

621.396(06)
P 15

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ УКРАИНЫ

**ХАРЬКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ**

РАДИОТЕХНИКА

**Всеукраинский межведомственный
научно-технический сборник**

Основан в 1965 г.

ВЫПУСК 104

ХНУРЕ Radyotekhnika



805790

Харків

Харківський державний технічний
університет радіоелектроніки

1997

Сборник включен в список специальных изданий ВАК Украины по физико-математическим и техническим наукам

В сборнике рассмотрены проблемы радиолокации, метеорной и спутниковой связи. Изложены новые методы использования лазеров, вопросы совершенствования СВЧ-техники. Проанализированы методы и системы защиты информации.

Для преподавателей вузов, научных работников и специалистов.

У збірнику розглянуто проблеми радіолокації, метеорологічного та супутникового зв'язку. Викладено нові методи використання лазерів, питання вдосконалення СВЧ-техніки. Проаналізовано методи й системи захисту інформації.

Для викладачів вищих закладів освіти, науковців і фахівців.

Редакционная коллегия: гл. ред., д-р техн. наук проф. *А.И. Терещенко*, зам. гл. ред., канд. техн. наук проф. *В.И. Алексин*, отв. секретарь, канд. техн. наук доц. *Ж.Ф. Пащенко*, д-р физ.-мат. наук проф. *Б.М. Булгаков*, д-р техн. наук проф. *И.Д. Горбенко*, д-р техн. наук проф. *Б.Л. Кащеев*, д-р техн. наук проф. *Н.И. Кравченко*, д-р физ.-мат. наук проф. *В.М. Кузьмичев*, акад. НАН Украины *Л.Н. Литвиненко*, д-р техн. наук проф. *А.А. Молчанов*, д-р физ.-мат. наук проф. *В.А. Омельченко*, д-р техн. наук проф. *В.В. Поповский*, д-р техн. наук проф. *А.И. Стрелков*, д-р физ.-мат. наук проф. *О.А. Третьяков*, д-р физ.-мат. наук проф. *Н.А. Хижняк*, д-р техн. наук проф. *Я.С. Шифрин*, д-р техн. наук проф. *С.Н. Шостка*

Ответственный за выпуск д-р техн. наук проф. *Н.И. Кравченко*

Адрес редакционной коллегии: Украина, 310726 Харьков-726, просп. Ленина, 14, Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники (ХТУРЭ), тел. 40-93-97

ПОПЕРЕЧНЫЕ ЩЕЛИ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ СО СЛОИСТЫМ ДИЭЛЕКТРИКОМ

В СВЧ-устройствах значительную роль играют узкие щели в стенках волноводов. Они используются для обеспечения электромагнитной связи смежных объемов, одним из которых может быть другой волновод или свободное полупространство. Чтобы расширить возможности управления характеристиками устройства, прибегают к усложнению внутренней структуры волноводов, в частности к заполнению их слоистым диэлектриком. Резонансные свойства узких щелей и их энергетические параметры (коэффициенты отражения, прохождения, излучения) существенно изменяются по сравнению с таковыми в полном волноводе. Они определяются в результате решения задачи рассеяния щелью волноводной волны, падающей на нее со стороны генератора СВЧ. Основопологающим этапом нахождения энергетических параметров щели в волноводе с диэлектриком является решение задачи возбуждения ею волновода. Между тем в научной литературе реализация этого этапа освещена недостаточно.

Решим задачу возбуждения прямоугольного волновода с трехслойным диэлектриком поперечным магнитным током для двух вариантов расположения слоев диэлектрика: параллельно узким (рис. 1) или широким (рис. 2) стенкам волновода, а также выведем соответствующие формулы для внутренней проводимости щели.

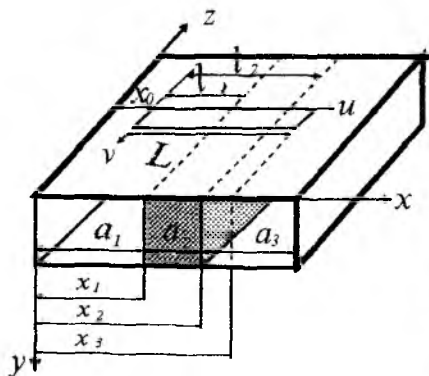


Рис. 1

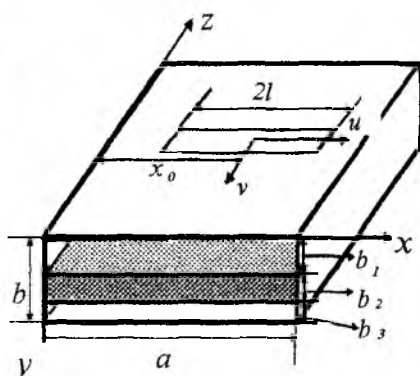


Рис. 2

Для решения задачи возбуждения поперечным магнитным током наиболее удобен метод собственных волн [1], поскольку для такого тока не возникает проблема расходимости отдельных фрагментов решения, как в случае возбуждения волновода продольным магнитным током [2]. Собственными волнами волновода со слоистым диэлектриком являются LE - и LM -волны, порождаемые магнитным и электрическим векторами Герца, направленными перпендикулярно к границам смежных слоев диэлектрика [3]. Полагаем, что стенки волновода идеально проводящие, а потери в диэлектрике отсутствуют.

Слой диэлектрика параллельны узким стенкам волновода

Для записи полей LE - и LM -волн воспользуемся вспомогательными векторами Герца

$$\bar{\Pi}^m = \bar{x}^0 \Pi_x^m; \quad (1)$$

$$\bar{\Pi}^e = \bar{x}^0 \Pi_x^e; \quad (2)$$

$$\Pi_x^m = \varphi^m(x) \cos \chi_n y e^{\mp i h^m z};$$

$$\Pi_x^e = \varphi^e(x) \sin \chi_n y e^{\mp i h^e z}.$$

Функции $\varphi^m(x)$ и $\varphi^e(x)$ имеют такую же структуру, что и функции (7), (8) из [2] при условии, что $A_n^m = 1$ и $A_n^e = 1$, $\chi_n = n\pi/b$; продольные волновые числа h^m и h^e определяют из дисперсионных уравнений для LE - и LM -волн соответственно, остальные неизвестные коэффициенты в представлении $\varphi^m(x)$ и $\varphi^e(x)$ получают в процессе вывода этих уравнений. Заметим, что в формуле (7) работы [2] допущена описка: в нижней строчке этой формулы следует $\cos \alpha_{3n}(a-x)$ заменить на $\sin \alpha_{3n}(a-x)$.

Пусть поперечная щель длиной L , шириной d прорезана в широкой стенке волновода таким образом, что ее начало находится над первым слоем диэлектрика, а конец — над третьим (см. рис.1). Ограничимся приближением, согласно которому электрическое поле в щели направлено поперек нее, постоянно в этом направлении, а распределение его вдоль оси щели описывается набором синусоидальных вектор-функций вида

$$\bar{e}_q = \bar{v}^0 \frac{1}{d} \sin \frac{q\pi u}{L}, \quad (3)$$

где u, v – координаты вдоль и поперек щели; \vec{v}^0 – орт вдоль оси v .

Найдем магнитное поле \vec{H} , возбужденное электрическим полем (3) под щелью в поперечном сечении, определяемом координатой z в области $z_0 \leq z \leq z_0 + d$ (z_0 – продольная координата одной из широких сторон контура щели). В соответствии с теорией возбуждения волноводов [1; 4] представим \vec{H} как комбинацию полей $\vec{H}^{(\pm s)}$ собственных волн:

$$\vec{H} = \sum_s C^{(s)}(z) \vec{H}^{(s)} + \sum_s C^{(-s)}(z) \vec{H}^{(-s)}, \quad (4)$$

где s – обобщенный индекс, указывающий тип волны; знаки плюс и минус перед s соответствуют волнам, распространяющимся в сторону $z > 0$ и $z < 0$.

Амплитудные коэффициенты $C^{(\pm s)}(z)$ в общем виде определяются следующим образом [1; 4]:

$$C^{(s)}(z) = -\frac{1}{N_{|s|}} \int_{x_0}^{x_0+L} \int_{z_0}^z [\vec{e}_q, \vec{H}^{(-s)}] \vec{n}^e dS; \quad (5)$$

$$C^{(-s)}(z) = -\frac{1}{N_{|s|}} \int_{x_0}^{x_0+L} \int_z^{z_0+d} [\vec{e}_q, \vec{H}^{(s)}] \vec{n}^e dS. \quad (6)$$

Здесь x_0 – координата левого края щели вдоль оси x ; $\vec{n}^e = -\vec{y}^0$ – орт внешней нормали к поверхности щели; $N_{|s|}$ – нормирующий множитель вида [4],

$$N_{|s|} = \iint_S \left\{ [\vec{E}^{(s)}, \vec{H}^{(-s)}] - [\vec{E}^{(-s)}, \vec{H}^{(s)}] \right\} \vec{z}^0 dS, \quad (7)$$

где \vec{z}^0 – орт в положительном направлении оси z .

Интегрирование в (7) ведется по площади S поперечного сечения волновода.

Из формул (5) и (6) видно, что в случае использования поперечных щелей, для которых орты \vec{v}^0 и \vec{z}^0 параллельны ($\vec{v}^0 = -\vec{z}^0$), щель

возбуждает в волноводе только LE -волны, поскольку у LM -волн отсутствует проекция вектора магнитного поля на ось x .

Когда речь идет об LE -волнах, проинтегрированное выражение (7) для нормирующего множителя в формулах (5), (6) (назовем его $N_{\mu n}^m$) имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
 N_{\mu n}^m = & \frac{b}{2 - \delta_{0n}} W_0 k h_{\mu n}^m (\chi_n^2 + h^m) \cdot \left\{ a_1 \left(1 - \frac{\sin 2\alpha_1^m a_1}{2\alpha_1^m a_1} \right) + \right. \\
 & + a_2 \frac{\alpha_1^{m2}}{\alpha_2^{m2}} \cos^2 \alpha_1^m a_1 \left(1 - \frac{\sin 2\alpha_2^m a_2}{2\alpha_2^m a_2} \right) + \\
 & + a_2 \frac{\alpha_1^m}{\alpha_2^m} \sin 2\alpha_1^m a_1 \frac{1 - \cos 2\alpha_2^m a_2}{2\alpha_2^m a_2} + \\
 & \left. + a_2 \sin^2 \alpha_1^m a_1 \left(1 + \frac{\sin 2\alpha_2^m a_2}{2\alpha_2^m a_2} \right) + C^m a_3 \left(1 - \frac{\sin 2\alpha_3^m a_3}{2\alpha_3^m a_3} \right) \right\}. \quad (8)
 \end{aligned}$$

Здесь b — размер узкой стенки волновода; δ_{0n} — символ Кронекера; $n = 0, 1, 2, 3, \dots$; $W_0 = 120\pi$ — волновое сопротивление свободного пространства; $k = 2\pi/\lambda$; λ — длина волны в свободном пространстве; $h_{\mu n}^m$ — продольное волновое число для $LE_{\mu n}$ -волны, $h_{\mu n}^{m2} = h_{\mu 0}^{m2} - \chi_n^2$, $\chi_n = n\pi/b$, $h_{\mu 0}^m$ — корень с номером μ дисперсионного уравнения для $LE_{\mu 0}$ -волны; a_j ($j = 1, 2, 3$) — размер вдоль оси x слоя диэлектрика с номером j ; ϵ_j — диэлектрическая проницаемость этого слоя; $\alpha_j = \sqrt{k^2 \epsilon_j - h_{\mu 0}^2}$, верхний индекс m здесь опущен, поскольку этим соотношением удобно пользоваться и для LM -волн, несмотря на то, что LM -волна с индексом $n = 0$ не существует и волновое число $h_{\mu 0}^e$ играет лишь вспомогательную роль. Для краткости в формуле (8) нижние индексы μn в символах α_j^m опущены. Выражение для C^m имеет следующий вид:

$$C^m = \left[\left(\alpha_1^m / \alpha_2^m \right) \cos \alpha_1^m a_1 \sin \alpha_2^m a_2 + \right. \\ \left. + \sin \alpha_1^m a_1 \cos \alpha_2^m a_2 \right] / \sin \alpha_3^m a_3. \quad (9)$$

Для полноты и единообразия изложения приведем для этой же геометрии нормирующий множитель (7), соответствующий LM -волнам. Назовем его $N_{\nu n}^e$, причем нижний индекс ν обозначает номер корня дисперсионного уравнения для LM -волн при фиксированном значении $n = 0$, верхний индекс e подчеркивает связь $N_{\nu n}^e$ с электрическим вектором Герца $\vec{\Pi}^e$. Тогда

$$N_{\nu n}^e = \frac{kb}{2W_0} h_{\nu n}^e h_{\nu 0}^{e2} (1 - \delta_{0n}) \times \left\{ \varepsilon_1 a_1 \left(1 + \frac{\sin 2\alpha_1^e a_1}{2\alpha_1^e a_1} \right) + \right. \\ \left. + \varepsilon_2 a_2 \left[\left(\frac{\alpha_1^e}{\alpha_2^e} \sin \alpha_1^e a_1 \right)^2 \left(1 - \frac{\sin 2\alpha_2^e a_2}{2\alpha_2^e a_2} \right) - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{\alpha_1^e \varepsilon_1}{\alpha_2^e \varepsilon_2} \sin 2\alpha_1^e a_1 \frac{1 - \cos 2\alpha_2^e a_2}{2\alpha_2^e a_2} + \right. \right. \\ \left. \left. + \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \cos \alpha_1 a_1 \right)^2 \left(1 + \frac{\sin 2\alpha_2^e a_2}{2\alpha_2^e a_2} \right) \right] + C^e \varepsilon_3 a_3 \left(1 + \frac{\sin 2\alpha_3^e a_3}{2\alpha_3^e a_3} \right) \right\}. \quad (10)$$

Коэффициент

$$C^e = - \left[\left(\alpha_1^e / \alpha_2^e \right) \sin \alpha_1^e a_1 \cos \alpha_2^e a_2 + \right. \\ \left. + \left(\varepsilon_1 / \varepsilon_2 \right) \cos \alpha_1^e a_1 \sin \alpha_2^e a_2 \right] / \left(\alpha_3^e / \alpha_2^e \right) \sin \alpha_3^e a_3. \quad (11)$$

Здесь также нижние индексы νn опущены, все обозначения имеют тот же смысл, что и в (8), (9), только верхний индекс m заменен на e , а нижний μ — на ν .

Дисперсионные уравнения для LE - и LM -волн в рассматриваемом случае (рис.1) можно найти в [3] и [2]. Подчеркнем, что доминантной здесь является LE_{10} -волна. Поля собственных волн \vec{E} и \vec{H} ,

фигурирующие в общих выражениях (4) и (7), использованы в нормировке, принятой при определении векторов Герца $\vec{\Pi}^m$ и $\vec{\Pi}^e$ в (1), (2).

Формула для внутренней проводимости щели выводится следующим образом. После интегрирования в (5) и (6) с учетом (3) получаем выражение для H_x — проекции на ось x вектора магнитного поля, возбужденного щелью в волноводе в области ее расположения. Это поле используем для получения Y_{pq}^i — внутренней взаимной частичной проводимости щели по гармоникам (3) с номерами p и q . Общий вид выражения для указанной проводимости в соответствии с теоретическими положениями из [4] представлен формулой (9) в работе [2]. Расчетная формула для рассматриваемой щели выглядит следующим образом:

$$Y_{pq}^i = \frac{2}{id} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{\mu=1}^{\infty} \frac{h_{\mu 0}^{m4}}{h_{\mu n}^m N_{\mu n}^m} I_q I_p \times \left[1 - e^{-ih_{\mu n}^m d/2} \frac{\sin(h_{\mu n}^m d/2)}{h_{\mu n}^m d/2} \right]. \quad (12)$$

Выражение для I_q является довольно сложным:

$$I_q = \alpha_1 \left\{ \left[\sin \chi_q l_1 \cos \alpha_1 a_1 - \chi_q \left(\cos \chi_q l_1 \frac{\sin \alpha_1 a_1}{\alpha_1} - \frac{\sin \alpha_1 x_0}{\alpha_1} \right) \right] / (\chi_q^2 - \alpha_1^2) + \left[\cos \alpha_1 a_1 (\sin \chi_q l_2 \cos \alpha_2 a_2 - \sin \chi_q l_1 - \chi_q \cos \chi_q l_2 \frac{\sin \alpha_2 a_2}{\alpha_2}) - \frac{\sin \alpha_1 a_1}{\alpha_1} \left[\chi_q (\cos \chi_q l_2 \cos \alpha_2 a_2 - \cos \chi_q l_1) + \alpha_2 \sin \chi_q l_2 \sin \alpha_2 a_2 \right] \right] / (\chi_q^2 - \alpha_2^2) + \left(\cos \alpha_1 a_1 \frac{\sin \alpha_2 a_2}{\alpha_2} + \cos \alpha_2 a_2 \frac{\sin \alpha_1 a_1}{\alpha_1} \right) \times \right.$$

$$\times \left[\sin \chi_q l_2 \cos \alpha_3 a_3 - \chi_q \left((-1)^q \frac{\sin \alpha_3 (a - x_3)}{\alpha_3} - \cos \chi_q l_2 \frac{\sin \alpha_3 a_3}{\alpha_3} \right) \right] / \left[\frac{\sin \alpha_3 a_3}{\alpha_3} (\chi_q^2 - \alpha_3^2) \right] \quad (13)$$

Здесь $\chi_q = q\pi/L$, остальные обозначения даны выше, верхние индексы m и нижние μn для краткости опущены. Выражение для I_p можно получить из (13), заменяя в нем q на p . Если в (12) $p = q$, речь идет о собственной проводимости по гармонике (3) с данным номером, если $p \neq q$ — о взаимной проводимости. Проводимости (12) используются при формировании матричных элементов в системе линейных алгебраических уравнений (СЛАУ), которая формируется при определении неизвестных амплитуд гармоник (3) методом наведенных магнитодвижущих сил (МДС) [4]. Полученное нами выражение для МДС $F_p^{(1)}$ ($p = 1, 2, 3, \dots$), формирующих правую часть указанной СЛАУ, выглядит так:

$$F_p^{(1)}(LE) = h_{\mu 0}^{m2} \frac{\sin(h_{\mu n}^m d/2)}{h_{\mu n}^m d/2} J_p \quad (14)$$

В (14) предполагается, что волновод возбуждается первичной волной основного типа (LE_{10}) единичной амплитуды, распространяющейся в сторону $z > 0$, что соответствует верхнему индексу +1. Когда эта волна распространяется в обратном направлении (индекс -1), МДС $F_p^{(-1)}$ в выбранной нормировке полей связана с $F_p^{(1)}$ соотношением

$$F_p^{(-1)} = F_p^{(1)} \quad (15)$$

Слои диэлектрика параллельны широким стенкам волновода

В этом случае поля собственных LE - и LM -волн определяются с помощью векторов Герца $\vec{\Pi}^m = \vec{y}^0 \Pi_y^m$ и $\vec{\Pi}^e = \vec{y}^0 \Pi_y^e$. При этом "продольное" сечение волновода лежит в плоскости xz (см. рис. 2), а не yz . Доминантным здесь является низший тип уже не LE -, а LM -волны. Именно последняя трансформируется в H_{10} -волну в предель-

ном случае, когда $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3$. Поскольку теперь вектор магнитного поля как LE -, так и LM -волн имеет проекцию $H_x \neq 0$, поперечная щель возбуждает в волноводе оба этих типа волн. Проекции векторов Герца Π_y^e и Π_y^m , с помощью которых находятся электрическое и магнитное поля собственных LE - и LM -волн, представим в следующем виде:

$$\Pi_y^m = \cos \chi_m x \cdot \varphi^m(y) \cdot e^{\mp i h_{mv}^m z}; \quad (16)$$

$$\Pi_y^e = \sin \chi_m x \cdot \varphi^e(y) \cdot e^{\mp i h_{mv}^e z}. \quad (17)$$

Здесь $\chi_m = m\pi/a$, $m = 1, 2, 3, \dots$; функции $\varphi^m(y)$, $\varphi^e(y)$ можно получить из функций $\varphi^m(x)$, $\varphi^e(x)$, меняя в них x на y и a на b ; нормирующие множители $N_{m\mu}^m$ и N_{mv}^e получаются из (8) и (10) с учетом (9) и (11) путем таких замен: $a \rightarrow b$, $b \rightarrow a$, в нижних индексах n следует заменить на m и поставить его на первое место. То же надо сделать и в процессе решения дисперсионных уравнений для LE - и LM -волн.

Внутренняя частичная взаимная проводимость щели по гармоникам с номерами p и q складывается из двух частей: $Y_{pq}^i(LE)$ и $Y_{pq}^i(LM)$, обусловленных полями LE - и LM -волн. Тогда

$$Y_{pq}^i = Y_{pq}^i(LE) + Y_{pq}^i(LM); \quad (18)$$

$$Y_{pq}^i(LE) = \sum_{m,\mu} \frac{2\chi_m^2 \alpha_1^2 A_p A_q}{i N_{m\mu}^m h_{m\mu}^m d} \left[e^{-i h_{m\mu}^m d/2} \frac{\sin(h_{m\mu}^m d/2)}{h_{m\mu}^m d/2} - 1 \right]; \quad (19)$$

$$Y_{pq}^i(LM) = \sum_{m,\nu} \frac{2k^2 \varepsilon_1^2 A_p A_q}{i W_0^2 N_{mv}^e d} \left[e^{-i h_{mv}^e d/2} \frac{\sin(h_{mv}^e d/2)}{h_{mv}^e d/2} - 1 \right]; \quad (20)$$

$$A_q = \frac{\chi_q \left[(-1)^q \sin \chi_m (x_0 + l) - \sin \chi_m (x_0 - l) \right]}{\chi_m^2 - \chi_q^2}. \quad (21)$$

Здесь $2l = L$ — длина щели; x_0 — смещение центра щели относительно узкой стенки волновода. Множитель A_p можно получить из A_q (21) заменой q на p . Суммирование в (19) и (20) следует производить по всем типам волн.

Выражение для МДС $F_p^{(\pm 1)}$, которая обусловлена основной LM -волной, распространяющейся в положительном (знак плюс в индексе) или отрицательном (знак минус) направлении оси z , записывается так:

$$F_p^{(\pm 1)}(LM) = \mp \omega \varepsilon_0 \varepsilon_1 h_1^e A_p \frac{\sin(h_1^e d/2)}{h_1^e d/2}, \quad (22)$$

где h_1^e — продольное волновое число, соответствующее основному типу LM -волны; остальные обозначения приведены выше.

Таким образом, нами получены расчетные формулы (13), (18)—(21) для собственных и взаимных внутренних проводимостей поперечной щели по пространственным гармоникам функции распределения электрического поля вдоль нее с различными номерами, а также выражения для МДС (14), (22) для этих гармоник. Приведенное в работе [5] выражение для внутренней собственной проводимости поперечной щели справедливо только для случая аппроксимации распределения поля вдоль щели одной полуволевой синусоиды и одного слоя диэлектрика, параллельного узким стенкам волновода. В настоящей же работе предусмотрено, что диэлектрические проницаемости всех трех слоев, расположенных параллельно узким или широким стенкам волновода, могут быть различными. Таким образом, полученные результаты являются универсальными и пригодны для всестороннего исследования физических свойств поперечных щелей в волноводе со слоистым диэлектриком.

Список литературы: 1. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М.: Сов. радио, 1957. 581 с. 2. Яцук Л.П. Внутренние проводимости продольных щелей в волноводе со слоистым магнитодиэлектриком // Радиотехника. 1997. Вып. 101. С. 109—121. 3. Егоров Ю.В. Частично заполненные прямоугольные волноводы. М.: Сов. радио, 1967. 216 с. 4. Фельд Я.Н., Бененсон Л.С. Антенно-фидерные устройства. М.: Воен.-воздуш. инж. акад. им. Н.Е. Жуковского, 1959. Ч. 2. 551 с. 5. Катрич В.А. Вопросы приближенной теории щелевых излучателей и отверстий связи: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Х., 1980. 193 с. Машинопись.

Харьковский государственный университет

Поступила в редколлегию 02.07.97

Л.П. ЯЦУК, канд. физ.-мат. наук

ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОПЕРЕЧНЫХ ЩЕЛЕЙ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ, ЗАПОЛНЕННОМ СЛОИСТЫМ ДИЭЛЕКТРИКОМ

Поперечные щели в широкой стенке прямоугольного волновода реже используются в антенной технике, чем продольные. Это обусловлено тем, что для обеспечения синфазного излучения щелей в решетке их следует располагать на расстоянии длины волны в волноводе λ_g друг от друга, а продольные, расположенные в шахматном порядке, — на расстоянии $\lambda_g/2$. Кроме того, в случае применения поперечных щелей отсутствует свободный параметр, с помощью которого можно было бы регулировать уровень излучаемой мощности (например, смещение щели от стенки волновода). Указанное смещение практически не изменяет коэффициента излучения поперечной щели, в отличие от аналогичного коэффициента для продольной.

Уменьшить расстояние между синфазными излучателями можно, вводя в волновод замедляющую структуру. Самый простой вариант миниатюризации СВЧ-устройства — это заполнение его диэлектриком. Однако при полном заполнении волновода диэлектриком увеличивается активная часть внутренней проводимости щели, из-за чего при желаемых замедлениях волны возникает рассогласование поперечной щели с волноводом, приводящее к неуправляемому уменьшению излучаемой мощности и увеличению отражения от щели. Положение можно исправить, используя слоевое или частичное заполнение волновода диэлектриком, которое позволяет повысить число степеней свободы для управления физическими свойствами системы. Так, симметричное размещение слоя диэлектрика, параллельного узким стенкам, расширяет рабочую полосу волновода, поскольку он заметно увеличивает критическую длину волны основного типа H_{10} и слабо влияет на критическую длину волны типа H_{20} . Изменение внутренней структуры волновода и конфигурации поля в нем изменяет резонансную частоту и энергетические параметры щелей (коэффициенты излучения, отражения, прохождения), что может быть целенаправленно использовано для управления этими параметрами.

С целью выяснить возможности такого управления, рассмотрим физические свойства узких поперечных щелей в широкой стенке прямоугольного волновода в присутствии слоя диэлектрика. Исследова-

нию подлежат зависимости резонансной длины волны и энергетических параметров от диэлектрической проницаемости ϵ , толщины t и положения слоя диэлектрика в поперечном сечении волновода. Рассматриваются два случая: когда слой диэлектрика расположен внутри волновода параллельно узким и широким стенкам.

Расчетные исследования элементов матрицы рассеяния щелей проведены на основе теории щелевых излучателей, изложенной в [1]. Тангенциальная составляющая электрического поля на щели аппроксимировалась набором координатных векторных функций \vec{e}_q с неизвестными амплитудными коэффициентами V_q , определяемыми методом наведенных магнитодвижущих сил (МДС). Формулы для внутренних проводимостей щелей и МДС, необходимые для реализации этого метода, приведены в [2]. Расчеты выполнены для волновода с сечением размера $a \times b = 23 \times 10$ мм, щели длиной 16 мм, шириной 1,5 мм, расположенной симметрично относительно оси широкой стенки.

Для расчета коэффициентов отражения $\dot{\Gamma}_1$ и прохождения $\dot{\Gamma}_{12}$ использованы общие формулы, приведенные в [1], с учетом выражений для внутренних проводимостей в [2]. Полагаем, что волновод возбуждается основной волной единичной амплитуды, распространяющейся вдоль волновода в сторону положительного направления оси z ($z > 0$). Когда слой диэлектрика параллелен узким стенкам, это волна типа LE_{10} , когда он параллелен широким стенкам, это низкий тип LM -волны.

Коэффициент отражения $\dot{\Gamma}_1$ имеет такой вид:

$$\dot{\Gamma}_1 = \sum_q C_q^{(-1)}, \quad (1)$$

где $C_q^{(-1)}$ – амплитуда волны, возбуждаемой в сторону $z < 0$ полем $V_q \vec{e}_q$ на щели. Коэффициент прохождения $\dot{\Gamma}_{12}$ представляет собой сумму единичной амплитуды падающей волны и амплитуд волн $C_q^{(1)}$, возбужденных гармониками $V_q \vec{e}_q$ в сторону $z > 0$:

$$\dot{\Gamma}_{12} = 1 + \sum_q C_q^{(1)}. \quad (2)$$

Коэффициент излучения $|S_\Sigma|^2$ определялся из уравнения баланса мощности:

$$|S_\Sigma|^2 = 1 - |\dot{\Gamma}_1|^2 - |\dot{\Gamma}_{12}|^2. \quad (3)$$

В расчетах учитывалось от одной до четырех функций \bar{e}_q . Общие выражения для коэффициентов $C_q^{(\pm 1)}$ согласно [1] имеют вид

$$C_q^{(\pm 1)} = -V_q F_q^{(\mp 1)} / N_{||} \quad (4)$$

Расчетные формулы для входящих сюда множителей в исследуемых конкретных случаях даны в работе [2].

Пример сопоставления результатов расчетного и экспериментального исследований коэффициента Γ_1 в волноводе со слоем диэлектрика ($\varepsilon = 2$), симметрично расположенным параллельно узким стенкам, представлен на рис. 1.

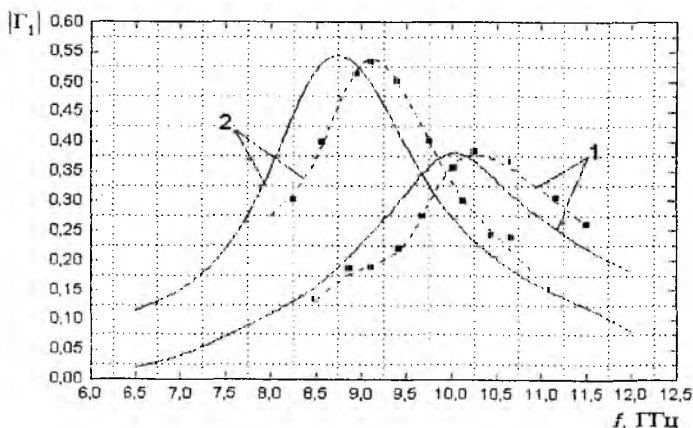


Рис. 1

Кривые 1 соответствуют полю волноводу, 2 — волноводу с диэлектриком ($\varepsilon = 2$); расчетные результаты нанесены сплошными линиями, экспериментальные — точками, соединенными штриховыми линиями. Видно, что по форме кривых и уровню максимальных значений коэффициента отражения расчетные и экспериментальные данные хорошо согласуются между собой, что свидетельствует о правильности алгоритма расчета. Небольшое смещение экспериментальных зависимостей относительно расчетных в сторону более высоких частот объясняется тем, что в экспериментальных макетах щели имели закругленные края, что уменьшило их эффективную длину по сравнению с длиной прямоугольных, для которых проводились расчеты. Выполнено подробное расчетное исследование резонансных свойств щелей и их энергетических параметров в зависимости от указанных выше геометриче-

ских параметров. Резонансная длина волны определялась по положению максимума коэффициента излучения на частотных характеристиках.

В процессе расчетных исследований выяснился ряд физических закономерностей, общих для обоих положений слоев диэлектрика (параллельно узким и широким стенкам волновода). Главные из них заключаются в том, что введение в волновод диэлектрика в обоих случаях приводит к смещению резонансной частоты щели f_p в сторону более низких частот по сравнению с f_p для щели в полном волноводе и к сужению частотных характеристик энергетических параметров. Значительному уменьшению электрической длины резонансной щели L/λ_p (L – геометрическая длина щели, λ_p – резонансная длина волны) сопутствуют ухудшение согласования щели с волноводом и уменьшение излучаемой ею мощности. Это объясняется следующим образом.

Как показано в [1], резонансная щель излучает максимально возможную долю мощности, если выполняется условие

$$\chi = g^i / g^e = 1, \quad (5)$$

где g^i , g^e – внутренняя и внешняя активные проводимости щели. Это условие используется при аппроксимации поля вдоль щели одной полуволной синусоиды, что вполне допустимо на резонансной частоте. При выполнении условия (5) $|S_\Sigma|^2 = 0,5$, $\dot{\Gamma}_1 = 0,5$. С ростом диэлектрической проницаемости ϵ , который сопровождается увеличением длины волны λ_p , активная часть внутренней проводимости резонансной поперечной щели g^i растет. Легко показать, что в волноводе, полностью заполненном диэлектриком, этот рост происходит пропорционально $\sqrt{k^2 \epsilon - (\pi/a)^2}$, где $k = 2\pi/\lambda$ (λ – длина волны в свободном пространстве); a – размер широкой стенки волновода. При частичном заполнении волновода диэлектриком активная проводимость g^i тоже увеличивается, но по более сложному закону. Если щель излучает в свободное полупространство, это вызывает нарушение условия (5), из-за чего уменьшается коэффициент излучения щели и увеличивается коэффициент отражения от нее. При $\chi \gg 1$ на резонансной частоте коэффициент излучения убывает, как $1/\chi$, а коэффициент отражения стремится к единице, как $\chi/(1+\chi)$. В случае $\chi \ll 1$ значения $|S_\Sigma|^2$ и $|\dot{\Gamma}_1|$ на этой частоте стремятся к нулю, как χ . Все из-

ложное следует из формул для коэффициентов излучения и отражения, приведенных в [1] для однородно заполненного волновода. Эти же закономерности проявляются и в волноводе с частичным диэлектрическим заполнением. Рассмотрим последовательно случаи расположения диэлектрика параллельно узким и широким стенкам.

Слой диэлектрика параллелен узким стенкам (симметричное положение)

Зависимости резонансной длины волны и резонансного значения коэффициента излучения щели от ε представлены на рис. 2, 3. Для наглядности резонансная длина волны в волноводе с диэлектриком λ_p^ε отнесена к таковой (λ_p^0) в полном волноводе. Параметром служит ширина пластины a_2 , ее высота совпадает с размером узкой стенки волновода. На обоих рисунках кривые 1—8 соответствуют значениям a_2 , равным 2, 4, 6, 8, ..., 16 мм ($a_2 = 2j$, где j — номер кривой). Поскольку в рабочем диапазоне полого волновода активная часть внутренней проводимости g^i полуволновой поперечной щели почти в два раза меньше внешней проводимости g^e ($\chi < 1$), введение в волновод диэлектрической вставки может даже увеличить резонансное значение $|S_\Sigma|_p^2$. Это увеличение достижимо в области специально подобранных геометрических и электрических параметров, обеспечивающих выполнение условия $g^i \approx g^e$.

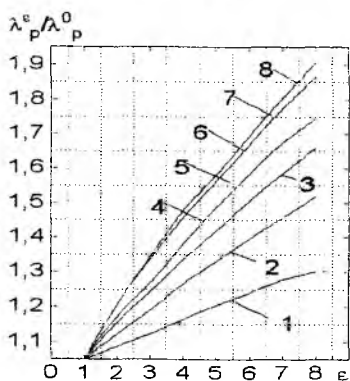


Рис. 2

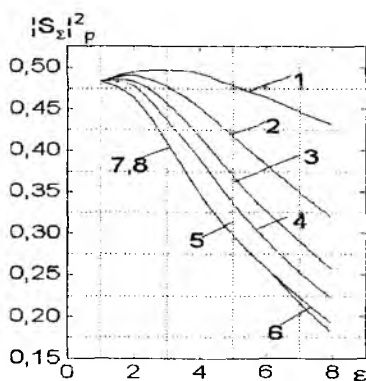
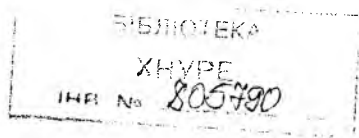


Рис. 3

На рис. 3 это наблюдается на кривой 1 ($a_2 = 2$ мм) при изменении от $\varepsilon = 1$ до $\varepsilon \approx 5$. Коэффициент отражения по мощности $|\Gamma_1|^2$ изменяется при этом от 0,18 до 0,33. Наиболее быстрое изменение λ_p^ε и $|S_\Sigma|^2$ фиксируется, когда ширина пластины варьируется в области пучности электрического поля в щели. Если в полном волноводе $\lambda_p^0 = 34$ мм, при изменении a_2 от 2 до 4 мм, когда $\varepsilon_2 = 8$, λ_p^ε увеличивается от 42,5 до 54,5 мм. При $a_2 > 8$ мм рост λ_p^ε заметно замедляется и практически отсутствует при $a_2 > 12$ мм: изменение a_2 от 10 до 12 мм влечет за собой увеличение λ_p^ε только от 60 до 62 мм; при дальнейшем увеличении толщины пластины изменение λ_p^ε вообще трудно заметить. Из проведенных расчетов следует, что при излучении в свободное пространство использование широких диэлектрических пластин с высоким ε нецелесообразно, поскольку коэффициент излучения при большом увеличении λ_p^ε сильно падает (до уровня 0,2 на рис. 3), а коэффициент отражения по мощности в этом случае увеличивается до 0,8. Если щель связывает идентичные волноводы с диэлектриком, этот недостаток отсутствует.

Слой диэлектрика параллелен широким стенкам

Предполагается, что щель расположена в верхней широкой стенке прямоугольного волновода. В общем случае рассматривается трехслойный диэлектрик с размерами слоев b_j ($j = 1, 2, 3$), нумерация которых начинается от стенки со щелью. Размер узкой стенки $b = b_1 + b_2 + b_3$. Основной волной в данном случае оказывается низший тип LM -волны. Замедление этой волны при малых значениях ε ($\varepsilon \approx 2$) почти не зависит от положения слоя в поперечном сечении. Оно слегка увеличивается при смещении диэлектрической пластины от центра (симметричное положение) к широкой стенке. С ростом ε это увеличение становится более заметным. Интересно отметить, что в случае, когда диэлектрическая пластина толщиной b_1 примыкает к одной из стенок волновода, происходит насыщение замедления, если $b_1 \approx b/2$. Например, при $\varepsilon = 8$, длине волны в свободном простран-



ве $\lambda_0 = 38$ мм и толщинах пластины b_1 или b_2 при $b_3 = 0$, равных 2, 4 и 6 мм, замедленная длина волны в волноводе λ_g становится равной соответственно 47,2, 22,4 и 16,8 мм. При полном заполнении волновода этим диэлектриком $\lambda_g = 14,05$ мм. Следовательно, заполнение волновода диэлектриком с любой стороны всего наполовину достаточно эффективно замедляет в нем волну. Это очень важно, поскольку резонансные свойства щели и ее энергетические параметры существенно зависят от того, где находится диэлектрик — вблизи щели или около противоположной стенки. Когда диэлектрик контактирует со щелью, длина волны λ_p^e , на которой она резонирует, и активная часть внутренней проводимости g^i существенно увеличиваются по сравнению с таковыми в полом волноводе.

Отметим, что с увеличением толщины слоя $t = b_1$ от нулевого значения резонансная длина волны λ_p^e сначала очень быстро увеличивается, а потом изменяется по осциллирующему закону с убывающей амплитудой в окрестности значения λ_p^e для щели в волноводе, полностью заполненном диэлектриком (рис. 4, $\varepsilon_1 = 2$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_3 = 1$, кривая 1). Видно, что при некоторых значениях t резонансная длина щели становится большей, чем при полном заполнении волновода диэлектриком. Максимальное значение λ_p^e (около 42,2 мм) наблюдается (кривая 1), когда $b_1 = 3$ мм, тогда как при полном заполнении волновода таким диэлектриком $\lambda_p^e \approx 38,5$ мм. Если диэлектрик прилегает к противоположной стенке (кривая 2, $t = b_3$, $\varepsilon_3 = 2$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 1$) или расположен симметрично (кривая 3, $t = b_2$, $\varepsilon_2 = 2$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 1$), с увеличением t рост λ_p^e происходит монотонно. При малых толщинах t диэлектрической пластины изменение λ_p^e оказывается незначительным даже при довольно больших значениях ε . В этом можно убедиться, анализируя данные рис. 5, на котором представлено отношение $\lambda_p^e / \lambda_p^0$ в зависимости от расстояния b_1 диэлектрической пластины толщиной $t = b_2 = 2$ мм от стенки со щелью. Видно, что в крайнем положении, когда диэлектрик прилегает к противоположной стенке, это отношение оказывается достаточно близким к единице для всех значений ε_2 (кривые 1, 2, 3 соответствуют ε_2 , равным 2, 4, 6). По мере при-

близения диэлектрической пластины к стенке волновода, в которой прорезана щель, λ_p^ε увеличивается, причем тем быстрее, чем выше ε_2 (рис. 5).

Явление “втягивания” поля в слой диэлектрика, удаленного от щели, приводит к уменьшению ее активной проводимости и, соответственно, параметра χ . Например, когда пластина толщиной 4 мм примыкает к противоположной стенке, в области длин волн от 32 до 38 мм этот параметр принимает такие значения: $0,001 \leq \chi \leq 0,08$ при $\varepsilon = 8$ и $0,006 \leq \chi \leq 0,31$ при $\varepsilon = 6$. В полном волноводе в указанной полосе длин волн $0,66 \leq \chi \leq 0,69$. Соответствующие резонансные значения коэффициента излучения таковы: $0,019 \leq |S_\Sigma|_p^2 \leq 0,12$, $0,06 \leq |S_\Sigma|_p^2 \leq 0,31$, $|S_\Sigma|_p^2 \approx 0,48$, а коэффициента отражения — $0,01 \leq |\Gamma_1| \leq 0,074$, $0,056 \leq |\Gamma_1| \leq 0,236$ и $|\Gamma_1| \approx 0,48$. Таким образом, при данном расположении диэлектрика, в отличие от предыдущего случая, уменьшение коэффициента излучения не сопровождается ростом коэффициента отражения. Волна в волноводе замедляется достаточно интенсивно: $16 \leq \lambda_g \leq 22,5$ мм при $\varepsilon = 8$ и $20 \leq \lambda_g \leq 29$ мм при $\varepsilon = 6$.

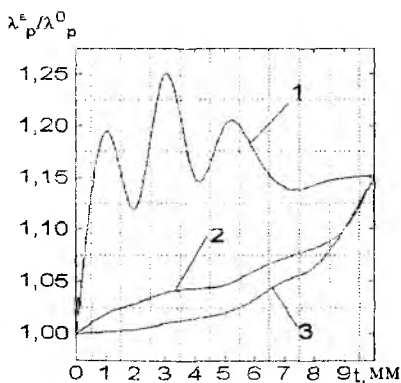


Рис. 4

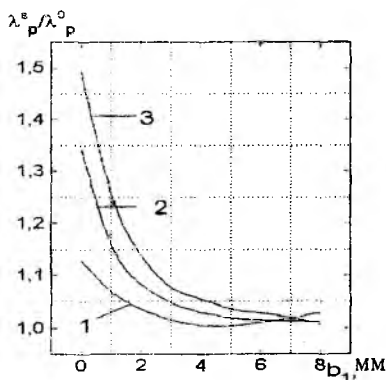


Рис. 5

Приведенный пример свидетельствует о том, что с помощью диэлектрической пластины, расположенной параллельно широким стен-

кам волновода, можно эффективно замедлять волну в волноводе и одновременно управлять резонансным значением коэффициента излучения, не ухудшая согласования щели с волноводом. Представленные здесь и в работе [2] результаты раскрывают возможности построения многощелевых антенн с излучателями в виде резонансных поперечных щелей.

Список литературы: 1. Фельд Я.Н., Бененсон Л.С. Антенно-фидерные устройства. М.: Воен.-воздуш. инж. акад. им. Н.Е. Жуковского, 1959. Ч. 2. 551 с. 2. Яцук Л.П. Поперечные щели в прямоугольном волноводе со слоистым диэлектриком – См. статью в настоящем сборнике.

