$ решение задачи проводится аналогично и получающиеся при этом СЛАУ-II, с точностью до линейных замен, имеют вид (10), (11). Таким образом, независимо от места расположения источника, к полученным СЛАУ-II могут быть применены единообразные методы решения, например, метод редукции или метод последовательных приближений.

Важное достоинство установленных систем, характерное для метода интегрального преобразования Абеля в целом, исключительная простота матричных элементов, вычисление которых сводится к вычислению элементарных функций.

Используя асимптотические $n \rightarrow \infty$ оценки параметров малости $\varepsilon_n^{(1)}, \varepsilon_n^{(2)}$, нетрудно показать, что матричные операторы систем вполне непрерывны в соответствующих гильбертовых пространствах $l_2^{(t)}$. Это служит доказательством существования и единственности решений этих систем, а также обоснованием применимости к решению систем метода редукции в широком диапазоне изменения параметров задачи.

Приведенное решение электростатической задачи относится к случаю некоторого обобщенного источника, расположенного на оси симметрии структуры и создающего аксиально симметричное электростатическое поле. Примером конкретной реализации такого источника может служить электростатический диполь, расположенный на оси Oz , момент которого ориентирован вдоль последней, либо заряженная круговая петля, ось симметрии которой совпадает с осью Oz .

В первом случае коэффициенты разложения потенциала поля источника в ряд Фурье имеют вид

$$I_n = F(n) \frac{|\vec{P}|}{4\pi}, \quad M_n^{(1)} = n, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (12)$$

$$\text{во втором} — I_n = F(n) \frac{Q}{4\pi} P_n(\cos \alpha_0), \quad M_n^{(1)} = 1, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (13)$$

(в обоих случаях предполагаем, что источник находится на Oz в области $r < a_1$). Здесь \vec{P} — дипольный момент; Q — полный заряд петли; α_0 — полярный угол, характеризующий угловой размер петли в сферической системе координат; $F(n) = 1$, если источник расположен выше начала координат, $F(n) = (-1)^{n+1}$ — источник ниже начала координат.

Рассмотрим вопрос об экранирующих свойствах исследуемой структуры для двух, указанных источников.

Пусть источник (электростатический диполь или заряженная круговая петля) находится внутри малого сегмента ($r_0 < a_1$) и выполняются условия: $a_1 \ll a_2$; $\theta_1 = \theta_2 = \theta_0 < 60^\circ$; $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$ (14) означающие, что структура представляет собой два заземленных концентрических сегмента с одинаковыми углами раскрытия и сильно отличающимися радиусами. Воспользовавшись быстрой сходимостью метода редукции применительно к СЛАУ-II (10), (11) и решив связанную систему второго рода относительно коэффициентов A_0, B_0 , найдем, что, с точностью до величин порядка a_1/a_2 и θ_0^2 , в случае диполя $A_0 = B_0 = 0$, а в случае круговой заряженной петли

$$A_0 = B_0 = \frac{\theta}{4\pi^2 a_2} \frac{\theta_0 - \sin \theta_0}{1 + 2 \frac{a_1}{a_2} (\theta_0 - \sin \theta_0)}.$$

Отсюда следует, что при выполнении условий (14) поле электростатического диполя экранируется исследуемой структурой лучше, чем поле заряженной петли. В последнем случае полная экранировка наблюдается только при $\theta_0 = 0$.

Список литературы: 1. Шестопалов В. П. Сумматорные уравнения в современной теории дифракции. К., 1983. 252 с. 2. Дифракция волн на решетках / В. П. Шестопалов, Л. Н. Литвиненко, С. А. Масалов, В. Г. Сологуб. Х., 1973. 288 с. 3. Шестопалов В. П., Кириленко А. А., Масалов С. А. Матричные уравнения типа свертки в теории дифракции. К., 1984. 293 с. 4. Смайт В. Электростатика и электродинамика. М., 1954. 604 с. 5. Бейтмен Г., Эрдейи А. Вышие трансцендентные функции. М., 1974. Т. II. 295 с. 6. Трикоми Ф. Интегральные уравнения. М., 1960. 299 с.