*Харьковский государственный
университет*

Поступила в редколлегию 02.07.97

В.М. ВОЛКОВ, канд. техн. наук, С.А. БОРТНИК

ЗАТУХАНИЕ В КОАКСИАЛЬНОЙ ДВУХСЛОЙНОЙ ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СТЕНКЕ

Измерение высоких уровней проходящей мощности является актуальной задачей, поскольку производимые ваттметры не удовлетворяют требованиям практики по точности, диапазону измеряемых уровней и частот.

В Харьковском техническом университете радиоэлектроники разрабатывались теория и конструкции датчиков проходящей мощности для волноводных трактов круглого и прямоугольного сечений. Их работа основывалась на принципе поглощающей стенки — наиболее подходящем для измерения высоких уровней мощности [1—3]. Однако попытки преодолеть сильную зависимость коэффициента преобразования и погрешности от частоты в коаксиальной линии не дали удовлетворительных результатов [4].

Рассмотрим возможность создания широкополосного частотно-независимого датчика проходящей мощности в коаксиальной линии передачи. Необходимо проанализировать способ получения требуемой частотной зависимости коэффициента преобразования композитного датчика мощности, состоящего из двух слоев с разными характеристиками затухания. В этом датчике с помощью подбора толщины и материала поглощающего слоя, нанесенного на внутреннюю поверхность поглощающей стенки, удастся корректировать характеристику затухания в широком диапазоне частот.

Рассмотрим коаксиальную линию с внешним проводником с потерями (рис. 1, а). Временная зависимость электромагнитного поля описывается функцией $e^{j\omega t}$, а его изменение вдоль оси Z , совпадающей с

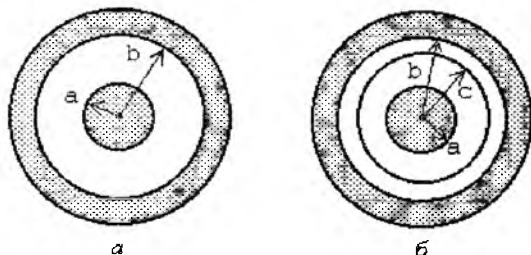


Рис. 1

осью коаксиальной линии, — функцией $e^{-\gamma z}$. Здесь γ — комплексная постоянная распространения. Знак минус в показателе степени e объясняется выбором направления оси z , противоположного направлению распространения электромагнитной волны.

Решив совместно 1-е и 2-е уравнения Максвелла в цилиндрических координатах для TEM-волны, распространяющейся в коаксиальной линии, получим выражения для магнитной и электрической составляющих этой волны:

$$\begin{aligned} H_{\varphi 0} &= \frac{I}{2\pi r}; \\ E_{r0} &= -\frac{IZ_0}{2\pi r\sqrt{\hat{\epsilon}}}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь I — сила тока, протекающего по внутреннему проводнику; r — радиус; $\hat{\epsilon}$ — относительная комплексная диэлектрическая проницаемость; $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ — волновое сопротивление свободного пространства, где μ_0 , ϵ_0 — магнитная и диэлектрическая постоянные. В проводники коаксиальной линии в радиальном направлении проникает часть электромагнитной энергии, которая там и рассеивается. Эта часть энергии характеризуется мощностью тепловых потерь. Отличными от нуля составляющими электромагнитного поля в проводниках являются \dot{H}_φ и \dot{E}_z . Заметим, что диэлектрическая проницаемость проводников — комплексная величина: $\hat{\epsilon} = \epsilon - i\sigma/(\omega\epsilon_0)$, где σ — удельная проводимость; ω — циклическая частота. При этом $\sigma/(\omega\epsilon_0) \gg \epsilon$ и можно принять $\hat{\epsilon} \approx i\sigma/(\omega\epsilon_0)$.

Тогда, преобразовав 1-е и 2-е уравнения Максвелла для составляющих поля в проводниках коаксиальной линии в однородные дифференциальные уравнения и решив их, запишем выражения этих составляющих в общем виде:

$$\begin{aligned} \dot{E}_r &= AJ_0(\sqrt{i}qr) + BK_0(\sqrt{i}qr); \\ \dot{H}_\varphi &= \frac{q}{\sqrt{i\omega\mu_0}} [AJ_1(\sqrt{i}qr) - BK_0(\sqrt{i}qr)]. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь A , B — комплексные постоянные; J_0 , J_1 , K_0 , K_1 — модифицированные функции Бесселя комплексного аргумента первого и второго рода нулевого и первого порядков соответственно;

$q = \sqrt{\omega\mu_0\sigma} = \sqrt{2}/\delta_S = \sigma R_S \sqrt{2}$ — волновое число, где δ_S — глубина скин-слоя; R_S — поверхностное сопротивление.

Для внутреннего проводника в выражениях (2) принимаем $B = 0$, поскольку при $r \rightarrow 0$ $K_0(0) \rightarrow \infty$ и $K_1(0) \rightarrow \infty$, а для внешнего проводника принимаем $A = 0$, так как $r \rightarrow \infty$ $J_0(\infty) \rightarrow 0$ и $J_1(\infty) \rightarrow 0$.

Определив из закона полного тока и выражений (1) коэффициенты A для внутреннего проводника и B для внешнего, получим выражения для составляющих электромагнитного поля в них:

$$\begin{aligned} \dot{E}_{z_a} &= \frac{I\sqrt{i}q}{2\pi a\sigma} \frac{J_0(\sqrt{i}qr)}{J_1(\sqrt{i}qa)}; & \dot{E}_{z_b} &= \frac{I\sqrt{i}q}{2\pi b\sigma} \frac{K_0(\sqrt{i}qr)}{K_1(\sqrt{i}qb)}; \\ \dot{H}_{\varphi_a} &= \frac{I}{2\pi a} \frac{J_1(\sqrt{i}qr)}{J_1(\sqrt{i}qa)}; & \dot{H}_{\varphi_b} &= \frac{I}{2\pi b} \frac{K_1(\sqrt{i}qr)}{K_1(\sqrt{i}qb)}. \end{aligned} \quad (3)$$

На частотах $f \geq 100$ МГц и при проводимостях $\sigma \geq 10^5$ 1/(Ом·м) параметр q , входящий в аргументы всех функций Бесселя, значительно больше 1. Для поперечных размеров коаксиальных линий, используемых на практике ($r > 1$ мм), аргументы функций Бесселя в выражениях (3) по абсолютному значению намного больше 1. Поэтому можно использовать разложения в ряд этих функций [5]. Ограничившись двумя членами ряда, запишем приближенные выражения для компонент поля в проводниках линии:

$$\begin{aligned} \dot{E}_{z_a} &= \frac{I\sqrt{i}q}{2\pi\sigma\sqrt{ar}} e^{-\sqrt{i}q(a-r)} \left[1 + \frac{1}{8\sqrt{i}q} \left(\frac{1}{r} + \frac{3}{a} \right) \right]; \\ \dot{H}_{\varphi_a} &= \frac{I}{2\pi\sqrt{ar}} e^{-\sqrt{i}q(a-r)} \left[1 - \frac{3}{8\sqrt{i}q} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{a} \right) \right]; \\ \dot{E}_{z_b} &= -\frac{I\sqrt{i}q}{2\pi\sigma\sqrt{br}} e^{-\sqrt{i}q(r-b)} \left[1 - \frac{1}{8\sqrt{i}q} \left(\frac{1}{r} + \frac{3}{b} \right) \right]; \\ \dot{H}_{\varphi_b} &= \frac{I}{2\pi\sqrt{br}} e^{-\sqrt{i}q(r-b)} \left[1 + \frac{3}{8\sqrt{i}q} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{b} \right) \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Учитываем, что толщина проводников значительно больше глубины скин-слоя и вся мощность тепловых потерь рассеивается в них. Согласно теореме Умова — Пойнтинга и формулам (4) мощность теп-

ловых потерь во внутреннем и внешнем проводниках определяется соответственно выражениями

$$P_a = \frac{I^2 q}{4\sqrt{2}\pi\sigma a} \left(1 + \frac{1}{qa\sqrt{2}}\right); \quad P_b = \frac{I^2 q}{4\sqrt{2}\pi\sigma b} \left(1 - \frac{1}{qb\sqrt{2}}\right). \quad (5)$$

Если пренебречь потерями в диэлектрике, заполняющем линию, то мощность тепловых потерь однозначно связана с коэффициентом затухания: $\alpha = P_{\text{пот}} / (2P)$. Здесь $P_{\text{пот}} = P_a + P_b$, $P = I^2 z_0 / [(4\pi) \ln(b/a)]$ — мощность, передаваемая по линии. Выражение для коэффициента затухания будет иметь вид

$$\alpha = \frac{q \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b}\right)}{2\sqrt{2}\sigma z_0 \ln \frac{b}{a}} \left[1 + \frac{1}{q\sqrt{2}} \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{b}\right)\right]. \quad (6)$$

Второе слагаемое в квадратных скобках выражения (6) обусловлено учетом кривизны поверхности проводников, тогда как обычно при расчетах принимают распределение полей в цилиндрических проводниках и глубину их проникновения такими же, как и в плоских [6].

Для практического диапазона параметров ($\sigma > 10^5$ 1/(Ом·м), $r > 1$ мм) результаты более точных вычислений отличаются от приближенных незначительно. При меньших поперечных размерах и проводимости проводников коаксиальной линии различия могут быть существенными, но в рассматриваемом случае ими можно пренебречь. Поэтому в асимптотических разложениях функций Бесселя достаточно использовать первый член ряда, и в выражениях (4) и (6) исчезнут множители в квадратных скобках.

Теперь рассмотрим особенности поглощения электромагнитной энергии в линии, на внутреннюю поверхность внешнего проводника которой нанесен поглощающий слой (рис. 1, б).

Проводимости проводников и поглощающего слоя обозначим через σ_a , σ_b , σ_c соответственно, при этом $\sigma_c < \sigma_b$. Материал проводников, как видно из (1), не влияет на распределение поля в воздушном пространстве, и выражения для его составляющих не изменятся. Распределение поля во внутреннем проводнике также не изменится, поскольку не изменились граничные условия.

Для поглощающего слоя необходимо учесть, что здесь радиус изменяется в конечных пределах ($c < r < b$) и ни одна из функций Бесселя в выражениях (2) для составляющих поля E_{z_c} и H_{φ_c} не стремится к беско-

нечности, поэтому надо принимать во внимание оба слагаемых. Для внешнего проводника, как и ранее, считаем постоянной $A_b = 0$.

Определив постоянные A_c, B_c и B_b из граничных условий Леонтовича — Шукина, закона полного тока и используя разложение функций Бесселя в ряд [6], получим выражения для составляющих электромагнитного поля в поглощающем слое и внешнем проводнике:

$$\dot{E}_{z_c} = \frac{-I\sqrt{iq_c}}{2\pi\sigma_c X\sqrt{cr}} \left[(q_b + q_c)e^{\sqrt{iq_c}(b-r)} - (q_b - q_c)e^{-\sqrt{iq_c}(b-r)} \right]; \quad (7)$$

$$\dot{H}_{\varphi_c} = \frac{I}{2\pi X\sqrt{cr}} \left[(q_b + q_c)e^{\sqrt{iq_c}(b-r)} + (q_b - q_c)e^{-\sqrt{iq_c}(b-r)} \right];$$

$$\dot{E}_{z_b} = \frac{-I\sqrt{iq_c^2}}{\pi\sigma_c X\sqrt{cr}} e^{-\sqrt{iq_b}(r-b)}; \quad (8)$$

$$\dot{H}_{\varphi_b} = \frac{Iq_b}{\pi X\sqrt{cr}} e^{-\sqrt{iq_b}(r-b)}.$$

Здесь, $X = (q_b + q_c)e^{\sqrt{iq_c}d} + (q_b - q_c)e^{-\sqrt{iq_c}d}$, где $d = b - c$ — толщина поглощающего слоя. На рис. 2 показаны зависимости составляющих электромагнитного поля в поглощающем слое и внешнем проводнике от радиуса (кривая 2); для сравнения на графики нанесены такие же зависимости для составляющих электромагнитного поля во внешнем проводнике однослойной линии (кривая 1). Расчет проведен для коаксиальной линии с размерами $a = 2,3$ мм, $b = 8,02$ мм, $c = 8$ мм, на внутреннюю поверхность внешнего медного проводника которой ($\sigma_b = 5,6 \cdot 10^6$ 1/(Ом·м)) нанесен константановый ($\sigma_c = 2 \cdot 10^6$ 1/(Ом·м)) слой толщиной $d = 20$ мкм.

Используя теорему Умова — Пойнтинга, с учетом выражений (7), (8) запишем выражения для мощности тепловых потерь в поглощающем слое и внешнем проводнике соответственно:

$$P_c = \frac{I^2 q_c}{\pi\sqrt{2}\sigma_c c|X|^2} \left[\frac{1}{2\sqrt{2}} \operatorname{Re}(\sqrt{i}YX^* - q_b q_c) \right]; \quad (9)$$

$$P_b = \frac{I^2 q_b q_c^2}{\pi\sqrt{2}\sigma_c c|X|^2},$$

где $Y = (q_b + q_c)e^{\sqrt{iq_c}d} - (q_b - q_c)e^{-\sqrt{iq_c}d}$.

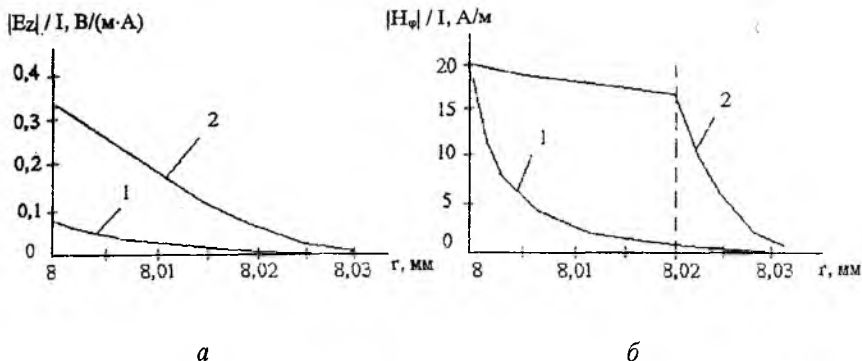


Рис. 2

На рис. 3, а представлены зависимости коэффициента затухания поглощающего слоя из нихрома ($\sigma = 9,5 \cdot 10^5$ 1/(Ом·м)) от частоты при различных его толщинах. Расчеты проведены для тех же поперечных размеров коаксиальной линии, что указаны ранее.

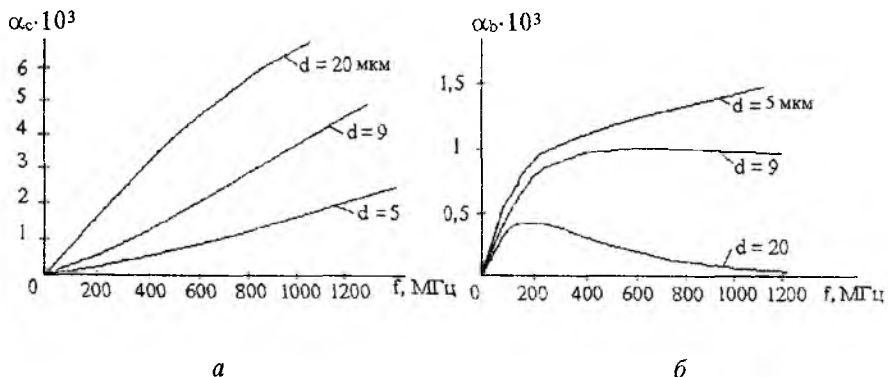


Рис. 3

На рис. 3, б показана частотная зависимость коэффициента затухания внешнего проводника. Она имеет характер, близкий к \sqrt{f} , при $d \ll \delta_S$ (для нихрома $\delta_S = 52$ мкм при $f = 100$ МГц), а при $\delta_S \approx d$ наблюдаются максимум и спадающий участок. При $d \ll \delta_S$ поглощающий слой рассеивает небольшую часть мощности тепловых потерь, основная же ее часть проникает во внешний проводник. Линия

ведет себя как однослойная, у которой материал внешнего проводника такой же, как поглощающий слой двухслойной линии.

Если на низких частотах $d < \delta_S$, а на высоких сравнима с глубиной скин-слоя или превышает ее, тогда с ростом частоты доля рассеиваемой мощности тепловых потерь в поглощающем слое возрастает, а во внешнем проводнике уменьшается, что приводит к возникновению спадающего участка на высоких частотах диапазона. Таким образом, появляется возможность подбора оптимальной толщины поглощающего слоя, при которой в широкой полосе частот зависимость $\alpha_b(f)$ практически остается постоянной (см. рис. 3, б).

Окончательный ответ на вопрос о том, при какой толщине поглощающего слоя значительно ослабляется частотная зависимость коэффициента преобразования датчика, даст решение тепловой задачи о распределении температурного поля в двухслойной поглощающей стенке. Возможно, из-за теплообмена между поглощающим слоем и внешним проводником следует выбирать зависимость $\alpha_b(f)$, имеющую спадающий участок. Решение такой тепловой задачи проводится, и его результаты будут опубликованы в следующих выпусках сборника.

Список литературы: 1. Волков В.М., Мартыненко Л.Г., Кукуш В.Д. Исследование теплового режима поглощающей стенки в прямоугольном рассогласованном волноводе с волной H_{10} // Радиотехника. 1974. Вып. 28. С.120—127. 2. Измеритель проходящей мощности на основе поглощающей стенки / Л.Г. Мартыненко, В.М. Волков, В.Д. Кукуш, А.М. Зеленский // Приборы и техника эксперимента. 1974. № 1. С. 145—146. 3. Белявцев В.Б., Волков В.М. Расчет эффективного коэффициента отражения двухэлементного волноводного преобразователя проходящей мощности на основе поглощающей стенки с чувствительными элементами конечных размеров // Измер. техника. 1996. № 3. С. 58—60. 4. Кукуш В.Д., Ермилова Н.И. Коэффициент отражения датчика на основе поглощающей стенки в прямоугольном волноводе // Радиотехника. 1974. Вып. 31. С. 125—128. 5. Кузнецов Д.С. Специальные функции. М.: Высш. шк., 1962. 248 с. 6. Гольдштейн Л.Д., Зернов Н.В. Электромагнитные поля и волны. М.: Сов. радио, 1956. 640 с.

Харьковский государственный
технический университет
радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 29.05.97

В.М. ВОЛКОВ, канд. техн. наук, С.А. БОРТНИК

ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ ОДНОСЛОЙНОЙ КОАКСИАЛЬНОЙ ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СТЕНКИ

Развитие электроники больших мощностей СВЧ обострило проблему измерения проходящей мощности высоких и сверхвысоких уровней в линиях передачи. Перспективным при разработке и создании контрольно-измерительной аппаратуры является метод, основанный на принципе поглощающей стенки (ПС). Наиболее важный этап проектирования такой аппаратуры — детальный анализ распределения температурного поля (ТП) в тонких стенках волновода. Подобные задачи решались для волноводов круглого и прямоугольного сечений [1; 2]. Однако распределение температуры в ПС, помещенной в коаксиальную линию, изучено недостаточно [3].

Настоящая работа посвящена анализу тепловых процессов в однослойной ПС, расположенной во внешнем проводнике коаксиальной линии. Решение данной задачи можно рассматривать как предварительный этап в исследовании тепловых процессов в двухслойной коаксиальной ПС, которая предназначена для уменьшения частотной зависимости коэффициента преобразования датчика проходящей мощности. При этом результаты исследований ТП в однослойной ПС представляют самостоятельный интерес, поскольку создание датчиков проходящей мощности с использованием однослойной ПС также возможно.

Тепловые процессы в ПС описываются уравнением теплопроводности [6]

$$\nabla T(\vec{r}, t) - \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\chi \partial t} = - \frac{W(\vec{r}, t)}{k}. \quad (1)$$

Здесь ∇ — оператор Лапласа; T — приращение температуры стенки; \vec{r} — радиус-вектор; t — время; W — объемная плотность мощности внутренних источников теплоты в стенке; $\chi = k/c\rho$ — коэффициент температуропроводности, где k — коэффициент теплопроводности, c — удельная теплоемкость, ρ — плотность.

Для решения уравнения (1) сформируем начальные и граничные условия. Будем считать, что теплофизические параметры материала стенки и окружающей среды не зависят от температуры. Тогда на-

чальное условие $T|_{t=0} = 0$, т.е. приращение температуры в начальный момент времени отсутствует. Во всех решавшихся ранее задачах о нагреве ПС принималось, что температура вдоль периметра ПС в местах ее крепления к основной линии передачи поддерживается постоянной, т.е. $T|_{\text{периметр}} = 0$. С поверхности стенки происходит теплообмен с окружающей средой по закону Ньютона для тепловых процессов

$$-k \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{\text{поверхность}} = \alpha T \Big|_{\text{поверхность}},$$

где n — направление нормали к поверхности ПС; α — коэффициент теплообмена.

Для определения объемной плотности мощности внутренних источников теплоты в ПС воспользуемся результатами расчета распределения электромагнитного поля и мощности тепловых потерь в коаксиальной ПС, полученные ранее [4]. При этом считаем, что, как и в [5], ПС не создает в линии неоднородностей, приводящих к отражению части падающей волны, а также не искажается структура поля, как было показано в [4].

Для более строгого решения данной задачи необходимо учесть, что ПС имеет конечные значения длины, ширины и толщины, в отличие от допущений в [3], где считалось, что ПС — отрезок внешнего проводника. В рассматриваемом случае для решения уравнения теплопроводности наиболее подходящим является метод конечных интегральных преобразований [7], который, в отличие от других методов (разделения переменных, функций Грина, преобразования Лапласа, численных методов и т.д.), позволяет относительно просто получить решение в виде быстросходящихся рядов. Для упрощения задачи будем считать поверхность ПС не искривленной, а плоской, и уравнения теплопроводности запишем в декартовых, а не в цилиндрических координатах. Вид решения при этом значительно упрощается, что требуется в инженерных расчетах при проектировании измерительных преобразователей. Возникающая из-за такой замены методическая погрешность имеет две основные составляющие, обусловленные различием конфигураций электромагнитного поля в цилиндрической и плоской стенках и неодинаковостью условий теплообмена с искривленной и плоской поверхностями. Обе составляющие значительно меньше погрешностей вызванных, например, неточностью значений теплофизических параметров вещества, определения толщины ПС при изготовлении; поэтому ими можно пренебречь.

Физическая модель задачи представлена на рис. 1. ПС имеет длину L , ширину d и толщину δ . Плоскость YOZ является поверхно-

стью ПС, обращенной внутрь коаксиальной линии. Электромагнитная волна распространяется вдоль оси OZ, проникает в ПС на некоторую глубину вдоль оси OX и поглощается там, создавая в стенке источники теплоты.

Уравнение теплопроводности для этого случая запишется в виде

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \frac{1}{\chi} \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{W}{k}. \quad (2)$$

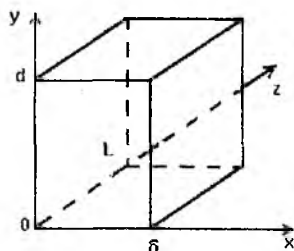


Рис. 1

Граничные условия приобретут вид

$$\left. \begin{aligned} T|_{y=0} &= 0 \\ T|_{y=d} &= 0 \\ T|_{z=0} &= 0 \\ T|_{z=L} &= 0 \\ k \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} &= \alpha T|_{x=0} \\ k \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=\delta} &= \alpha T|_{x=\delta} \end{aligned} \right\}. \quad (3)$$

В качестве исходных данных для нахождения плотности мощности внутренних источников теплоты возьмем выражение для распределения электрического поля во внешнем проводнике коаксиальной линии с учетом принятого упрощения:

$$E_{zb} = -\frac{I\sqrt{iq}}{2\pi\sigma b} e^{-\sqrt{iq}x}. \quad (4)$$

Здесь b — внутренний радиус внешнего проводника; I — сила тока, протекающего по внутреннему проводнику; σ — удельная проводимость; $q = \sqrt{\omega\mu_0\sigma}$.

Согласно закону Джоуля — Ленца объемная плотность поглощенной мощности определяется выражением

$$W = \frac{1}{2} \sigma \vec{E}_{zb} \vec{E}_{zb}^* \quad (5)$$

Тогда с учетом (4) получим

$$W = \frac{I^2 \omega \mu_0}{8\pi^2 b^2} e^{-\frac{2x}{\Delta}}, \quad (6)$$

где Δ — глубина скин-слоя материала ПС.

Структура поля в коаксиальной линии такова, что плотность источников теплоты одинакова по всей поверхности ПС и изменяется только по ее толщине. Уравнение (2) решается с помощью конечного интегрального преобразования [7] вида

$$f^*(\lambda, \mu, \nu) = \iiint_{(S)} f(x, y, z) K(x, y, z, \lambda, \mu, \nu) dx dy dz,$$

где $K(x, y, z, \lambda, \mu, \nu)$ — ядро преобразования. В приведенном выражении функции $f(x, y, z)$ ставится в соответствие функция $f^*(\lambda, \mu, \nu)$.

Определив последовательно ядра преобразования для каждой из координат x, y, z с учетом граничных условий (3), находим изображение уравнения (2), из которого определяется изображение температуры. Применив обратное преобразование [7] к изображению температуры, записываем выражение для приращения температуры:

$$T(x, y, z, t) = Q \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{p=0}^{\infty} \frac{K_{ijp}(x, y, z) \tau_{ijp} (1 - e^{-\frac{t}{\tau_{ijp}}})}{c_i (4 + \lambda_i^2 \Delta^2) (2j + 1) (2p + 1)} \quad (7)$$

$$\text{Здесь } Q = \frac{16\rho R_s}{\pi 3z_0 c \rho b^2 \ln \frac{b}{a}} \left[\left(2 + \frac{\alpha \Delta}{k} \right) - \left(2 - \frac{\alpha \Delta}{k} \right) \cdot e^{\frac{2\delta}{\Delta}} \right];$$

$K_{ijp} = \bar{K}_i(x)\bar{K}_j(y)\bar{K}_p(z)$, где $\bar{K}_i(x), \bar{K}_j(y), \bar{K}_p(z)$ — ядра преобразования по координатам x, y, z ; C_i — нормирующий множитель ядра преобразования по координате x .

Ряды (7) сходятся довольно быстро. По индексу i достаточно взять один член ряда ($i = 0$), а по индексам j, p — десять членов ряда, чтобы получить результат с тремя верными значащими цифрами. Более точные вычисления легко производить с помощью математических программ типа Mathematica, MathLab, MathCAD.

На рис. 2 отражены результаты расчета установившейся температуры в центре внешней поверхности однослойной ПС из константана ($\rho = 8900 \text{ кг/м}^3, k = 22,6 \text{ Вт/(м}\cdot^\circ\text{С)}, c = 419 \text{ Дж/(кг}\cdot^\circ\text{С)}, \sigma = 1,98 \cdot 10^6 \text{ 1/(Ом}\cdot\text{м)}$), имеющей размеры $9,3 \times 1,3 \text{ см}$ и помещенной во внешний проводник коаксиальной линии с радиусом внутреннего проводника $a = 2,3 \text{ мм}$ и внешнего $b = 8 \text{ мм}$. При этом считаем, что по линии передается мощность 10 кВт . Принятый коэффициент теплообмена $\alpha = 5 \text{ Вт/(м}^2\cdot^\circ\text{С)}$.

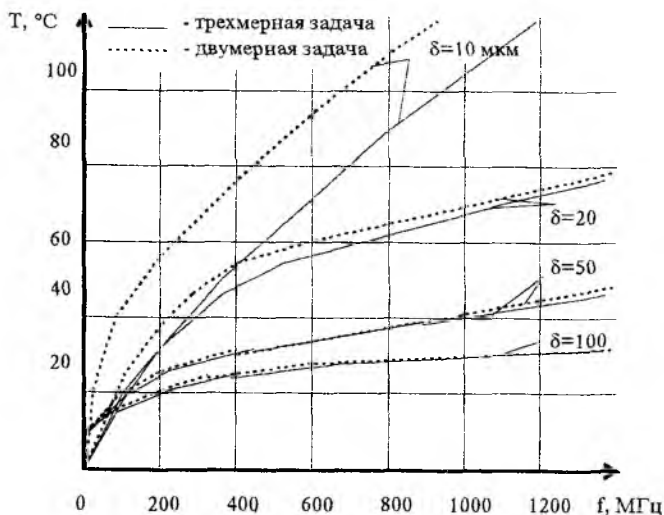


Рис. 2

Сплошные кривые рассчитаны по (7) помощью программы Line-1 для различных толщин ПС.

Характер частотной зависимости температуры от толщины близок к закону $1/\delta$, однако сильно отличается от этого закона на низких частотах и при малых δ . Температура может даже расти с увеличением толщины ПС, когда толщина последней меньше глубины скин-слоя. При этом с увеличением толщины стенки происходят два противоположных процесса — увеличение поглощенной мощности, что приводит к росту температуры, и улучшение теплоотвода, что уменьшает нагрев. При малых δ преобладает первый процесс, а при больших — второй.

Штриховыми линиями на рис. 2 показаны результаты решения упрощенной задачи, когда считалось, что источники теплоты распределены равномерно по толщине ПС, а не по экспоненциальному закону, как в (7), и мощность тепловых потерь полностью рассеивается в стенке без переизлучения.

Из рис. 2 видно, что при толщинах ПС больше глубины скин-слоя результаты решения обоими способами совпадают. Это объясняется тем, что в стационарном режиме металлические пластины с большим коэффициентом теплопроводности прогреваются по толщине почти равномерно, независимо от закона распределения плотности мощности тепловых потерь. При толщинах ПС меньших и сравнимых с глубиной скин-слоя различия значительны.

Временная зависимость нагрева ПС определяется экспоненциальным членом выражения (7). Параметр τ_{ijp} играет роль тепловой постоянной времени и выражается соотношением

$$\tau_{ijp} = \frac{1}{\frac{1}{\tau_{xi}} + \frac{1}{\tau_{yj}} + \frac{1}{\tau_{zp}}},$$

где переменные τ_{xi} , τ_{yj} , τ_{zp} отражают время распространения теплоты по осям x , y , z .

Скорость распространения теплоты по координатам y и z определяется размерами ПС L и d и ее теплофизическими параметрами, а по координате x она зависит не только от толщины ПС δ , но и от условий теплообмена с окружающей средой. В таблице приведены значения τ_{ijp} для ПС, температура которой рассчитана выше.

Индекс j	Значения $\tau_{ijr} (i=0)$ при p , равном			
	0	1	2	3
0	2,413	2,129	1,723	1,340
1	0,308	0,303	0,293	0,279
2	0,112	0,111	0,110	0,108
3	0,058	0,057	0,056	0,055

Как видно, наибольшей постоянной времени является τ_{000} , в целом же время установления температуры не превышает 10 с.

Полученные данные свидетельствуют о перспективности создания коаксиальных датчиков проходящей мощности, основанных на принципе ПС. Результаты расчетов показывают, что такие приборы будут обладать чувствительностью, достаточной для измерения мощности от десятков ватт до десятков и сотен киловатт. Инерционность этих приборов не будет превышать 10 с. Предложенные формулы позволяют легко производить инженерные расчеты с помощью персональной ЭВМ.

Список литературы: 1. Мартыненко Л.Г., Волков В.М., Кукуш В.Д. Температурное поле поглощающей стенки в прямоугольном многомодовом волноводе // Радиотехника. 1976. Вып. 37. С. 99—105. 2. Варламова Н.А., Кукуш В.Д., Мартыненко Л.Г. Исследование температурного поля круглого волновода // Там же. 1981. Вып. 57. С. 108—114. 3. Волков В.М., Мартыненко Л.Г., Мельник В.П. Температурное поле внешнего проводника коаксиальной линии // Там же. 1986. Вып. 78. С. 120—123. 4. Волков В.М., Бортник С.А. Затухание в коаксиальной двухслойной поглощающей стенке — См. статью в настоящем сборнике. 5. Кукуш В.Д., Ермилова Н.И. Коэффициент отражения датчика на основе поглощающей стенки в прямоугольном волноводе // Радиотехника. 1974. Вып. 31. С. 125—128. 6. Лыков А.В. Теория теплопроводности. М.: Высш. шк., 1967. 600 с. 7. Кошляков Н.Н., Глинер Э.Б., Смирнов М.М. Дифференциальные уравнения математической физики. М.: Физматгиз, 1962. 768 с.

Харьковский государственный
технический университет
радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 29.05.97

О СУЩЕСТВОВАНИИ БЫСТРЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН Н-ТИПА

При создании защиты от электромагнитных излучений и в ряде других случаев широко применяются поглотители электромагнитных волн (ПЭВ). Однако дальнейшее использование принципа, на котором основана работа существующих поглотителей, затрудняет создание ПЭВ малых толщин с низким коэффициентом отражения при больших углах падения волны. В связи с этим представляется перспективным преобразование энергии падающего излучения в энергию собственных типов колебаний ПЭВ. Для практической реализации указанного способа прежде всего необходимо изучить собственные типы колебаний в поглощающей структуре. Решение такой задачи для ТМ-типов колебаний предложено в работе [1]. В ней рассмотрен ПЭВ в виде поглощающего слоя, нанесенного на диэлектрическую подложку с металлическим основанием. Толщина диэлектрика равна δ , его относительная диэлектрическая проницаемость — ϵ'_3 . Относительная диэлектрическая проницаемость поглощающего слоя — $\epsilon_2 = \epsilon'_2 - j\epsilon''_2$, а его толщина равна $\ell - \delta$. Решение полученного дисперсионного уравнения показало, что в поглощающей структуре при определенных условиях возможно существование "быстрых" поверхностных волн. Последние имеют комплексную постоянную распространения $\gamma = \alpha - j\beta$ и затухают по мере распространения вдоль поверхности поглотителя.

Нами продолжены эти исследования, но применительно к ТЕ-типам колебаний. Решение уравнений Максвелла методом частичных областей позволило получить следующее дисперсионное уравнение для Н-волн в описанной выше двухслойной поглощающей структуре:

$$\begin{aligned} & \left(1 + \frac{\chi_2}{\chi_1}\right) \left(\sin \chi_3 \delta - j \frac{\chi_3}{\chi_2} \cos \chi_3 \delta\right) \exp[j\chi_2(\ell - \delta)] + \\ & + \left(1 - \frac{\chi_2}{\chi_1}\right) \left(\sin \chi_3 \delta + j \frac{\chi_3}{\chi_2} \cos \chi_3 \delta\right) \exp[-j\chi_2(\ell - \delta)] = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

числа χ_1, χ_2, χ_3 — поперечные волновые числа для свободного пространства, поглощающего слоя и диэлектрика. Они связаны с волновым числом в свободном пространстве κ_0 и постоянной распространения вдоль структуры $\gamma = \alpha - j\beta$ уравнениями

$$\begin{aligned}\chi_1^2 &= \kappa_0^2 - \alpha^2 + \beta^2 + j2\alpha\beta; \\ \chi_2^2 &= \kappa_0^2 \varepsilon_2' - \alpha^2 + \beta^2 - j(\kappa_0^2 \varepsilon_2'' 2\alpha\beta); \\ \chi_3^2 &= \kappa_0^2 \varepsilon_3^1 - \alpha^2 + \beta^2 + j2\alpha\beta.\end{aligned}\quad (2)$$

Для решения уравнения (1) выразим χ_2 и χ_3 через χ_1 :

$$\begin{aligned}\chi_2 &= \sqrt{\frac{\sqrt{M^2 + N^2} + M}{2}} \pm j\sqrt{\frac{\sqrt{M^2 + N^2} - M}{2}}; \\ \chi_3 &= \sqrt{\frac{\sqrt{L^2 + Q^2} + L}{2}} \pm j\sqrt{\frac{\sqrt{L^2 + Q^2} - L}{2}}.\end{aligned}$$

Здесь $M = \chi_1'^2 - \chi_1''^2 + \kappa_0^2(\varepsilon_2' - 1)$; $N = \kappa_0^2 \varepsilon_2'' - 2\chi_1' \chi_1''$;

$$L = \chi_1'^2 - \chi_1''^2 + \kappa_0^2(\varepsilon_3^1 - 1); \quad Q = 2\chi_1' \chi_1'',$$

где χ_1' , χ_1'' — реальная и мнимая части величины χ_1 . В приведенных выражениях знак минус берется соответственно при $N < 0$ и $Q < 0$ [1]. Если в уравнении (1) отдельно выделить реальную и мнимую части, то полученная система двух уравнений будет содержать два неизвестных:

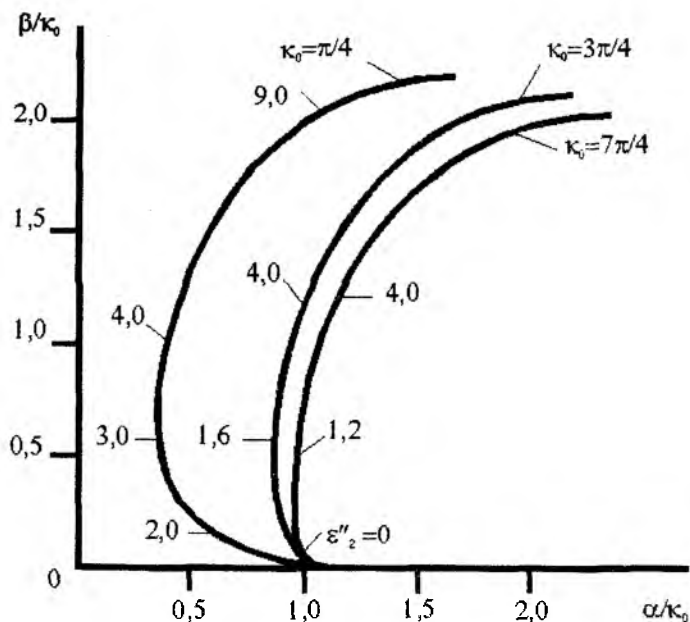
χ_1' и χ_1'' . Ее решение осуществлялось с помощью ЭВМ методом Ньютона. Численный счет, как и в [1], продолжался до совпадения пяти десятичных знаков двух последовательных приближений. Постоянная распространения вдоль структуры γ может быть найдена из уравнения (2). Методика расчета заключалась в следующем. Вначале, с использованием уравнения (1), рассчитывались дисперсионные характеристики исследуемой структуры при отсутствии в ней потерь ($\varepsilon_2'' = 0$). Эти характеристики представлялись в виде диаграммы Бриллюэна (в координатах κ_0, α и κ_0, β). Для заданного κ_0 она позволяет выбрать исходные значения α и β (χ_1' и χ_1''), принадлежа-

щие дисперсионным кривым интересующего типа колебаний. Далее при постепенно нарастающих значениях ε_2'' с шагом $\Delta\varepsilon_2'' \ll 1$ находились соответствующие значения χ_1' и χ_1'' . При этом значения χ_1' и χ_1'' , полученные на предыдущем шаге, являлись исходными данными для их определения на последующем шаге. Таким образом при изменении ε_2'' прослеживалась динамика изменения χ_1' и χ_1'' (α и β) интересующего типа колебаний. В качестве иллюстрации на рисунке показан характер изменения постоянной распространения медленной поверхностной волны TE_{0m} -типа колебаний при возрастании потерь в диэлектрической структуре.

Расчет проведен для однослойного ($\partial = 0$) ПЭВ, толщина которого $l = 1$, а реальная часть относительной диэлектрической проницаемости $\varepsilon_2' = 5$. Размерность толщины слоя выражена в размерностях длины волны. В качестве исследуемых выбирались медленные поверхностные волны, соответствующие точкам дисперсионных кривых, определяемых из уравнения

$$\kappa_0 = \alpha = (m - 0,5)\pi / (\ell\sqrt{\varepsilon_2' - 1}); \beta = 0, \quad (3)$$

где m — порядковый номер типа колебаний. Анализ результатов показывает, что медленные поверхностные волны TE_{00} -, TE_{02} - и TE_{06} -типов колебаний (соответствующие значениям $\kappa_0 = \pi/4, 3\pi/4, 7\pi/4$) при увеличении мнимой части диэлектрической проницаемости слоя трансформируются в "быстрые" поверхностные волны. Последние, оставаясь поверхностными по своей структуре, обладают фазовой скоростью распространения, которая превышает скорость света ($\alpha < \kappa_0$). Однако при некоторых значениях ε_2'' , зависящих от типа колебаний, они вновь трансформируются в медленные поверхностные волны. Расчеты, проведенные для иных значений κ_0 , не удовлетворяющих уравнению (3), показали, что описанный вид трансформации волн также имеет место, но проявляется при больших значениях ε_2'' .



Таким образом, по результатам проведенных исследований можно сделать следующее заключение. В поглощающей структуре при определенных значениях ее комплексной диэлектрической проницаемости могут существовать "быстрые" поверхностные волны как ТМ-, так и ТЕ-типов колебаний. Отметим, что существование описанных волн зафиксировано и в круглом диэлектрическом волноводе с резистивной пленкой [2].

Список литературы: 1. Лазаренко Е.Н., Павлов В.Ф., Сахацкий В.Д. О некоторых свойствах поверхностных волн в средах с потерями // Радиотехника и электрон. 1976. Т. 21, № 7. С. 1519—1522. 2. Веселов Г.И., Раевский С.Б. Слоистые металло-диэлектрические волноводы. М.: Радио и связь, 1988. 254 с.

Украинская инженерно-педагогическая академия, г. Харьков

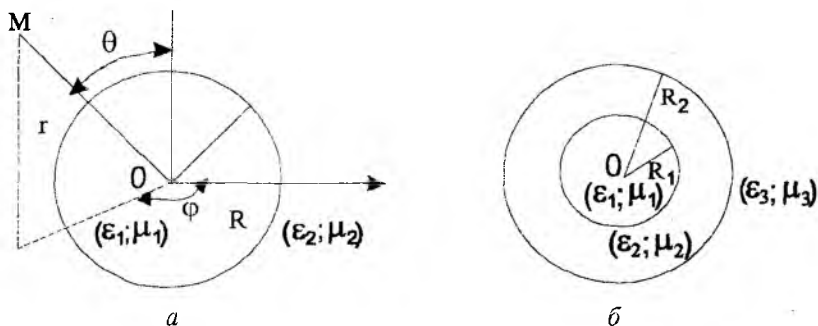
Поступила в редколлегию 13.05.97

Ю. М. ПЕНКИН, канд. физ.-мат. наук

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ВОЗБУЖДЕНИЯ РАДИАЛЬНЫМИ ТОКАМИ ПРОСТРАНСТВА СО СЛОИСТОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ

В целях обеспечения связи, телеметрии, разведки или диагностики антенные элементы помещают в различные материальные среды — такие, как почва, морская и пресная вода, плазма, биологические ткани. Наиболее часто используются простые антенные элементы: симметричные вибраторы с малой электрической длиной или кольцевые рамочные антенны, которые функционируют отдельно или группируются в направленные решетки. При этом, чтобы уменьшить или исключить утечку тока из антенны в соприкасающуюся с ней проводящую среду, антенну покрывают изолирующей оболочкой. В зависимости от толщины изоляции может не только предотвратить утечку свободных зарядов из антенны, но и значительно ослабить зависимость распределения тока на ее поверхности от электрических свойств окружающей среды. В ряде случаев удобна сферическая форма изоляции: например, в виде однородного диэлектрического шара или полый сферической оболочки из диэлектрика [1].

При определении электродинамических характеристик антенных элементов с указанными типами сферической изоляции возникает необходимость в решении задачи возбуждения неоднородного пространства, имеющего двухслойную структуру (рисунок, позиция *a*) и трехслойную (позиция *б*). Границы между слоями являются concentрическими сферическими поверхностями.



Поскольку антенные элементы, в зависимости от постановки задачи, могут рассматриваться в качестве излучателей и рассеивателей, представляет интерес возбуждение исследуемых структур источниками токов, расположенными во внутреннем слое с материальными параметрами ($\epsilon_1; \mu_1$) и во внешнем пространстве.

Как известно, задачу возбуждения электромагнитных волн в объемах с координатными границами удобнее всего решать с помощью тензорных функций Грина для векторных потенциалов Герца. Для ряда электродинамических объемов компоненты тензоров Грина определены. Так, в работе [2] они построены для объемов со сферическими идеально проводящими границами. Оказывается, что таким же образом [2], не прибегая к более сложному аппарату полевых функций Грина [3], развитому для плоскостойких сред, можно решить задачу возбуждения слоистой сферической структуры в случае возбуждения радиально ориентированными сторонними токами. Поскольку кольцевая рамочная антенна, имеющая электрически малые размеры, может быть аппроксимирована эквивалентным магнитным диполем, такая формулировка задачи возбуждения несущественно уменьшает возможности моделирования простых антенных элементов, применяемых на практике.

Следует отметить, что классические результаты Ми и Дебая, а также результаты, полученные методом интегральных уравнений [4], описывают рассеяние внешнего электромагнитного поля на однородном диэлектрическом шаре без конкретизации геометрии источника. Задача возбуждения диэлектрического сферического изолятора внутренним током рассмотрена в [1] для одиночной кольцевой рамки с использованием метода собственных волн. Однако изложение задачи возбуждения трехслойной сферической структуры автору неизвестно. Поэтому представляет практический интерес построение функций Грина электрического и магнитного типов для векторных потенциалов Герца рассматриваемых сферическо-слоистых структур в случае протекания радиальных токов как во внутреннем слое, так и во внешнем пространстве.

Введем сферическую систему координат (см. рисунок, позицию a), начало которой совмещено с геометрическими центрами сферических граничных поверхностей. В этой системе радиус-вектор \vec{r} определяет точку наблюдения M с координатами $(r; \theta; \varphi)$, а радиус-вектор \vec{r}' — точку источника и ее координаты $(r'; \theta'; \varphi')$. В качестве ключевого используем выражение для соответствующей радиальным токам компоненты тензорной функции Грина векторного уравнения Гельмгольца из работы [2]:

$$G^{\text{Э(М)}}(\vec{r}/\vec{r}') = - \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{U^{\text{Э(М)}}(2 - \delta_{0m})}{2C_{nm}} \times \quad (1)$$

$$\times P_n^m(\cos\theta) P_n^m(\cos\theta') \cos m(\varphi - \varphi').$$

Здесь δ_{0m} — символ Кронекера; $C_{nm} = \frac{2\pi}{2n+1} \frac{(n+m)!}{(n-m)!}$; $P_n^m(\cos\theta)$ —

присоединенные функции Лежандра первого рода. Функции $G^{\text{Э}}, U^{\text{Э}}$ являются функциями электрического, а $G^{\text{М}}, U^{\text{М}}$ — магнитного типов. Отметим, что при необходимости, используя теорему сложения многочленов Лежандра, выражение для функций Грина (1) можно представить в другом виде, осуществив переход от двойного ряда к однократному:

$$G^{\text{Э(М)}}(\vec{r}, \vec{r}') = - \sum_{n=0}^{\infty} U^{\text{Э(М)}} \frac{n+1/2}{2\pi} P_n(\cos\theta \cdot \cos\theta' + \sin\theta \cdot \sin\theta' \cos(\varphi - \varphi')). \quad (2)$$

Универсальность выражения (1) заключается в том, что при его получении использовались только условия периодичности функций Грина по φ и ограниченности полей при всех углах θ , а зависимости $U^{\text{Э(М)}} = U_{ns}^{\text{Э(М)}}(r, r')$ от радиальных координат оно содержит в неявном виде. Функции $U^{\text{Э(М)}}$ следует находить из неоднородного уравнения

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial U^{\text{Э(М)}}}{\partial r} \right) + \left[k_s^2 - \frac{n(n+1)}{r^2} \right] r^2 U^{\text{Э(М)}} = 4\pi\delta(r-r') \quad (3)$$

для слоя, где располагаются источники сторонних токов, и из однородного уравнения, аналогичного (3), — для остальных областей сферическо-слоистой структуры. В выражении (3): $\delta(r-r')$ — дельта-функция Дирака; $k_s = \omega \sqrt{\epsilon_s \mu_s}$ — волновое число (ω — круговая частота; ϵ_s, μ_s — диэлектрическая и магнитная проницаемости среды в слое с номером s). Решения однородных уравнений представляются в виде

$$U_{ns}^{\text{Э(М)}} = A_{ns}^{\text{Э(М)}} j_n(k_s r) + B_{ns}^{\text{Э(М)}} y_n(k_s r), \quad (4)$$

где $A_{ns}^{\varepsilon(M)}$, $B_{ns}^{\varepsilon(M)}$ — неизвестные коэффициенты. Здесь и далее приняты следующие обозначения:

$$j_n(k_s r) = \sqrt{\frac{\pi}{2k_s r}} J_{n+1/2}(k_s r); \quad y_n(k_s r) = \sqrt{\frac{\pi}{2k_s r}} N_{n+1/2}(k_s r);$$

$$h_n^{(2)}(k_s r) = j_n(k_s r) - iy_n(k_s r) = \sqrt{\frac{\pi}{2k_s r}} H_{n+1/2}^{(2)}(k_s r),$$

где $J_{n+1/2}(k_s r)$ — функция Бесселя; $N_{n+1/2}(k_s r)$ — функция Неймана; $H_{n+1/2}^{(2)}(k_s r)$ — функция Ханкеля. Неоднородное уравнение (3) решается методом вариации произвольных постоянных.

Неизвестные коэффициенты представлений (4) находим из систем уравнений, полученных на основании требований выполнения условий для $U_{ns}^{\varepsilon(M)}$ на граничных сферических поверхностях. Они формулируются в соответствии с поведением на границах слоев нормальных и тангенциальных компонент искомых векторных полей, которые при U_{ns}^{ε} представляют собой электромагнитные поля электрического типа, а при U_{ns}^M — магнитного. Нетрудно убедиться, что граничные условия на сферической поверхности раздела двух слоев в выбранной системе координат для функций $U_{ns}^{\varepsilon(M)}$ записываются в виде

$$U_{n,s}^{\varepsilon(M)} = U_{n,s+1}^{\varepsilon(M)}, \quad a_s^{\varepsilon(M)} \frac{\partial U_{n,s}^{\varepsilon(M)}}{\partial r} = a_{s+1}^{\varepsilon(M)} \frac{\partial U_{n,s+1}^{\varepsilon(M)}}{\partial r}, \quad (5)$$

где $a_s^{\varepsilon} = 1/\varepsilon_s$ для функций U_{ns}^{ε} и $a_s^M = 1/\mu_s$ для функций U_{ns}^M . При этом для внутреннего слоя накладывается также условие ограниченности функций в точке $r = 0$, а для внешнего — условие излучения на бесконечности.

Полученные выражения функций $U^{\varepsilon(M)}$ приведем в явном виде:

а) для двухслойной структуры — диэлектрического шара радиусом R (см. позицию a рисунка) в случае $r' < R$ — расположения источников во внутреннем слое:

$$U^{\text{э(М)}} = \begin{cases} 4\pi j_n(k_1 r) [k_1 y_n(k_1 r') + j_n(k_1 r') F_n], & r < r', \\ 4\pi j_n(k_1 r') [k_1 y_n(k_1 r) + j_n(k_1 r) F_n], & r' < r < R, \\ 4\pi j_n(k_1 r') h_n^{(2)}(k_2 r) / (R^2 Z_n), & r > R, \end{cases} \quad (6)$$

где

$$Z_n = k_1 h_n^{(2)}(k_2 R) j_{n+1}(k_1 R) - j_n(k_1 R) \left[\frac{n}{R} \left(1 - \frac{a_2^{\text{э(М)}}}{a_1^{\text{э(М)}}} \right) h_n^{(2)}(k_2 R) + \frac{a_2^{\text{э(М)}}}{a_1^{\text{э(М)}}} h_{n+1}^{(2)}(k_2 R) \right];$$

$$F_n = \left[h_n^{(2)}(k_2 R) / (R^2 Z_n) - k_1 y_n(k_1 R) \right] / j_n(k_1 R);$$

б) для двухслойной структуры — диэлектрического шара радиусом R (см. позицию a рисунка) в случае $r' > R$ — расположения источников во внешнем слое:

$$U^{\text{э(М)}} = \begin{cases} 4\pi h_n^{(2)}(k_2 r') j_n(k_1 r) / (R^2 j_n(k_1 R) \bar{Z}_n), & r < R, \\ 4\pi h_n^{(2)}(k_2 r') \left[h_n^{(2)}(k_2 r) \bar{F}_n - k_2 y_n(k_2 r) \right], & R < r < r', \\ 4\pi h_n^{(2)}(k_2 r) \left[h_n^{(2)}(k_2 r') \bar{F}_n - k_2 y_n(k_2 r') \right], & r > r', \end{cases} \quad (7)$$

где

$$\bar{Z}_n = h_n^2(k_2 R) \left[\frac{n}{R} \left(1 - \frac{a_1^{\text{э(М)}}}{a_2^{\text{э(М)}}} \right) + \frac{a_1^{\text{э(М)}}}{a_2^{\text{э(М)}}} \frac{j_{n+1}(k_1 R)}{j_n(k_1 R)} \right] - k_2 h_{n+1}^{(2)}(k_2 R);$$

$$\bar{F}_n = \left[k_2 y_n(k_2 R) - 1 / (R^2 \bar{Z}_n) \right] / h_n^{(2)}(k_2 R);$$

трехслойной структуры (см. позицию б рисунка) в случае расположения источников во внутреннем слое:

$$U^{\text{э(М)}} = \begin{cases} 4\pi j_n(k_1 r) \left[k_1 y_n(k_1 r') - j_n(k_1 r') H_n \right], & r < r', \\ 4\pi j_n(k_1 r') \left[k_1 y_n(k_1 r) - j_n(k_1 r) H_n \right], & r' < r < R_1, \\ -4\pi j_n(k_1 r') \left[Q_n j_n(k_2 r) + \Phi_n y_n(k_2 r) \right] / (R_1^2 D_n), & R_1 < r < R_2, \\ -4\pi h_n^{(2)}(k_3 r) j_n(k_1 r') / \left[D_n (k_2 R_1 R_2)^2 \right], & r > R_2, \end{cases} \quad (8)$$

где

$$Q_n = h_n^2(k_3 R_2) \left[\frac{n}{k_2 R_2} \left(1 - \frac{a_3^{\text{э(М)}}}{a_2^{\text{э(М)}}} \right) y_n(k_2 R_2) - y_{n+1}(k_2 R_2) \right] - \frac{a_3^{\text{э(М)}} k_3}{a_2^{\text{э(М)}} k_2} h_{n+1}^{(2)}(k_3 R_2) y_n(k_2 R_2);$$

$$\Phi_n = h_n^{(2)}(k_3 R_2) \left[j_{n+1}(k_2 R_2) - \frac{n}{k_2 R_2} \left(1 - \frac{a_3^{\text{э(М)}}}{a_2^{\text{э(М)}}} \right) j_n(k_2 R_2) \right] - \frac{a_3^{\text{э(М)}} k_3}{a_2^{\text{э(М)}} k_2} h_{n+1}^{(2)}(k_3 R_2) j_n(k_2 R_2);$$

$$D_n = \left[\frac{n}{R_1} \left(1 - \frac{a_2^{\text{э(М)}}}{a_1^{\text{э(М)}}} \right) j_n(k_1 R_1) - k_1 j_{n+1}(k_1 R_1) \right] \left[Q_n j_n(k_2 R_1) + \Phi_n y_n(k_2 R_1) \right] + k_2 \frac{a_2^{\text{э(М)}}}{a_1^{\text{э(М)}}} j_n(k_1 R_1) \left[Q_n j_{n+1}(k_2 R_1) + \Phi_n y_{n+1}(k_2 R_1) \right];$$

$$H_n = \frac{1}{j_n(k_1 R_1)} \left[k_1 y_n(k_1 R_1) + \frac{Q_n j_n(k_2 R_1) + \Phi_n y_n(k_2 R_1)}{R_1^2 D_n} \right];$$

г) для трехслойной структуры (см. позицию б рисунка) в случае $r' > R_2$ — расположения источников во внешнем слое:

$$U^{\text{э(М)}} = \begin{cases} -4\pi h_n^{(2)}(k_3 r') j_n(k_1 r) / \left[\overline{D}_n(k_2 R_1 R_2)^2 \right], & r < R_1, \\ -4\pi h_n^{(2)} R_n^{(2)}(k_3 r') \left[\overline{Q}_n j_n(k_2 r) + \overline{\Phi}_n y_n(k_2 r) \right] / (R_2^2 \cdot \overline{D}_n), & R_1 < r < R_2, \\ -4\pi h_n^{(2)}(k_3 r') \left[k_3 y_n(k_3 r) - h_n^{(2)}(k_3 r) \cdot \overline{H}_n \right], & R_2 < r < r', \\ -4\pi h_n^{(2)}(k_3 r') \left[k_3 y_n(k_3 r') - h_n^{(2)}(k_3 r') \cdot \overline{H}_n \right], & r < r', \end{cases} \quad (9)$$

где

$$\overline{Q}_n = \left[\frac{n}{k_2 R_1} \left(1 - \frac{a_1^{\text{э(М)}}}{a_2^{\text{э(М)}}} \right) y_n(k_2 R_1) - y_{n+1}(k_2 R_1) \right] j_n(k_1 R_1) + \frac{a_1^{\text{э(М)}} k_1}{a_2^{\text{э(М)}} k_2} y_n(k_2 R_1) y_{n+1}(k_1 R_1);$$

$$\overline{\Phi}_n = \left[j_{n+1}(k_2 R_1) - \frac{n}{k_2 R_1} \left(1 - \frac{a_1^{\text{э(М)}}}{a_2^{\text{э(М)}}} \right) j_n(k_2 R_1) \right] j_n(k_1 R_1) - \frac{a_1^{\text{э(М)}} k_1}{a_2^{\text{э(М)}} k_2} j_n(k_2 R_1) y_{n+1}(k_1 R_1);$$

$$\overline{D}_n = \left[h_n^{(2)}(k_3 R_2) \frac{n}{R_2} \left(\frac{a_2^{\text{э(М)}}}{a_3^{\text{э(М)}}} - 1 \right) + k_3 h_{n+1}^{(2)}(k_3 R_2) \right] \left[\overline{Q}_n j_n(k_2 R_2) + \overline{\Phi}_n y_n(k_2 R_2) \right] - k_2 \frac{a_2^{\text{э(М)}}}{a_1^{\text{э(М)}}} h_n^{(2)}(k_3 R_2) \left[\overline{Q}_n j_{n+1}(k_2 R_2) + \overline{\Phi}_n y_{n+1}(k_2 R_2) \right];$$

$$\overline{H}_n = \frac{1}{h_n^{(2)}(k_3 R_2)} \left[k_3 y_n(k_3 R_2) - \frac{\overline{Q}_n j_n(k_2 R_2) + \overline{\Phi}_n y_n(k_2 R_2)}{R_2^2 \overline{D}_n} \right].$$

Построенные таким образом функции Грина позволяют определить радиальные компоненты электрического вектора Герца $\Pi_r^{\text{э}}(\vec{r})$

ЭВР/713
или магнитного $\Pi_r^M(\vec{r})$ в любой области с параметрами $(\epsilon_3; \mu_s)$ рассмотренных сферическо-слоистых структур в виде объемного интеграла:

$$\Pi_r^{\mathcal{E}(M)}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi i \omega \epsilon_s(\mu_s)} \int_V j^{\mathcal{E}(M)}(\vec{r}') \cdot G^{\mathcal{E}(M)}(\vec{r}/\vec{r}') dv, \quad (10)$$

где V — электродинамический объем, в котором распределены сторонние радиальные электрические токи $j^{\mathcal{E}}(\vec{r}')$ или магнитные $j^M(\vec{r}')$.

Форма выражения для $G^{\mathcal{E}(M)}(\vec{r}/\vec{r}')$ обуславливается формулой (1) и конкретным видом функций $U^{\mathcal{E}(M)}$ из (6)—(9), зависящим от взаимного расположения точек источника и наблюдения в сферическо-слоистой структуре. По известным соотношениям с помощью $\Pi_r^{\mathcal{E}(M)}(\vec{r})$ определяются электромагнитные поля.

Отметим, что полученные выражения для функций Грина оказываются удобными при проведении численных исследований в случаях применения резонансных сферических изоляторов, электрические диаметры которых составляют несколько длин волн в граничащих средах. Для сферических поверхностей с большими электрическими диаметрами ряды в приведенных выражениях сходятся недостаточно быстро, что приводит к необходимости их модификации.

Очевидно, что использованная нами методика построения функций Грина позволяет рассматривать задачи возбуждения сферическо-слоистых структур и с большим количеством слоев. При этом источники могут быть расположены в любом из них. Однако громоздкость получаемых выражений при аналитическом определении неизвестных коэффициентов представлений (4) может существенно ограничить эти возможности.

Таким образом, построенные функции Грина для сферическо-слоистых структур в случае их возбуждения радиальными токами позволяют расширить границы математического моделирования при решении различных электродинамических задач, в том числе при определении характеристик антенных элементов со сферической формой изоляции.

Список литературы: 1. *Кинг Р., Смит Г.* Антенны в материальных средах: В 2 т.: Пер. с англ. М.: Мир, 1984. Т. 2. 822 с. 2. *Пенкин Ю.М., Ячук Л.П.* Тензор Грина векторного уравнения Гельмгольца для простых электродинамических объемов со сферическим границами // Радиотехника. 1991. № 94. С. 83—91. 3. *Жук Н.П., Третьяков О.А.* Функции Грина уравнений Максвелла для плоско-слоистой среды // Радиотехника и электрон. 1985. Т. 33, № 5. С. 869—875. 4. *Хижняк Н.А.* Интегральные уравнения макроскопической электродинамики. К.: Наук. думка, 1986. 280 с.

Украинская фармацевтическая академия, г. Харьков

Поступила в редколлегию 11.06.97

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК АПЕРИОДИЧЕСКИХ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ МОЩНОСТИ СВЧ

Прогресс высокочастотной радиоэлектроники, как и других областей техники, тесно связан с уровнем метрологического обеспечения (МО). Одной из особенностей МО на современном этапе является динамический режим работы средств измерений. Последний обусловлен применением импульсной модуляции ВЧ-сигналов, увеличением производительности измерительных операций, а также повышением точности измерений, которое позволяет обнаружить нестационарность объектов, ранее считавшихся стационарными. Одна из основных задач МО динамических измерений — нормирование и определение динамических характеристик (ДХ) средств измерений. Объектом исследования ДХ в СВЧ-технике служат измерительные преобразователи (ИП) мощности. Наиболее распространены среди них так называемые тепловые преобразователи (калориметрические, термоэлектрические, болометрические). Тепловые ИП апериодические, что необходимо учитывать при нахождении их ДХ.

Среди многих методов определения ДХ предпочтение отдается экспериментальным, как наиболее простым и эффективным. Методика определения экспериментальных ДХ включает два основных этапа:

1. Измерение экспериментальной ДХ: воспроизведение испытательного сигнала в частотной или временной области, аналоговая или дискретная регистрация значений ДХ, предварительная обработка данных, заканчивающаяся получением табличного или графического представления нормированной по амплитуде ДХ.

2. Идентификация эмпирической ДХ, заключающаяся в выборе математической модели и нахождении ее параметров (идентификация в узком смысле слова).

При измерении ДХ ИП предпочтение отдается той ДХ, которая определяется с наибольшей точностью. Таковой для СВЧ-преобразователей считается переходная характеристика (ПХ), поскольку прямое измерение других ДХ связано с трудностями в формировании испытательного сигнала.

Для идентификации эмпирических ДХ разработано большое количество методов. На практике наиболее часто используются методы последовательного логарифмирования и последовательного интегрирования ПХ [1]. Однако они довольно трудоемки и имеют невысокую точность, поскольку относятся к графоаналитическим. Кроме того, спецификой тепловых ИП является наличие так называемого времени чистого запаздывания.

вания, обусловленного конечной скоростью протекания физических процессов в чувствительном элементе преобразователя. При реализации графоаналитических методов предполагается, что время запаздывания заранее известно и исключено из объема экспериментальных данных. Поэтому для идентификации ПХ ИП предложено использовать метод моментов [2].

В теории последнего доказано, что динамические свойства средств измерений удовлетворительно отражаются ограниченным числом моментов. Для нормированной ПХ $h_H(t)$ начальные моменты

$$\alpha_j = \int_0^{\infty} t^{j-1} [1 - h_H(t)] dt, \quad (1)$$

где $j = 1, 2, \dots, m$.

Параметры функций, аппроксимирующих ПХ, выбираются из условий равенства значений начальных моментов ПХ, найденных по экспериментальным данным, и расчетных для выбранной аппроксимирующей функции.

Передаточные функции ИП с запаздыванием и соответствующие им ПХ моделей аperiодических ИП приведены в табл. 1, причем $h_H(t) = 0$ при $t < t_0$. Для ИП без запаздывания справедливы те же формулы, только $t_0 = 0$.

Т а б л и ц а 1

№ П/И	Передаточная функция $H(s)$	Переходная характеристика $h_H(t)$
1	$\frac{1}{\tau s + 1} e^{-t_0 s}$	$1 - e^{-\frac{t-t_0}{\tau}}$
2	$\frac{1}{(\tau_1 s + 1)(\tau_2 s + 1)} e^{-t_0 s}$	$1 - \frac{\tau_1}{\tau_1 - \tau_2} e^{-\frac{t-t_0}{\tau_1}} - \frac{\tau_2}{\tau_1 - \tau_2} e^{-\frac{t-t_0}{\tau_2}}$
3	$\frac{1}{(\tau_1 s + 1)(\tau_2 s + 1)(\tau_3 s + 1)} e^{-t_0 s}$	$1 - \frac{\tau_1^2}{(\tau_1 - \tau_2)(\tau_1 - \tau_3)} e^{-\frac{t-t_0}{\tau_1}} - \frac{\tau_2^2}{(\tau_2 - \tau_1)(\tau_2 - \tau_3)} e^{-\frac{t-t_0}{\tau_2}} - \frac{\tau_3^2}{(\tau_3 - \tau_1)(\tau_3 - \tau_2)} e^{-\frac{t-t_0}{\tau_3}}$
4	$\frac{1}{(\tau s + 1)^2} e^{-t_0 s}$	$1 - \left(1 + \frac{t-t_0}{\tau}\right) e^{-\frac{t-t_0}{\tau}}$
5	$\frac{1}{(\tau_1 s + 1)^2 (\tau_2 s + 1)} e^{-t_0 s}$	$1 - \frac{\tau_1}{\tau_1 - \tau_2} \left(1 + \frac{t-t_0}{\tau_1}\right) e^{-\frac{t-t_0}{\tau_1}} + \frac{\tau_1 \tau_2}{(\tau_1 - \tau_2)^2} e^{-\frac{t-t_0}{\tau_1}} - \frac{\tau_2^2}{(\tau_1 - \tau_2)^2} e^{-\frac{t-t_0}{\tau_2}}$

№ п/п	Передаточная функция $H(s)$	Переходная характеристика $h_H(t)$
6	$\frac{1}{(\tau s + 1)} e^{-t_0 s}$	$1 - \left(1 + \frac{t - t_0}{\tau} + \frac{(t - t_0)^2}{2\tau^2} \right) e^{-\frac{t - t_0}{\tau}}$
7	$\frac{(\tau_3 s + 1)}{(\tau_1 s + 1)(\tau_2 s + 1)} e^{-t_0 s}$	$1 - \frac{\tau_1 - \tau_3}{\tau_1 - \tau_2} e^{-\frac{t - t_0}{\tau_1}} - \frac{\tau_2 - \tau_3}{\tau_2 - \tau_1} e^{-\frac{t - t_0}{\tau_2}}$
8	$\frac{(\tau_2 s + 1)}{(\tau_1 s + 1)^2} e^{-t_0 s}$	$1 - \left(1 + \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_1} \right) \frac{t - t_0}{\tau_1} \right) e^{-\frac{t - t_0}{\tau_1}}$
9	$\frac{(\tau_3 s + 1)}{(\tau_1 s + 1)^2 (\tau_2 s + 1)} e^{-t_0 s}$	$1 - \frac{\tau_1 - \tau_3}{\tau_1 - \tau_2} \left(1 + \frac{t - t_0}{\tau_1} \right) e^{-\frac{t - t_0}{\tau_1}} + \frac{\tau_1 (\tau_2 - \tau_3)}{(\tau_1 - \tau_2)^2} e^{-\frac{t - t_0}{\tau_1}} -$ $-\frac{\tau_2 (\tau_2 - \tau_3)}{(\tau_1 - \tau_2)^2} e^{-\frac{t - t_0}{\tau_2}}$
10	$\frac{(\tau_4 s + 1)}{(\tau_1 s + 1)(\tau_2 s + 1)(\tau_3 s + 1)} e^{-t_0 s}$	$1 - \frac{\tau_1 (\tau_1 - \tau_4)}{(\tau_1 - \tau_2)(\tau_1 - \tau_3)} e^{-\frac{t - t_0}{\tau_1}} - \frac{\tau_2 (\tau_2 - \tau_4)}{(\tau_2 - \tau_1)(\tau_2 - \tau_3)} e^{-\frac{t - t_0}{\tau_2}} -$ $-\frac{\tau_3 (\tau_3 - \tau_4)}{(\tau_3 - \tau_1)(\tau_3 - \tau_2)} e^{-\frac{t - t_0}{\tau_3}}$
11	$\frac{(\tau_2 s + 1)}{(\tau_1 s + 1)^3} e^{-t_0 s}$	$1 - \left(1 + \frac{t - t_0}{\tau_1} + \frac{(t - t_0)^2}{2\tau_1^2} - \frac{\tau_2 (t - t_0)^2}{2\tau_1^3} \right) e^{-\frac{t - t_0}{\tau_1}}$
12	$\frac{(\tau_4 s + 1)(\tau_5 s + 1)}{(\tau_1 s + 1)(\tau_2 s + 1)(\tau_3 s + 1)} e^{-t_0 s}$	$1 - \frac{(\tau_1 - \tau_5)(\tau_1 - \tau_4)}{(\tau_1 - \tau_2)(\tau_1 - \tau_3)} e^{-\frac{t - t_0}{\tau_1}} - \frac{(\tau_2 - \tau_5)(\tau_2 - \tau_4)}{(\tau_2 - \tau_1)(\tau_2 - \tau_3)} e^{-\frac{t - t_0}{\tau_2}} -$ $-\frac{(\tau_3 - \tau_4)(\tau_3 - \tau_5)}{(\tau_3 - \tau_1)(\tau_3 - \tau_2)} e^{-\frac{t - t_0}{\tau_3}}$
13	$\frac{(\tau_3 s + 1)(\tau_4 s + 1)}{(\tau_1 s + 1)^2 (\tau_2 s + 1)} e^{-t_0 s}$	$1 - \frac{(\tau_1 - \tau_3)(\tau_1 - \tau_4)}{\tau_1 (\tau_1 - \tau_2)} \left(1 + \frac{t - t_0}{\tau_1} \right) e^{-\frac{t - t_0}{\tau_1}} -$ $-\frac{\tau_3 \tau_4 (\tau_2 - \tau_1) + \tau_1^2 (\tau_4 - \tau_2) + \tau_1 \tau_3 (\tau_1 - \tau_4)}{\tau_1 (\tau_1 - \tau_2)^2} e^{-\frac{t - t_0}{\tau_1}} -$ $-\frac{(\tau_1 - \tau_4)(\tau_2 - \tau_3)}{(\tau_1 - \tau_2)^2} e^{-\frac{t - t_0}{\tau_2}}$

№ п/п	Передаточная функция $H(s)$	Переходная характеристика $h_{\text{н}}(t)$
14	$\frac{(\tau_2 s + 1)(\tau_3 s + 1)}{(\tau_1 s + 1)^3} e^{-t_0 s}$	$1 - \left(1 + \frac{\tau_2 \tau_3}{\tau_1^2} + \frac{t - t_0}{\tau_1} + \frac{(t - t_0)^2}{2\tau_1^2} + \frac{\tau_2 \tau_3 (t - t_0)^2}{2\tau_1^4} \right) e^{-\frac{t - t_0}{\tau_1}} - \frac{(\tau_2 + \tau_3)(t - t_0)^2}{2\tau_1^3} e^{-\frac{t - t_0}{\tau_1}}$

Моменты этих ПХ, найденные по формуле (1), представлены в табл. 2 и 3.

Таблица 2

№ п/п	Начальные моменты α_j для ИП без запаздывания
1	$\tau^j (j-1)!$
2	$\frac{(j-1)!}{\tau_1 - \tau_2} [\tau_1^{j+1} - \tau_2^{j+1}]$
3	$(j-1)! \left[\frac{\tau_1^{j+2}}{(\tau_1 - \tau_2)(\tau_1 - \tau_3)} + \frac{\tau_2^{j+2}}{(\tau_2 - \tau_1)(\tau_2 - \tau_3)} + \frac{\tau_3^{j+2}}{(\tau_3 - \tau_1)(\tau_3 - \tau_2)} \right]$
4	$(j-1)! \tau^j (1+j)$
5	$\frac{(j-1)!}{(\tau_1 - \tau_2)^2} \tau_1^{j+1} [\tau_1 - 2\tau_2 + j(\tau_1 - \tau_2)] + \frac{(j-1)! \tau_2^{j+2}}{(\tau_1 - \tau_2)^2}$
6	$(j-1)! \tau^j \left(1 + \frac{3}{2}j + \frac{1}{2}j^2 \right)$
7	$\frac{(j-1)!}{\tau_1 - \tau_2} [(\tau_1 - \tau_3)\tau_1^j - (\tau_2 - \tau_3)\tau_2^j]$
8	$\tau_1^j (j-1)! \left[1 + j - j \frac{\tau_2}{\tau_1} \right]$
9	$\frac{(j-1)!}{(\tau_1 - \tau_2)^2} \tau_1^j [\tau_1^2 (1+j) - \tau_1 \tau_2 (2+j) - \tau_1 \tau_3 j + \tau_2 \tau_3 (1+j)] - \frac{\tau_2 (\tau_3 - \tau_2)}{(\tau_1 - \tau_2)^2} (j-1)! \tau_2^j$
10	$(j-1)! \left[\frac{\tau_1 - \tau_4}{(\tau_1 - \tau_2)(\tau_1 - \tau_3)} \tau_1^{j+1} + \frac{\tau_2 - \tau_4}{(\tau_2 - \tau_1)(\tau_2 - \tau_3)} \tau_2^{j+1} + \frac{\tau_3 - \tau_4}{(\tau_3 - \tau_1)(\tau_3 - \tau_2)} \tau_3^{j+1} \right]$

№ п/п	Начальные моменты α_j для ИП без запаздывания
11	$(j-1)! \tau_1^j \left[1 + j + \frac{1}{2} j(j+1) - \frac{\tau_2}{2\tau_1} j(j+1) \right]$
12	$(j-1)! \left[\frac{(\tau_1 - \tau_4)(\tau_1 - \tau_5)}{(\tau_1 - \tau_2)(\tau_1 - \tau_3)} \tau_1^j + \frac{(\tau_2 - \tau_4)(\tau_2 - \tau_5)}{(\tau_2 - \tau_1)(\tau_2 - \tau_3)} \tau_2^j + \frac{(\tau_3 - \tau_4)(\tau_3 - \tau_5)}{(\tau_3 - \tau_1)(\tau_3 - \tau_2)} \tau_3^j \right]$
13	$\frac{(j-1)!}{(\tau_1 - \tau_2)^2} \tau_1^{j-1} \left[\tau_1^3(1+j) - \tau_1^2 \tau_2(2+j) - \tau_1^2 \tau_4 j + \tau_1 \tau_2 \tau_4(1+j) - \tau_1^2 \tau_3 j + \tau_1 \tau_2 \tau_3(1+j) \right] +$ $+\frac{(j-1)!}{(\tau_1 - \tau_2)^2} \tau_1^{j-1} \left[\tau_1 \tau_3 \tau_4(j-1) - \tau_2 \tau_3 \tau_4 j \right] + \frac{(\tau_2 - \tau_3)(\tau_2 - \tau_4)}{(\tau_1 - \tau_2)^2} (j-1)! \tau_2^j$
14	$(j-1)! \tau_1^j \left[1 + \frac{\tau_2 \tau_3}{\tau_1^2} + j + \frac{1}{2} j(j+1) + \frac{\tau_2 \tau_3}{2\tau_1^2} j(j+1) - \frac{\tau_2 + \tau_3}{2\tau_1} j(j+1) \right]$

Таблица 3

№ п/п	Начальные моменты α_j для ИП с запаздыванием
1	$\frac{t_0^j}{j} + \sum_{k=0}^{j-1} \frac{(j-1)!}{k!} t_0^k \tau^{j-k}$
2	$\frac{t_0^j}{j} + \frac{\tau_1}{\tau_1 - \tau_2} \sum_{k=0}^{j-1} \frac{(j-1)!}{k!} t_0^k \tau_1^{j-k} + \frac{\tau_2}{\tau_2 - \tau_1} \sum_{k=0}^{j-1} \frac{(j-k)!}{k!} t_0^k \tau_2^{j-k}$
4	$\frac{t_0^j}{j} + \sum_{k=0}^{j-1} \frac{(j-1)!}{k!} t_0^k \tau^{j-k} + \frac{1}{\tau} \sum_{k=0}^j \frac{j!}{k!} t_0^k \tau^{j-k-1} - \frac{t_0}{\tau} \sum_{k=0}^{j-1} \frac{(j-1)!}{k!} t_0^k \tau^{j-k}$
6	$\frac{t_0^j}{j} + \sum_{k=0}^{j-1} \frac{(j-1)!}{k!} t_0^k \tau^{j-k} + \frac{1}{\tau} \sum_{k=0}^j \frac{j!}{k!} t_0^k \tau^{j-k+1} -$ $- \frac{t_0}{\tau} \sum_{k=0}^{j-1} \frac{(j-1)!}{k!} t_0^k \tau^{j-k} + \frac{1}{2\tau^2} \sum_{k=0}^{j+1} \frac{(j+1)!}{k!} t_0^k \tau^{j-k+2} -$ $- \frac{t_0}{\tau^2} \sum_{k=0}^j \frac{j!}{k!} t_0^k \tau^{j-k+1} + \frac{t_0}{2\tau^2} \sum_{k=0}^{j-1} \frac{(j-1)!}{k!} t_0^k \tau^{j-k}$

Задача идентификации ПХ ИП заключается в определении постоянных τ_i и t_0 через начальные моменты α_j . Для этого составляется система уравнений

№ п/п	Постоянные времени τ ; ПХ ИП без запаздывания
10	$\tau_i = 2\sqrt[3]{\rho} \cos\left(\frac{\varphi}{3} + \frac{(i-1)2\pi}{3}\right) - \frac{a}{3};$ $\tau_4 = \frac{\alpha_4 - 6\alpha_2^2 - 24\alpha_1^4 - 15\alpha_1\alpha_3 + 30\alpha_1^2\alpha_2}{12(\alpha_3 - 2\alpha_1\alpha_2 + 2\alpha_1^3)}.$ <p>Здесь $i = 1, 2, 3$; $\rho = \sqrt{-\frac{p^3}{27}}$; $\varphi = \arccos\left(-\frac{q}{2\rho}\right)$; $p = \frac{3b - a^2}{3}$;</p> $q = \frac{2a^3}{27} + \frac{ab}{3} - c; \quad a = \frac{\alpha_4 - 6\alpha_2^2 - 3\alpha_1\alpha_3 + 6\alpha_1^2\alpha_2}{12(\alpha_3 - 2\alpha_1\alpha_2 + 2\alpha_1^3)};$ $b = \frac{\alpha_1\alpha_4 + 18\alpha_1\alpha_2^2 - 18\alpha_1^3\alpha_2 - 3\alpha_1^2\alpha_3 - 12\alpha_2\alpha_3}{12(\alpha_3 - 2\alpha_1\alpha_2 + 2\alpha_1^3)};$ $c = \frac{6\alpha_1^3 + 3\alpha_1\alpha_2\alpha_3 + 9\alpha_1^3\alpha_2 - \alpha_2\alpha_4 + 6\alpha_2^3 + 12\alpha_1^2\alpha_2^2 - 18\alpha_1^4 + \alpha_1^2\alpha_4}{12(\alpha_3 - 2\alpha_1\alpha_2 + 2\alpha_1^3)}$
11	$\tau_1 = \frac{3\alpha_1 \pm \sqrt{9\alpha_1^2 - 12\alpha_2}}{2}; \quad \tau_2 = \frac{7\alpha_1 \pm 3\sqrt{9\alpha_1^2 - 12\alpha_2}}{2}$
12	$\tau_i = 2\sqrt[3]{\rho} \cos\left(\frac{\varphi}{3} + \frac{(i-1)2\pi}{3}\right) - \frac{a}{3};$ $\tau_{4,5} = \frac{a - \alpha_{1\pm} \sqrt{(a - \alpha_1)^2 - 4(\alpha_2 - a\alpha_1 + b)}}{2}.$ <p>Здесь $i = 1, 2, 3$; $\rho = \sqrt{-\frac{p^3}{27}}$; $\varphi = \arccos\left(-\frac{q}{2\rho}\right)$; $p = \frac{3b - a^2}{3}$; $q = \frac{2a^3}{27} + \frac{ab}{3} - c$;</p> $a = \frac{\alpha_1\alpha_4 - 3\alpha_2\alpha_3 - c(6\alpha_1^2 - 6\alpha_2)}{3\alpha_1\alpha_3 - 6\alpha_2^2};$ $b = \frac{c(12\alpha_1\alpha_2 - 6\alpha_3) - (2\alpha_2\alpha_4 - 3\alpha_3^2)}{12\alpha_2^2 - 6\alpha_1\alpha_3};$ $c = \frac{\alpha_5(6\alpha_1\alpha_3 - 12\alpha_2^2) - 8\alpha_1\alpha_4^2 + 48\alpha_2\alpha_3\alpha_4 - 3\alpha_3^3}{288\alpha_2^3 - 288\alpha_1\alpha_2\alpha_3 + 73\alpha_3^3 + 48\alpha_1^2\alpha_4 - 48\alpha_2\alpha_4}$

№ п/п	Постоянные времени τ_i ПХ ИП без запаздывания
14	$\tau_1 = 2\sqrt[3]{\rho} \cos\left(\frac{\varphi}{3} + \frac{2\pi}{3}\right) - \alpha_1; \quad \tau_2 = 4\alpha_1\tau_1 - 2\alpha_2 + A \mp \sqrt{A^2 - B};$ $\tau_3 = \frac{-A \pm \sqrt{A^2 - B}}{2}.$ <p>Здесь $\rho = \sqrt{-\frac{p^3}{27}}$; $\varphi = \arccos\left(-\frac{q}{2\rho}\right)$; $p = -5\alpha_2 - 3\alpha_1^2$;</p> $q = \frac{2}{3}\alpha_1^3 + 5\alpha_1\alpha_2 - \alpha_3; \quad A = -\left(3\alpha_1 - \frac{\alpha_2}{\tau_1}\right); \quad B = 3\alpha_1\tau_1 - \alpha_3 + 3\tau_1^2$

Таблица 5

№ п/п	Постоянные времена t_i , время чистого запаздывания t_0
1	$\tau = \mp \sqrt{2\alpha_2 - \alpha_1^2}; \quad t_0 = \alpha_1 \pm \sqrt{2\alpha_2 - \alpha_1^2}$
2	$t_0 = \alpha_1 \pm 2\sqrt[3]{\rho} \cos\left(\frac{\varphi}{3} + \frac{2\pi}{3}\right);$ $\tau_{1,2} = \frac{1}{2} \left[2\sqrt[3]{\rho} \cos\left(\frac{\varphi}{3} + \frac{2\pi}{3}\right) \right] \pm \sqrt{4\alpha_2 - 2\alpha_1^2 - \left(2\sqrt[3]{\rho} \cos\left(\frac{\varphi}{3} + \frac{2\pi}{3}\right)\right)^2}.$ <p>Здесь $\rho = \sqrt{-\frac{p^3}{27}}$; $\varphi = \arccos\left(-\frac{q}{2\rho}\right)$; $p = 6\alpha_2 - 3\alpha_1^2$;</p> $q = 2\alpha_1^3 - 6\alpha_1\alpha_2 + 3\alpha_3$
4	$\tau = \pm \sqrt{\frac{\alpha_1^2}{2} - \alpha_2}; \quad t_0 = \alpha_1 \mp 2\sqrt{\frac{\alpha_1^2}{2} - \alpha_2}$
6	$\tau = \pm \sqrt{\frac{2\alpha_2 - \alpha_1^2}{3}}; \quad t_0 = \alpha_1 \mp 3\sqrt{\frac{2\alpha_2 - \alpha_1^2}{3}}$

Методика идентификации ПХ ИП мощности СВЧ включает в себя следующие этапы:

1. По измеренной экспериментальной ПХ вычисляются оценки α_j первых m центральных моментов. При этом, в зависимости от формы представления ПХ, используется графическое или численное интегрирование. Последнее наиболее точно и может быть осуществлено, например, методом Симпсона:

$$\alpha_j = \Delta t \sum_{i=1}^{n-1} \frac{h_i + h_{i+1}}{2} (i\Delta t)^{j-1},$$

где n — число интервалов дискретизации.

2. Производится подбор математической модели и определение ее параметров по формулам из табл. 2 — 5. Модель подбирают путем постепенного увеличения числа постоянных времени и введения чистого запаздывания. О том, что достигнут предел ее усложнения, свидетельствует получение результатов, лишенных физического смысла (отрицательных и комплексных значений τ_p, t_0).

3. Вычисляются погрешности идентификации ПХ по формуле

$$\Delta h_{(i\Delta t)} = h_e(i\Delta t) - h_p(i\Delta t),$$

где $h_e(i\Delta t)$ — экспериментальные значения ПХ; $h_p(i\Delta t)$ — значения ПХ, рассчитанные при подстановке в выражение для $h_n(t)$ параметров, полученных в результате идентификации.

4. По полученным характеристикам погрешности выбирается наилучшая модель ПХ.

Таким образом, методика, разработанная на основе метода моментов, дает возможность производить идентификацию апериодических ИП с учетом чистого запаздывания. Методика апробирована при идентификации калориметрического ИП мощности КВЧ, она позволила осуществить эффективную коррекцию его ДХ с целью уменьшить время измерения.

Список литературы: 1. Грановский В.А. Динамические измерения: основы метрологического обеспечения. Л.: Энергоатомиздат, 1984. 224 с. 2. Вайсбанд М.Л., Проненко В.И. Техника выполнения метрологических работ. К.: Техника, 1986. 168 с.

Харьковский государственный технический
университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 13.05.97

Ю.Е. ГОРДИЕНКО, д-р физ.-мат. наук,
Ю.И. ГУД, канд. техн. наук, И.В. СУХОРУКОВ

РАЗВИТИЕ ТЕХНИКИ БЕЗЭЛЕКТРОДНОГО СВЧ-КОНТРОЛЯ УДЕЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Диагностика полупроводников прошла значительный путь развития — от использования простейших зондовых методов до внедрения комплексных методов многопараметрового контроля [1]. Значительная их часть связана с контролем удельного сопротивления полупроводников. К перспективным методам контроля данного параметра следует отнести СВЧ-резонаторные методы [2; 6], которые характеризуются высокой чувствительностью, локальностью, возможностью осуществления неразрушающего, безэлектродного контроля.