Поступила в редколлегию 01.12.87

СО Д Е Р Ж А Н И Е

<i>Пресняков И. Н., Афанасьев Ю. В.</i> Обобщенный алгоритм косвенной нелинейной фильтрации марковских процессов	3
<i>Прюги О. В.</i> Оценка дисперсии определения временного положения радиоимпульса на фоне хаотических импульсных помех	8
<i>Голиков В. С., Сумцов В. В., Емельянов А. В.</i> Оптимальная диадная междупериодная обработка	12
<i>Симовская С. Ф., Алехин В. И.</i> Оценка погрешности спектрального анализа локационного сигнала на фоне шума акустической доплеровской системы	16
<i>Вишневецкий В. И., Вишневецкий С. В.</i> Обнаружение псевдослучайных фазоманипулированных сигналов и определение их параметров в условиях априорной неопределенности	21
<i>Быков В. Н., Быкова Н. И., Кулаков В. А., Султанов А. С.</i> Методы модуляции шумовых сигналов	26
<i>Иванов М. А., Сватовский И. И.</i> Микроэлектронная реализация быстродействующего адаптивного порогового декодера сверточных кодов	30
<i>Захаров Л. П.</i> Пороговые свойства генераторов на негatronах с регулировкой активных и отрицательных сопротивлений	38
<i>Волосюк В. К.</i> Анализ влияния неидентичности коэффициентов рассеяния на качественные показатели многочастотного подповерхностного зондирования	43
<i>Бочдарь Б. Г., Гуртовой М. И., Кащеев Б. Л., Белоус В. В., Петров И. И., Аносов В. Н., Беседин В. Н., Василенко А. В.</i> Модуль антенного устройства для исследования динамики атмосферы	46
<i>Сахацкий В. Д.</i> К вопросу об эффективности экранирования гармонического и негармонического излучения	49
<i>Карпунин А. В., Журавлев В. Я., Меняйло А. Д., Домрин О. И.</i> Сквозное автоматизированное проектирование интегральных частотных элементов на основе нелинейных резонансных цепей	54
<i>Шпагин Ю. В., Мартыненко Л. Г., Нерух А. Г.</i> Распределение поля на металлическом эллипсоиде в случае многомодового режима волновода	58
<i>Кудрявченко И. В., Мельников А. В.</i> Исследование широкополосности неизлучающего диэлектрического волновода	65
<i>Тиховский В. Ю., Нешмонин П. В., Пащенко Ж. Ф., Пироженко В. К.</i> Автоматизированное проектирование волноводных щелевых мостов. <i>Сообщение 4.</i> Анализ расчета параметров <i>H</i> -моста	70
<i>Бондаренко И. Н., Гнесь А. С., Гнесь Н. О.</i> Режекторные фильтры СВЧ на основе волноводно-коаксиальных структур	77
<i>Бородин А. В., Волков В. Г., Хорунжий В. А., Касторный В. А.</i> Исследование точностных характеристик интегральных резонаторных фильтров на ПАВ	81
<i>Черняков Э. И., Канарик Г. Г., Кухтин М. П.</i> К расчету групповой задержки и коэффициента дисперсии одномодовых волокон	85

<i>Писаренко В. М., Шадрин А. А., Галаган А. В.</i> Реализация алгоритма решения трехмерного уравнения Пуассона методом Хокни	88
<i>Шаворыкина Т. Р., Щербинин Г. П.</i> Влияние рассинхронизма на выходные характеристики ЛБВ с квантовомеханической точки зрения	92
<i>Ваврик Д. М., Гаврилова Н. И., Громов Г. А.</i> Расчет ширины линии резонансных приборов оротронного типа	98
<i>Кочдрашихин А. Б.</i> Измерение параметров невязанных элементов для интегральных схем миллиметрового диапазона	104
<i>Царик Ю. И., Гимпелевич Ю. Б., Ветров И. Л.</i> Влияние конструктивных характеристик многозондовых измерителей на погрешность измерения параметров СВЧ устройств	108
<i>Дидык Л. А., Руденко Л. И.</i> Источники динамических погрешностей измерения нестабильности мощности непрерывного излучения лазеров	114
<i>Иванов С. В., Демьянков И. Ф.</i> О конструкции проточного газового преобразователя мощности лазерного излучения	119
<i>Вязьмитинов И. А., Вязьмитинова С. С., Ревуненко В. А.</i> Два концентрических сферических сегмента в симметричном электростатическом поле	124

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

РАДИОТЕХНИКА

Выпуск 89

Редактор *В. В. Арнаутова*
 Художественный редактор *Т. П. Короленко*
 Технический редактор *Г. П. Александрова*
 Корректор *Л. Н. Быкова*

ИБ № 12566

Сдано в набор 16.08.89. Подписано в печать 07.12.89. БЦ 15850. Формат 60×90/16. Бум. тип. № 1. Гарнитура литературная. Печать высокая. Усл. печ. л. 8. Усл. кр.-отт. 8,25. Уч.-изд. л. 9,9. Тираж 1000 экз. Изд. № 1734. Зак. 9-358. Цена 1 р. 40 к.

Издательство при Харьковском государственном университете
 310003 Харьков, ул. Университетская

Отпечатано с матриц книжной фабрики имени
 городской типографии № 16, 310003 Харьков
 Зак. 1766.

XНУРЕ Радvotekhnuka



710263