Для СВЧ-резонаторных измерительных преобразователей (ИП) основными информативными сигналами чаще всего являются изменения добротности и резонансной частоты резонатора, вызванные воздействием исследуемого образца на электромагнитное поле ИП.

Объектами контроля при диагностике полупроводниковых материалов в большинстве случаев служат пластины и эпитаксиальные структуры (таблица).

Структура	Толщина, мкм	Удельное сопротивление, Ом·см	Область применения
Пластины р-, n-, n ⁺ -типа	250...400	0,01...250	Биполярные ИС, n-МОП, КМОП ИС, дискретные диоды, тиристоры
Пластины полупроводящего GaAs	250...400	10 ⁷ ...10 ⁸	МЭП-транзисторы ИС, оптоэлектронные приборы
Пластины компенсированного Si	250...400	10 ⁴ ...10 ⁵	Оптоэлектронные приборы
Двухслойные (подложка/пленка) структуры n ⁺ -n, p ⁺ -n, p-p	$\frac{250}{1...70}$	$\frac{0,001...10}{0,3...10}$	Дискретные транзисторы, диоды, биполярные ИС, оптоэлектронные приборы

Из приведенных данных видно, что диапазон удельного сопротивления пластин и подложек весьма широк — от 10^{-3} до 10^8 Ом·см при толщинах 250 ... 400 мкм. Для эпитаксиальных пленок удельное сопротивление варьируется в диапазоне 0,1 ... 10 Ом·см, а их толщина — 0,5...100 мкм.

На основе анализа характеристик преобразования различных СВЧ ИП [4; 5] можно утверждать, что добиться полной их универсальности, позволяющей реализовать контроль удельного сопротивления в столь широком диапазоне его значений и типов используемых материалов (пластины, эпитаксиальные структуры), не представляется возможным.

Одним из наиболее существенных моментов при организации контроля с помощью СВЧ-резонаторных ИП накладного типа является наличие ряда мешающих факторов, которые сильно влияют на точность измерений удельного сопротивления полупроводников. К ним, в первую очередь, следует отнести наличие неконтролируемого зазора между образцом и ИП и отклонение размеров образцов от требуемых значений.

В большинстве предшествующих разработок погрешности, связанные с техническими условиями контроля, оговаривались, и при проведении измерительных операций принимались специальные меры, направленные на исключение или снижение влияния мешающих факторов. Однако это заметно ограничивало практическую реализацию высоких потенциальных возможностей СВЧ-методов контроля.

Анализ характеристик преобразования СВЧ ИП показывает, что значительного снижения влияния мешающих факторов можно добиться путем формирования сигнала измерительной информации, инвариантного к их влиянию, на основе комбинации основных информативных сигналов резонаторного ИП [3]. Для этих целей можно воспользоваться, например, такими фундаментальными выходными сигналами, как относительные изменения резонансной частоты $\Delta\omega/\omega$ и добротности $\Delta Q/Q$ резонаторного ИП, вызванные воздействием образца.

Высоких значений локальности контроля и коэффициента включения образца в поле резонаторного ИП, определяющего чувствительность измерений удельного сопротивления, можно достичь, используя ИП на основе коаксиального резонатора с укорачивающей емкостью (ИП емкостного типа) [6]. Внешнее включение образца в краевое электрическое поле измерительного отверстия такого ИП позволяет организовать неразрушающие измерения при одностороннем доступе к образцу. Однако основным недостатком ИП емкостного типа, сдерживающим их широкое применение, является существенное влияние упомянутых выше мешающих факторов на результаты измерений.

Численные исследования характеристик преобразования СВЧ ИП емкостного типа, позволившие выполнить качественный анализ

разработанных методик уменьшения влияния зазора и разброса толщин образцов на результаты измерения удельного сопротивления полупроводниковых пластин, проводились на основе квазистационарного приближения. Последнее базируется на выражении, которое описывает емкость, вносимую образцом в ИП при заданной конфигурации емкостного штыря и апертуры щелевого измерительного отверстия. В частности, для коаксиального ИП с укорачивающей емкостью ее представление через параметры контролируемого образца имеет вид [6]

$$\tilde{C} = C' + jC'' = \frac{2\pi\epsilon_0 R_2}{\ln(R_2/R_1)} \int_0^\infty \frac{J_0(\chi R_1) - J_0(\chi R_2)}{\chi} J_1(\chi R_1) A_N(\chi) d\chi. \quad (1)$$

Здесь ϵ_0 — абсолютная диэлектрическая проницаемость вакуума; R_2 — радиус апертуры измерительного отверстия ИП; R_1 — радиус емкостного штыря в апертуре измерительного отверстия; $J_{0,1}$ — функции Бесселя соответствующих порядков; χ — корни характеристических уравнений; $A_N(\chi)$ — коэффициент, определяемый рекуррентными соотношениями.

При этом добротность и резонансная частота такого ИП следующим образом связаны с данной составляющей емкости:

$$\omega = [L_0(C_0 + C')]^{-1/2};$$

$$Q^{-1} = (Q_0 \frac{C_0}{C'} + \frac{C''}{C'}) \frac{C'}{C_0 + C'}, \quad (2)$$

где C_0 , L_0 — емкость внутренней области резонансного ИП и его эквивалентная индуктивность; Q_0 , Q — добротность ИП без образца и с образцом.

На основании результатов теоретических исследований резонаторного ИП емкостного типа (рис. 1) можно утверждать, что изменения его добротности $\Delta Q/Q$ и резонансной частоты $\Delta\omega/\omega$, вызванные образцом, в одних условиях выражаются качественно одинаковыми зависимостями от влияния мешающих факторов, а в других — зависимости взаимно обратны. Кривые 1—3 на рис. 1 соответствуют толщине образца 300 мкм, 4 — 200, 5 — 400; кривая 1 отвечает размеру зазора 10 мкм, 2, 4, 5 — 30, 3 — 50. Эта особенность позволяет организовать процедурно несложные измерения удельного сопротивления полупроводниковых пластин и эпитаксиальных пленок в двухслойных структурах с исключением или значительным снижением влияния мешающих факторов. Например, при малом возмущении поля резонаторного ИП образцом, что выполняется в большинстве практически встречающихся случаев, справедливы следующие соотношения:

$$\frac{\Delta Q}{Q} = Q_0 \varepsilon_2 \eta \operatorname{tg} \delta_2 ; \quad \frac{\Delta \omega}{\omega} = (\varepsilon_2 - 1) \eta , \quad (3)$$

где ε_2 – относительная диэлектрическая проницаемость образца; η – коэффициент включения образца в поле резонаторного ИП; $\operatorname{tg} \delta_2$ – тангенс угла потерь образца [5].

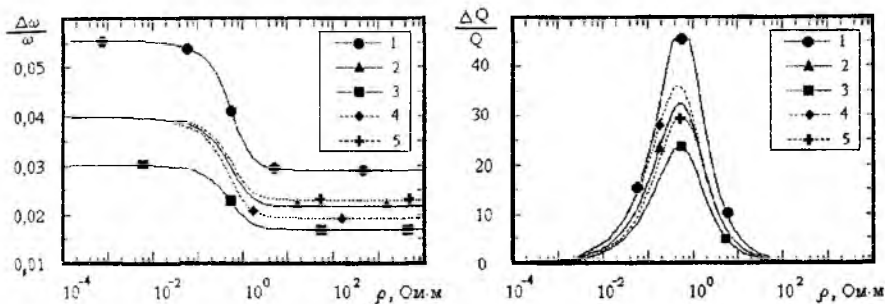


Рис. 1

Надо учесть, что влияние зазора входит в параметр η наряду с геометрией (толщиной) образца и ИП; поэтому в пределах выполнимости требования малого возмущения отношение сигналов $\Delta\omega/\omega$ и $\Delta Q/Q$ не зависит от указанных параметров. Следовательно, сформировав такой комбинированный информативный сигнал, можно выполнить высокоточное и вместе с тем сравнительно несложное измерение удельного сопротивления ρ или $\operatorname{tg} \delta$ полупроводников.

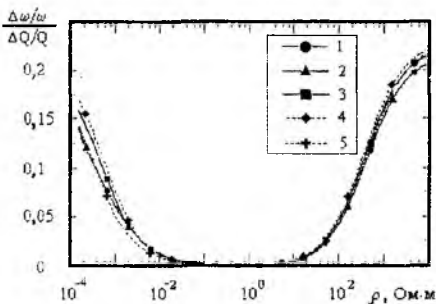


Рис. 2

В подтверждение сказанного на рис. 2 даны характеристики преобразования резонаторного ИП емкостного типа для комбинированного информативного сигнала в виде отношения $X = (\Delta\omega/\omega) / (\Delta Q/Q)$, рассчитанные в соответствии с уравнениями (1), (2) для кремниевых пластин и рабочей частоты ИП 1,6 ГГц. Обозначения те же, что и на рис. 1.

Сравнение полученных характеристик с зависимостями на рис. 1 показывает, что такой ИП эффективно использовать при измерении высокоомных полупроводниковых пластин. При этом влияние толщины пластин на результаты измерения ρ (или $\text{tg}\delta$) практически отсутствует, а влияние зазора в значительной мере снижено. Подбирая соответствующую рабочую частоту резонаторного ИП, можно в достаточно широких пределах варьировать диапазон контролируемых значений удельного сопротивления полупроводников (от 1 до 10^6 Ом·см).

Используя выражение (3), нетрудно показать, что в случае применения линейного СВЧ-детектора на выходе резонаторного ИП удельное сопротивление исследуемого полупроводникового образца находится в явном виде:

$$\rho = K \frac{\Delta f / f_0}{(U_0 - U_1) / U_1} = K \frac{\Delta f / f_0}{\Delta U / U_1}; \quad (4)$$

$$K = [2\pi f_0 \varepsilon_2 \varepsilon_0 (1 + 2\xi_0)]^{-1},$$

где K — постоянный коэффициент, определяемый добротностью Q_0 резонаторного ИП без образца и его резонансной частотой f_0 , коэффициентами связи ξ_0 резонатора с СВЧ-трактом и диэлектрическими свойствами образца ε_2 ; U_0, U_1 — напряжения, снимаемые с СВЧ-детектора на выходе ИП, настроенного в резонанс, без образца и с образцом соответственно.

Для подтверждения теоретических положений были проведены экспериментальные исследования на кремниевых высокоомных пластинах. Варьирование размера зазора осуществлялось путем контролируемого перемещения образца относительно плоскости измерительного торца ИП, а толщина образца менялась стравливанием поверхности пластины. Исследования показали, что отклонение размера зазора или толщины образца от заданных значений на 50 % приводит к изменению выходных сигналов $\Delta\omega/\omega$ и $\Delta Q/Q$ ИП на 20 % и более, в то время как изменение комбинированного сигнала не превышает 4 %.

Описанные принципы формирования сигнала измерительной информации были положены в основу прибора для измерения удельного сопротивления полупроводниковых пластин и слитков. Структурная схема прибора дана на рис. 3. Основными функциональными узлами прибора являются: СВЧ-резонаторный измерительный преобразователь ИП; пере-страиваемый по частоте СВЧ-генератор Г; СВЧ-детектор Д; предварительный усилитель ПУ; аналого-цифровой преобразователь АЦП; устройство анализа производной УАП; цифро-аналоговый преобразователь ЦАП; блок управления и синхронизации БУС; вычислительный блок ВБ; блок индикации БИ; блок питания (не показан).

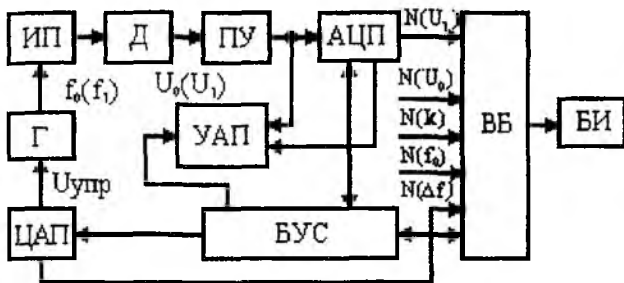


Рис. 3

Цикл работы прибора состоит из трех этапов: 1) автоматизированной подстройки частоты колебаний СВЧ-генератора на резонансную частоту f_1 ИП, нагруженного полупроводниковым образцом; 2) измерения параметров $\Delta f = f_0 + f_1$, U_1 и их преобразования в двоичные коды $N(\Delta f)$, $N(U_1)$; 3) вычисления значения удельного сопротивления образца ρ в соответствии с выражением (4) и индикации результата.

Измерение параметров f_0 , U_0 производится в ручном режиме настройки частоты колебаний СВЧ-генератора один раз при калибровке прибора. Полученные значения f_0 , U_0 пересчитываются с учетом коэффициента усиления предварительного усилителя и коэффициента преобразования АЦП в двоичные коды $N(f_0)$ и $N(U_0)$ и задаются в качестве постоянных величин в вычислительном блоке.

Разработанный прибор обеспечивает измерение удельного сопротивления полупроводниковых пластин в диапазоне $1 \dots 10^5$ Ом·см с погрешностью, не превышающей $\pm 7\%$, при локальности контроля 1,5 мм.

Список литературы: 1. Батавин В.В., Концевой Ю.А., Федорович Ю.В. Измерение параметров полупроводниковых материалов и структур. М.: Радио и связь, 1985. 264 с. 2. Гордиенко Ю.Е. Неразрушающий контроль электропроводности и толщины эпитаксиальных пленок на высокоомных подложках // Электрон. техника. Сер. 8. 1974. Вып. 7(25). С. 91–97. 3. Гуд Ю.И., Панченко А.Ю., Сухоруков И.В. СВЧ-методы контроля физических параметров материалов и объектов // 2-я Междунар. конф. «Теория и техника передачи, приема и обработки информации», Харьков, Туапсе, 1996 г.: Тез. докл. X., 1996. С. 161. 4. Гордиенко Ю.Е., Гуд Ю.И. Синтез оптимальных СВЧ-резонаторных измерительных преобразователей для контроля параметров пленок на низкоомных подложках // Радиотехника. 1987. Вып. 80. С. 105–112. 5. Гордиенко Ю.Е. Резонаторные измерительные преобразователи в диагностике микросложных структур // Там же. 1996. Вып. 100. С. 253–260. 6. СВЧ-резонаторный метод измерения удельного сопротивления и толщины эпитаксиальных пленок / Г.Н. Данилов, М.В. Детинко, Ю.В. Медведев, А.Д. Свирякина // Электрон. техника. Сер. Электрон. СВЧ. 1982. Вып. 6(342). С. 16–19.

Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 05.12.97

О.И. ПОДГАЙКО, И.В. САЛАЙ, В.А. ТОВСТЫЙ,
П.И. ЧЕРЕДНИКОВ, канд. техн. наук

НАГРУЗОЧНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ТРАНСФОРМАТОРА В КВАЗИЛИНЕЙНОМ РЕЖИМЕ

При проектировании, расчете и использовании параметрических трансформаторов [1] и параметронов [2] возникают сложности с определением параметров системы, поскольку на ее работу влияет множество факторов. Один из них — нагрузочная характеристика. Для параметрического трансформатора и параметрона нагрузка обуславливает его выходные параметры (силу тока и напряжение) и эффективность системы в целом. Рассмотрим характер влияния нагрузки на параметрическую систему и процессы, происходящие в ней.

Достоинство параметрического трансформатора состоит в том, что использование параметрического эффекта, основанного на изменении индуктивности при намагничивании сердечника, исключает из ряда паразитных нелинейные процессы в сердечнике, приводящие к потере энергии при трансформации.

Для параметрических трансформаторов и параметронов важное значение имеет сопротивление нагрузки, так как выходная цепь параметрического трансформатора представляет собой колебательный контур. Рассмотрим схему параметрона, представленную на рис. 1.

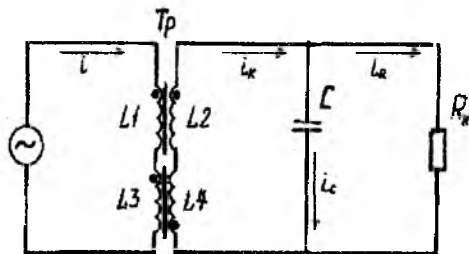


Рис. 1

Данная система носит резонансный характер, поскольку выходной контур состоит из катушек индуктивности $L2, L4$ и конденсатора C . При отсутствии возбуждения в первичном контуре $L1L3$ вторичный контур $L2L4C$ настроен на частоту f . Для эффективной трансформации электрической энергии нельзя варьировать сопротивление

нагрузки в широких пределах ввиду того, что ее значение определяет добротность всей системы. Добротность системы оказывает влияние на характер колебательного процесса в ней, а следовательно, на мощность, выделяемую на нагрузке, и амплитуду колебаний в выходной цепи.

Сила тока выходного контура i_k разделяется на силу тока через конденсатор C и силу тока нагрузки R_H :

$$i_k = i_c + i_R . \quad (1)$$

При условии возбуждения параметрона генератором синусоидального напряжения u имеет место зависимость

$$u = U_{01} \sin \omega t . \quad (2)$$

Здесь U_{01} — амплитудное напряжение; ω — круговая частота возбуждающих колебаний.

Модуляция параметра L (индуктивности), обусловленная силой тока первичной цепи

$$i = I_{01} \sin \omega t , \quad (3)$$

где I_{01} — амплитудная сила тока, приводит к возбуждению параметрических колебаний во вторичном резонансном контуре $L2L4C$. Во вторичном контуре циркулирует реактивная мощность P , активная составляющая которой определяется из соотношения

$$P = U_2 I_2 \cos \psi . \quad (4)$$

Здесь U_2 — действующее значение напряжения вторичного контура; I_2 — действующее значение силы тока во вторичном контуре; ψ — угол сдвига фаз между силой тока и напряжением.

Нагрузка R_H шунтирует конденсатор C . При малом значении сопротивления R_H ток контура i_k течет через нагрузку ($i_R \gg i_c$), при большом значении R_H (сопротивление нагрузки больше сопротивления конденсатора переменному току на данной частоте) i_k течет через конденсатор ($i_c \gg i_R$). При соотношении между сопротивлением нагрузки и критическим сопротивлением параметрической системы

$$R_H < R_{кр} \quad (5)$$

колебательные процессы в параметрическом контуре затухают. Данное условие определяет нижнюю границу сопротивления нагрузки.

Первичная цепь параметрического трансформатора и параметрона чувствительна к изменению сопротивления нагрузки R_H . В случае

возбуждения системы синусоидальным напряжением при условии, что энергия колебательной системы равна нулю ($R_H = 0$), в согласии с законом сохранения энергии и при малых потерях в трансформаторе (квазилинейный режим) первичная цепь носит реактивный характер (рис. 2, а). Угол сдвига фаз между напряжением и током примерно равен $\pi/2$. При бесконечно большом сопротивлении нагрузки ($R_H \rightarrow \infty$) амплитуда параметрических колебаний во вторичном контуре экспоненциально возрастает и ее значение ограничивается нелинейностью сердечника. Вследствие нелинейности в сердечнике и неидентичности обмоток катушек индуктивности возрастают потери. Таким образом, увеличивается вещественная часть входного сопротивления параметрического трансформатора, что приводит к уменьшению угла сдвига фаз между потребляемым током и напряжением. В результате потребляемая мощность возрастает (рис. 2, б).

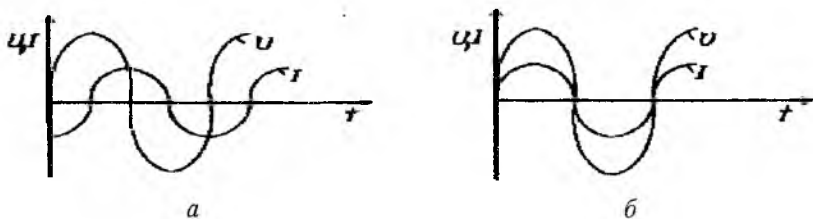


Рис. 2

Во вторичном контуре при уменьшении сопротивления нагрузки ($R_H \rightarrow 0$) угол сдвига фаз $\psi \rightarrow 0$ (рис. 3, а). При бесконечно большом сопротивлении нагрузки ($R_H \rightarrow \infty$) угол сдвига фаз между током во вторичном контуре и напряжением равен $\pi/2$ (рис. 3, б).

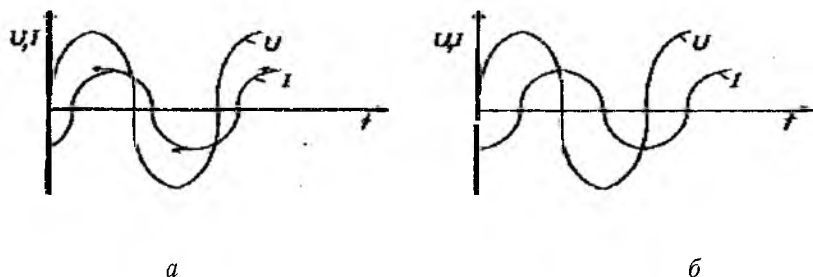


Рис. 3

В связи с изложенным необходимо заметить, что параметры первичной цепи (напряжение и сила тока) по амплитуде практически не изменяются с изменением R_H , так как $U = \text{const}$. Незначительное увеличение силы тока первичной цепи с ростом R_H обусловлено уменьшением индуктивности за счет обратного параметрического эффекта. Значение сопротивления нагрузки существенно влияет на выходные силу тока (рис. 4, а) и напряжение (рис. 4, б) системы. Амплитудные силы токов и напряжения (I_{max} и U_{max}) определяются

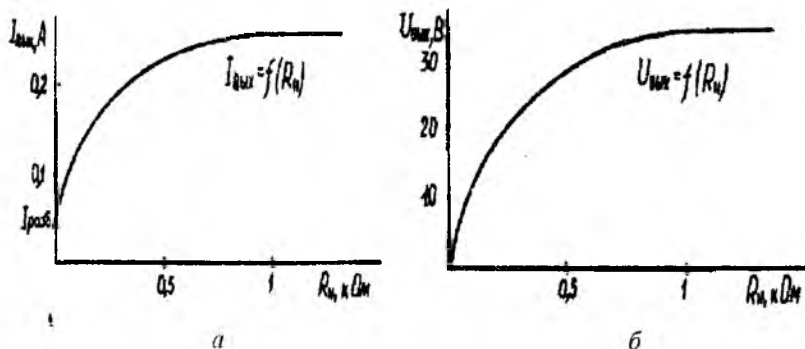


Рис. 4

нелинейностью системы. Следует учитывать также $I_{\text{разб}}$ — силу тока разбаланса, имеющего место из-за неидентичности катушек индуктивности параметрического трансформатора.

Оптимальное сопротивление нагрузки $R_{H,\text{опт}}$ должно выбирать-

ся с учетом режима работы, частоты, амплитуды возбуждающих колебаний, типа сердечника и конструкции нелинейно-параметрического трансформатора. Общий вид зависимости активной мощности P , выделяемой на нагрузке при параллельном включении, от сопротивления R_H представлен на рис. 5.

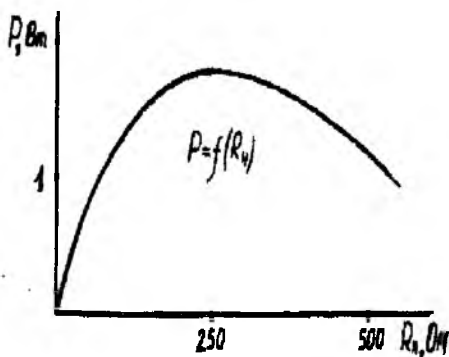
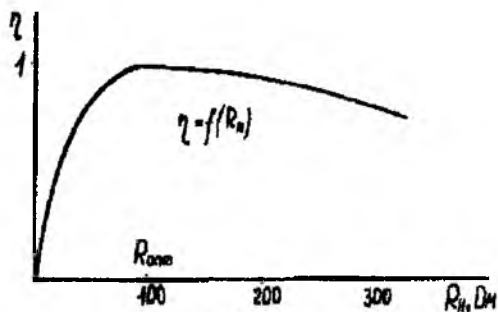


Рис. 5

Эффективность таких систем тесно связана с оптимальным сопротивлением нагрузки $R_{н.опт}$. Под оптимальным подразумевается такое сопротивление, при котором электрическая энергия из первичной цепи трансформируется во вторичную с максимальной эффективностью (высоким КПД). Причем, ввиду резонансного характера системы, значение $R_{н.опт}$ не совпадает со значением сопротивления, при



котором мощность на нагрузке максимальна. Показательной является нагрузочная характеристика по КПД η (рис. 6).

Так, для конструкции параметрона, представленного на рис. 1, на частоте $f = 2,175$ кГц с трансформатором на сердечнике Б48 2000 НМ1 получено значение КПД преобразования энергии

$\eta = 0,98$ при параллельном включении нагрузки 150 Ом. Некоторые численные значения параметров системы отмечены на рис. 4 — 6.

Результаты проведенных исследований могут быть использованы при выборе, расчете и проектировании параметрических систем [3]. Как вытекает из изложенного, для параметрических систем значение нагрузки определяет их выходные параметры, процессы в системе, обусловленные степенью насыщенности сердечника, и эффективность трансформации электрической энергии.

Сопротивление нагрузки влияет на реактивный характер системы. С ростом сопротивления нагрузки увеличивается вещественная часть входного сопротивления параметрического трансформатора, но вторичная цепь приобретает реактивный характер и угол сдвига фаз между током и напряжением достигает $\pi/2$.

Оптимальное значение сопротивления нагрузки, с одной стороны, ограничивается добротностью системы, а с другой — максимумом активной мощности. Экспериментально установлено, что для параметронов оптимальное значение сопротивления параллельно включенной нагрузки лежит в пределах 20...2000 Ом, причем на это значение существенно влияют конструкция параметрического трансформатора и рабочая частота. Конструкция параметрического трансформатора, режим работы, тип сердечника, намоточные данные катушек,

амплитуда возбуждающих колебаний и уровень емкости во вторичной цепи определяют нагрузочную характеристику параметрона.

Целесообразно использовать параметрический трансформатор в качестве питающего элемента, сопротивление нагрузки которого практически не изменяется. На основе параметрического трансформатора, работающего в квазилинейном режиме, возможно получение высокоэффективных преобразователей электрической энергии с КПД $\eta \approx 98\%$.

Список литературы: 1. *Задерей Г.П.* Многофункциональные магнитные радиокомпоненты: Многофункциональные электронно-магнитные трансформаторы. М.: Сов. радио, 1980. 137 с. 2. *Параметроны*: Сб. ст.: Пер. с яп. и англ. / Под ред. Т. Такэси. М.: Изд-во иностр. лит., 1962. 332 с. 3. *Чередников П.И.* Расчет и проектирование параметрических систем на высших гармониках: Учеб. пособие. Х.: Харьк. политехн. ин-т, 1980. 98 с.

Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 22.04.97

А.Д. МЕНЯЙЛО, канд. техн. наук, И.В. САЛАЙ, А.М. ТИТАРЕНКО,
канд. техн. наук, П.И. ЧЕРЕДНИКОВ, канд. техн. наук

АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ ЗОННОЙ СИСТЕМЫ БЕЗ ПОТЕРЬ МЕТОДОМ ФАЗОВОЙ ПЛОСКОСТИ

Исследование нелинейно-параметрических систем необходимо для решения широкого круга задач электродинамики, механики твердого тела, автоматического управления и регулирования и др. В частности, при рассмотрении нелинейных систем весьма важным является анализ их устойчивости, поскольку нередко требуется знать не конкретное решение задачи, а характер поведения решения при изменении начальных условий и аргумента. В данной статье для анализа дифференциального уравнения используется метод фазовой плоскости, который получил широкое распространение в радиотехнике и теории автоматического регулирования [1; 2].

Представляет несомненный интерес исследование устойчивости нелинейной параметрической системы, работающей на любой гармонике, а также сопоставление колебаний в слабо- и сильнонелинейных системах с точки зрения влияния степени нелинейности на устойчивость в зависимости от добротности резонансного контура системы.

Рассмотрим индуктивный параметрический генератор как реальную нелинейно-параметрическую систему, работа которой описывается следующей системой дифференциальных уравнений:

$$\begin{cases} sw_1 \frac{d}{dt} (B_I + B_{II}) + i_1 R_1 = U_m \sin(\omega t + \varphi); \\ sw_2 \frac{d}{dt} (B_I - B_{II}) + i_2 R_2 + \frac{1}{C} \int i_2 dt = 0; \\ i_1 w_1 + i_2 w_2 = l H_I; \\ i_1 w_1 - i_2 w_2 = l H_{II}. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь s — площадь сечения сердечников; l — длина средней линии магнитного поля в сердечнике; i_1, i_2, w_1, w_2 — силы токов и количество витков контуров накачки и резонансного; R_1, R_2 — активные сопротивления в цепи накачки и резонансной; C — емкость в резонансном контуре; B_I, B_{II} — мгновенные значения индукции магнитного поля в сердечниках; U_m — амплитуда напряжения накачки; ω, φ — круговая

частота и фаза накачки; H_I, H_{II} — мгновенные значения напряженности магнитного поля в сердечниках.

Аппроксимируя нелинейную зависимость напряженности магнитного поля от индукции гиперболическим синусом $H = \alpha \operatorname{sh} \beta B$ и вводя обозначения

$$x = \beta(B_I + B_{II}), \quad y = \beta(B_I - B_{II}), \quad \tau = \omega t,$$

приводим систему (1) к виду

$$\begin{cases} \dot{x} + \gamma_1 \operatorname{sh} \frac{x}{2} \operatorname{ch} \frac{y}{2} = U'_m \sin(\tau + \varphi); \\ \ddot{y} + \gamma_2 \operatorname{ch} \frac{x}{2} \operatorname{sh} \frac{y}{2} + \gamma \frac{d}{d\tau} \left(\operatorname{ch} \frac{x}{2} \operatorname{sh} \frac{y}{2} \right) = 0, \end{cases} \quad (2)$$

где \dot{x}, \ddot{y} — первая и вторая производные по безразмерному времени

$$\tau = \omega t; \quad \gamma_1 = \frac{\alpha \beta I R_1}{s w_1^2 \omega}; \quad U'_m = \frac{\beta U_m}{s w_1 \omega}; \quad \gamma_2 = \frac{\alpha \beta I}{C s w_2^2 \omega^2}; \quad \gamma = \frac{\alpha \beta I R_2}{s w_2^2 \omega}.$$

Решение системы (2) будем искать в виде

$$\begin{aligned} x &= 2B_H \sin \tau; \\ y &= 2a_n(\tau) \sin n\tau + 2b_n(\tau) \cos n\tau, \end{aligned} \quad (3)$$

где $2B_H$ — безразмерная амплитуда сигнала накачки; $a_n(\tau), b_n(\tau)$ — медленноменяющиеся функции τ .

Подставляя (3) во второе уравнение системы (2), разложим левую часть этого уравнения в ряд Фурье — Бесселя. Формулы для $\operatorname{sh} \frac{y}{2}$,

$\operatorname{ch} \frac{x}{2}$ таковы [3]:

$$\operatorname{ch} \frac{x}{2} = I_0(B_H) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k I_{2k}(B_H) \cos 2k\tau,$$

$$\begin{aligned} \operatorname{sh} \frac{y}{2} &= 2 \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k I_{2k+1}(a_n) \sin((2k+1)n\tau) \left[I_0(b_n) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} I_{2k}(b_n) \cos 2k\tau \right] + \\ &+ 2 \sum_{k=0}^{\infty} I_{2k+1}(b_n) \cos((2k+1)n\tau) \left[I_0(a_n) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k I_{2k}(a_n) \cos 2k\tau \right]. \end{aligned}$$

Здесь I_{2k}, I_{2k+1} — модифицированные функции Бесселя. Ограничиваясь этими функциями нулевого и первого порядков и используя формулы для производных от них, имеем:

$$\operatorname{ch} \frac{x}{2} \operatorname{sh} \frac{y}{2} = 2I_0(B_H) [I_1(a_n)I_0(b_n) \sin \pi\tau + I_0(a_n)I_1(b_n) \cos \pi\tau]; \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\tau} \left(\operatorname{ch} \frac{x}{2} \operatorname{sh} \frac{y}{2} \right) = 2I_0(B_H) \{ & [\dot{a}_n I_1(a_n)I_1(b_n) + \dot{b}_n I_0(a_n)I_0(b_n) - \\ & - I_0(a_n)I_0(b_n) \frac{\dot{b}_n}{b_n} + nI_1(a_n)I_0(b_n)] \cos \pi\tau + [\dot{b}_n I_1(a_n)I_1(b_n) + \\ & + \dot{a}_n I_0(a_n)I_0(b_n) - I_1(a_n)I_0(b_n) \frac{\dot{a}_n}{a_n} - nI_0(a_n)I_1(b_n)] \}. \end{aligned} \quad (5)$$

При нахождении \ddot{y} и в дальнейших выкладках учтем медленность изменения функций $a_n(\tau)$ и $b_n(\tau)$. Пренебрегая \ddot{a}_n и \ddot{b}_n , получаем для \ddot{y} :

$$\ddot{y} = (4\dot{a}_n n - 2b_n n^2) \cos \pi\tau + (-2a_n n^2 - 4b_n n) \sin \pi\tau. \quad (6)$$

Подставляя (4) — (6) во второе уравнение системы (2) и учитывая малость коэффициента γ , характеризующего потери в резонансном контуре нелинейной системы, по сравнению с γ_2 , записываем приближенные формулы: для косинусоидальной составляющей

$$4\dot{a}_n n - 2b_n n^2 - 2\gamma_2 I_0(B_H) I_0(a_n) I_1(b_n) + 2\gamma n I_0(B_H) I_1(a_n) I_0(b_n) = 0, \quad (7)$$

для синусоидальной

$$-2\gamma n I_0(B_H) I_0(a_n) I_1(b_n) - 4n \dot{b}_n - 2n^2 a_n + 2\gamma_2 I_0(B_H) I_0(b_n) I_1(a_n) = 0. \quad (8)$$

Из (7) и (8) находим:

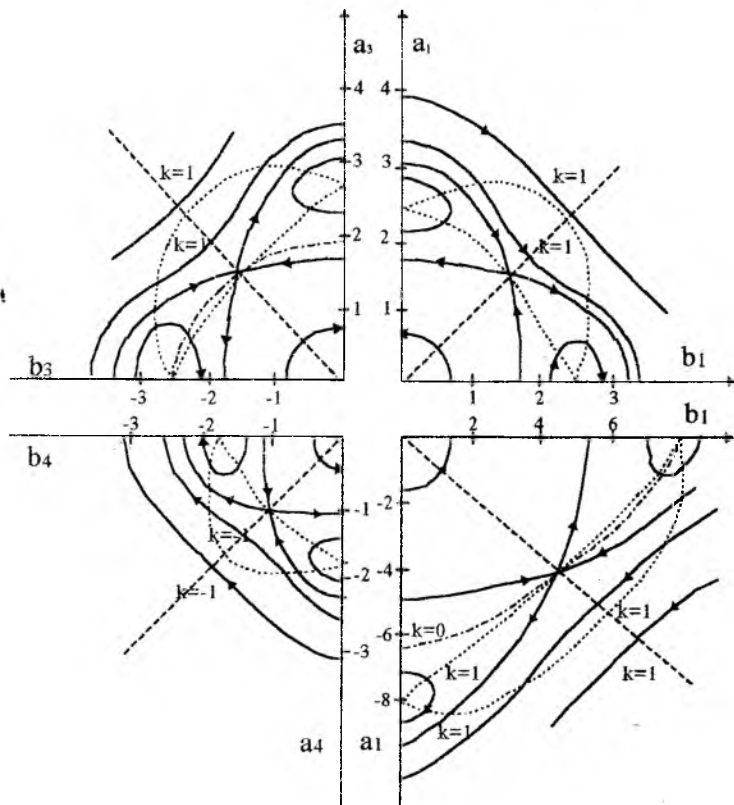
$$\dot{a}_n = \frac{n}{2} b_n - \frac{1}{2} \gamma I_0(B_H) I_0(b_n) I_1(a_n) - \frac{1}{2n} I_0(B_H) I_0(a_n) I_1(b_n); \quad (9)$$

$$\dot{b}_n = -\frac{n}{2} a_n - \frac{1}{2} \gamma I_0(B_H) I_0(a_n) I_1(b_n) + \frac{1}{2n} I_0(B_H) I_0(b_n) I_1(a_n). \quad (10)$$

С помощью формул (9) и (10) можно исследовать устойчивость нелинейной параметрической системы, работающей на любой гармонике.

Обозначим $k = \frac{\dot{a}_n}{b_n}$, тогда

$$ka_n + b_n = \frac{I_0(B_H)}{n^2} \left[I_1(a_n)I_0(b_n)(n\gamma + k\gamma^2) + I_0(a_n)I_1(b_n)(\gamma^2 - nk\gamma) \right], \quad (11)$$



Уравнение (11) решалось численными методами с применением ЭВМ. Величине k придавались различные числовые значения; в результате сформирована совокупность изоклин. С их помощью на

плоскости (b_n, a_n) построены фазовые портреты первых четырех гармоник для слабо- и сильнонелинейных параметрических систем с учетом и без учета затухания в резонансном контуре. На рисунке представлены фазовые портреты системы без потерь для первой гармоники (при $B_H=2,5$), третьей (при $B_H=5$), четвертой (при $B_H=6$), а также фазовый портрет сильнонелинейной параметрической системы без потерь для первой гармоники (при $B_H = \frac{37,5 \cdot 2,5}{12,12} \approx 7,735$). Из соображений

компактности изоклины построены лишь для значений $k = 0; \pm 1$. Для удобства сравнения все четыре случая отражены на одном рисунке. Из него видно, что в системе без активного сопротивления существует девять особых точек: пять из них — типа центра, а четыре — типа седла.

Таким образом:

1. Получены формулы, позволяющие исследовать устойчивость нелинейной параметрической системы, работающей на любой гармонике.

2. Для первых четырех гармоник сопоставлены фазовые портреты нелинейных параметрических систем с различной степенью нелинейности и показано, что в отсутствие затухания в резонансном контуре системы существует девять особых точек у каждой гармоники, из которых пять — типа центра и четыре — типа седла.

3. Результаты, изложенные в работе, могут быть использованы при разработке нелинейных параметрических систем, работающих на любой гармонике.

Список литературы: 1. Андреев В.С. Теория нелинейных электрических цепей. М.: Связь, 1972. 328 с. 2. Бабицкий В.И., Крупянин В.Л. Колебания в сильно нелинейных системах. М.: Наука, 1985. 320 с. 3. Зуев Н.Г., Титаренко А. М., Чередников П.И. О характеристиках параметрических систем, работающих на высших гармониках. Х., 1985. 15 с. Деп. в УкрНИИТИ 17.12.85, № 2711 - ук 85.

Харьковский государственный технический университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 17.06.97

*И.И. ЗИНЕНКО, В.П. ПЬЯНКОВ, канд. физ.-мат. наук,
В.П. ЧУМАЧЕНКО, д-р физ.-мат. наук*

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ПРОИЗВЕДЕНИЯ ОБЛАСТЕЙ ДЛЯ АНАЛИЗА Е-ПЛОСКОСТНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ С МНОГОУГОЛЬНЫМИ И КРУГОВЫМИ ВСТАВКАМИ

На дециметровых и более коротких волнах широко применяются рупорные антенны и антенны в виде открытого конца волновода. Излучатели данного типа используются самостоятельно или как облучатели линзовых и зеркальных антенн. Большую группу этих антенн составляют излучатели с кусочно-линейной границей, такие, как Е-плоскостные секториальные рупоры, коробчатые рупоры и рупоры с различными фланцами. Их достоинствами являются простота и удовлетворительные диапазонные свойства. Для формирования диаграммы направленности (ДН) с требуемыми свойствами внутри излучателя или в его раскрыве помещают различные вставки многоугольной или круглой формы. Они же могут быть использованы для согласования с питающим волноводом.

Постановка задачи и алгоритм

Применение метода произведения (ПО) [1] рассмотрим на примере решения задачи излучения из Е-плоскостного излучателя с вставками (рис. 1), имеющего конечные размеры в исследуемой плоскости. В регулярной части питающего волновода на некотором расстоянии от открытого конца введем секущую плоскость ТТ. Положим, что по волноводу к открытому концу набегают возбуждающая волна типа LE_{mp} , амплитуда и фаза которой известны в плоскости ТТ. В частности, при $p=0$, $a=\infty$, где a — размер широкой стенки волновода, имеет место волна типа ТЕМ. Тогда задача сводится к нахождению компоненты u напряженности магнитного поля, удовлетворяющей уравнению Гельмгольца

$$\Delta u + k^2 u = 0. \quad (1)$$

Здесь $k = 2\pi \sqrt{\frac{1}{\lambda^2} - \left(\frac{m}{2a}\right)^2}$, где λ — длина волны.

Неизвестная компонента u , перпендикулярная к плоскости рис. 1, должна также удовлетворять условиям излучения на беско-

нечности, интегрируемости плотности энергии поля и граничным условиям

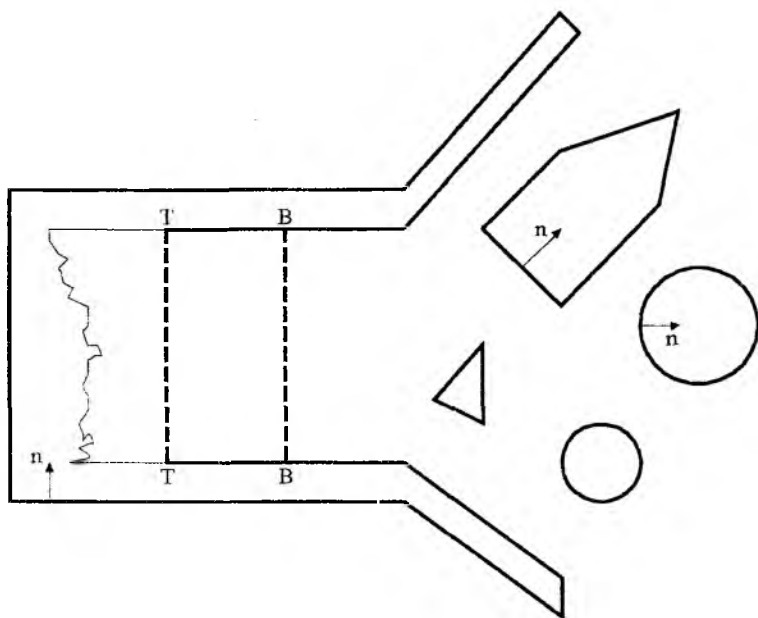


Рис. 1

$$\left. \frac{\partial u}{\partial n} \right|_S = 0; \quad \left. \frac{\partial u}{\partial n} \right|_{TT} = \left. \frac{\partial U}{\partial n} \right|_{TT}, \quad (2)$$

где S — проводящие поверхности вставок, стенок рупора и части волновода, выделенные на рис. 1 жирной линией; n — нормаль; U — соответствующая компонента поля внутри волновода.

Разобьем поверхность $S \cup TT$ на элементы $\{S_i\}$: полосы (прямолинейные отрезки на рис. 1) и круговые цилиндры, используя для их обозначения сквозную нумерацию. Введем дополнительные обозначения: I_P — множество номеров полос проводящих поверхностей; I_H — множество номеров поперечных сечений волновода; I_C — множество номеров круговых цилиндров; $I_R = I_P \cup I_H$; $I = I_R \cup I_C$; S_i^+ , S_i^- — внешняя и внутренняя стороны элемента S_i .

Согласно методу ПО функцию $u(r)$ будем искать в виде

$$u(r) = \sum_{i \in I} u_i(r). \quad (3)$$

Здесь каждая функция $u_i(r)$ удовлетворяет однородному уравнению Гельмгольца всюду вне своего i -го элемента и условию излучения на бесконечности. В силу наложенных на $u_i(r)$ требований справедливы интегральные равенства

$$u_i(r) = \int_{S_i^+} \frac{\partial u_i(r')}{\partial n'} \cdot G_i(r, r') dS' \quad \forall r \notin S_i, \quad i \in I_C; \quad (4)$$

$$u_i(r) = \int_{S_i^-} \frac{\partial u_i(r')}{\partial n'} \cdot G_i(r, r') dS' - \int_{S_i^-} \frac{\partial u_i(r')}{\partial n'} \cdot G_i(r, r') dS' \quad \forall r \notin S_i, \quad i \in I_R, \quad (5)$$

где $G(r, r')$ — функция Грина, удовлетворяющая однородному граничному условию Неймана на соответствующей полосе или круговом цилиндре; направление нормали выбирается согласно рис. 1. При $i \in I_C$ имеем G_i — известный ряд по функциям Матье [3]. Для обеспечения единственности решения задачи доопределим граничные условия на стороне S_i^- :

$$\left. \frac{\partial u}{\partial n} \right|_{S_i^-} = - \left. \frac{\partial u}{\partial n} \right|_{S_i^+}, \quad i \in I_R. \quad (6)$$

Тогда уравнение (5) примет вид

$$u_i(r) = 2 \int_{S_i^+} \frac{\partial u_i(r')}{\partial n'} G_i(r, r') dS' \quad \forall r \notin S_i, \quad i \in I_R, \quad (7)$$

и выражение для $G(r, r')$, ($i \in I_P$) будет содержать ряд по четным функциям Матье.

В силу непрерывности электромагнитного поля в однородной среде можно записать:

$$U(r) = u(r) \quad \forall r \in BB. \quad (8)$$

Здесь BB — секущая плоскость, расположенная между плоскостью TT и открытым концом волновода (см. рис. 1).

Выразив $\left. \frac{\partial u}{\partial n} \right|_{S_i^+}$ согласно граничным условиям (2) и подставив в

(4), (7), получим:

$$u_i = - \int_{S_i^+} \sum_{j \in I_C} \frac{\partial u_j}{\partial n'} \cdot G_i dS' \quad \forall r \notin S_i, i \in I_C; \quad (9)$$

$$u_i = -2 \int_{S_i^+} \sum_{j \in I_P} \frac{\partial u_j}{\partial n'} \cdot G_i dS' \quad \forall r \notin S_i, i \in I_P; \quad (10)$$

$$u_i = 2 \int_{S_i^+} \left(\frac{\partial U}{\partial n'} - \sum_{j \neq i} \frac{\partial u_j}{\partial n'} \right) \cdot G_i dS' \quad \forall r \notin S_i, i \in I_H, \quad (11)$$

где в подынтегральных выражениях суммирование ведется по всем $j \in I$, кроме $j \neq i$. Исходя из (3) и (8)

$$U = \sum_{j \in I} u_j \quad \forall r \in BB. \quad (12)$$

Уравнения (9)—(12) представляют собой систему интегродифференциальных уравнений относительно функций u_i ($i \in I$) и U . Функцию U ищем в виде разложения по собственным волнам волновода: при $i \in I_C$ u_i выражается в виде разложения по функциям Ганкеля, а при $i \in I_R$ — в виде разложения по четным функциям Матье. Исходя из системы интегральных уравнений (9)—(12) получим бесконечную систему линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) относительно коэффициентов упомянутых разложений, которая может быть решена методом редукции [4]. Выбор четных функций Матье на практике обеспечивает хорошую сходимость метода (относительно небольшой порядок усечения соответствующих рядов).

Численная реализация алгоритма

Описанный алгоритм реализован в виде пакета программ для персональной ЭВМ типа IBM/PC на языке Фортран-77. Программы предназначены для расчета матрицы рассеяния, ДН излучения в даль-

ней зоне и других электродинамических параметров. Нормированная ДН по полю $F(\Theta)$ вычислялась согласно формулам

$$F(\Theta) = |u_{\infty}(\Theta)| / \max_{\Theta} |u_{\infty}(\Theta)|;$$

$$u_{\infty}(\Theta) = \lim_{\rho \rightarrow \infty} [u(\rho, \Theta) \cdot \sqrt{\pi k \rho / 2} \cdot \exp(jk\rho)],$$

где (ρ, Θ) — полярные координаты; $j^2 = -1$.

В качестве тестовой выбрана задача излучения из открытого конца волновода. Результаты ее решения при ширине волновода $b = 0,5\lambda$ и ТЕМ-возбуждении отражены на рис. 2. Сплошными и штриховыми линиями показаны нормированные ДН по мощности $F^2(\Theta)$ при различной толщине стенок d , рассчитанные по предлагаемому алгоритму при наружной длине волновода $L = 4\lambda$. Кривая 1 соответствует $d/\lambda = 1,2$; кривая 2 — 0,8; 3 — 0,4; 4 — 0,05. Для сравнения кружками и точками отмечены значения из работы [5], которые отвечают случаю полубесконечного волновода. Наблюдается качественное и (в пределах погрешности графических построений) количественное совпадение на значительных интервалах изменения угла Θ .

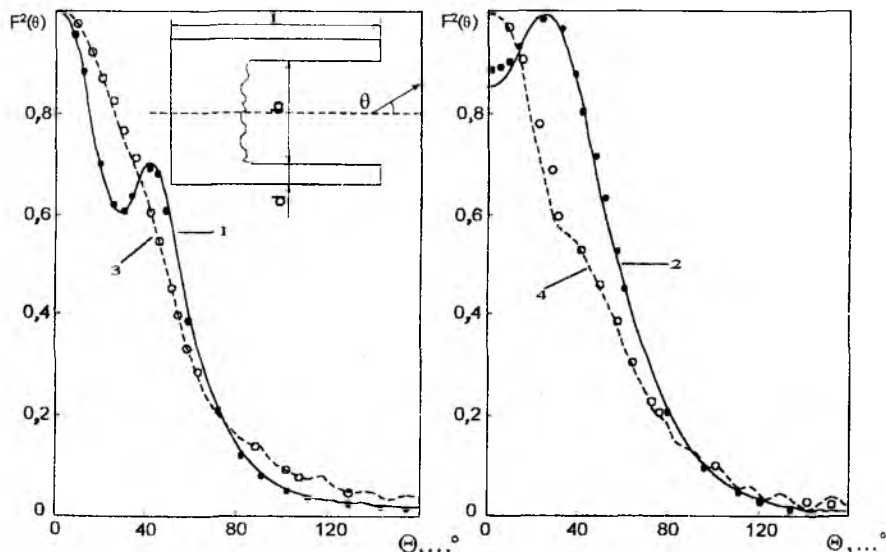


Рис. 2

На рис. 3 приведены данные, позволяющие проанализировать влияние длины L на ДН. Кривые представляют собой ДН по полю открытого конца волновода для $d/\lambda = 0,5$: 1 — при $L = 2\lambda$; 2 — при $L = 8\lambda$. В секторе обратных направлений диаграммы не убывают монотонно, а имеют множество вторичных лепестков. При увеличении длины L количество лепестков растет, однако их уровень снижается, и в пределе следует ожидать их полного исчезновения.

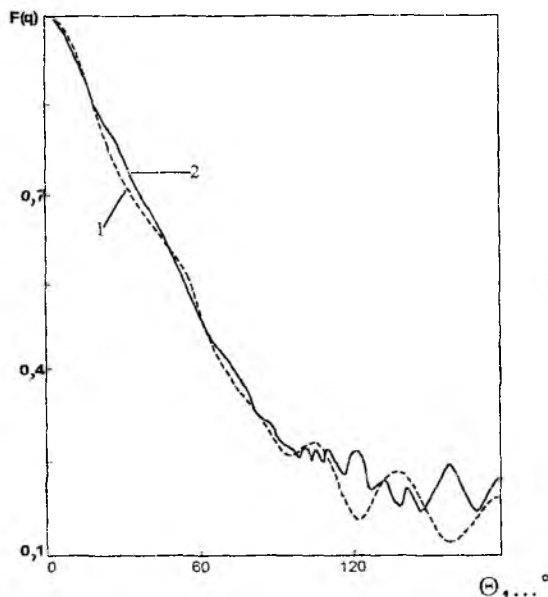


Рис. 3

Расчеты по разработанной программе показали, что при замене кругового цилиндра, расположенного в ближней зоне открытого конца волновода, на вписанный правильный многоугольный цилиндр с большим числом граней коэффициент отражения и ДН практически не изменяются. Это соответствует известным фактам и является подтверждением достоверности предлагаемого алгоритма для излучающих структур при наличии круговых цилиндрических препятствий.

Отметим, что в процессе вычислений использовалась возможность дробления длинных звеньев на более мелкие (при этом число функций u_i в сумме (3) возрастало). Описанный прием применялся во время тестиро-

вания алгоритма, а также для преодоления сложностей при расчете функций Матье, когда параметр этих функций q_i становился слишком большим.

Заключение

Метод ПО, предложенный для анализа Е-плоскостных структур с многоугольным граничным контуром, модифицирован для случая наличия в ближней зоне круговых цилиндрических вставок. При этом сохранилась высокая степень универсальности метода в указанном классе структур. Полученные результаты пригодны для разработки реальных антенных устройств, а также для исследования влияния препятствий различной формы на характеристики излучения.

Список литературы: 1. Чумаченко В.П. Решение задач дифракции на многоугольной цилиндрической поверхности методом произведения областей // Докл. АН УССР. Сер. А. 1989. № 7. С. 73—76. 2. Морс Ф.М., Фешбах Г. Методы теоретической физики: В 2 т.: Пер. с нем. М.: Изд-во иностр. лит., 1958. Т. 1. 930 с. 3. Засовенко В.Г., Чумаченко В.П. Функция Грина уравнения Гельмгольца для идеально проводящего эллиптического цилиндра // Электродинамика и физика СВЧ. Днепропетровск, 1983. С. 52—56. 4. Чумаченко В.П. [Обзор] // Радиотехника и электрон. 1983. Т. 33, № 8. С. 1600—1609. 5. Журав С.М. [Обзор] // Там же. 1984. Т. 29, № 12. С. 2307.

*Запорожский государственный
технический университет*

Поступила в редакцию 25.08.97

СЛУЧАЙНАЯ ПОГРЕШНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ УГЛА НАПРАВЛЕНИЯ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НЕЛИНЕЙНЫМИ ТОНКОПРОВОЛОЧНЫМИ БОЛОМЕТРАМИ

Методика измерения угла направления линейной поляризации интенсивного лазерного излучения тремя идентичными болометрическими решетками изложена в работе [1]. Решетки расположены под углом 60° друг к другу в близких плоскостях сечения оптического пучка, и сигналы регистрируются с каждой из них. При существенных нагревах болометрических элементов излучением, когда их основные физические параметры не остаются постоянными, появляется нелинейность характеристики преобразования болометра, усиливающаяся неравномерностью распределения падающей интенсивности по входной апертуре измерителя, что приводит к систематическим погрешностям значений определяемых параметров излучения. В работе [1] оценена систематическая погрешность определения угла направления линейной поляризации излучения за счет нелинейности характеристики преобразования болометра.

Необходимо провести анализ абсолютной случайной погрешности измеренного угла направления линейной поляризации излучения в зависимости от относительной случайной погрешности регистрируемых сигналов решеток, уровня падающей интенсивности и ее неравномерности распределения, а также диапазона измеряемых углов. Углы возможных направлений поляризации излучения относительно угла направления элементов i -й решетки вычисляются с помощью выражения

$$\varphi'_{ii} = \frac{1}{2} \arcsin A(U_{i+2,0} - U_{i+1,0}), \quad (1)$$

где $A = \sqrt{3}(K_D + 1) / (K_D - 1)$ — постоянный множитель, определяемый коэффициентом дихроизма цилиндрических болометрических элементов K_D ; $i = 1, 2, 3$ — номер решетки.

Выходные сигналы болометров нормированы на сумму их сигналов

$$U_{i+2,0} = U_{i+2} / \sum_{j=1}^3 U_j. \quad (2)$$

Индекс l принимает значения 1 и 2, поскольку каждому значению синуса соответствуют два возможных значения угла в интервале $[-\pi; +\pi]$. Индекс сигналов циклично принимает значения 1, 2, 3, поэтому $U_4 = U_1$; $U_5 = U_2$. Если углы направлений элементов решеток составляют $\psi_1 = 0$, $\psi_2 = \pi/3$ и $\psi_3 = -\pi/3$, то измеренные углы относительно первой решетки

$$\varphi_{il} = \varphi'_{il} + \psi_i. \quad (3)$$

Отметим, что для линейной поляризации излучения углы φ и $\pi + \varphi$ идентичны, поэтому их можно приводить к интервалу $[-\pi/2; \pi/2]$. Неоднозначность результатов измерений устраняется совпадением углов φ_{il} или близкими их значениями относительно хотя бы двух решеток.

Из (1) вытекает, что абсолютное среднеквадратичное отклонение (СКО) измеряемого угла σ_{φ_i} связано с абсолютными СКО нормированных сигналов $\sigma_{i+2,0}$ и $\sigma_{i+1,0}$ следующим образом:

$$\sigma_{\varphi_i}^2 = A^2(\sigma_{i+1,0}^2 + \sigma_{i+2,0}^2) / 4[1 - A^2(U_{i+2,0} - U_{i+1,0})^2]. \quad (4)$$

Если относительные СКО регистрируемых сигналов решеток близки между собой, т.е. $\sigma_1 \approx \sigma_2 \approx \sigma_3 \approx \sigma$, то абсолютные СКО нормированных сигналов связаны с ними так:

$$\sigma_{i+1,0}^2 = 2U_{i+1,0}^2(U_{i,0}^2 + U_{i,0}U_{i+2,0} + U_{i+2,0}^2)\sigma^2. \quad (5)$$

Зависимость σ_{φ_i} от σ можно записать в виде

$$\sigma_{\varphi_i} = B_i \sigma, \quad (6)$$

где безразмерная величина B_i определяется соотношениями (4) и (5). В формулу (6) значение σ вводится в относительных единицах, тогда значение σ_{φ_i} выражается в радианах.

Сигналы болометрических решеток при воздействии на них непрерывной мощности лазера в общем виде можно определить так:

$$U_i = \eta_0 F(\delta \overline{PK}_i) \overline{PK}_i, \quad i = 1, 2, 3. \quad (7)$$

Здесь η_0 — коэффициент преобразования одной решетки в линейном режиме работы болометров для поляризации излучения, параллельной

ее элементам; δ — коэффициент неравномерности распределения падающей мощности, $\delta = 1 + \sigma_{P0}^2$, где σ_{P0}^2 — относительная дисперсия распределения падающей мощности по всей длине болометра решетки, совпадающая с относительной дисперсией распределения температуры; \bar{P} — средняя погонная мощность, падающая на болометрические элементы; K_i — поляризационные коэффициенты взаимодействия болометрических элементов с излучением,

$$K_i = \cos^2(\varphi - \psi_i) + K_D \sin^2(\varphi - \psi_i); \quad (8)$$

$F(\delta \bar{P} K_i)$ — нормированные на η_0 коэффициенты преобразования решеток в нелинейном режиме работы болометров.

Связь σ_{φ_i} с σ оценим для платиновых болометров, работающих в нормальных условиях, и лазерного излучения с длиной волны 10,6 мкм. Как и в работе [1], зависимость $F(\delta \bar{P})$ выражаем полиномом второй степени

$$F(\delta \bar{P}) = 1 + a\delta \bar{P} + b(\delta \bar{P})^2, \quad (9)$$

где $a = -5,236 \cdot 10^{-2}$ см/Вт и $b = 2,185 \cdot 10^{-3}$ см²/Вт². В этом режиме работы болометров значения $F(\delta \bar{P} K_i) \leq 1$. Вычисленные зависимости коэффициентов B_i от угла φ'_i и ряда значений эффективной мощности излучения $\delta \bar{P}$ представлены на рис. 1. В линейном режиме работы болометров, когда $\delta \bar{P} \approx 0$, для угла φ'_i , приближающегося к 45°, значение $A^2(U_{i+2,0} - U_{i+1,0})^2$ стремится к 1, а B_i — к бесконечности. С повышением эффективной мощности $\delta \bar{P}$ значения максимумов быстро уменьшаются. С отклонением угла φ'_i от 45° в обе стороны уровни B_i также быстро уменьшаются до значений, близких к 1, причем они слабо зависят от эффективной мощности $\delta \bar{P}$. Для отрицательных углов φ'_i зависимости B_i аналогичны. В диапазонах углов $\varphi'_i - 90 \dots -60^\circ, -30 \dots 30^\circ, 60 \dots 90^\circ$ коэффициенты B_i не превосходят значения 2; они показывают увеличение абсолютного СКО измеренного угла на-

правления поляризации излучения по отношению к относительному СКО регистрируемых сигналов решеток.

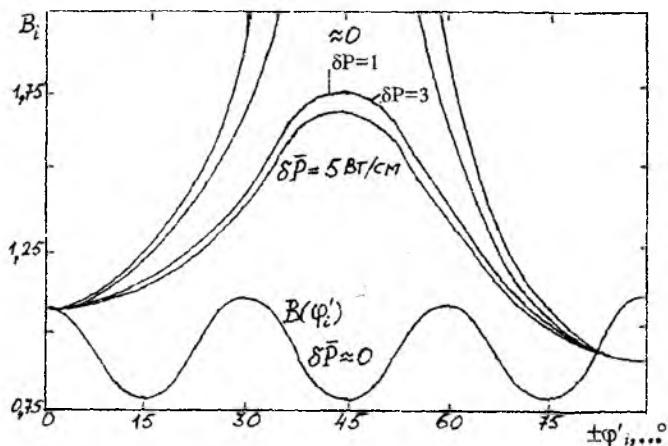


Рис. 1

Для выявления диапазонов, где абсолютные СКО измеряемых углов направления поляризации излучения не превышают удвоенного относительного СКО регистрируемых сигналов болометрических решеток, можно рекомендовать таблицу, в которой пустые прямоугольники соответствуют данному условию для указанных интервалов углов φ'_i и номеров решеток i , относительно которых выполняются измерения. Диапазоны углов для незаштрихованных прямоугольников соответствуют и допустимым систематическим погрешностям измерений углов направления поляризации излучения в соответствии с работой [1]. При значениях эффективной мощности $\delta \bar{P} > 2$ Вт/см указанное условие выполняется во всем диапазоне углов φ'_i по результатам измерений относительно всех решеток.

Кoeffициенты B_i	Результаты оценки абсолютных СКО в диапазонах углов φ'_i					
	-90...-60°	-60...-30°	-30...0°	0...30°	30...60°	60...90°
B_1						
B_2						
B_3						

Случайную погрешность измерения угла направления поляризации излучения можно уменьшить, усреднив результаты измерений относительно двух решеток, которые попали в диапазоны углов, отвечающие незаштрихованным прямоугольникам приведенной таблицы. Интервалы углов, граничащие с заштрихованными прямоугольниками, для одной из решеток, например первой, берутся закрытыми, т.е. значения границ входят в данный интервал, а для остальных решеток принимаются открытыми, т.е. значения границ не входят в данные интервалы. В этом случае коэффициент $B(\varphi'_i)$, связывающий абсолютное СКО усредненного по двум результатам измеренного угла σ_{φ}^- с относительным СКО выходных сигналов решеток σ , находится по формуле

$$B(\varphi'_i) = \frac{1}{2} \left(\sum_{i=1}^2 B_i^2 \right)^{1/2}, \quad (10)$$

где используются коэффициенты B_i для соответствующих результатов измерений. Зависимость $B(\varphi'_i)$ для $\delta \bar{P} \approx 0$, когда перепады коэффициентов B_i максимальны, представлена на рис. 1. Величина $B(\varphi'_i)$ изменяется по квазигармоническому закону с периодом $\pi/6$, имея среднее значение по углу $\bar{B} = 0,9415$ и абсолютное СКО $\sigma_B = 0,14$. Если использовать среднее значение коэффициента $B(\varphi'_i)$ для всего диапазона углов \bar{B} , то величина σ_B вносит в него следующую поправку:

$$\sigma_{\varphi}^- = \left(\bar{B}^2 + \sigma_B^2 \right)^{1/2} \sigma = B\sigma. \quad (11)$$

Для показанной на рис. 1 зависимости $B(\varphi'_i)$ значение $B = 0,9518$ меньше значений B_i , что существенно уменьшает погрешность измерения угла направления поляризации излучения.

Значения величин B , \bar{B} и σ_B с повышением эффективной мощности излучения $\delta \bar{P}$ уменьшаются, как показано на рис. 2, что приводит к снижению случайной погрешности результата измерения.

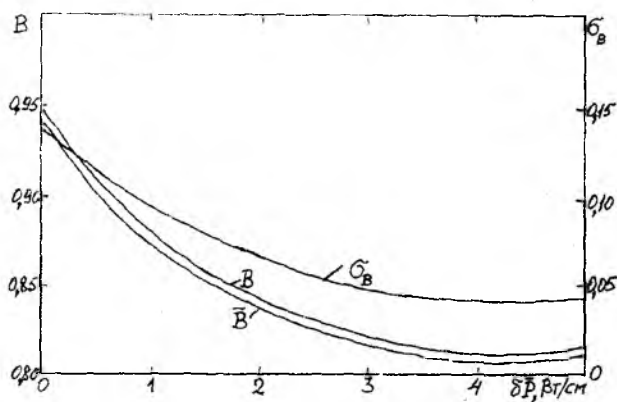


Рис. 2

Таким образом, проанализированная методика позволяет с помощью трех болометрических решеток получить абсолютное СКО измеренного угла направления линейной поляризации интенсивного широкоапертурного непрерывного лазерного излучения, не превышающее относительного СКО выходных сигналов решеток.

Список литературы: 1. Кузьмичев В.М., Кузьмичева Е.В. Измерение угла направления линейной поляризации лазерного излучения нелинейными тонкопроволочными болометрами // Измер. техника. 1996. № 8. С. 24—26. 2. Кузьмичев В.М., Золотайкин А.В. Нелинейность характеристики преобразования тонкопроволочных болометрических измерителей непрерывной мощности и энергии импульсов лазерного излучения // Там же. 1990. № 12. С. 20—22.

Харьковская государственная академия
городского хозяйства

Поступила в редколлегию 15.10.97

Ю.И. ВОЛОЩУК, д-р техн. наук,
И.А. МИЛЮТЧЕНКО, канд. техн. наук

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНОЙ ИЗБИРАТЕЛЬНОСТИ МНОГОПОЗИЦИОННОЙ МЕТЕОРНОЙ РТС.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Поскольку при радиолокационном методе наблюдения метеоров, который является косвенным, регистрируются не сами метеорные тела, а явления, порождаемые ими в атмосфере Земли (метеоры), то для перехода от наблюдаемых (искаженных селективностью метода) распределений параметров метеоров к исправленным распределениям необходимо оценить замечаемость метеоров.

В связи с тем что в литературе по метеорным исследованиям приводятся различные определения замечаемости и избирательности, будем использовать следующие формулировки.

Радиометеор — условное название метеора, который регистрируется метеорной РТС.

Замечаемость — свойство радиометеора, заключающееся в том, что вероятность его регистрации имеет избирательный характер по отношению к параметрам метеорного тела, породившего данный след. Таким образом, применительно к радиометеору уместно использовать термин замечаемость, а по отношению к радиолокационному методу (радиометоду) и метеорной РТС — избирательность (селективность).

Учет замечаемости обычно осуществляют путем весовой обработки результатов измерений, когда каждому зарегистрированному метеору присваивают вес a , обратно пропорциональный вероятности W наблюдения метеора с данными параметрами [1]:

$$W = \prod_{i=1}^n P_i^{-1}, \quad a = W^{-1} = \prod_{i=1}^n P_i. \quad (1)$$

Здесь P_i^{-1} — фактор замечаемости, $i = \overline{1, n}$; n — количество учитываемых факторов.

Понятия фактора замечаемости и фактора избирательности будем считать тождественными и определять как вероятность регистрации радиометеора в зависимости от какого-либо конкретного параметра (скорости, координат радианта, элементов орбиты метеорного тела) и условий наблюдения при заданных технических характеристиках метеорной РТС.

Прямая и обратная задачи радиолокационных измерений параметров метеоров могут быть записаны в виде [2]

$$\Phi X = X_B; \quad (2)$$

$$X = \Phi^{-1} X_B, \quad (3)$$

где X — множество элементов, совокупность которых составляет объект исследования — метеорный комплекс (обстановку) вблизи орбиты Земли; X_B — множество тех элементов из X , которые были зарегистрированы метеорной РТС.

Вероятность того, что элемент с параметрами x_i попадет в множество X_B , т.е. будет зарегистрирован, определяется как

$$W\{x_i\}_B = W\{x_i\} P_1^{-1} P_2^{-1} P_A^{-1}. \quad (4)$$

Здесь P_1^{-1} , P_2^{-1} , P_A^{-1} — геометрический, физический и аппаратный факторы избирательности.

Для того чтобы осуществить переход от "видимых" (доступных наблюдению) распределений параметров X_B к "истинным" X , характеризующим метеорное вещество вблизи орбиты Земли, т.е. решить обратную задачу (3), необходимо установить все факторы избирательности.

Современная теория замечаемости радиометеоров разработана и детально изложена в [1—5]. Однако анализ основных факторов избирательности показывает, что они применимы, строго говоря, для однопозиционной или идеальной многопозиционной системы. Обычно их формально применяют при анализе и реальных многопозиционных систем, фактически не исследованных с точки зрения избирательности. Другими словами, существующие факторы избирательности рассматриваются как скалярные или приводятся к скалярным: физический фактор — $P_2^{-1}(v)$, аппаратный — $P_A^{-1}(v)$, геометрический —

$P_1^{-1}(\delta)$ при фиксированном α при круглосуточных наблюдениях (v — скорость метеороида; δ , α — экваториальные координаты радианта). Но при определении координат радианта индивидуально-го радиометеора и элементов орбиты метеорного тела, когда необходимо использование многопозиционной радиосистемы, в которой совместно измеряются и обрабатываются сигналы от разнесенных пунктов (позиций), появляется "векторность" при оценке избирательности, или некоторый дополнительный фактор. В общем случае основными причинами возникновения дополнительной избирательности, которую в дальнейшем будем называть структурной, следует считать: геометрию (структуру) расположения конкретных разнесенных пунктов приема и излучения; алгоритм запуска аппаратуры на регистрацию, свя-

занный с неодновременностью появления отраженного сигнала на разнесенных пунктах призма, а также с разницей эффективной чувствительности центрального и периферийных пунктов. В свою очередь, структурная селективность влияет на форму и размеры области небесной гелиоцентрической сферы, которой принадлежат радианты метеоров, регистрируемых метеорной РТС, а также на точность определения координат радианта.

Рассмотрим особенности импульсно-дифракционного метода, который согласно [1] является наиболее эффективным методом определения координат радиантов индивидуальных метеоров, приводящих к появлению структурной избирательности. Если локация формирующегося метеорного следа проводится двухпозиционной радиосистемой и след ориентирован так, что "зеркальные" (по законам геометрической оптики) отражения радиоволн от него могут наблюдаться на обеих позициях, сигнал, принимаемый первой позицией, будет запаздывать во времени относительно сигнала, принятого второй позицией, на величину

$$\Delta t = R \cos \theta / v, \quad (5)$$

где R — база; θ — угол, образованный метеорным следом с базой.

Таким образом, измерив $\Delta t, v$ и зная базу, можно определить направление на радиант (плоский случай). Временной сдвиг и скорость метеора могут быть измерены, если на обеих позициях записываются амплитудно-временные характеристики (АВХ) отраженных сигналов. Если использовать многопозиционную систему, можно установить положение радианта метеора в пространстве, а далее, зная скорость, — элементы орбиты метеорного тела. Обычно используется один передающий и три приемных пункта (или один приемопередающий и два приемных). Приемопередающий пункт называется центральным (ЦП), и к нему по каналам связи передается информация с двух вынесенных приемных пунктов (ВП) для последующей обработки. Анализ АВХ отраженных сигналов трех приемных пунктов для системы МАРС в Харькове [6] показывает, что возможна ситуация, когда сигнал ЦП регистрируется позже, чем сигналы ВП. Если запуск системы на регистрацию осуществляется центральным пунктом, АВХ сигналов ВП регистрируются в усеченном виде, что приводит к искажению или потере информации. Целесообразность запуска сигналом ЦП объясняется тем, что при регистрации в условиях помех центральный пункт всегда обладает большей чувствительностью (антенна с большим коэффициентом усиления, стационарная аппаратура, более благоприятные условия функционирования в целом). Поэтому, при условии, что все пункты являются запускающими, основная часть запусков будет от ЦП, но при этом повысится вероятность ложных запусков и, следовательно (из-за ограниченности ресурсов системы), — пропуска полезных сигналов.

Кроме того, импульсно-дифракционный метод используется в предположении существования достаточно четких дифракционных картин в момент регистрации. Причем все АВХ должны иметь явно выраженный первый экстремум (предпочтительнее — минимум, согласно [7]) для определения временных сдвигов $\Delta t_1, \Delta t_2$ и хотя бы одна АВХ — не менее трех экстремумов для установления скорости (скорость метеора вычисляется как среднее значение — $v = \sum_{i=1}^n v_i / n$,

где $n \geq 1$). При реализации метода с помощью реальной аппаратуры эти требования часто не выполняются по ряду причин (различная чувствительность приемных пунктов, погрешности ретрансляции, жесткая привязка пунктов к местности и т.д.), что также приводит к дополнительной селективности.

Далее, поскольку распределение радиантов метеоров по небесной сфере неравномерно, очевидно, существует оптимальное расположение приемных пунктов, при котором для заданных технических характеристик аппаратуры в течение заданного времени измерений в зоне действия метеорной РТС регистрируется максимальное число метеоров. В то же время привязка пунктов к местности, обуславливаемая целым рядом факторов, не связанных с метеорами (наличие помещений, электроснабжения, дорог и т. п.), не позволяет расположить пункты в точном соответствии с рекомендациями. В этом случае методу оценки структурной избирательности можно сформулировать следующим образом: найти оптимальные по выбранному критерию геометрические (базовые) параметры системы, а затем выяснить последствия неоптимальности для конкретной аппаратуры.

Таким образом, структурную избирательность многопозиционной радиосистемы для определения координат радиантов метеоров можно представить как свойство системы, заключающееся в том, что вероятность регистрации метеора с данными координатами радианта зависит от геометрии вынесенных приемных пунктов (позиций) и алгоритма совместной обработки информации. Влияние структурной избирательности приводит к дополнительной потере информации о метеорных телах. При этом искажаются эмпирические распределения радиантов и орбит метеорных тел, и для их исправления нужно ввести еще один фактор P_S^{-1} , дополнительно к указанному в (4). Тогда

$$W\{x_i\}_B = W\{x_i\} P_1^{-1} P_2^{-1} P_A^{-1} P_S^{-1}. \quad (6)$$

Под структурным фактором избирательности P_S^{-1} метеорной многопозиционной радиосистемы будем понимать отношение вероят-

ности регистрации данного радианта при заданном расположении разнесенных пунктов к аналогичной вероятности при оптимальном расположении. В общем случае оптимальным будем считать расположение ВП, обеспечивающее при заданных ограничениях получение максимального количества информации о потоке метеорного вещества из различных участков небесной сферы. Другими словами, оптимальное расположение ВП должно обеспечить определение радиантов максимального количества радиометеоров в зоне действия метеорной РТС и тем самым уменьшить влияние структурной избирательности. Данный критерий будем называть критерием минимума структурной избирательности.

Следует отметить, что структурная избирательность (иначе говоря, фактор влияния геометрии позиций и алгоритма совместной обработки информации на основные показатели качества) проявляется не только в метеорных, но и в других многопозиционных радиосистемах [8]. Однако в метеорных РТС ее учет особенно важен, поскольку он влияет на возможность сравнения результатов и получения на их основе истинных распределений параметров метеорного вещества вблизи орбиты Земли.

Таким образом, введение понятия структурной избирательности, разработка методики расчета ее оценок и последующей оптимизации метеорных радиосистем определения координат радиантов позволяют:

1. Уточнить оценки распределений радиантов и элементов орбит метеороидов по результатам измерений, проведенных к настоящему времени разными исследователями на различных радиометеорных комплексах.

2. Для существующих РТС планировать графики измерений по критерию минимума структурной избирательности, а для вновь разрабатываемых систем оптимизировать параметры по этому же критерию.

3. Использовать полученные результаты для оптимизации режимов метеорных РТС иного функционального назначения, в частности радиометеорных систем сличения шкал времени [9].

Список литературы: 1. *Кашеев Б.Л., Лебединец В.Н., Лагутин М.Ф.* Метеорные явления в атмосфере Земли. М.: Наука, 1967. 260 с. 2. *Волощук Ю.И., Кашеев Б.Л., Кручиненко В.Г.* Метеоры и метеорное вещество. К.: Наук. думка, 1989. 296 с. 3. *Лебединец В.Н.* Пыль в верхней атмосфере и космическом пространстве. Метеоры. Л.: Гидрометеозиздат, 1980. 244 с. 4. *Лебединец В.Н., Манохина А.В.* Замечаемость метеоров // Тр. Ин-та эксперим. метеорологии (ИЭМ). 1978. Вып. 8(81). С. 12—39. 5. *Отражение радиоволн от метеорных следов. III. Замечаемость радиометеоров / В.Н. Лебединец, В.Н. Корпусов, А.К. Соснова и др.* // Астрон. вестн. 1971. Т. 11, № 6. С. 1011—1020. 6. *Метеорная автоматизированная радиолокационная система* // Б.Л. Кашеев, Ю.И. Волощук, А.А. Ткачук и др. // Метеор. исслед. 1977. № 4. С. 11—61. 7. *Дьяков А.А., Кашеев Б.Л.* Определение скорости радиометеора с минимальной среднеквадратической ошибкой // Астрон. вестн. 1972. Т. 6, № 2. С. 2—6. 8. *Кондратьев В.С., Котов В.Ф., Марков Л.Н.* Многопозиционные радиотехнические системы. М.: Радио и связь, 1986. 264 с. 9. *Волощук Ю.И., Милютченко И.А.* Определение характеристик радиометеорной системы сличения шкал времени // Радиотехника 1997. Вып. 102. С. 18—27.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНОЙ ИЗБИРАТЕЛЬНОСТИ МНОГОПОЗИЦИОННОЙ МЕТЕОРНОЙ РТС. 2. РАСЧЕТ СТРУКТУРНОГО ФАКТОРА

Методика оценки структурной избирательности [1] предполагает определение оптимальных базовых параметров метеорной РТС. Ограничим набор оптимизируемых параметров координатами вынесенных пунктов (ВП) и проведем оптимизацию для системы МАРС [2] Харьковского технического университета радиоэлектроники с известной диаграммой направленности (ДН) антенной системы центрального пункта (ЦП). Антенна ВП ограничена по размерам и, следовательно, ее диаграмма шире, чем в ЦП. Поэтому при установлении геометрических условий отражения пространственная область, удовлетворяющая этим условиям, в первом приближении определяется ДН ЦП.

Основное требование, предъявляемое к радиометеорной системе, — получение максимального количества информации о потоке метеорного вещества из различных участков небесной сферы. Поэтому критерием оптимальности расположения ВП (критерием минимума структурной избирательности) может быть максимум взвешенной (с учетом неравномерного распределения радиантов) площади S области небесной сферы, осматриваемой антенной системой в течение заданного времени (например, за сутки). При этом погрешности определения координат радианта метеора не должны превышать допустимых.

Поставленную задачу оптимизации в общем виде можно классифицировать как задачу минимизации (максимизации) вещественнозначной функции $S(X)$ (функции цели) N -мерного векторного аргумента $X = (x_1, x_2, \dots, x_N)$, компоненты которого удовлетворяют набору неравенств $g_j(x) \geq 0$, а также ограничены сверху и снизу, т.е. $x_i^{(u)} \geq x_i \geq x_i^{(l)}$. Здесь $g_j(x) \geq 0$ — записанные в форме неравенств функциональные соотношения между управляемыми переменными x_i , позволяющие сузить область их допустимых значений.

В качестве функции цели $S(X)$ может служить оценка общей взвешенной площади S области небесной сферы, осматриваемой радиолокационной системой, а компонентами векторного аргумента X

могут быть координаты ВП ($R_i, \varphi_i, i = 1, 2$) в полярной системе координат, в начале которой расположен ЦП. Необходимо найти такие оптимальные координаты, чтобы функция $S(X)$ была максимальна при следующих ограничениях:

1. Выполняются геометрические условия регистрации для трех пунктов.

2. Погрешности определения горизонтальных координат радианта $\sigma A_i, \sigma Z_i$ меньше заданных $\sigma A_0, \sigma Z_0$.

3. Если запуск на регистрацию осуществляется сигналом ЦП и от него отсчитываются временные задержки Δt , то $\Delta t_i < 0$ либо $0 < \Delta t_i < t_{\min}$. Здесь t_{\min} определяет временное положение первого минимума амплитудно-временной характеристики (АВХ) отраженно-го сигнала ЦП.

4. Временные задержки $|\Delta t_i| < T_p - t_{\min}$, где T_p — время фиксации АВХ. В случае использования фоторегистратора — это время развертки. При автоматизации предварительной и первичной обработок — это объем буферной памяти ЭВМ, в которую записываются цифровые коды амплитуд отраженных импульсов. Для МАРС $T_p = 0,2$ с.

5. Имеет место соотношение $|\varphi_i - \varphi_0| < \pi / 2$, где φ_0 — заданный азимут направления излучения (геодезический, отсчитывается от севера к востоку). Для МАРС $\varphi_0 = \pi / 2$.

6. Длина базы $0 < R_i \leq R_{\max}$, где R_{\max} определяется величиной T_p .

Рассмотрим подробнее первое ограничение. Геометрические условия регистрации метеоров для одной станции получены в [3]. При выполнении условия

$$\cos^2 \Psi_1 + \cos^2 \Psi_{20} \leq 1 \quad (1)$$

для вектора скорости метеора \bar{V}_A в системе координат, связанной с осью антенны, выполняется условие "зеркальности" отражения. В (1) Ψ_1 — угол между \bar{V}_A и осью Z_A ДН антенны ЦП, Ψ_{20} — угол между Z_A и образующей конуса ДН, опирающегося на контур равной чувствительности антенны по половинной мощности. Для определения координат радианта метеора условие "зеркальности" должно выполняться как для центрального, так и для каждого из вынесенных пунктов. С учетом того, что ДН ВП шире ДН ЦП, условие (1) примет вид

$$\cos^2 \Psi_1 + \max\{\cos^2 \Psi_{20}, \cos^2 \Psi_{21}, \cos^2 \Psi_{22}\} \leq 1, \quad (2)$$

где Ψ_{21}, Ψ_{22} — углы между вертикалью и прямой, описывающей контур сечения эллиптического конуса ДН ЦП плоскостью, параллельной поверхности земли и проходящей на средней высоте метеорной зоны. Прямые, образующие углы Ψ_{21}, Ψ_{22} , исходят из точек L_1 и L_2 , которые делят пополам базы R_1 и R_2 .

С учетом рассмотренных ограничений задачу оптимизации по критерию минимума структурной избирательности можно сформулировать в таком виде: максимизировать $S(R_i, \varphi_i)$ при ограничениях

$$g_j(R_i, \varphi_i) \geq 0, \quad j = \overline{1, 4}; \quad (3)$$

$$0 \leq \varphi_i \leq \pi, 0 < R_i \leq R_{\max}, \quad i = 1, 2$$

Пусть D — это область, для радиантов метеоров из которой выполняются геометрические условия регистрации для однопозиционной РТС. При переходе к гелиоцентрической системе координат из-за эффекта векторного суммирования скоростей метеороида и орбитальной скорости Земли форма и размеры области D меняются в течение суток и года. В работе [4] рассмотрены области видимости для системы МАРС. Конфигурация и размеры этих областей существенно зависят от времени. Если в радиолокационной системе используется несколько станций, картина еще более усложняется и решить задачу аналитически не представляется возможным. Чтобы оценить функцию

S для радиотехнической системы определения координат радиантов, воспользуемся методом математического моделирования. Разобьем всю гелиоцентрическую сферу на M равновеликих площадок, координаты центров которых могут быть найдены по формулам, приведенным в [5]. Тогда размер общей площади, осматриваемой системой в течение суток, можно оценить по количеству площадок, центры которых (β_i, λ_i) попадают в гелиоцентрическую область D , модифицированную с учетом ограничений (3). Согласно [6] средние квадратические погрешности радиолокационных измерений координат радианта составляют $2,4 \dots 2,7^\circ$. Для обеспечения требуемой точности выберем значение $M = 1600$. При этом минимальное угловое расстояние между центрами площадок составит $4,6^\circ$. Тогда функция S может быть записана как

$$S(R_i, \varphi_i) = \sum_{k=1}^{24} \sum_{l=1}^M p_l B_{l_k}, \quad (4)$$

где p_l — коэффициент, характеризующий распределение радиантов по небесной сфере (среднемесячные значения p_l получают на основании измерений численности и индивидуальных характеристик метеоров);

$$B_{l_k} = \begin{cases} 1, & (\beta_l, \lambda_l) \in D; \\ 0, & (\beta_l, \lambda_l) \notin D, \end{cases}$$

а условия $g(R_i, \varphi_i)$ запишутся следующим образом:

$$\begin{aligned} g_1 &= \sigma A_0 - \sigma A(R_i, \varphi_i); \quad g_2 = \sigma Z_0 - \sigma Z(R_i, \varphi_i); \\ g_3 &= t_{\min} - \Delta t_i(R_i, \varphi_i); \quad g_4 = (T_p - t_{\min}) - \Delta t_i(R_i, \varphi_i); \\ g_5 &= R_{\max} - R_i; \quad g_6 = \pi - \varphi_i; \quad i = 1, 2. \end{aligned} \quad (5)$$

Поскольку функции $S(R_i, \varphi_i)$ и $g_j(R_i, \varphi_i)$ нелинейно зависят от оптимизируемых параметров, задача (3) является задачей нелинейного программирования с ограничениями. В работах [7; 8] в связи с наличием эффективных и надежных методов безусловной минимизации рассматривается идея преобразования задачи с ограничениями в надлежащим образом построенную последовательность задач без ограничений. Воспользовавшись методом Розенброка [7], перейдем от условно-экстремальной задачи (3) к безусловной оптимизации модифицированной функции цели вида

$$F(x) = S(x) \Phi_1[g_1(x)] \cdots \Phi_j[g_j(x)], \quad (6)$$

где $\Phi_j \geq 0$ выбираются так, чтобы модифицированная функция обращалась в нуль вне допустимой области и была неотрицательна внутри нее. В простейшем случае множители Φ_j являются двоичной функцией:

$$\Phi_j = \begin{cases} 1, & g_j \geq 0; \\ 0, & g_j < 0. \end{cases}$$

С учетом (4) и (6) сформулируем задачу безусловной минимизации:

$$F(R_i, \varphi_i) = - \sum_{k=1}^{24} \sum_{l=1}^M \left[p_l B_{lk} \prod_{j=1}^6 \Phi_j(g_j(R_i, \varphi_i)) \right] \rightarrow \min, \quad (7)$$

где $g_j(R_i, \varphi_i)$ определяются по формулам (5). Знак минус введен для перехода от процедуры максимизации к процедуре минимизации.

После формулировки критерия оптимальности рассмотрим возможные алгоритмы решения задачи (7). Функция $F(R_i, \varphi_i)$, экстремум которой нужно найти, в общем случае многоэкстремальна, непрерывна и неявно зависит от параметров R_i, φ_i . Исходя из анализа существующих методов нулевого порядка, которые применимы в данном случае [8—10], выберем алгоритм решения задачи (7), сочетающий метод деформируемого многогранника [10] и метод с несколькими начальными точками [8].

Рассмотренный алгоритм позволил: 1) в результате осуществления процедуры оптимизации (3) для вектора координат $\bar{X} = (R_i, \varphi_i)$ получить вектор \bar{X}_{opt} ; 2) рассчитать структурный фактор избирательности P_S^{-1} как отношение вероятностей регистрации данного радианта при заданном и оптимальном расположении вынесенных пунктов (рис. 1—2).

В таблице приведены исходные координаты ВП $\bar{X} = (R_i, \varphi_i)$, соответствующие системе МАРС, и оптимальные координаты $\bar{X}_{\text{opt}} = (R_{i_{\text{opt}}}, \varphi_{i_{\text{opt}}})$, рассчитанные для каждого месяца в течение года (данные июня и июля объединены).

На рис. 1—2 отражены зависимости структурного фактора избирательности P_S^{-1} от гелиоцентрической широты β' и долготы

Координаты	Векторы \bar{X}	Векторы \bar{X}_{opt} для месяцев											
		I	II	III	IV	V	VI-VII	VIII	IX	X	XI	XII	
R_1 , км	4,32	8,05	7,65	8,39	7,84	7,81	8,16	7,58	5,20	7,59	7,76	8,43	
R_2 , км	8,42	7,83	6,89	7,72	7,56	6,99	6,81	7,29	7,64	6,73	5,51	7,11	
φ_1 , рад	0,59	1,17	1,14	0,99	1,53	1,69	1,00	1,17	0,95	1,22	1,39	1,33	
φ_2 , рад	1,92	1,92	1,85	1,76	2,07	2,27	1,80	2,02	2,01	2,06	2,34	2,02	

$\lambda' - \lambda_a$ для различных месяцев (кривая 1 — январь; 2 — март; 3 — июнь; 4 — август; 5 — октябрь; 6 — декабрь).

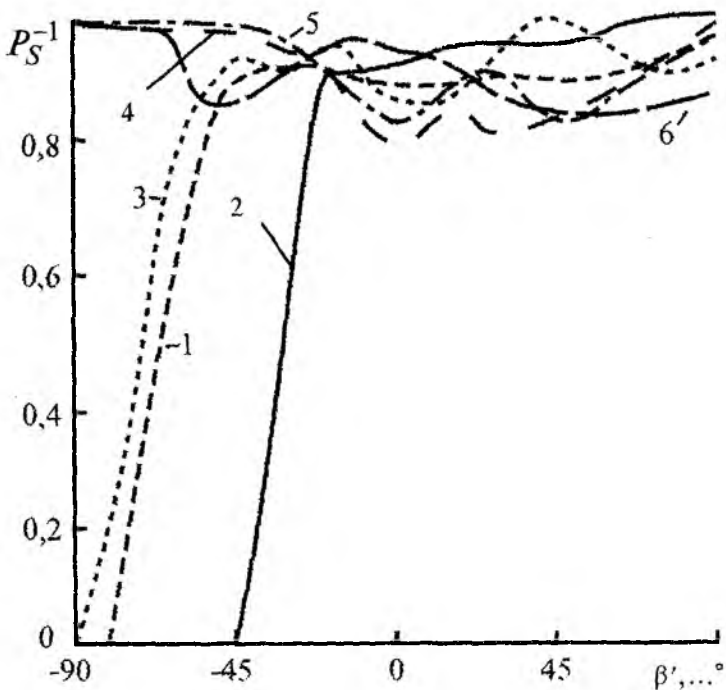


Рис. 1

Анализ графиков показывает, что вид функций $P_S^{-1}(\beta')$ и $P_S^{-1}(\lambda' - \lambda_a)$ не остается постоянным в течение года. Поскольку пункт наблюдения расположен в Северном полушарии, южные радианты видны не всегда. Так, для января—июня существует значение $\beta' < 0$, при котором начинает резко проявляться структурная избирательность (для марта $\beta' = -10^\circ$, для января, июня $\beta' = -45^\circ$). Восстановление истинных распределений в области $\beta' < 30^\circ$ для всех месяцев становится невозможным. Поэтому в дальнейшем при оценке структурного фактора избирательности следует ограничиться значениями $\beta' > 0$ и, опираясь на гипотезу о симметрии распределения радиантов относительно плоскости эклиптики, подтвержденную в [11], распространить данные на южную полусферу.

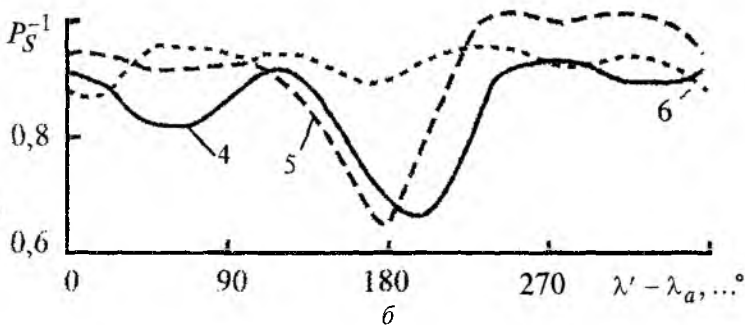
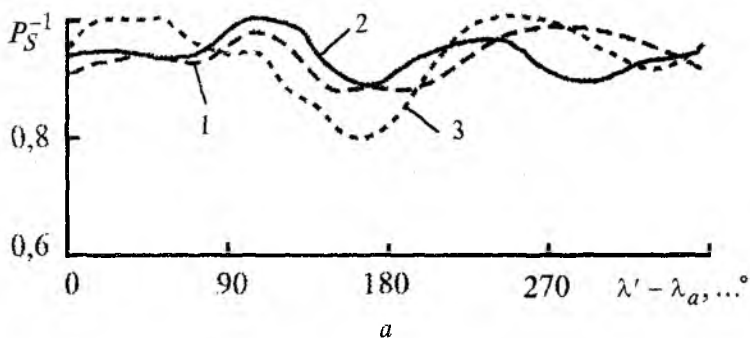


Рис. 2

При положительных значениях β' для этих месяцев структурный фактор проявляется слабее и оценивается примерно в 0,9...0,95. Для августа—октября наибольшее влияние структурного фактора проявляется в диапазоне широт $0 < \beta' < 30^\circ$, в декабре характер зависимости $P_S^{-1}(\beta')$ сглажен.

Функция $P_S^{-1}(\lambda' - \lambda_a)$ также изменяется от месяца к месяцу, хотя общий вид кривых сохраняется. Но для зимних месяцев зависимость $P_S^{-1}(\lambda' - \lambda_a)$ более равномерна, в то время как в июне—октябре имеется явно выраженный антиапексный минимум.

Влияние структурного фактора проявляется также в изменении размеров областей небесной сферы, наблюдаемых в системе определения координат радиантов. Расчеты показали, что наблюдаемая РТС-площадь небесной сферы из-за влияния структурного фактора умень-

шается в среднем за сутки на 15...20 %, а в вечерние часы уменьшение может доходить до 90 %. С учетом неравномерного распределения радиантов в пределах наблюдаемых областей, потери информации для различных месяцев колеблются в пределах 8...20 % и составляют в среднем 14,5 %. Аналогичные оценки были получены при исследовании АВХ отраженных сигналов, регистрировавшихся на киноплёнку в 1968—1969 годах. Потери информации для расчета радиантов в июле 1967 г. составили 17 %, в декабре 1968 г. — 21 %, в августе 1969 г. — 15 %, в декабре 1969 г. — 8 %, в среднем — около 15 %. Следует подчеркнуть, что потери не являются случайными и поэтому их нельзя компенсировать, просто увеличив объем выборки; они искажают распределение как радиантов, так и элементов орбит метеорных тел.

Таким образом, исследование избирательности многопозиционной метеорной РТС позволило:

1. Разработать методику оценки и учета дополнительного структурного фактора избирательности, который возникает при определении координат радиантов метеоров.

2. Провести оптимизацию параметров метеорной РТС с использованием критерия минимума структурной избирательности. В результате оптимизации геометрии позиций системы количество метеоров, координаты радиантов которых определяются в пределах заданной погрешности, увеличивается в среднем за сутки на 15 %, варьируясь в зависимости от месяца.

3. Скорректировать существующие оценки статистической модели распределения параметров метеорных тел вблизи орбиты Земли с учетом структурной избирательности.

Список литературы: 1. Волощук Ю.И., Милютченко И.А. Исследование структурной избирательности многопозиционной метеорной РТС. 1. Постановка задачи — См. статью в настоящем сборнике. 2. Метеорная автоматизированная радиолокационная система / Б.Л. Кащеев, Ю.И. Волощук, А.А. Ткачук и др. // Метеор. исслед. 1977. № 4. С. 11—61. 3. Глобальная сеть РТС для метеорных исследований: Материалы Мирового центра данных Б. М.: ВИНТИ, 1981. 76 с. 4. Ткачук А.А., Маценко С.В. Области видимости метеорных радиантов // Метеор. исслед. 1981. № 7. С. 63—73. 5. Волощук Ю.И., Милютченко И.А. О представлении распределения параметров потока метеорных тел по небесной сфере // Там же. 1986. № 12. С. 63—74. 6. Кащеев Б.Л., Лебединец В.Н., Лагутин М.Ф. Метеорные явления в атмосфере Земли. М.: Наука, 1967. 260 с. 7. Фиакко А., Мак-Кормик Г. Нелинейное программирование. Методы последовательной безусловной минимизации: Пер. с англ. М.: Мир, 1972. 240 с. 8. Реклейтис Г., Рейвиндраган А., Рэгсдел К. Оптимизация в технике: В 2 кн.: Пер. с англ. М.: Мир, 1986. Т. 1. 350 с.; Т. 2. 320 с. 9. Евдокимов А.Г. Минимизация функций и ее приложение к задачам автоматизированного управления инженерными сетями. Х.: Выща шк. Изд-во при Харьк. ун-те, 1985. 288 с. 10. Химмельблау Д. Прикладное нелинейное программирование: Пер. с англ. М.: Мир, 1975. 534 с. 11. Кащеев Б.Л., Новоселова Н.В. Результаты измерения радиантов на различных географических широтах // Пробл. косм. физики. 1975. № 10. С. 58—67.

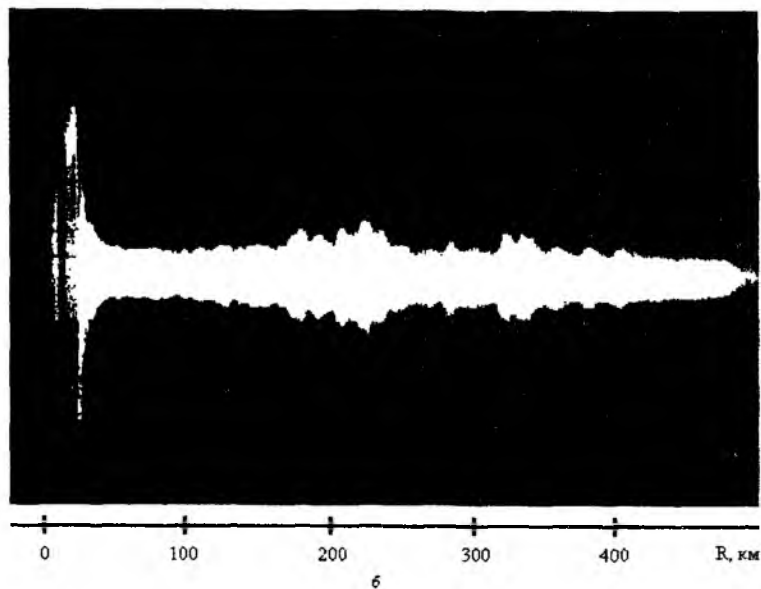
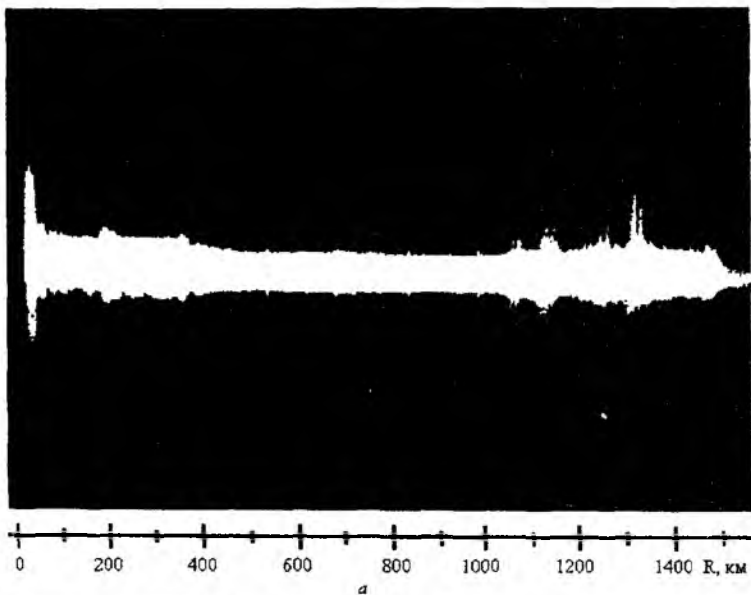
И.С. ТУРГЕНЕВ, д-р техн. наук, С.И. ХОМЕНКО, канд. техн. наук

О ПАССИВНЫХ ПОМЕХАХ, СВЯЗАННЫХ С ИОНОСФЕРОЙ, В РЛС ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ ДЕКАМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

Все большее применение находят океанографические РЛС декаметрового диапазона радиоволн, использующие поверхностную (дифрагирующую) волну (РЛС ПВ) [1; 2]. Такие РЛС позволяют получить более качественную информацию о состоянии морской поверхности, чем с помощью станций пространственной (ионосферной) волны, хотя дальность действия РЛС ПВ оказывается сравнительно небольшой (не более 250 км).

На первый взгляд, ионосфера не должна заметно влиять на работу РЛС ПВ. Однако опыт работы с РЛС ПВ даже на частотах, существенно превышающих критические частоты ионосферы, показывает, что связанные с ней отражения иногда создают неблагоприятный фон, ограничивающий максимальную дальность и в некоторых случаях снижающий качественные показатели.

На рисунке представлены характерные дистанционные зависимости интенсивности отражений, связанных с ионосферой. Они получены с помощью РЛС ПВ, расположенной на побережье Черного моря. Ее несущая частота 25 МГц; частота повторения импульсов $F_{\text{П}} = 50$ Гц; длительность импульса $\tau_{\text{и}} = 50$ мкс; направление излучения по углу места вдоль горизонта при ширине диаграммы направленности по азимуту и углу места около 20° . На позиции *a* длительность развертки соответствует дистанции примерно 1500 км, а на позиции *b* – 500 км. Видно, что в интервале дистанций 150...1300 км наблюдаются отраженные сигналы, местами образующие непрерывный фон. Группа самых дальних отражений с дистанции 1200...1300 км связана с возвратно-наклонным зондированием (ВНЗ) зеркально отражающей ионосферы. Они наиболее интенсивны. На расстояниях 150...400 км видна группа отражений, которые связаны как с ВНЗ с меньших расстояний, так и с диффузными отражениями от неоднородностей ионосферы. Их интенсивность меньше, хотя она заметно превышает уровень атмосферных шумов. Очевидно, что наблюдение радиолокационных отражений от объектов с этих дистанций будет затруднено или вообще невозможно, поскольку спектр помеховых отражений оказывается достаточно широким, перекрывающим доплеровские смещения таких объектов наблюдения, как отражение от моря.



Картина, представленная на рисунке, получена на частоте 25 МГц, т.е. близкой к максимальной для РЛС, использующей дифракционный механизм. Поэтому очевидно, что с отражениями, связанными с ионосферой, приходится считаться практически во всем диапазоне частот, пригодном для РЛС ПВ. Характер и интенсивность отражений определяются состоянием как ионосферы, так и поверхности, на которую падает зондирующий сигнал при ВНЗ. В данном примере эта поверхность в значительной мере определялась береговой чертой северо-восточной части Черного моря и глубинных районов суши. На более низких частотах (около 2...3 МГц) отражения от ионосферы носили дискретный характер и в основном наблюдались с дистанций примерно 110 км; они были обусловлены вертикально направленным боковым лепестком диаграммы направленности антенны, формирующей боковые отражения от слоя E. Отражения типа ВНЗ не наблюдались, что, вероятно, связано со спецификой района места установки РЛС и менее благоприятными условиями для ВНЗ на этих частотах. Практически действенными путями снижения помех со стороны ионосферы, особенно в интервале дистанций 150...400 км, являются: прижатие главного лепестка излучения РЛС к поверхности, снижение уровня лепестков в вертикальной плоскости и работа на возможно более высоких частотах.

В связи с изложенным надо подчеркнуть, что работа РЛС ПВ недопустима в режиме немодулированных импульсов с высокой частотой повторения $F_{\text{п}}$. Если период повторения импульсов $T = 1/F$ в немодулированной последовательности будет выбран $T < T_{\text{мин}}$, то неизбежно засорение полезных отражений помехами, связанными с ионосферой. Здесь $T_{\text{мин}}$ — минимальное время запаздывания отражений, связанных с ионосферой.

Из изложенного следуют такие выводы:

1. Максимальная дальность обнаружения РЛС ПВ может оказаться ограниченной величиной минимальных запаздываний сигналов, связанных с отражениями от ионосферы, и составлять 110...150 км.

2. Чтобы реализовать возможность обнаружения на этих расстояниях, целесообразно применить модулированную последовательность импульсов с периодом модуляции $T_{\text{мод}} > T_{\text{макс}}$. Здесь $T_{\text{макс}}$ — максимальное время запаздывания отражений, связанных с ионосферой. Один из способов практической реализации такой возможности описан в работе [3], где рекомендуется модуляция несущей части от импульса к импульсу с периодом $T_{\text{мод}} \approx 400$ мс.

Список литературы: 1. *Shearman E.D.R. Radio science and oceanography // Radioscience. 1983. V. 18, N 3. P. 299—320.* 2. *Millman G.H., Nelson G.R. Surface wave HF radar for over the horizon detection // IEEE Intern. Radar Conf. Paris, 1980. P. 107—112.* 3. *Sherman E.D.R., Moorhead M.D. A coastal ground wave HF radar for current, wind and wave mapping to 200 km ranges // Intern. geoscientific and remote sensing symp. Paris, 1988. V. 2. P. 773—776.*

*А.И. ДОХОВ, канд. техн. наук, В.В. ЖИРНОВ, канд. техн. наук,
С.Н. МАТЮШЕНКО, Л.З. САХНОВСКАЯ*

ВОЗМОЖНЫЕ ПРИЧИНЫ И ИСТОЧНИКИ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ МЕШАЮЩИХ ОТРАЖЕНИЙ ТИПА "АНГЕЛ-ЭХО"

Мешающие отражения (МО) типа "ангел-эхо" (АЭ) известны уже длительное время. Предприняты попытки объяснить их происхождение [1; 2]. Анализ теоретических работ и результатов экспериментальных исследований, проведенных с участием авторов, позволяет утверждать, что наиболее вероятными источниками этих помеховых отражений являются локализованные диэлектрические неоднородности, формирующиеся в тропосфере.

Рассмотрение в ходе эксперимента возможных причин аномальных атмосферных явлений и механизмов воздействия их на электронные средства показало:

1. Аномальные атмосферные явления, наблюдаемые в оптическом диапазоне, т.е. видимые невооруженным глазом, появляются и в радиодиапазоне. На экранах индикаторов РЛС это интенсивные отметки, площадь эффективной отражающей поверхности (ЭОП) которых достигает десятков квадратных метров. Наблюдаются также аномальные атмосферные явления в виде радиолокационных МО типа АЭ, или так называемые отражения от ясного неба, которые оптически невидимы. На экранах индикаторов эти отметки слабой и средней интенсивности с площадью ЭОП от 0,1 до нескольких квадратных метров. Их количество может достигать нескольких тысяч в зоне обзора РЛС. Они особенно опасны, когда появляются в виде отдельных целеподобных ложных отметок. Такого типа МО фиксируются над морской поверхностью и в тех местах, где имеются или могут возникнуть при определенных погодных условиях локальные тепловые излучатели (тепловые электростанции, теплые течения, локальные поверхности неравномерно нагретой подстилающей поверхности и т. д.). И те и другие аномальные явления чаще наблюдаются в весенне-летний и реже в осенний периоды года в утреннее и вечернее время, когда наиболее характерны локальные области подстилающей поверхности с тепловым контрастом. Отсюда с высокой вероятностью вытекает, что их природа идентична; явления вызваны локальными атмосферными неоднородностями и обнаруживаются вследствие рассеяний, отражений и переотражений от образующихся диэлектрических неоднородностей и от поверхности земли. При этом опти-

ческая видимость или невидимость объясняется размерами и интенсивностью неоднородностей.

2. Экспериментально подтверждается, что между флуктуациями характеристик принятых МО типа АЭ и флуктуациями неоднородностей атмосферы (показателя преломления) существует зависимость [1] $a = \pi k \Phi_n(K) / 2$, где a — площадь радиолокационного сечения обратного рассеяния на единицу объема; $\Phi_n(K)$ — трехмерный спектр показателя преломления, описывающий его пространственные флуктуации; $K = 4L / \lambda$. Пользуясь этой зависимостью, можно установить статистические свойства МО, исходя из статистических свойств неоднородностей атмосферы, и наоборот, можно определить характеристики флуктуаций показателей преломления, измерив флуктуации принятого сигнала.

Таким образом, изучение отражений типа АЭ, их статистических характеристик флуктуаций интенсивности открывает новые возможности познания свойств неоднородностей атмосферы, в том числе аномальных атмосферных явлений.

Предлагается следующая модель возникновения атмосферных неоднородностей, являющихся одним из основных источников МО типа АЭ. Неоднородные атмосферные области образуются за счет получения тепловой энергии от неравномерно нагретой подстилающей поверхности. Эти локальные воздушные области с повышенной температурой выталкиваются вверх, турбулентно разрушаясь и перемещаясь. Так формируются столбы неоднородностей атмосферы, по механизму образования и форме сходные с дымовыми столбами. В отсутствие ветра эти столбы направлены вертикально, а с появлением его наклоняются в сторону. Подтверждением данных предположений послужили следующие наблюдения:

— МО типа АЭ наиболее интенсивны при высоком нагреве подстилающей поверхности, которая имеет локальные области с разной степенью нагрева и водоемы малой площади (например, местность в районе Прикаспийской низменности в весенне-летний период);

— периоды появления и существования МО типа АЭ совпадают с суточными изменениями (ночь — день и наоборот), когда характерен наибольший тепловой контраст в разных областях подстилающей поверхности.

Существует прямая связь между электрической восприимчивостью X , диэлектрической проницаемостью ϵ и показателем преломления n воздуха [3]: $X = \epsilon - 1 = n^2 - 1$.

Известна также связь между n и метеорологическими параметрами воздуха [3], которую можно оценить с помощью индекса рефракции Δn :

$$\Delta n = N = (n - 1)10^6 = \frac{77,6}{T} \left(p + \frac{4810}{T} l \right), \quad (1)$$

где T — температура, К; p , l — давления воздуха и водяных паров, мбар. При условии независимости параметров атмосферы p , l , T из (1) получаем выражение полного приращения показателя преломления ΔN при локальных неоднородностях атмосферы:

$$N = \Delta N_T + \Delta N_p + \Delta N_l = \frac{77,6}{T} \left[\Delta p + \frac{4810}{T} \Delta l - \left(p + \frac{9620}{T} l \right) \frac{\Delta T}{T} \right]. \quad (2)$$

Здесь ΔN_T , ΔN_p , ΔN_l — приращения показателя преломления за счет изменений T , p , l соответственно. Степени изменения T , p , l характеризуют также энергетическую устойчивость (энтропию) или возможность турбулентных движений в атмосфере.

Турбулентное движение воздуха в приземном слое атмосферы связано с непрерывным изменением скорости в любой точке и интенсивным перемешиванием. Существующие методы не позволяют полностью описать процессы возникновения и эволюции турбулентности, тем более применительно к возникновению эффектов помеховых отражений типа АЭ. Тем не менее попытаемся проанализировать особенности возникновения и поведения атмосферных неоднородностей, не решая сложных уравнений турбулентного движения воздуха.

Основным генератором турбулентности в приземном слое атмосферы является неравномерный нагрев земной поверхности. В нормальной термически расслоенной атмосфере средняя температура убывает по мере роста высоты с градиентом $\gamma_a = 0,98 \cdot 10^{-2}$ 1/км. При этом температура выделенного объема воздуха не отличается от температуры окружающей среды и флуктуации температуры при его вертикальном перемещении не происходит. Условием возникновения турбулентного движения атмосферы служит выполнение неравенства $dT/dh \neq \gamma_a$ вследствие дополнительного нагрева воздушной массы и подъема вверх этой массы. Восходящие потоки подхватывают локальные воздушные объемы с повышенной влажностью $l \gg l_{\text{окр}}$ и низкой температурой $T < T_{\text{окр}}$. Такие образования называются глобулами конвекционного типа, или паротемпературными линзами [4].

О характере или интенсивности турбулентного движения воздуха в атмосфере можно судить по значению числа Рейнольдса Re , описывающего относительную величину инерциальных сил и сил, обусловленных вязкостью среды: $Re = \rho V_1 L / \eta$, где ρ , L , V_1 , η — плот-

ность, внешний масштаб, скорость движения, динамическая вязкость воздушного образования соответственно. При малых Re , когда вязкие силы играют определяющую роль, течение имеет ламинарный устойчивый характер.

При увеличении Re до некоторого критического значения $Re_{кр}$ течение теряет устойчивый характер и переходит в турбулентное. Для приземного слоя воздуха, например, высотой $L = 2$ м уже при скорости $1...5$ м/с и кинематической вязкости $\mu = \eta / \rho = 0,15$ см²/с числа Рейнольдса велики: $Re = (2,5...7)10^5$, так что движение сильно турбулизировано.

Турбулентное движение воздуха можно представить как совокупность перемещающихся вихрей различного размера, начиная от самых больших, имеющих характерный масштаб L_0 , и кончая самыми мелкими, размером l_0 . Максимальный размер, или внешний масштаб L_0 определяется неоднородностью в целом и для приземного слоя имеет порядок высоты наблюдения. При рассмотрении восходящего вверх потока нагретого воздуха размером L_0 его устойчивость определяется разностью скоростей $\Delta V(L_0)$ на расстоянии L_0 . Действительно, если число $Re = \rho \Delta V(L_0) L_0 / \eta$ велико, то такой вихрь оказывается неустойчивым и под влиянием сил инерции распадается на более мелкие вихри, передавая им свою кинетическую энергию. Этот каскадный процесс дробления будет продолжаться до тех пор, пока размер неоднородностей не приблизится к критическому l_0 (внутренний масштаб), при котором дальнейшее дробление прекратится. При этом числа Re примерно равны единице, а силы вязкости начинают играть определенную роль.

При турбулентном движении элементарные объемы воздуха различного масштаба переносятся из одной области пространства в другую почти без изменения температуры T и содержащегося в них количества водяного пара. Могут возникать и развиваться две разновидности интересующих нас атмосферных неоднородностей.

1. Атмосферные области с повышенной температурой, образующиеся за счет получения тепловой энергии от неравномерно нагретой поверхности. Они расширяются и под действием подъемной силы восходят вверх.

2. Атмосферные неоднородности, характерные для мест после ливневых дождей при температурах окружающей среды $30...40$ °С и низкой относительной влажности. При данных условиях возникают упомянутые выше паротемпературные линзы со значительной влажностью $l \gg l_{окр}$ и низкой температурой $T \ll T_{окр}$. Источниками та-

ких линз могут быть различного рода мелкие водоемы или места скопления влаги на поверхности земли. Как правило, радиолокационные МО формируются теми локальными атмосферными линзовыми неоднородными образованиями, которые попадают в восходящие турбулентные потоки и начинают перемещаться ими или под действием ветра начинают менять положение друг относительно друга. При облучении таких линз электромагнитной энергией часть ее отражается, а часть меняет направление распространения, что обуславливается разностью значений коэффициента преломления ΔN в линзе и окружающей среде. Для средних температур 25...30 °С формулу (3) можно привести к виду $\Delta N = -1,4\Delta T + 4,2\Delta l + 0,26\Delta\rho$. Анализ ее показывает, что для неоднородностей типа паротемпературных линз различия в коэффициенте преломления ΔN могут быть в 4...6 раз больше, чем для неоднородностей, сформированных разницей температур ΔT .

Исходя из сказанного выше, для выявления природы и особенностей отражающих неоднородностей типа АЭ достаточно определить скорости восходящих потоков, а по их уровням — степень турбулизованности этих воздушных потоков. При получении тепловой энергии от нагретой поверхности земли локальной атмосферной областью с объемом V_0 и температурой T_0 температура и объем будут возрастать согласно зависимости $V_T = V_0 T / T_0$. При этом сила выталкивания локальной области вверх будет определяться по закону Архимеда:

$$F_{\text{выт}}(h) = g\rho(h)(V_T - V_0) = \frac{\pi}{6} g\rho(h)(L_T^3 - L_0^3) = \frac{\pi}{6} g\rho(h)L_0^3\left(\frac{T}{T_0} - 1\right), \quad (3)$$

где L_T, L_0 — размеры неоднородностей при температурах T и T_0 ; g — ускорение свободного падения.

Под действием этой силы начинается подъем воздушной массы, которому препятствует сила лобового сопротивления, пропорциональная квадрату скорости подъема h' :

$$F_{\text{л.сопр}} = CA\rho(h)(h')^2 / 2. \quad (4)$$

Здесь C — аэродинамическая постоянная; A — площадь сечения воздушного объема; $\rho(h) = \rho_0 \exp(-h/H_{\text{мо}})$ — ход изменения плотности воздушной массы с высотой h , где $H_{\text{мо}}$ — масштабная высота изменения плотности атмосферы, для летних условий $H_{\text{мо}} \approx 5$ км. Зная си-

лы выталкивания и сопротивления, определим ускорение подъема воздушной массы h'' как вторую производную от h согласно первому закону Ньютона:

$$h'' = \frac{F_{\text{выт}}(h) - F_{\text{л.сопр}}(h)}{m(h)} = \frac{g\rho(h)L_0^3(T/T_0 - 1) - 3CL_T^2\rho(h)(h')^2}{2L_0^3 \rho_0 \exp(-h/H_{\text{мо}})}. \quad (5)$$

Здесь масса $m(h)$ выражена через плотность $\rho(h)$ и объем шара диаметром L . В выражении (5) отношение температур $T/T(h)$ внутри неоднородной области и вне ее представим в виде $(T_0(0) + \Delta t^\circ)/(T_0(0) - K_1 h)$, где температура T , исходя из допущения о неизменности температур внутри неоднородной атмосферной области, равна сумме средней температуры земли $T_0(0)$ и температуры Δt° , приобретенной за счет нагрева. Поведение температуры окружающего воздуха $T_0(h)$ взято стандартное, т.е. она уменьшается с высотой пропорционально градиенту K_1 .

Решив дифференциальное уравнение (5) с учетом начальных условий $h=0; h'=0; h''=h_{\text{макс}}$ при $t=0$ и значениях $h/H_{\text{мо}} \ll 1, C=1/4$, получим выражение для скорости восходящего потока V_B :

$$V_B^2 = 2 \left\{ \frac{2a_1 L_0 h}{3} + \frac{3a_2 - 2a_1 L_0}{3} \sqrt{\frac{\pi H_{\text{мо}} L}{3}} [\Phi(\mathcal{K}(h - H_{\text{мо}})) - \Phi(-\mathcal{K} H_{\text{мо}})] \exp(-3(h - H_{\text{мо}})^2 / (4H_{\text{мо}} L_0)) \right\}, \quad (6)$$

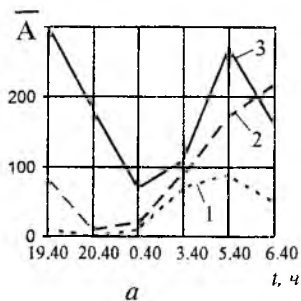
где $a_1 = gK_1[1 + \Delta t^\circ / T_0(0)] / T(0)$; $a_2 = g\Delta t^\circ / T_0(0)$; $\mathcal{K} = \sqrt{3/(4H_{\text{мо}} L_0)}$; $\Phi(y) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y \exp(-t^2) dt$; h — высота; L_0 — характерный масштаб неоднородностей атмосферы у поверхности земли; $T_0(0)$ — средняя температура у поверхности земли, K ; K_1 — градиент изменения температуры, для стандартной атмосферы $K_1 = 0,0055$.

В качестве подтверждения изложенных доказательств возникновения МО типа АЭ приведем результаты экспериментальных работ и их анализ. Измерения проводились с помощью РЛС кругового обзора сантиметрового диапазона в районе Прикаспийской низменности в августе 1989 г. в вечернее, ночное и утреннее время суток. Рассматривались плотности отметок МО в трех дальностных зонах: 1-я — 0...50

км, 2-я — 50...100 км, 3-я — 100...150 км, а также в трех азимутальных зонах: 1-я — 0...45°, 2-я — 45...90°, 3-я — 90...120°. В каждом выделенном стробе зоны (например, $\Delta D = 0...50$ км и $\Delta \beta = 0...45^\circ$) проводился счет отметок МО. Результаты оценок распределения средних значений плотности отметок \bar{A} и их среднеквадратических отклонений σ по участкам зоны обзора в зависимости от времени суток отражены на рис. 1 — 4. Номера кривых соответствуют номерам дальностных зон.

В ходе анализа полученных результатов выявлено: плотности распределения отметок как по азимуту, так и по дальности неоднородны, что наиболее характерно для измерений, проведенных 10.08.89 и 11.08.89 (рис. 1, 2). Как среднее значение, так и дисперсия плотностей распределения отметок МО уменьшаются до минимального значения к 23...24 ч, а затем, начиная с 2...3 ч, интенсивно растут; плотности распределения отметок МО для различных погодных условий резко различаются. Этот факт подтверждает гипотезу о том, что основная часть ложных отметок образована отражениями, переотражениями и рассеянием от совокупности неоднородностей. При этом проводились две группы измерений плотности отметок МО в периоды наиболее характерных погодных условий, соответствующих разной природе образования атмосферных неоднородностей. Измерениям, осуществленным с 19.00 10.08.89 до 6.00 11.08.89, предшествовала безветренная, умеренно теплая погода с температурой 25...30 °С. Погодные условия к 22.00 10.08.89 были следующие: слабый восточный ветер со средней скоростью 2,5 м/с и порывами до 5 м/с, $t = 22$ °С. Измерениям, проводимым с 19.00 16.08.89 до 8.00 17.08.89, предшествовало резкое похолодание, начавшееся 13.08.89 и продолжавшееся до полудня 14.08.89 (понижение температуры с 37...40 °С до 15...18 °С); в ночь с 15.08.89 на 16.08.89 шел дождь. В 16.00 16.08.89 отмечалась сплошная облачность, $t = 25$ °С. В 21.30 16.08.89 зафиксированы переменная облачность, западный ветер со средней скоростью 5,5 м/с и порывами до 10 м/с, $t = 18$ °С.

Модели распределения МО для описанных природных условий можно объяснить возникновением и развитием двух типов атмосферных неоднородностей. Первый тип, характерный для погодных условий 10.08.89 и 11.08.89, обусловлен получением тепловой энергии от неравномерно нагретой земной поверхности. Образующиеся при этом области с повышенной температурой расширяются и восходят вверх. По сути дела, образуется столб неоднородных атмосферных образований (вихрей), сходный с дымовым столбом в атмосфере. В отсутствие ветра столб вертикален, а при ветре склоняется в сторону. Второй тип обусловлен большим количеством мелких очагов скопления влаги, что



10.08.89,
11.08.89;
 $\beta=45...90^\circ$

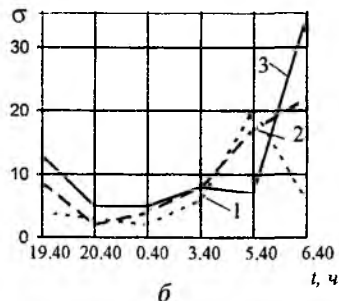
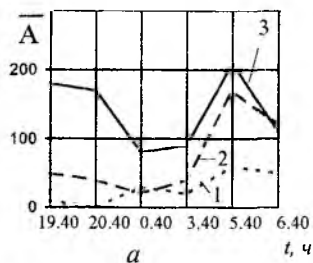


Рис. 1



10.08.89,
11.08.89;
 $\beta=90...120^\circ$

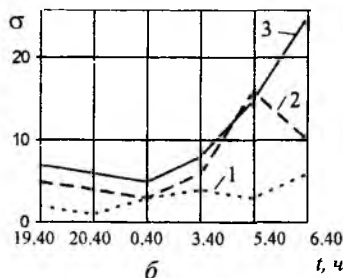
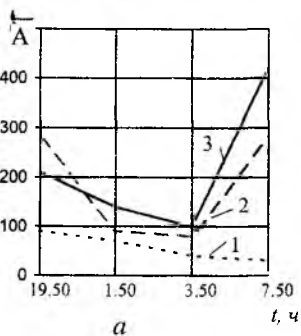


Рис. 2



16.08.89,
17.08.89;
 $\beta=45...90^\circ$

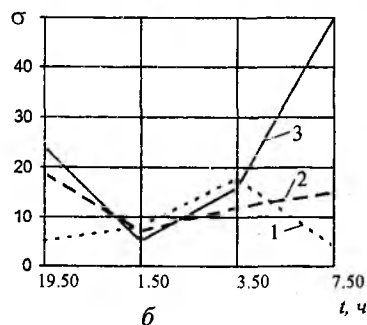
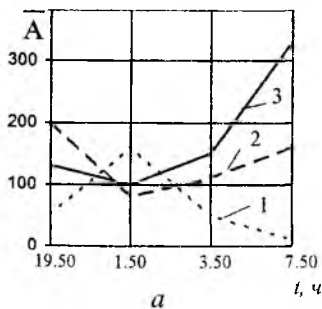


Рис. 3



16.08.89,
17.08.89;
 $\beta=90...120^\circ$

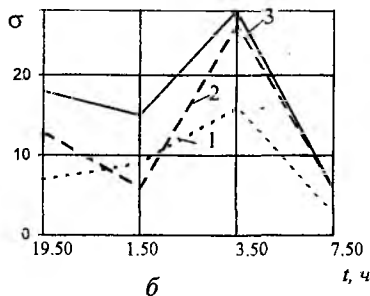


Рис. 4

характерно после ливневых дождей. За счет интенсивного нагрева и испарения формируются подвижные паротемпературные линзы со значительной влажностью $l \gg l_{\text{окр}}$ и низкой температурой $T \ll T_{\text{окр}}$. Такие линзы перемещаются восходящими потоками воздуха вверх или под действием ветра меняют положение друг относительно друга.

Используем расчетные соотношения для числа Re и (6), чтобы определить скорость восходящих потоков V_B и степень турбулизованности этих воздушных потоков. Применительно к погодным условиям, соответствующим экспериментальным измерениям плотностей распределения отметок МО, в таблице приведены расчеты величин V_B в зависимости от h и L_0 . Исходные данные: $T(0) = 18...22$ °С, $\Delta t = 8...15$ °С, $K_I = 0,0055$.

$h, \text{ м}$	Скорость $V_B, \text{ м/с}$, при расстоянии $L_0, \text{ м}$			
	10	50	100	200
20	0,23	0,51	0,72	1,01
50	0,36	0,80	1,14	1,59
100	0,51	1,14	1,59	2,27
300	0,88	1,97	2,78	3,94
500	1,14	2,54	3,59	5,08
1000	1,59	3,59	5,08	7,19
2000	2,27	5,08	7,20	10,17

Известно [4], что при значениях V_B в несколько метров в секунду и размерах приземной воздушной массы, составляющих несколько десятков метров, движение сильно турбулизовано. В данном случае область турбулентного движения — это совокупность большого числа переносимых восходящими потоками вихрей различного размера. Максимальный размер L_0 определяется потоком в целом и разницей скоростей ΔV_B на расстоянии L_0 . Если скорость ΔV_B велика, то такой вихрь неустойчив и распадается под действием сил инерции на более мелкие вихри. Подтверждением могут служить два обнаруженных явления:

1. Прослеживалась общая тенденция уменьшения плотностей отметок МО с 18...19 ч до 21 ч, что можно объяснить прекращением нагрева поверхности земли. Нагретая поверхность земли продолжала излучать теплоту при небольшом ветре в приземном слое. Поэтому интенсивность образования неоднородностей атмосферы уменьшалась, но процесс не прекращался.

2. Наблюдалось снижение плотности отметок МО в ближней зоне и повышение их плотности в средней и дальней зонах (50...100 км и 100...150 км) при сохранении тенденции уменьшения их общего количества с 21 ч до 1 ч ночи. Это можно объяснить тем, что к указанному времени ветер практически затих. Образовавшиеся неоднородные области поднимались вверх без возникновения турбулентностей. Начиная с высоты 200...300 м наблюдалось интенсивное вихревое дробление образований. Появлялись интенсивные МО со спектральными составляющими в высокочастотной части доплеровского спектра.

Используя приведенную модель распределения мешающего отражателя в виде столба неоднородных атмосферных образований, можно обосновать природу как быстрых случайных флуктуаций (за счет мелких вихрей), так и медленных флуктуаций, соизмеримых с периодом обзора РЛС (за счет крупных вихрей). В результате интерференции колебаний от различных участков столба неоднородностей могут возникать медленные флуктуации, соизмеримые с периодом обзора. Если рассмотреть простейший случай биения сигналов двух отражателей, расположенных на верхнем и нижнем концах столба и имеющих разные $V_{в1}$ и $V_{в2}$, то частота биения $\Delta F_{Д2} = 2(V_{в1} \cos \theta_2 - V_{в2} \cos \theta_1) / \lambda$, где θ_1, θ_2 — углы между линией РЛС и векторами скоростей $V_{в1}, V_{в2}$. Рассчитанный для диапа-

зона скоростей, указанных в таблице, спектр биений достаточно широк — от 0,004 до сотен герц.

Таким образом, анализ приведенных результатов исследований подтверждает, что природа большинства дискретных мешающих отражателей обусловлена атмосферными неоднородностями. Помеховые отражения по месту и времени возникновения являются нестационарными случайными процессами, имеющими случайные флуктуации, быстро и медленно меняющиеся во времени и пространстве.

Список литературы: 1. Черников А. А. Радиолокационные отражения от ясного неба. Л.: Гидрометеоздат, 1979. 126 с. 2. Журнов В. В. Статистические характеристики помеховых отражений типа "ангел-эхо" в обзорных РЛС при наличии крупномасштабных неоднородностей в приземном слое атмосферы // Науч.-техн. сб. Воен. инж. радиотехн. акад. противовоздуш. обороны (ВИРТА). 1988. Вып. 16. С. 45—50. 3. Черный Ф. Б. Распространение радиоволн. М.: Сов. радио, 1972. 192 с. 4. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере / А.С. Гурвич, А.И. Кон, В.Л. Миронов, С.С. Хмельцев. М.: Наука, 1979. 240 с.

Харьковский государственный технический университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 11.02.97

*А.И. ДОХОВ, канд. техн. наук, В.В. ЖИРНОВ, канд. техн. наук,
С.Н. МАТЮШЕНКО, Л.З. САХНОВСКАЯ*

ПРИНЦИПЫ ЗАЩИТЫ РАДИОПЕЛЕНГАТОРОВ В УСЛОВИЯХ ВОЗДЕЙСТВИЯ МЕШАЮЩИХ ОТРАЖЕНИЙ ТИПА "АНГЕЛ-ЭХО"

Присутствие вблизи цели мешающих отражений (МО) типа "ангел-эхо" существенно снижает точность измерения угловых координат радиопеленгаторами вследствие искажения сферичности фазового фронта отраженной волны. Эффективный центр, по которому измеряются координаты, может не только располагаться в пределах габаритных размеров группового отражателя, но и выходить за них. Поэтому актуальность защиты радиопеленгаторов в условиях воздействия МО типа "ангел-эхо" не вызывает сомнений.

При анализе возможностей защиты радиопеленгаторов в указанных помеховых условиях рассмотрим случаи, когда МО находятся с объектом в одном элементе разрешения и когда они разнесены и имеют примерно равные ЭПР.

В случае расположения мешающего отражателя и объекта в одном элементе разрешения, если отраженные от них сигналы соизмеримы, нормированная мощность S_1 суммарного сигнала на раскрытых антеннах [1]

$$S_1(t) = \frac{1+k^2}{1-k^2} \left[1 + \left(\frac{2k}{1+k^2} \right) \cos 2\varphi(t) \right]. \quad (1)$$

Здесь $\varphi(t) = (2\pi L / \lambda) \cos \omega_a t$, где L — расстояние между МО и объектом; ω_a — частота вращения линии "МО — объект" относительно линии визирования; k — отношение амплитуд напряженностей поля от МО и от объекта.

Кажущийся угол прихода отраженного сигнала к антенне радиопеленгатора изменяется с изменением угла наблюдения линии "МО — объект" и может быть определен как наклон фазового фронта к раскрытию антенны в плоскости вращения. Как правило, линия "МО — объект" вращается относительно РЛС, тогда общая диаграмма рассеяния группового отражателя "МО — объект" в дальней зоне, характеризующаяся амплитудой и фазой, вращается в пространстве со скоростью, в два раза превышающей скорость вращения этой линии, и существует прямая пропорциональность между наклоном фазового фронта к раскрытию и скоростью изменения фазы во времени в центре раскрытия.

Согласно [1] угловая погрешность, отнесенная к центру линии "МО — объект", определяется выражением

$$\delta_Q(t) = \frac{L \sin \omega_a t}{2RS_1(t)} = \frac{L \sin \omega_a t (1 - k^2)}{2R[1 + k^2 + 2k \cos((4\pi L / \lambda) \cos \omega_a t)]}. \quad (2)$$

Здесь величина $(L/R) \sin \omega_a t$ является углом, под которым групповой отражатель виден из точки стояния РЛС. Этот угол меняется пропорционально $1/2S_1(t)$.

Погрешность δ_f по кажущемуся доплеровскому сдвигу пропорциональна скорости изменения во времени фазы в точке приема, причем эта же функция отличается от δ_Q только коэффициентом $2R\omega_a / \lambda$. Тогда

$$\delta_f(t) = \frac{\omega_a L \sin \omega_a t}{\lambda S_1(t)} = \frac{\omega_a L \sin \omega_a t (1 - k^2)}{\lambda [1 + k^2 + 2k \cos((4\pi L / \lambda) \cos \omega_a t)]}. \quad (3)$$

Для оценки кажущегося доплеровского сдвига (3) можно использовать те же кривые для δ_Q угловых погрешностей, что определяется функциональной зависимостью (2) и (3). Эта взаимосвязь позволяет произвести оценку скорости поворота ω_a группового отражателя (линии "МО — объект") по измеренным значениям δ_Q и δ_f . Погрешность по кажущейся радиальной скорости может быть определена из уравнения

$$\delta_v(t) = \frac{\lambda \delta_f(t)}{2} = \frac{\omega_a L \sin \omega_a t}{2S_1(t)} = \frac{\omega_a L \sin \omega_a t (1 - k^2)}{2[1 + k^2 + 2k \cos((4\pi L / \lambda) \cos \omega_a t)]}. \quad (4)$$

В случае, когда L меньше разрешающей способности радиопеленгатора по дальности, можно убедиться, что изменения кажущейся дальности δ_r имеют тот же функциональный характер. Учитывая, что изменение фазы сигнала с несущей частотой эквивалентно временному сдвигу, получаем

$$\delta_r(t) = \frac{L \cos \omega_a t}{2S_1(t)} = \frac{L \cos \omega_a t (1 - k^2)}{2[1 + k^2 + 2k \cos((4\pi L / \lambda) \cos \omega_a t)]}. \quad (5)$$

Максимальное значение флуктуаций дальности наблюдается в случаях, когда МО и объект расположены на линии визирования. Для

других углов наблюдения величина $L \cos \omega_d t$ выражает радиальное разделение МО и объекта. Из сравнения (5) и (2) следует, что для установления закона изменения погрешности по дальности можно использовать те же зависимости флуктуаций угловых погрешностей от t , умножив значения функций на множитель $R \cos \omega_d t / \sin \omega_d t$.

Приведенные выше результаты могут быть идентифицированы с результатами для шума, имеющего ограниченную полосу и распределенного в некоторой области частотного спектра [1]. При этом МО трактуется как узкополосный шум скорости изменения фазы сигнала $d\varphi/dt$ от группы рассеивающих точек, распределенных в пределах радиолокационного элемента разрешения. Форма напряжения шума аналогична эхо-сигналу от группового отражателя, амплитуда и фаза которого определяются разными углами наблюдения α . Кажущееся угловое положение цели, наблюдаемое радиопеленгатором, находится из скорости изменения фазы по координате α ($\delta_Q = (\lambda / 2\pi R) d\varphi / d\alpha$). На рис. 1 — 6 приведены гистограммы флуктуаций отношения амплитуды отраженных сигналов от МО и объекта, кажущегося углового положения δ_Q групповой цели в зависимости от времени $t = n\Delta t$. Кривая 1 соответствует $D = 1000$, 2 — 500, 3 — 100.

Используя зависимости, показанные на рис. 2 — 6, можно вывести выражения для законов распределения вероятностей флуктуаций кажущегося положения цели, доплеровского сдвига, радиальной скорости и кажущейся дальности при известном распределении флуктуаций отношения амплитуды сигналов k от МО и объекта. Это распределение типа Вейбулла либо логарифмически нормальное. При этом из экспериментальных данных вытекает, что с уменьшением угла места лоцирования статистику МО типа "ангел-эхо" (соответственно и k) более адекватно описывает логарифмически нормальное распределение. При больших углах места лоцирования статистика МО более соответствует распределению Вейбулла при $\eta = 2$, т.е. распределению Релея.

Для нахождения вида плотности вероятностей распределения флуктуаций угловых погрешностей $P(\delta_Q)$ воспользуемся известным соотношением [2] $P(\delta_Q) = P(f(\delta_Q)) |df(\delta_Q) / d\delta_Q|$, где $f(\delta_Q) = k$ находится из (2) путем решения уравнения

$$\delta_Q (1^2 + k + 2k \cos \alpha) = C^2 (1 - k). \quad (6)$$

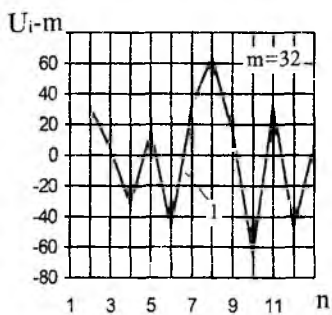
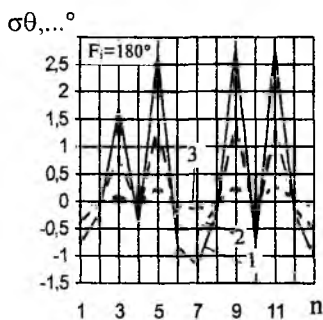
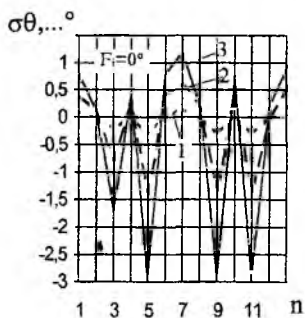


Рис. 1



$R = 10 \text{ км}$

Рис. 2



$R = 10 \text{ км}$

Рис. 3

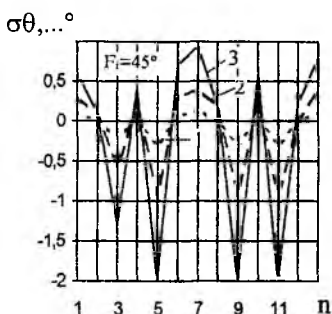


Рис. 4

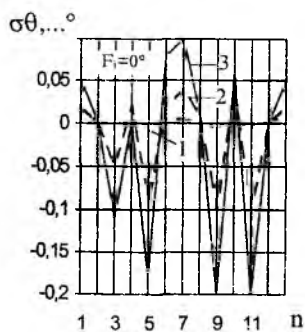


Рис. 5

$R = 150 \text{ км}$

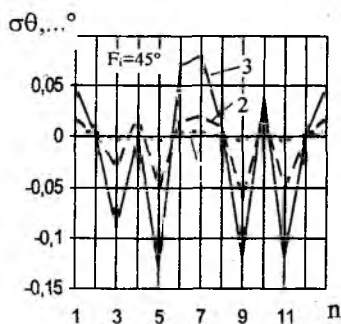


Рис. 6

Здесь $C = L \sin \omega_d / 2R$; $\alpha = (4\pi L / \lambda) \cos \omega_d$.

Общее решение уравнения (6) имеет вид

$$k_{1,2} = (-\delta_Q \cos \alpha \pm \sqrt{C^2 - \delta_Q^2 \sin^2 \alpha}) / (\delta_Q + C). \quad (7)$$

Определим возможные значения k с учетом того, что $k \geq 0$, при различных граничных условиях.

1. При $0^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$ кажущееся угловое положение δ_Q лежит в пределах углов, под которыми виден групповой объект, т.е. $\delta_Q \leq C$. Тогда из (7) получим

$$f(\delta_Q) = k(\delta_Q) = (C - \delta_Q) / (C + \delta_Q); |df(\delta_Q) / d\delta_Q| = 2C / (C + \delta_Q)^2.$$

2. При $\alpha > 90^\circ$ кажущееся угловое положение $\delta_Q > C$ и вблизи 180° может быть намного больше углового размера C группового объекта. При этом

$$f(\delta_Q) = k(\delta_Q) = (\delta_Q - C) / (\delta_Q + C); |df(\delta_Q) / d\delta_Q| = 2C / (C + \delta_Q)^2.$$

С учетом полученных зависимостей $f(\delta_Q)$, $df(\delta_Q) / d\delta_Q$ для разных значений α получены следующие виды законов распределений вероятностей флуктуаций кажущегося углового положения цели:

1. Для больших углов мест лоцирования и $0^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$

$$P_1(\delta_Q) = \frac{4(C - \delta_Q)C}{\sigma^2(C + \delta_Q)^3} \exp\left(-\left[\frac{C - \delta_Q}{(C + \delta_Q)\sigma}\right]^2\right), \quad (8)$$

а когда $\alpha \approx 180^\circ$, то

$$P_1(\delta_Q) = \frac{4(\delta_Q - C)C}{\delta^2(\delta_Q + C)^3} \exp\left(-\left[\frac{\delta_Q - C}{(\delta_Q + C)\delta}\right]^2\right). \quad (9)$$

2. Для малых углов мест лоцирования и $0^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$

$$P_2(\delta_Q) = \frac{2C}{\sqrt{2\pi\sigma_z}(C^2 - \delta_Q^2)} \exp\left[-\left(\ln \frac{C - \delta_Q}{C + \delta_Q} - M_z\right)^2 / (2\sigma_z^2)\right], \quad (10)$$

а когда $\alpha \approx 180^\circ$, то

$$P_2(\delta_Q) = \frac{2C}{\sqrt{2\pi\sigma_z(\delta_Q^2 - C^2)}} \exp\left[-\left(\ln \frac{\delta_Q - C}{\delta_Q + C} - M_2\right)^2 / (2\sigma_z^2)\right]. \quad (11)$$

Выражения для законов распределения плотности вероятностей флуктуации кажущегося доплеровского сдвига $P_{1,2}(\delta_f)$, кажущейся радиальной скорости $P_{1,2}(\delta_v)$ и кажущейся дальности $P_{1,2}(\delta_r)$ отличаются от полученных для δ_Q выражений, поскольку для коэффициентов C справедливы следующие соотношения:

$$\begin{aligned} C_f &= (\omega_a L \sin \omega_a t) / \lambda; & C_v &= (\omega_a L \sin \omega_a t) / 2; \\ C_r &= (L \cos \omega_a t) / 2. \end{aligned} \quad (12)$$

Для ситуации, когда групповой отражатель состоит из МО типа "ангел-эхо" с приведенными выше распределениями и объекта со стационарным вторичным излучением гауссовского распределения со средним $E_1(t)$, среднеквадратические погрешности находятся по формулам

$$\delta_Q = AL_x / R; \quad \delta_f = A(2L_x \omega_a) / \lambda; \quad \delta_v = AL_x \omega_a; \quad \delta_r = AL_n,$$

где L_x — ширина групповой цели; L_n — длина групповой цели; A — коэффициент, по модельным экспериментам $A = 0,3$. Значения δ_Q получают в радианах, δ_f — в герцах, δ_v — в метрах в секунду, δ_r — в долях L .

Как следует из приведенного выше, при некоторых внешних условиях расположения МО и объекта эхо-сигналы от рассеивающих образований могут приводить к возникновению больших погрешностей измерений радиопеленгаторами. Используемые в РЛС методы защиты от малоподвижных отражателей (схемы СДЦ или фильтрация по доплеровскому сдвигу частоты) в данной ситуации малоэффективны по той причине, что эхо-сигналы от МО типа "ангел-эхо" по доплеровскому спектру перекрывают доплеровский сдвиг эхо-сигналов подвижных объектов, хотя и улучшают отношение сигнал-помеха.

Существенное улучшение отношения сигнал-помеха (S/I) при отражении радиолокационных сигналов МО типа "ангел-эхо" можно получить, применив круговую поляризацию. Это связано с тем, что неоднородности атмосферы в виде турбулентных вихрей, характерных для МО типа "ангел-эхо", имеют цилиндрическую или сферическую форму, а отраженные от них волны — обратную круговую поляризацию. Сложным объектам в определенной степени свойственно рассея-

ние электромагнитных волн с обеими поляризациями, в связи с чем примерно до половины отраженной энергии может исключаться за счет поляризации приемной антенны.

Снижения погрешности, обусловленной отражениями от окружающего объект МО, можно добиться путем уменьшения размеров элемента разрешения. Для снижения погрешностей, вызванных воздействием мешающих сигналов от более удаленных от объекта отражателей, необходимо уменьшать уровень боковых лепестков по соответствующей координате.

Погрешности кажущегося положения объекта и доплеровского сдвига, присущие самому отраженному сигналу, можно достаточно быстро измерить моноимпульсными угломерными системами (радиопеленгаторами) и значительной частью детекторов сигнала погрешности по дальности и доплеровскому сдвигу (например, временными фазовыми и частотными дискриминаторами и счетчиками циклов), чтобы приблизиться к точности, определяемой отношением сигнал-шум. При этом характерные флуктуации отраженного сигнала от МО типа "ангел-эхо" (рис. 1), нестационарные во времени, трансформируются в подобные же флуктуации кажущегося углового положения, доплеровского сдвига и дальности во времени (см. рис. 2 — 6).

Исходя из сказанного, для защиты радиопеленгаторов от МО, приводящих к указанным ранее погрешностям, можно предложить следующие методы:

1. По некоторой выборке измеренных значений провести статистический анализ флуктуации измерений углового положения объекта (амплитуды сигнала на выходе фазового детектора), доплеровского сдвига (амплитуда сигнала на выходе узкополосного фильтра) и дальности (на выходе временного дискриминатора). По результатам оценки параметров распределения организовать процедуры учета и компенсации погрешностей. Недостаток метода заключается в том, что появляется задержка на время оценки параметров распределения.

2. Организовать непрерывную оценку степени корреляции между погрешностями или амплитудами на выходе дискриминаторов (фазового, амплитудного или временного) от одного наблюдения к другому, поскольку эта процедура определяет эффективность сглаживания выходных данных измерительной системы. Декорреляция может быть вызвана изменением частоты РЛС или такими перемещениями отражателей:

— взаимным перемещением группы отражателей самого объекта при его вращении относительно линии визирования. При равномерном распределении рассеивателей в пределах объекта временной интервал t_c , с, и частотный интервал f_c , Гц, корреляции определяются

выражениями [1]: $t_c = \lambda / (2\omega_a L_x)$; $f_c = c / (2L_z)$, где c — скорость света. При $L_x = L_z = 10$ м, $\omega_a = 0,01$ рад/с, $\lambda = 3$ см значения $t_c = 0,15$ с, $f_c = 15$ МГц;

— взаимным перемещением группы отражателей МО типа "ангел-эхо";

— вращением группового отражателя "МО — объект" относительно линии визирования.

Интервалы корреляции соответствуют разности времен или частот между измерениями, которые можно рассматривать как некоррелированные. В тех случаях, когда измерения производятся непрерывно или в течение очень коротких интервалов, эффективное количество независимых выборок не превышает $n_e = 1 + (t_o / t_c)$, если весь период наблюдения равен t_o . Точно так же при измерениях в интервалах, разделенных небольшими промежутками в пределах полосы частот Δf , получится $n_e = 1 + (\Delta f / f_c)$ независимых выборок погрешности. Например, при длине МО $L_z = 150$ м и ширине $L_x = 100$ м, $\omega_a = 0,01$ рад/с, время корреляции $t_c = 0,05$ с, а ее частота $f_c = 1$ МГц; радиопеленгатор будет наблюдать в секунду около 20 независимых выборок погрешностей.

Одной из мер по защите радиопеленгаторов от интенсивных флуктуирующих погрешностей при пролете объекта вблизи МО типа "ангел-эхо" является сглаживание выходных данных. При этом представляет интерес количество независимых выборок погрешностей, заключенных в интервале сглаживания. С учетом эффективного количества выборок СКО погрешностей после операции сглаживания определяется выражением $\sigma_{Q,f,v} = \sigma_{Q,f,v} / \sqrt{n_e}$.

Таким образом, путем непрерывной оценки степени корреляции между координатными погрешностями или амплитудами на выходе дискриминаторов (фазового, амплитудного либо временного) можно установить моменты возникновения декорреляции за счет появления МО вблизи цели, принять меры по сглаживанию флуктуации погрешностей и, если есть возможность, применить специальные методы компенсации этих погрешностей.

Список литературы: 1. Бартон Д., Вард Г. Справочник по радиолокационным измерениям: Пер. с англ. М.: Сов. радио, 1976. 391 с. 2. Абезгауз Г.Г., Тронь А.П., Копенкин Ю.Н. Справочник по вероятностным расчетам. М.: Воениздат, 1970. 536 с.

Харьковский государственный технический университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 11.02.97

МНОГОПОЗИЦИОННАЯ КОГЕРЕНТНАЯ РАДИОЛОКАЦИОННАЯ СИСТЕМА

Создание многопозиционной когерентной радиолокационной системы (МПКРЛС) необходимо, чтобы обеспечить высокое пространственное разрешение, связанное с получением изображения наблюдаемых объектов (радиолокационных целей) и прецизионным измерением их угловых координат. Для традиционных радиолокационных систем линейное пространственное разрешение существенно превышает размеры наблюдаемого объекта, а для радиолокационных систем, обеспечивающих получение изображения объекта, пространственное разрешение должно составлять доли его размеров.

Кроме того, применение МПКРЛС позволит создать единый антенный ресурс, который можно централизованно использовать не только для решения радиолокационных задач, но и для борьбы с активными и пассивными помехами (метод "грубой силы"). Такая система будет способна решать радиолокационные проблемы, связанные с наблюдением больших потоков целей в условиях сильного противодействия. Решение этих проблем с помощью традиционных локаторов весьма затруднительно.

МПКРЛС способна автономно выполнять все известные в настоящее время локационно-голографические операции (функции локатора) — такие, как обнаружение отметок, обнаружение траекторий, сопровождение, пролонгация траектории в точку падения, прецизионное наведение, контроль факта воздействия на цель по изменению ее траектории и формы и распознавание целей. Автономное выполнение всех операций позволит существенно сэкономить временной ресурс системы, не растрачивая его на поиск цели в области целеуказания при передаче ее от одного локатора к другому, как это происходит в случае построения системы по схеме однопозиционных и однофункциональных локаторов.

Отдельные позиции МПКРЛС когерентно связаны между собой оптическими линиями синхронизации, по которым передаются опорные колебания. Антенные модули, расположенные на отдельных позициях, рассматриваются как приемно-передающие элементы общей антенной системы. МПКРЛС еще называют радиооптической или радио-голографической системой, подчеркивая тот факт, что пространственно-временная обработка волнового поля в такой системе осуществля-

ется по одним и тем же формулам Френеля — Кирхгофа, которые применяются в оптике и радиолокации.

Далее приведено обоснование выбора структуры МПКРЛС, выполняющей набор локационно-голографических операций, и представлены формулы для расчета диаграммы направленности общей антенной системы на прием при наблюдении одиночной точечной цели. При наблюдении протяженной цели, состоящей из набора разрешаемых элементов ("блестящих точек"), изображение цели строится по совокупности парциальных диаграмм направленности общей антенны, каждая из которых соответствует своему разрешаемому элементу.

Положим, что система выполняет все известные в настоящее время операции (около десяти). Для реализации отдельных операций из общего антенного и аппаратного ресурса формируются элементарные локаторы на время выполнения ими своих локационно-голографических операций. Элементарные локаторы состоят из апертуры антенны на прием и передачу, приемного тракта и устройства вторичной обработки (алгоритма, реализуемого на ЭВМ).

Будем считать также, что условие пространственного разрешения выполнено, если весь необходимый диапазон пространственного разрешения условно разбит на десять поддиапазонов и в каждом из них обеспечивается требуемая разрешающая способность с помощью элементарного локатора. Тогда получим последовательность поддиапазонов пространственного разрешения:

$$(10^{-1} \dots 10^0) l_0; (10^0 \dots 10^1) l_0; \dots; (10^3 \dots 10^4) l_0,$$

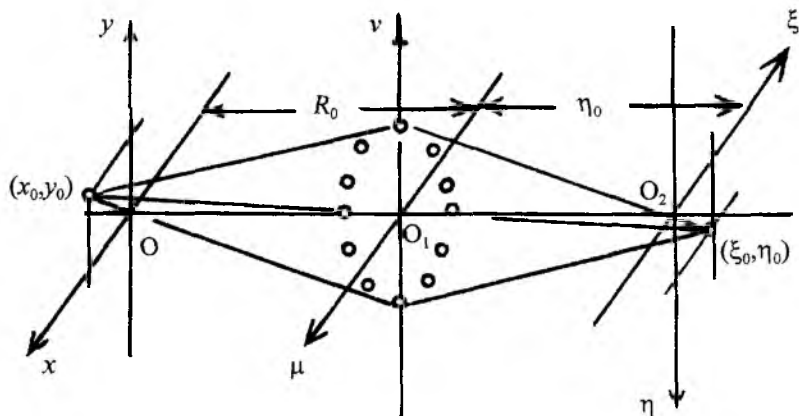
где l_0 — условная величина, примерно равная размерам наблюдаемой цели. Последовательности поддиапазонов пространственного разрешения поставим в соответствие последовательность интервалов, в пределах каждого из которых выбирается размер апертуры элементарного локатора. Эта последовательность имеет вид

$$(10^1 \dots 10^0) L_0; (10^0 \dots 10^{-1}) L_0; \dots; (10^{-3} \dots 10^{-4}) L_0.$$

Здесь $L_0 = \lambda R_0 / l_0$, где λ — длина волны; R_0 — расстояние до цели.

Можно показать [1], что для сильно разреженной апертуры наиболее целесообразной, исходя из требований по допустимому уровню боковых лепестков и минимальному числу элементов общей антенны (антенных позиций), является кольцевая структура (рисунок). При последней общее число элементов антенны $N = 20 \dots 60$ в зависимости от допустимого уровня боковых лепестков и места их расположения на диаграмме направленности антенны. Пространственно-временная обработка отраженного сигнала в МПКРЛС осуществляется в два этапа

по схеме, принятой в радиоголографии. На первом этапе регистрируется волновое поле на апертуре антенны (радиоголограмма), а на втором восстанавливается изображение цели по записанной радиоголограмме (этап фокусировки, или восстановления изображения цели). На втором этапе, по существу, формируется диаграмма направленности антенны на прием или набор парциальных диаграмм направленности антенны по числу разрешаемых целей или элементов целей.



Для выполнения упомянутых ранее операций достаточно создать не десять элементарных локаторов в соответствии с приведенной последовательностью интервалов требуемого разрешения, а лишь четыре локатора, один из которых должен иметь сплошную апертуру, а остальные — сильно разреженную с кольцевой структурой. Эти элементарные локаторы называются (согласно очередности в приведенной последовательности): многопозиционным голографическим локатором наблюдения элементов цели (МПГЛНЭЦ); многопозиционным голографическим локатором наблюдения точечной цели (МПГЛНТЦ); многопозиционным голографическим локатором сопровождения траектории цели (МПГЛС); локатором обзора и обнаружения отметок (ЛОО).

Предположим, что одиночная точечная цель (отдельный элемент протяженной цели) расположена в плоскости (x, y) и имеет координаты (x_0, y_0) , а отдельный элемент антенны (фазовый центр позиции), расположенный в плоскости (μ, O_1, ν) , имеет координаты (μ_n, ν_n) (см. рисунок). Тогда напряженность поля в плоскости восстановленно-

го изображения (ξ, η) определяется выражением, представляющим собой преобразование Кирхгофа для дискретного случая [2]:

$$u(\xi, \eta) = \sum_{n=0}^{N-1} A(x_0, y_0) A_n \frac{e^{+j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{R_0^2 + (\mu_n - x_0)^2 + (v_n - y_0)^2}}}{\sqrt{R_0^2 + (\mu_n - x_0)^2 + (v_n - y_0)^2}} \times \\ \times \frac{e^{-j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{r_0^2 + (\mu_n - \xi)^2 + (v_n - \eta)^2}}}{\sqrt{r_0^2 + (\mu_n - \xi)^2 + (v_n - \eta)^2}}.$$

Здесь $A(x_0, y_0)$ — амплитуда сигнала, отраженного от цели; A_n — постоянная, учитывающая число элементов антенны на каждой позиции;

$(\mu_n, v_n) = \frac{L_{np}}{2} (\cos \frac{2\pi}{N} n, \sin \frac{2\pi}{N} n)$, где L_{np} — размер общей апертуры антенны; r_0 — расстояние между плоскостью расположения элементов антенны и плоскостью изображения цели.

Диаграмма направленности общей антенны голографического локатора или парциальная диаграмма направленности антенны, соответствующая разрешаемому элементу протяженной цели, определяется выражением

$$|u(\xi, \eta)| = \sqrt{\text{Re}^2\{u(\xi, \eta)\} + \text{Im}^2\{u(\xi, \eta)\}}.$$

Таким образом, получены следующие результаты:

1. Показано, что применение МПКРЛС обусловлено необходимостью обеспечения высокого пространственного разрешения и прецизионного измерения угловых координат цели. Вместе с тем применение такой системы позволяет создать единый антенный ресурс, который можно гибко использовать или распределять как для формирования элементарных локаторов на время выполнения ими своих локационно-голографических операций, так и для борьбы с активными (апертура на передачу) и пассивными (апертура на прием) помехами, что позволяет решить методом "грубой силы" современные радиолокационные проблемы, не решаемые с помощью традиционных локаторов.

2. Применение МПКРЛС увеличивает количество локационно-голографических операций, которые может выполнять система. Такая многофункциональная система способна выполнять все известные в настоящее время локационно-голографические операции, в том числе и получение изображения протяженной цели.

3. Для описания пространственно-временной обработки отраженного сигнала в МПКРЛС предложено использовать схему, приня-

тую в радиоголографии (запись радиоголограммы и восстановление изображения). Даны формулы для расчета диаграммы направленности общей антенны голографического локатора или парциальных диаграмм направленности антенны при наблюдении протяженной цели, представляемой в виде совокупности отражающих элементов ("блестящих точек"). При этом предполагается, что наблюдаемая цель находится в зоне Френеля.

Приведенные результаты могут использоваться при разработке основ построения радиоголографической системы, включающих принципы построения, способы голографической обработки волнового поля и способы управления ее состоянием: динамическое изменение размеров апертуры антенны на прием и передачу, распределение единого антенного ресурса, определение оптимальных значений всех основных параметров системы и ее внешней среды и др.

Список литературы: 1. *Белячиц А.И., Кухарчик П.Д., Семенчик В.Г.* Голографическая система с приемной апертурой в виде окружности // *Радиотехника и электрон.* 1986. Т. XXXI, № 19. С. 87—91. 2. *Сафронов Г.С., Сафронова А.П.* Введение в радиоголографию. М.: Сов. радио, 1972. 300 с.

Харьковский государственный университет

Поступила в редколлегию 15.05.97

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ВЫПОЛНЕНИЯ ПОЛНОЙ СОВОКУПНОСТИ ОПЕРАЦИЙ В МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНОЙ РАДИОЛОКАЦИОННОЙ СИСТЕМЕ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ВРЕМЕНИ ВЫПОЛНЕНИЯ ОТДЕЛЬНЫХ ОПЕРАЦИЙ

Постановка задачи

При наблюдениях больших потоков целей в условиях сильного противодействия выявилось, что современные локаторы ограничены по аппаратурно-энергетическому и временному ресурсу и, в частности, не обладают достаточными пространственным разрешением и энергией зондирующего сигнала. В связи с этим рассмотрим один из вариантов решения проблемы — создание перспективной информационной системы, основанной на применении сверхкрупноапертурной сильноразреженной самофокусирующейся антенной решетки. Такая система оказывается способной выполнять не только традиционные радиолокационные операции (обнаружение отметок и траекторий, сопровождение, пролонгация траекторий в точку падения, наведение), но и новые локационно-голографические операции — такие, как прецизионное наведение с пространственным разрешением порядка размеров цели и получение радиоголографического изображения с разрешением, составляющим доли размеров цели. Голографическое изображение цели используется, чтобы проконтролировать воздействие на цель активными средствами, направленное на изменение ее формы и траектории, а также для распознавания и селекции. Данную систему можно назвать многофункциональной локационно-голографической информационной системой (МФЛГИС), или системой с повышенной многофункциональностью. Операцию автофокусировки антенны в условиях влияния турбулентной атмосферы и операцию воздействия на цель со стороны активных средств можно включить в общее число операций при обслуживании и учитывать при определении общего временного ресурса.

Автономное выполнение всех операций экономит время, которое тратится на поиск цели в области целеуказания при передаче ее от одного локатора к другому. Построенная по многофункциональной схеме радиолокационная система позволяет создать единый аппаратурно-энергетический ресурс, который можно использовать как для формирования элементарных локаторов на время выполнения ими своих отдельных операций (функций или фаз обслуживания), так и для

борьбы с активными и пассивными помехами путем увеличения апертуры антенны на передачу и прием.

Полный набор локационно-голографических операций определяет полный процесс радиолокационного обслуживания одиночной цели. Отдельные операции выполняются последовательно так, что момент окончания рассматриваемой операции является моментом начала последующей. В каждый текущий момент времени выполняется одна операция. Полному набору локационно-голографических операций соответствует набор дискретных состояний системы.

При системном проектировании описанной системы возникает проблема создания математического аппарата для описания в аналитическом виде ее поведения при изменяющемся состоянии внешней среды (плотности входящего потока и уровня мешающего сигнала); такой аппарат позволит более точно определить текущий ресурс, не допустить его избыточности и обеспечить требуемую достаточность. Решение проблемы, по существу, сводится к отысканию многомерных скалярных функционалов, объединяющих на физической основе все основные параметры информационной системы и средств создания помех. Предложено использовать функционалы, описывающие продолжительность времени выполнения отдельных локационно-голографических операций и полной совокупности операций в многофункциональной системе в зависимости от конфликтно-управляемых параметров самой системы и системы средств создания помех. Все основные параметры системы и средств создания помех в процессе системного проектирования считаются переменными управления, подлежащими оптимизации.

Функционалы, описывающие время выполнения отдельных операций в зависимости от конфликтно-управляемых параметров, найдены нами в аналитическом виде практически для всех локационно-голографических операций. Однако они не приводятся, поскольку здесь ставится задача выработки математического аппарата для объединения таких функционалов при описании процесса выполнения полной совокупности операций в многофункциональной системе.

Как показывает анализ, время пребывания системы в каждом дискретном состоянии при выполнении отдельных операций может быть распределено произвольным образом. От операции к операции его распределение может, в частности, изменяться от экспоненциального до нормального. В теории массового обслуживания рассматриваются многофазные системы, в которых время пребывания в каждом состоянии (фазе обслуживания) распределено по экспоненциальному закону. В системах такого типа протекает марковский процесс с дискретным состоянием и непрерывным временем. Применение аппарата марковских процессов для описания многофункциональной системы с

произвольным законом распределения времени ее пребывания в каждом дискретном состоянии может привести к недопустимо большим ошибкам в нахождении общего времени наблюдения цели при выполнении полной совокупности операций. Поэтому для описания поведения многофункциональной системы будем применять аппарат полумарковских процессов (ПМП), или вложенных целей Маркова. При выполнении системой, например, около десяти локационно-голографических операций точность определения времени полного радиолокационного обслуживания одиночной цели может увеличиваться на порядок. Соответственно повышается точность определения временного ресурса при наблюдении потока целей. Это, в свою очередь, влияет на определение размеров зоны обнаружения и других характеристик локационной системы.

Далее показано отыскание в аналитическом виде выражения для времени выполнения полной совокупности операций в многофункциональной системе при произвольном распределении времени выполнения отдельных операций.

Описание процессов, протекающих в многофункциональной системе, по схеме управляемых полумарковских процессов

Поведение многофункциональной системы будем описывать уравнением состояния и уравнением динамики, правые части которых содержат функционалы, определяющие время выполнения полной совокупности операций и скорости его изменения в зависимости от основных параметров системы и средств создания помех. Обозначим через $u(t)$ многомерную функцию, объединяющую все основные параметры информационной системы при выполнении совокупности локационно-голографических операций, а через $v(t)$ — многомерную функцию, объединяющую все основные параметры средств создания активных и пассивных помех при выполнении системой тех же операций. Время выполнения полной совокупности операций в многофункциональной системе и скорость ее изменения обозначим через $T_{мф}(u(t), v(t))$ и $\dot{T}_{мф}(u(t), v(t))$. Основные параметры системы ($u(t)$) и средств создания помех ($v(t)$) на время проведения системного проектирования информационной системы будем считать переменными управления, подлежащими оптимизации.

Влияние собственных шумов приемников, а также активных и пассивных помех приводит к случайному характеру изменения времени выполнения локационно-голографических операций. Обозначим через $f_{мф}(T_{мф}(u(t), v(t)))$ плотность вероятности времени выполнения полной совокупности операций. Тогда среднее значение и дисперсия

времени выполнения полной совокупности операций будут выражаться, по определению, соотношениями

$$T_{\text{мфср}}(u(t), v(t)) = \int_0^{\infty} T_{\text{мф}}(u(t), v(t)) f_{\text{мф}}(u(t), v(t)) dT_{\text{мф}}(u(t), v(t));$$

$$G_{T_{\text{мф}}}^2(u(t), v(t)) = \int_0^{\infty} (T_{\text{мф}}(u(t), v(t)) - T_{\text{мфср}}(u(t), v(t)))^2 f_{\text{мф}}(u(t), v(t)) dT_{\text{мф}}(u(t), v(t)).$$

Время выполнения полной совокупности операций выразим через его среднее значение и дисперсию:

$$T_{\text{мф}}(u(t), v(t)) = T_{\text{мфср}}(u(t), v(t)) + \gamma \sigma_{T_{\text{мф}}}(u(t), v(t)), \quad \gamma = 1 \dots 3.$$

Это выражение принимается за уравнение состояние системы. Обозначим через $\Phi_{\text{мф}}(u(t), v(t))$ функцию распределения времени выполнения полной совокупности операций в многофункциональной системе. Тогда, по определению,

$$f_{\text{мф}}(T_{\text{мф}}(u(t), v(t))) = \frac{d}{dT_{\text{мф}}(u(t), v(t))} \Phi_{\text{мф}}(T_{\text{мф}}(u(t), v(t))).$$

Математический аппарат теории полумарковских процессов позволяет получить в аналитическом виде функцию распределения $\Phi_{\text{мф}}(T_{\text{мф}}(u(t), v(t)))$. Для этого вводится понятие интервально переходной вероятности $\Phi_{ij}(T_{\text{мф}}(u(t), v(t)))$, которая определяется как вероятность того, что система в момент времени $t = 0$ находилась в состоянии a_i и к моменту времени t перейдет в состояние a_j , где i, j — номера дискретных состояний*.

Рассмотрим многофункциональную систему, выполняющую, например, десять локационно-голографических операций ($a_j; j = 1, \dots, j_{\text{max}}; j_{\text{max}} = 10$). Кроме этого, введем в рассмотрение начальное состояние $a_j = 0$ и конечное, или поглощающее, состояние $a_{j_{\text{max}}+1}$. Тогда задача определения в аналитическом виде времени выполнения всех операций сводится к определению интервально-переходных вероятностей:

$$\Phi_{\text{мф}}(T_{\text{мф}}(u(t), v(t))) = \Phi_{i=1, j=j_{\text{max}}+1}(T_{\text{мф}}(u(t), v(t))).$$

* Тихонов В.И., Миронов М.Н. Марковские процессы. М.: Сов. радио, 1977. 400 с.

Интервально-переходная вероятность равна сумме вероятностей: вероятности того, что система, находясь в начальный момент времени в состоянии a_i , в нем и останется, и вероятности того, что система к моменту времени τ перешла в состояние a_k , а к моменту времени t перешла в состояние a_j . Эта вероятность определяется из интегрального уравнения Фредгольма второго рода:

$$\Phi_{ij}(T_{\text{мф}}(u(t), v(t))) = \delta_{ij} {}^{cc} \omega_i(T_{\text{мф}}(u(t), v(t))) \times \\ \times \sum_{k=1}^{j \max} p_{ik} \cdot \int_0^{T_{\text{мф}}(u(t), v(t))} f_{ik} T_{\text{мф}}(u(t), v(t)) \Phi_{\text{мф}}(u(t), v(t)) - \tau dt,$$

где δ_{ij} — символ Кронекера; p_{ij} — вероятность перехода системы из i -го в j -е дискретное состояние; $f_{ij}(T_{\text{мф}}(u(t), v(t)))$ — плотность вероятности времени пребывания системы в состоянии a_i , если после этого система перейдет в состояние a_j ; $\omega_i(T_{\text{мф}}(u(t), v(t)))$ — плотность вероятности пребывания системы в состоянии a_i в момент времени t при условии, что после этого она может переходить в любое из возможных состояний в соответствии с размеченным графом состояний; ${}^{cc} \omega_i(T_{\text{мф}}(u(t), v(t)))$ — вероятность того, что система, находясь к моменту времени t в состоянии a_i , останется в нем и в дальнейшем.

В силу этого определения справедливы следующие соотношения:

$$\omega_i(T_{\text{мф}}(u(t), v(t))) = \sum_{j=1}^{j \max} p_{ij} f_{ij}(T_{\text{мф}}(u(t), v(t))); \\ {}^c \omega_i(T_{\text{мф}}(u(t), v(t))) = \int_0^{T_{\text{мф}}(u(t), v(t))} \omega_i(T_{\text{мф}}(u(t), v(t))) dT_{\text{мф}}(u(t), v(t)); \\ {}^{cc} \omega_i(T_{\text{мф}}(u(t), v(t))) = \int_{T_{\text{мф}}(u(t), v(t))}^{\infty} \omega_i(T_{\text{мф}}(u(t), v(t))) dT_{\text{мф}}(u(t), v(t)) = \\ = 1 - {}^c \omega_i(T_{\text{мф}}(u(t), v(t))).$$

Интегральное уравнение будем решать методом преобразования Лапласа. Тогда после прямого преобразования оно принимает вид

$$\Phi_{ij}^e(s) = \delta_{ij}^{cc} \omega_i^e(s) + \sum_{k=1}^{j \max} p_{ik} f_{ik}^e(s) \Phi_{kj}^e(s);$$

$${}^{cc} \omega_i^e(s) = \frac{1}{s} (1 - \omega_i^e(s)); \omega_i^e(s) =$$

$$= \sum_{j=1}^{j \max} p_{ij} \int_0^{\infty} f_{ij} \left(T_{\mathcal{M}\Phi}(u(t), v(t)) \right) e^{-s T_{\mathcal{M}\Phi}(u(t), v(t))} dT_{\mathcal{M}\Phi}(u(t), v(t)),$$

где s — комплексная переменная.

В матричной записи рассматриваемые функции таковы:

$$\vec{W}(T_{\mathcal{M}\Phi}(u(t), v(t))) = \left\| \delta_{ij} \omega_i(T_{\mathcal{M}\Phi}(u(t), v(t))) \right\|;$$

$$\vec{P} = \left\| p_{ij} \right\|; \vec{F}(T_{\mathcal{M}\Phi}(u(t), v(t))) = \left\| f_{ij}(T_{\mathcal{M}\Phi}(u(t), v(t))) \right\|;$$

$${}^{cc} \vec{W}(T_{\mathcal{M}\Phi}(u(t), v(t))) = \left\| \delta_{ij}^{cc} \omega_i(T_{\mathcal{M}\Phi}(u(t), v(t))) \right\|.$$

После выполнения прямого преобразования Лапласа от обеих частей интегрального уравнения искомая интервально-переходная вероятность в матричной записи

$$\vec{\Phi}^e(s) = \left[\vec{I} - \vec{P} \otimes \vec{F}^e(s) \right]^{-1} {}^{cc} \vec{W}^e(s);$$

$${}^{cc} \vec{W}^e(s) = \left\| \begin{array}{cccc} 1 - \omega_1^e(s) & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 1 - \omega_2^e(s) & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & 0 \\ 0 & 0 & \dots & 1 - \omega_{j \max}^e(s) \end{array} \right\|,$$

где \otimes — символ, обозначающий перемножение элементов перемножаемых матриц.

Прямое преобразование Лапласа для интервально-переходной вероятности в десятиоперационной системе

Введем обозначения: t_0, t_f — начальный и финальный моменты времени выполнения полной совокупности операций; p_j — вероят-

ность перехода из состояния a_j в состояние a_{j+1} ; q_j — вероятность перехода из состояния a_j в другие состояния, отличающиеся от a_{j+1} ; $f_j(T_{мф}(u(t), v(t)))$ — плотность вероятности времени выполнения j -й операции независимо от того, какая следующая операция будет выполняться. Тогда можно показать, что для десятиоперационной системы с начальным (a_0) и конечным, или поглощающим, состоянием (a_{11}) интервально-переходная вероятность определяется выражением

$$\Phi^e(u, v, s) = \frac{(-1)^{0+11} A_{0,11} \left[\begin{array}{ccc} \rightarrow & \rightarrow & \rightarrow \\ I - P & \otimes & F^e(s) \end{array} \right]^T (1 - e^{-st})}{\det \left[\begin{array}{ccc} \rightarrow & \rightarrow & \rightarrow \\ I - P & \otimes & F^e(s) \end{array} \right]},$$

где $A_{0,11}[\dots]$ — алгебраическое дополнение к элементу матрицы $\begin{pmatrix} \rightarrow & \rightarrow & \rightarrow \\ I - P & \otimes & F^e(s) \end{pmatrix}^T$ с индексами (0,11).

Выражения для алгебраического дополнения и определителя этой матрицы громоздки и здесь не приводятся. Для иллюстрации методики определения интервально-переходных вероятностей при прямом и обратном преобразовании Лапласа рассмотрим двухфункциональную систему.

Прямое и обратное преобразования для интервально-переходной вероятности в двухфункциональной системе

Для этого случая интервально-переходная вероятность принимает вид

$$\Phi_{0,3}^e(s) = \frac{p_1 f_1^e(s) p_2 f_2^e(s)}{s [q_1 f_1^e(s) + p_1 f_1^e(s) q_2 f_2^e(s)]}.$$

Обратное преобразование можно выполнить на ЭВМ, если воспользоваться соответствующей стандартной программой. Чтобы получить выражение для обратного преобразования в аналитическом виде, можно задать распределение времени выполнения отдельных операций в виде гамма-распределения. Тогда, варьируя параметр формы этого распределения, можно изменять частный вид распределения от экспоненциального до нормального. Если параметр формы принимает значение целых чисел, то это распределение переходит в

распределение Эрланга и плотность вероятности времени выполнения отдельных операций можно представить в виде

$$f_j(T_j(u(t), v(t))) = \frac{(T_j(u(t), v(t)) - t_{3j})^{n-1}}{\sigma_{T_j}^n(u(t), v(t))(n-1)!} e^{-(t-t_{3j})/\sigma_{T_j}(u(t), v(t))}.$$

Здесь $t_{3j} = T_{j-1, \text{ср}}(u(t), v(t)) + \gamma \sigma_{T, j-1}(u(t), v(t))$, $T_{j-1, \text{ср}}(u(t), v(t))$, $\sigma_{T, j-1}(u(t), v(t))$ – среднее значение и среднеквадратическое отклонение времени выполнения предыдущей операции.

При $n = 2$ прямое преобразование Лапласа для плотности вероятности времени выполнения операции приводится к виду

$$f_j^e(s) = \frac{e^{-st_{3j}}}{\sigma_{T_j}^2(u(t), v(t)) \left(s - \frac{1}{\sigma_{T_j}(u(t), v(t))} \right)}.$$

С учетом этого для прямого преобразования Лапласа применительно к интервально-переходной вероятности можно составить рациональную дробь и разложить ее на простые дроби. Тогда после преобразований получим:

$$\Phi_{0,3}^e(s) = \frac{e^{-s \sum_{i=0}^1 t_{3i}} \left(\prod_{j=1}^2 p_j \sigma_{T_j}^{-2}(u(t), v(t)) \right)}{s \det A} \times$$

$$\times \left(2(Z_1 - Z_2) / (s + Z_1) + (Z_1 - Z_2)^2 / (s + Z_1)^2 - 2(Z_1 - Z_2) / (s + Z_2) + \right.$$

$$\left. + (Z_1 - Z_2)^2 / (s + Z_2)^2 \right);$$

$$\det A = Z_1^4 + Z_2^4 + 6Z_1^2 Z_2^2 - 4Z_1 Z_2^3 - 4Z_1^3 Z_2,$$

где $Z_1 = 1/\sigma_{T_1}(u(t), v(t))$; $Z_2 = 1/\sigma_{T_2}(u(t), v(t))$.

Для всех членов, входящих в состав этого уравнения, имеются табличные обратные преобразования Лапласа. Искомое выражение для обратного преобразования Лапласа принимает такой окончательный вид:

$$\Phi_{0,3}(u, v, \tau) = \left[\frac{1}{\det A} \prod_{j=1}^2 p_j \sigma_{T_j}^{-2}(u, v, \tau) \right] \times \\ \times \left[2(Z_1 - Z_2)(X_1 - X_2) + (Z_1 - Z_2)^2(Q_1 + Q_2) \right],$$

где $X_1 = \sigma_{T_1}(u, v, \tau)(1 - Y_2)$; $X_2 = \sigma_2(u, v, \tau)(1 - Y_2)$; $Y_1 = \exp(-Z_1\tau)$; $Y_2 = \exp(-Z_2\tau)$;
 $Q_1 = \sigma_{T_1}(u(t), v(t))(1 - (1 + \tau Z_1))Y_1$; $Q_2 = \sigma_{T_2}(u(t), v(t))(1 - (1 + \tau Z_2))Y_2$.

Заключение

1. Предложен математический аппарат для отыскания в аналитическом виде функционала, описывающего продолжительность выполнения полной совокупности операций в многофункциональной локационно-голографической информационной системе, когда время выполнения отдельных операций распределено по произвольному статистическому закону. Время выполнения отдельных операций зависит от конфликтно-управляемых параметров самой системы и ее внешней среды (средств создания помех). Аппарат основан на использовании теории полумарковских процессов для составления интегрального уравнения, связывающего искомый функционал, плотности вероятности выполнения отдельных операций и матрицу переходных вероятностей. Интегральное уравнение решается методом преобразования Лапласа. Затем находятся среднее значение и дисперсия времени выполнения операций в многофункциональной системе, которые используются для составления искомого функционала. На вид функции распределения времени выполнения отдельных операций накладывається только одно ограничение, связанное с удобством нахождения результатов прямого и обратного преобразования Лапласа по таблицам. Если преобразование Лапласа выполняется на ЭВМ, то это ограничение снимается.

2. Найденный функционал можно использовать для составления уравнения динамики многофункциональной радиолокационной системы, которое, в свою очередь, используется при постановке задач оптимального управления состоянием, например в форме дифференциальной игры.

Харьковский государственный университет

Поступила в редколлегию 05.03.97

АНАЛИЗ ЦИФРОВЫХ СИСТЕМ СПУТНИКОВОЙ СВЯЗИ ПО КРИТЕРИЮ ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТИ ПРИЕМА-ПЕРЕДАЧИ ИНФОРМАЦИИ

Современные сети связи базируются на использовании спутников-ретрансляторов. Возрастание нагрузок на прием и передачу приводит к увеличению и усложнению спутниковых систем связи, что, в свою очередь, вызывает трудности при синтезе оптимальной конфигурации системы.

Для анализа методов повышения эффективности систем спутниковой связи (ССС) необходимо определить показатель, который будет количественно характеризовать эту эффективность. Часто употребляемые величины, такие, как угол разноса между соседними космическими станциями (КС) или эквивалентный ему показатель — число КС на единичной дуге орбиты, пропускная способность ССС на единицу полосы, являются неполными. Они не учитывают экономических показателей, а также общественной полезности создаваемой ССС. В общем случае показатель эффективности должен быть некоторой функцией технических (T), социальных (A) и экономических (E) факторов:

$$C = F(T, A, E),$$

и он должен быть по возможности пригоден для любых служб и диапазонов частот [1; 2].

Показатель эффективности должен отражать основное назначение системы связи (передачу информации), ее общественную эффективность и соотносить указанные показатели с затраченными ресурсами — техническими (занятая дуга орбиты, занятая полоса частот) и экономическими.

Одним из основных направлений развития экономичных ССС является совершенствование энергетической подсистемы спутника [1], поэтому упрощенный критерий эффективности системы можно представить в виде [2]

$$C = Q^{\nu} / P^{\delta},$$

где Q — показатель качества системы связи; P — мощность бортового передатчика КС. Показатели степени ν и δ отражают вес

(значение) соответствующих факторов. Показатель Q можно, в свою очередь, представить в виде

$$Q = Q(x, y) = S(x, y) \sigma(x, y).$$

Здесь $S(x, y) = 1/P_{\text{ош}}(x, y)$, где $P_{\text{ош}}(x, y)$ — вероятность ошибки при передаче одного бинарного символа в точке региона (x, y) в условиях множественных помех; $\sigma(x, y)$ — плотность распределения потребителей информации в точке региона с координатами (x, y) .

Рассмотрим цифровые ССС на геостационарной орбите (ГО) с когерентно-фазовой модуляцией, которые получили широкое распространение в системах связи. Выражение для вероятности ошибки базируется на формуле расчета $P_{\text{ош}}$ для систем связи с одним "полезным" спутником-передатчиком на ГО в одной точке приема [3]:

$$P_{\text{ош}}(x, y) = E\left[\text{erfc}(\rho(x, y) \sin(\pi/M) + \rho(x, y)Z(x, y))\right], \quad (1)$$

где $E[\cdot]$ — символ безусловного математического ожидания; $\text{erfc}(\alpha) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{\alpha}^{\infty} \exp(-t^2) dt$ — дополнительная функция ошибок; $\rho^2 = P_c/P_{\text{ш}}$ — отношение сигнал-шум; M — число положений фаз при фазовой манипуляции; Z — случайная величина, описывающая влияние помехи. Для помехи, связанной с соседними спутниками, случайная величина Z выражается следующим образом (далее указания на координаты x, y опущены):

$$Z = \sum_{j=1}^K R_j \cos \varphi_j. \quad (2)$$

При этом каждая из величин φ_j случайна и равномерно распределена на интервале $(0; 2\pi)$; K — число "мешающих" КС, а набор амплитуд $\{R_j\}$ вычисляется согласно выражению [3]

$$R_j = \sqrt{\frac{G_{з.с}(\theta_j) G_{к.с}(\beta_j) P_j}{G_{з.с. \text{ макс}} G_{к.с. \text{ макс}} P_0}}, \quad 1 \leq j \leq K. \quad (3)$$

Здесь $G_{з.с}(\theta_j)$ — коэффициент усиления мощности антенны земной станции (ЗС) в направлении на j -й источник мешающего сигнала при угловом смещении θ_j ; θ_j — топоцентрический угол разноса между "полезным" и j -м "мешающим" спутником на ГО; $G_{к.с}(\beta_j)$ — коэффициент усиления мощности антенны j -й "мешающей" КС в направлении на ЗС под углом β_j от направления максимального излучения (точки прицеливания); P_j — мощность бортового передатчика j -й "мешающей" КС; $G_{з.с. макс} = \eta(\pi D/\lambda)^2$ — коэффициент усиления мощности антенны ЗС в главном лепестке, где η — коэффициент использования площади поверхности антенны ЗС; D/λ — отношение апертуры к длине волны ЗС; $G_{к.с. макс} = 44,44 - 20 \lg \gamma$ — максимальное усиление антенны КС в основном лепестке, дБ [2], где γ — угловой размер сечения луча антенны КС; P_0 — мощность бортового передатчика "полезной" КС.

Соотношения (2) и (3) дают возможность полностью математически поставить задачу нахождения вероятности ошибки $P_{ош}$ (1).

На базе статистического алгоритма расчета вероятности ошибки [4] разработаны алгоритмы и программное обеспечение для расчета и визуализации карт вероятности ошибки заданного региона для выбранной конфигурации системы связи.

С помощью созданного программного обеспечения была проанализирована система спутниковой связи на ГО для обслуживания региона Воронеж — Харьков — Волгоград — Ростов-на-Дону, состоящая из четырех спутников. При моделировании были использованы данные, наиболее характерные для эксплуатируемых в настоящее время систем [2]. Приведем основные характеристики рассматриваемой системы: тип модуляции — фазовая модуляция с $M = 4$; коэффициент $\eta = 0,5$; отношение $D/\lambda = 100$; полная мощность шума на входе приемника $P_{ш} = 40$ дБВт; расположение спутников на ГО — $39,1^\circ$ в.д. (для спутника, ориентированного на Воронеж), $38,6^\circ$ в.д. (Харьков), $40,1^\circ$ в.д. (Волгоград), $39,6^\circ$ в.д. (Ростов-на-Дону); угловой размер $\gamma = 1^\circ$. В рассматриваемом примере за величину плотности распределения потребителей информации σ была принята плотность населения (количество человек на 1 км^2) в выбранном регионе, а значение S определялось по правилу

$$S = \begin{cases} 10^1 & \text{при } P_{\text{ош}} > 10^{-1}, \\ 1/P_{\text{ош}} & \text{при } 10^{-1} \geq P_{\text{ош}} \geq 10^{-10}, \\ 10^{10} & \text{при } P_{\text{ош}} < 10^{-10}. \end{cases} \quad (4)$$

Значения величин ν и δ были приняты равными 1. Выбранный вариант регуляризации не влияет заметно на вклад надежного приема и ограничивает вклад неустойчивого приема информации.

Для описанного примера системы связи найдена оптимальная мощность бортовых передатчиков КС, равная 32 Вт, при этом погрешность вычислений мощности не превосходила 3 %. Таким образом, появилась возможность целенаправленно выбирать конфигурацию системы связи с учетом свойств региона.

На базе построенных алгоритмов и программных средств создан атлас региональных карт вероятности ошибки для различных конфигураций сетей спутниковой связи, образованных из местных каналов передач. Проведен анализ системы связи по заданному критерию качества. Результаты расчетов оказались устойчивыми относительно выбора значений параметров регуляризационной процедуры (4). На основе полученных характеристик можно решать задачу синтеза систем связи, используя необходимое число критериев качества.

Список литературы: 1. *Pelton J.N.* Satellite telenets: a techno-economic assessment of major trends for the future // Proc. of the IEEE. 1984. V. 72, N 11. P. 1445—1456. 2. *Кантор Л.Я., Тимофеев В.В.* Спутниковая связь и проблема геостационарной орбиты. М.: Радио и связь, 1988. 168 с. 3. *Jeruchim M.C.* A survey of interference problems and applications to geostationary satellite networks // Proc. of the IEEE. 1977. V. 65, N 3. P. 317—331. 4. *Мазманишвили А.С., Рафалович О.Я.* Оценка вероятности ошибок взаимовлияния при передаче дискретной информации в системах спутниковой связи // Электрон. моделирование. 1995. Т. 17, № 4. С. 94—95.

*Харьковский государственный
политехнический университет*

Поступила в редколлегию 09.06.97

И.Д. ГОРБЕНКО, д-р техн. наук, В.И. ДОЛГОВ, д-р техн. наук,
В.И. РУБЛИНЕЦКИЙ, К.В. КОРОВКИН

МЕТОДЫ ЗАЩИТЫ ИНФОРМАЦИИ В СИСТЕМАХ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИЙ И МЕТОДЫ ИХ КРИПТОАНАЛИЗА

Несимметричные криптосистемы с открытыми ключами типа RSA и Эль-Гамала позволяют реализовать модель взаимного недоверия и взаимной защиты абонентов [1]. Они все шире применяются в банковских, коммерческих и государственных системах телекоммуникаций технологически развитых государств. Однако многие вопросы их стойкости и ограничений на применение остаются открытыми. На наш взгляд, весьма важно выявить уязвимые места, предложить методы их защиты, выполнить анализ стойкости, разработать процедуры и средства криптоанализа и освидетельствования указанных систем.

Теоретическое рассмотрение каналов уязвимости и выработка предложений по их перекрытию приведены в [1; 2]. Цель настоящей статьи — сравнение основных несимметричных криптографических алгоритмов, классификация наиболее перспективных методов их криптоанализа.

RSA-схема. В RSA-схеме цифровая подпись (ЦП) формируется на основе открытой цифровой подписи (ОП), причем

$$ОП = \{h(M), t_{\phi}, P_r, l_{\phi}, \dots\}, \quad (1)$$

где $h(M)$ — хеш-функция подписываемой информации; t_{ϕ} — время (дата) формирования подписи; P_r — пароль или код (фамилия) лица, давшего санкцию на подпись; l_{ϕ} — длина файла.

В ОП при необходимости могут включаться и другие параметры. В вырожденном случае $ОП = h(M)$. В целом ОП представляется в виде одного или нескольких целых чисел большой разрядности l_N .

Непосредственно ЦП вырабатывается по правилу

$$ЦП = (ОП)^{E_k} \pmod{N_j}. \quad (2)$$

Здесь E_k — конфиденциальный ключ цифровой подписи; N_j — модуль преобразования, где

$$N_j = P_j Q_j \quad (3)$$

В (3) P_j, Q_j — простые, предпочтительнее "сильные", числа соответствующей разрядности.

В дальнейшем ЦП передается или хранится совместно с подписанной информацией в виде

$$\{M, ЦП\}. \quad (4)$$

При получении подписанного сообщения, перед использованием данных или программного обеспечения, производится проверка ЦП. Для этого сначала вычисляется

$$ОП^* = ЦП^{D_k} \pmod{N_j} = \left\{ h(M), t_\Phi, P_r, K \right\}, \quad (5)$$

где D_k — открытый ключ проверки ЦП, а затем вычисляется хеш-функция $h(M^*)$ принятого сообщения M^* .

Решение о целостности и подлинности M^* и ЦП принимается на основе проверки выполнения условия

$$h(M^*) = h(M),$$

а также анализа других параметров (5).

Ключи E_k и D_k связаны между собой отношением

$$E_k \cdot D_k \equiv 1 \pmod{L(N_j)}, \quad (6)$$

где $L(N_j)$ — обобщенная функция Эйлера [1], которая вычисляется на основе решения сравнения (6).

Свойства и ограничения на применение RSA-схем подробно описаны в [1 — 3] и других источниках. Здесь только подчеркнем, что их стойкость базируется на сложности разложения модуля N_j на сомножители — простые числа P_j и Q_j .

Что касается анализа каналов уязвимости RSA-системы, то было установлено следующее:

1. Ключи прямого и обратного RSA-преобразования не являются единственными.

2. При любых случайных сомножителях p и q модуля преобразования существуют так называемые ключи-близнецы, когда ключ шифрования одновременно является ключом дешифрования.

3. Для любых p и q существуют "плохие" для преобразования числа x' , использование которых может привести к взлому системы RSA.

4. Близкие по значению числа p и q не обеспечивают достаточной защиты от факторизации модуля N .

5. RSA-система с общим модулем прозрачна для всех абонентов, входящих в сеть. Она обеспечивает определенную защиту только от внешних, не входящих в нее пользователей.

Рассмотренные выше каналы уязвимости представляют собой существенную опасность и безусловно должны быть перекрыты. Но одной из важнейших задач освидетельствования RSA-системы является разработка методов и конкретных средств в виде программного комплекса выполнения криптоанализа RSA на основе факторизации модуля преобразования. Такие методы позволяют осуществить прямой, непосредственный криптоанализ и выражают наиболее общий подход.

Стойкость RSA-системы обеспечивается за счет выбора в качестве составляющих модуля N таких (как правило, "сильных") больших простых чисел p и q , для которых процедура факторизации (разложения на сомножители) из-за вычислительной сложности оказывается практически не реализуемой. Тем не менее выбор в качестве сомножителей модуля "сильных" простых чисел не гарантирует их стойкости при криптонападении методом факторизации. Согласно современным взглядам наиболее перспективными методами факторизации являются методы квадратичного решета и общего решета числового поля. Рассмотрим их подробнее.

Метод квадратичного решета. Этот метод реализован в сложном алгоритме Померанса — Сильвермана — Монтгомери. Алгоритм был использован в проекте RSA-129 для разложения числа размером 425 бит. Вычисления потребовали приблизительно 5000 MIPS-лет* [4]. В алгоритме используются принцип сравнимости квадратов чисел и метод решета для ускорения нахождения решения [5; 6].

Предположим, имеется пара чисел $x, y \in Z$, такая что

$$x^2 \equiv y^2 \pmod{N}, \quad (7)$$

причем

$$x \not\equiv \pm y \pmod{N}, \quad (8)$$

где $N = P \cdot Q$, т.е. $x^2 - y^2$ делится на $P \cdot Q$. Тогда можно выделить четыре случая:

$$P \mid (x - y)(x + y); \quad (9)$$

* MIPS — миллион операций в секунду; в течение года это составляет приблизительно $3 \cdot 10^{13}$ операций.

$$Q:(x+y)(x-y); \quad (10)$$

$$P:(x-y), Q:(x+y); \quad (11)$$

$$Q:(x-y), P:(x+y). \quad (12)$$

В случаях (11), (12), вычислив НОД($N, (x-y)$), получим P или Q соответственно, т.е. произведем факторизацию N .

Цель криптоанализа: получить числа $x, y \in Z$, удовлетворяющие условиям (7), (8).

У т в е р ж д е н и е 1. Если $n \in Z_{>1}$ не является четным, степенью простого числа и является составным, то всегда существуют числа $x, y \in Z$, удовлетворяющие условиям (7), (8).

Рассмотрим метод решения. Выберем базу разложения:

$$F = \{p_0, p_1, \dots, p_l\} \quad (13)$$

при условии, что

$$\prod_{i=0}^l p_i \leq N,$$

где p_i — простые числа, причем в базу рекомендуется включать также и число -1 .

Строим табл. 1, приняв $v = \lfloor \sqrt{N} \rfloor$. Для примера будем использовать $N = 221$, $F = \{2, 3, 5, 7\}$. Алгоритм построения следующий.

В колонках 2 и 3 значения вычисляются согласно указанным формулам. В колонках 4 — 7 записывается степень числа базы, если такой сомножитель имеется в числе из соответствующей клетки в колонке 3. В колонке 8 ставится прочерк, если число из соответствующей клетки в колонке 3 может быть полностью представлено множителями степеней чисел базы, или остаточный множитель в противном случае. Если остаточный множитель достаточно велик, его можно не учитывать.

Необходимо, чтобы в колонке 8 набралось не меньше прочерков, чем количество чисел в базе разложения плюс 1, т.е. в данном случае не менее 5 прочерков. Для избежания случаев (9), (10) следует получить на 2 — 3 таких строки больше, чем количество чисел в базе разложения. Это необходимо для формирования табл. 2 и решения полученной суперредкой системы линейных уравнений.

Таблица 1

1	2	3	4	5	6	7	8
i	$X=\nu+i$	$s=x^2 \bmod N$	2	3	5	7	Результат
1	15	4	2				-
2	16	35			1	1	-
3	17	68	2				17
...
5	19	140	2		1	1	-
7	21	220	2		1		11
8	22	42	1	1		1	-
...
13	27	66	1	1			11
...
16	30	16	4				-
...

После того, как в колонке 8 появилось достаточное количество прочерков, строится табл. 2. В колонку 1 заносятся квадраты чисел из колонки 2 табл. 1, причем только для строк, в которых имеется прочерк в колонке 8 табл. 1. Остальные колонки заполняются значениями соответствующих колонок табл. 1 — для строк, в которых присутствует прочерк в колонке 8 табл. 1.

Таблица 2

	1	2	3	4	5
		2	3	5	7
1	15^2	2			
2	16^2			1	1
3	19^2	2		1	1
4	22^2	1	1		1
5	30^2	4			

Выберем подмножество строк такое, что сумма чисел в каждом столбце из этого подмножества строк является четной. Например, строки 2 и 3. Получим выражение

$$(16-19)^2 \equiv (2 \cdot 5 \cdot 7)^2;$$

$$(83)^2 \equiv (70)^2;$$

$$\text{НОД}(221, (83-70))=13.$$

Найден простой сомножитель числа 221.

В данном примере решение можно также отыскать, взяв только первую строку табл. 2. При этом

$$15^2 \equiv 2^2;$$

$$\text{НОД}(221, (15-2))=13.$$

Решения-двойники могут быть получены следующим образом. Возьмем две неподошедшие строки из табл. 1 с равными значениями в колонке 8. Это строки 7 и 13. Перемножив их, запишем:

$$21^2 \equiv 2^2 \cdot 5 \cdot 11;$$

$$27^2 \equiv 2 \cdot 3 \cdot 11;$$

$$(21 \cdot 27)^2 \equiv 2^3 \cdot 3 \cdot 5 \cdot 11^2. \quad (14)$$

С помощью известных методов найдем обратный элемент числа 11:

$$\frac{1}{11} \bmod 211 = 201.$$

Домножим выражение (14) на 201:

$$(21 \cdot 27 \cdot 201)^2 \equiv 2^3 \cdot 3 \cdot 5.$$

Таким образом, быстро получена новая строка табл. 1.

Метод решета применяется для ускорения процесса нахождения подходящих строк в табл. 1.

У т в е р ж д е н и е 2. Если для некоторого $p \in F$ и $\forall k$

$$p \cdot (v+i)^2, (k+1)N > (v+i)^2 > kN \text{ и} \\ (k+1)N > (v+i+p)^2 > kN, \text{ то } p \cdot (v+i+p)^2.$$

Отсюда вытекает, что, пропустив каждые p строк, можно ускорить процесс нахождения подходящих строк.

Рассмотрим решение суперредкой системы линейных уравнений. Для получения решения уравнения $x^2 \equiv y^2 \bmod N$ необходимо решить систему линейных уравнений (см. табл. 2). Для чисел размером около 100 десятичных знаков эта система уравнений имеет размер примерно $10^5 \cdot 10^5$. Таким образом, для хранения матрицы нужно 10^{10} бит памяти ЭВМ (около 1 ГБ). При использования метода Гаусса для решения системы потребуется около 10^{15} арифметических операций. Даже су-

перкомпьютер ($10^9 \dots 10^{10}$ оп./с) сможет решить ее лишь за 10 сут. При работе с числами, имеющими 120 десятичных знаков и более, размер системы уравнений и, следовательно, время решения значительно возрастают.

Однако такие системы линейных уравнений имеют особенность: они очень "редкие", т.е. некоторые их части содержат очень мало чисел.

Для оценки вычислительной сложности факторизации модуля n методом квадратичного решета предложено использовать соотношение

$$I = e^{cs} \sqrt{\ln N \ln \ln N}, \quad (15)$$

где s — константа, близкая к 1 для чисел, содержащих 256...512 бит. Выражение (15) позволяет определить количество групповых операций. Вычислительная сложность квадратичного решета представлена в табл. 3.

Т а б л и ц а 3

Разрядность n числа, бит	Объем вычислений I , MIPS-лет	Стоимость S факторизации, долларов США
512	10^{12}	10^{13}
1024	$4 \cdot 10^{22}$	$4 \cdot 10^{23}$
2048	10^{37}	10^{38}

С использованием метода квадратичного решета авторами статьи факторизованы модули длиной 256 бит. Время факторизации на ИБМ-ПС Пентиум-100МГц составляет около 40 ч и зависит от вида простых сомножителей. Наибольшее время факторизации необходимо для случая, когда сомножителями являются "сильные" простые числа.

Схемы Эль-Гамала и Диффи — Хеллмана. Сейчас более широкое распространение получают ЦП класса Эль-Гамала [7]. В частности, стандарты США DSS (FIPS 186) и России ГОСТ Р 34.10—94 разработаны по модифицированной схеме Эль-Гамала с двухмодульным преобразованием.

В обеих реализациях вначале генерируются случайные общесетевые параметры — простое число P_j такое, что $P_j - 1$ содержит в разложении большое простое число q , а также целое число a , удовлетворяющее условию

$$a_i^{q_i} \pmod{P_j} \equiv 1. \quad (16)$$

Общесетевые параметры $\{P, q, a_i\}$ являются открытыми и должны распространяться по каналам, обеспечивающим контроль их подлинности и целостности.

Затем все зарегистрированные пользователи сети формируют личные долговременные ключи, например X_A, X_B, \dots , и, применяя схему Диффи — Хеллмана [8], рассылают их образы Y_A, Y_B, \dots в открытом виде непосредственно друг другу или через центр, причем

$$Y_A = a_i^{X_A} \pmod{P_j}; \quad (17)$$

$$Y_B = a_i^{X_B} \pmod{P_j}. \quad (18)$$

Открытые ключи Y_A, Y_B, \dots могут рассылаяться по любым каналам, которые обеспечивают их подлинность и целостность. Конфиденциальные ключи X_A, X_B и т.д. представляют собой случайные последовательности соответствующей длины (разрядности).

Таким образом, на этапе ввода систем ЦП класса Эль-Гамаль в действие все пользователи имеют общесетевые параметры $\{P, q, a_i\}$ и базу открытых ключей $\{Y_A, Y_B, \dots\}$. Кроме того, они владеют личными секретными ключами X_A, X_B, \dots , которые за пределы их контроля не выходят.

В модифицированной схеме DSA P_j и q_v выбираются из условий

$$2^{511} < P_j < 2^{512}; \quad 2^{159} < q_v < 2^{160}.$$

В схеме по ГОСТ Р 34.10 — 94

$$2^{254} < q_v < 2^{256},$$

а P_j может выбираться с двумя значениями:

$$2^{509} < P_j < 2^{512B}; \quad 2^{1020} < P_j < 2^{1024}.$$

Остальные параметры выбираются из условий

$$0 < x < q; \quad 1 < a < p-1.$$

ЦП сообщения M является вектор

$$\{R_i', S_i\}, \quad (19)$$

причем в стандарте США $l = 160$, поэтому длина подписи равна $2l = 320$ бит, а в стандарте России $l = 256$ и $2l = 512$ бит.

Описание алгоритма выработки и проверки цифровой подписи DSS приведено в [9]. Далее рассмотрен алгоритм ГОСТ Р 34.10—94 [10].

1. Вычисляется $h(M)$; если $h(M) = 0$, то $h(M) = 0^{255}1$, т.е. 255 нулей и единица в младшем разряде.

2. Вырабатывается случайный сеансовый ключ k_n , $0 < k_n < q$, использование которого позволяет выработать различные подписи даже для одного и того же сообщения.

3. Вычисляется первая компонента ЦП R' , причем сначала R , а затем и R' :

$$R = a_i^{k_n} \pmod{P_j}; \quad (20)$$

$$R' = R \pmod{q_v}. \quad (21)$$

Если $R' = 0$, что очень маловероятно, то осуществляется переход к шагу 2, вырабатывается новое k_n и шаги 2, 3 повторяются.

4. С использованием долговременного секретного (личного) ключа X_e и сеансового ключа k_n вычисляется S -компонента ЦП:

$$S = (X_e R' + k_n h(M)) \pmod{q_v}. \quad (22)$$

Если $S = 0$, то повторяются все шаги, начиная со второго; в противном случае формируется подпись вида (19), которая присоединяется к сообщению M (в начале или в конце). Теперь сообщение и подпись имеют вид

$$\{M, \{R', S\}\}. \quad (23)$$

Проверка подписи производится в такой последовательности.

1. Анализируется, удовлетворяют ли составляющие подписи принятого сообщения условиям

$$0 < S < q; 0 < R' < q.$$

Если хотя бы одно условие не выполняется, то подпись считается недействительной.

2. Вычисляется хеш-функция принятого сообщения $h(M^*)$. Если $h(M^*) \pmod{q} = 0$, то $h(M^*) \equiv 0^{255}1$.

3. Отыскиваются параметры

$$V = (h(M^*))^{q_v - 2} \pmod{q_v}; \quad (24)$$

$$Z_1 = SV \pmod{q_v}; \quad (25)$$

$$Z_2 = (q_v - R')V \pmod{q_v}. \quad (26)$$

4. С использованием (24) — (26) вычисляется значение

$$U = (a_i^{z_1} \cdot Y_c^{z_2}) \pmod{p_j} \pmod{q_v}, \quad (27)$$

где Y_c — открытый ключ c -го пользователя, подписавшего сообщение.

5. Проверяется условие

$$R' \equiv U. \quad (28)$$

Если (28) имеет место, то с высокой вероятностью сообщение M^* подлинно и цело.

В ГОСТ Р 34.10—94 приведены процедуры вычисления общесистемных параметров P_j , q_v и a_i . Простые числа P_j и q_v формируются методом пошагового подъема с увеличением длины текущего генерируемого числа на каждом шаге в два раза. В качестве генератора случайных чисел используется конгруэнтный датчик [10]. Подробный критический анализ этих процедур составляет предмет отдельного рассмотрения. Здесь только подчеркнем, что применение пошагового метода дает возможность построить простые P_j и q_v с известными разложениями P_{j-1} и q_{v-1} . Последнее позволяет эффективно (с минимальными вычислительными затратами) сформировать первообразные элементы для схемы Диффи — Хеллмана и целые числа a_i для процедуры цифровой подписи по ГОСТ Р 34.10—94.

Стойкость схем Эль-Гамала и Диффи — Хеллмана базируется на сложности решения задачи вычисления дискретного логарифма, т.е. определения конфиденциального ключа X_A по известному открытому Y_A из (17). Для схемы Диффи — Хеллмана

$$X_A = \log_{\Theta_v} Y_A \pmod{P_j}. \quad (29)$$

Рассмотрим наиболее известные методы криптоанализа описанных криптосистем.

Метод Полига — Хеллмана. Метод Полига — Хеллмана [11] основан на упрощении задачи вычисления дискретного логарифма путем решения аналогичных задач для каждого сомножителя числа $P-1$. При получении решений таких задач легко найти общее решение исходя из Китайской теоремы об остатках.

Предположим, число $P-1$ имеет n простых сомножителей: p_1, p_2, \dots, p_n . Тогда алгоритм решения следующий.

Для i от 1 до k

$$\gamma_i = a^{(p-1)/p_i} \bmod p; \quad Z_0 = y.$$

Для j от 0 до n_i-1 найти b_i по алгоритму Шанкса

$$z_i = z_j a^{-\left(b_i p_i^j\right)} \bmod p.$$

Решить задачу для p_i :

$$z \bmod p_i^{n_i} = b_0 + b_1 p_i + b_2 p_i^2 + \dots + b_{n_i-1} p_i^{n_i-1}.$$

С использованием Китайской теоремы об остатках найти $a = \log_a y \bmod p$ из всех уравнений $z \bmod p_i^{n_i}$.

Упомянутый выше алгоритм Шанкса [11] производит полный поиск для заданной экспоненты

$$a = \log_\alpha \beta \bmod p.$$

Проблема отыскания дискретного логарифма может быть выражена как нахождение a , $0 \leq a \leq p-2$ такого, что

$$\beta = \alpha^a \bmod p. \quad (30)$$

Зная, что a может быть выражено как $jm+i$, где $0 < i \leq m-1$, $0 \leq j < p/m$, и $m = \lceil \sqrt{p-1} \rceil / 2$, (30) можно записать так:

$$\beta \equiv \alpha^{mj+i} \bmod p;$$

$$\beta \equiv \alpha^{mj} a^i \bmod p;$$

$$\beta \alpha^{-i} \equiv \alpha^{mj} \bmod p.$$

Если построить два списка пар $(i, \beta \alpha^{-i})$ и (j, α^{mj}) , упорядоченных по второй компоненте, то в каждом списке можно найти пару с одинаковыми вторыми компонентами. Тогда

$$\log_\alpha \beta \equiv mj + i \pmod{p-1},$$

где i, j — первые элементы соответствующих пар.

Полигом и Хеллманом было обнаружено, что их алгоритм наиболее эффективен при разложении $p-1$ на небольшие сомножители [10]. Напротив, алгоритм наименее эффективен, если $p = 2p'+1$, где p' — простое число.

Согласно [12] сложность алгоритма эквивалентна

$$I = \sum_{i=0}^k n_i (\log \lceil \sqrt{p_i} - 1 \rceil + \sqrt{p_i} \log p_i).$$

Метод общего решета числового поля. Это наиболее перспективный метод факторизации из известных в настоящее время [13]. С помощью данного метода было разложено число RSA-130 (429 бит) всего за 500 MIPS-лет, что показывает значительное превосходство алгоритма общего решета числового поля над квадратичным решетом.

Наиболее оптимистичной оценкой вычислительной сложности является оценка

$$I = e^{c(\ln N)^{1/3} (\ln \ln N)^{2/3}}, \quad (31)$$

где c — константа, близкая к 1,9 для чисел, содержащих 512 бит, причем (31) дает оценку для количества групповых операций.

Заметим, что, по предварительным данным, вычислительная сложность нахождения дискретного логарифма (при одинаковой длине модуля) на один порядок выше, чем факторизация модуля в RSA-системе.

Сейчас алгоритм общего решета числового поля успешно используется для факторизации чисел, начиная со 116 цифр, причем для 512-битных чисел вычисления производятся на порядок быстрее, чем с помощью алгоритма квадратичного решета. Сегодняшняя вычислительная сложность алгоритма общего решета числового поля представлена в табл. 4.

Т а б л и ц а 4

Разрядность n числа, бит	Объем вычислений I , MIPS-лет	Стоимость C фактори- зации, долларов США
512	10^3	$5 \cdot 10^{12}$
1024	$4 \cdot 10^6$	10^{20}
2048	$2 \cdot 10^{11}$	10^{29}

Выводы и прогнозы. Вычислительная сложность алгоритмов факторизации связана с размерностью факторизируемого числа n и с увеличением его размерности в значительной степени зависит от его сомножителей. Сложность факторизации этими методами "сильных" простых чисел значительно выше, чем простых чисел общего вида.

Методы решета требуют, по грубой оценке, в 10 раз больше вычислительных ресурсов для разложения каждого дополнительных 10 десятичных цифр. Такое повышение производительности вычислительных систем происходит каждые 2 — 5 лет в связи с быстрым раз-

витием технологий в данной области. Наибольшее разложенное число за последнее время возрастало приблизительно на 10 цифр в год, частично благодаря улучшению алгоритмов разложения. По нашему мнению, ключи длиной 512 бит потеряют стойкость уже к концу этого десятилетия. Пока еще трудно предугадать, сколько ресурсов потребуется для "взлома" 1024-битного ключа, но эксперты уже сейчас рекомендуют пользоваться 2048-битными долговременными ключами. Стойкость последних может быть снижена только после появления принципиально новых методов.

Сложность разложения зависит от исходных чисел и их форм. Числа вида $a^n - b$ при небольших b можно разложить значительно проще, чем произвольное число, с использованием специальных методов. Сложность всех известных алгоритмов определяется экспоненциальной зависимостью от размера исходного числа. Сейчас активно ведутся исследования в целях разработки алгоритмов факторизации, имеющих полиномиальную зависимость сложности от размера числа. В целом факторизация является настолько быстро развивающейся областью математики, что еще несколько лет назад ее состояние было не сравнимо с сегодняшним.

Список литературы: 1. *Rivest R.L., Shamir A., Adleman L.* A method for obtaining digital signatures and public key cryptosystems // *Communications of the ACM.* 1973. Vol. 21, N 2. P. 120—126. 2. *Schneier B.* *Applied cryptography: Second ed.* Berlin: Springer-Verlag, 1996. 758 p. 3. *Анализ каналов уязвимости системы RSA / И.Д. Горбенко, В.И. Дюгов, А.В. Погий, В.Н. Федорченко // Безопасность информ.* 1995. № 2. С. 22—26. 4. *The magic words are squeamish ossifrage / D. Atkins, M. Graff, A.K. Lenstra, P.C. Leyland // Proc. Asiacrypt'94: Lecture notes in computation sci.* 1995. N 917. P. 263—277. 5. *Lenstra A.K., Manasse M.S.* Factoring with two large primes // *Advances in cryptology — Eurocrypt'90.* Berlin, 1991. P. 72—82. 6. *Silverman R.D.* The multiple polynomial quadratic sieve // *Math. Computations.* 1987. Vol. 48. P. 329—339. 7. *ElGamal T.* A public key cryptosystem and a Signature scheme based on discrete logarithms // *IEEE trans. on inform. theory.* 1985. Vol. IT-31, N 4. P. 469—472. 8. *Diffie W., Hellman M.E.* New directions in cryptography // *IEEE trans. on inform. theory.* 1976. Vol. IT-22, N 5. P. 644—654. 9. *Digital Signature Standard (DSS) // Federal inform. processing standards publ.* 1994. N 186. P. 5—42. 10. *ГОСТ Р 34.10—94.* Информационная технология. Криптографическая защита информации. Процедуры выработки и проверки электронной цифровой подписи на базе асимметричного криптографического алгоритма. Введ. 01.01.95. 11. *Pohlig S., Hellman M.* An improved algorithm for computing logarithms over GF(p) and its cryptographic significance // *IEEE trans. on inform. theory.* 1978. Vol. IT-24, N 24. P. 106—110. 12. *Odlyzko M.* Discrete logarithms in finite fields and their cryptographic significance // *Advances in cryptology — Eurocrypt '84 — A workshop on the theory and application of cryptographic techniques.* Berlin, 1984. P. 224—314. 13. *Buchmann J., Lohs J., Zayer J.* An implementation of the general number field sieve // *Advances in cryptology — Crypto'93.* New York, 1994. P. 13—26.

Институт информационных технологий, г. Харьков

Поступила в редколлегию 17.06.97

И.Д. ГОРБЕНКО, д-р техн. наук, И.В. ЛИСИЦКАЯ

ОЦЕНКА МЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТАБЛИЦ ПОДСТАНОВОК ДЛЯ АЛГОРИТМА КРИПТОГРАФИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ПО ГОСТ 28147—89

Алгоритм шифрования, определенный в ГОСТ 28147—89, относят к классу DES-подобных блочных алгоритмов. Данный алгоритм, по существу, является пока единственным сертифицированным в СНГ общедоступным алгоритмом шифрования, и ситуация сложилась так, что он нашел официальное признание и в Украине [1].

Основной фактор, препятствующий широкому использованию этого стандарта, заключается в том, что в доступных источниках отсутствуют сведения о процедурах и средствах формирования ключей подстановок (S -блоков), даже на уровне требований к ключевым длинам. В ГОСТ 28147—89 указано, что изменяемые S -блоки (долговременные ключи) поставляются в установленном порядке, поэтому возник интерес к применению S -блоков, сгенерированных случайным образом. Некоторые специалисты считают в связи с этим, что процедура выработки S -блоков должна содержать проверку стойкости алгоритма против двух сравнительно новых малоизвестных методов дифференциального и линейного криптоанализа, применение которых к DES-алгоритму позволило построить более эффективную атаку, чем "грубая сила" [2]. Не рассматривая здесь глубоко этого вопроса, отметим появившуюся в публикациях точку зрения [3] о том, что алгоритм ГОСТа, имея 256-битный ключ, существенно более длинный, чем в DESe, и вдвое большее число циклов, вероятно, существенно устойчивее DESa. Хотя случайные S -блоки в ГОСТе, вероятно, слабее, чем S -блоки в DESe, секретность первых повышает сопротивляемость алгоритма ГОСТа против дифференциальных и линейных атак.

Таким образом, проблема изучения возможностей применения для алгоритма ГОСТ 28147—89 подстановок случайного типа представляет как теоретический, так и практический интерес. Далее основное внимание сосредоточено на разработке подходов к оценке свойств и характеристик наборов случайных подстановок, попавших в таблицу, которая предлагается в качестве S -блоков.

Возникает естественный вопрос: какую из таких таблиц можно считать допустимой к использованию в качестве долговременного ключа? Постараемся ответить на этот вопрос.

Как известно, в алгоритме шифрования и аутентификации по ГОСТ 28147—89 в качестве долговременного ключа используется 8 4-битовых подстановок, с помощью которых осуществляется многократное преобразование 32-битового исходного двоичного блока символов в 32-битовый выходной блок. Для этого на первом этапе входной блок из 32 двоичных символов разбивается на 8 4-битовых слов, каждое из которых в узлах подстановок заменяется на новое 4-битовое слово. Последнее выбирается в соответствии с используемой в системе таблицей подстановок, задаваемой долговременным ключом

$$K(0), K(1), \dots, K(7). \quad (1)$$

Напомним, что подстановкой S n -й степени называется однозначное отображение множества из n элементов $(1, 2, 3, \dots, n)$ в себя [4], задаваемое в виде соответствия

$$S = \begin{bmatrix} 1 & 2 & 3 & \dots & n \\ i_1 & i_2 & i_3 & \dots & i_n \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Вторая строчка в (2) i_1, i_2, \dots, i_n является перестановкой исходного множества $1, 2, \dots, n$.

Систему (набор) из m различных подстановок n -й степени S_{nm} , используемых для построения ключа (S -блока), будем представлять в виде расширения (2) за счет дописывания необходимого числа новых строк:

$$S_{nm} = \begin{bmatrix} 1 & 2 & 3 & \dots & n \\ i_{11} & i_{12} & i_{13} & \dots & i_{1n} \\ i_{21} & i_{22} & i_{23} & \dots & i_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ i_{m1} & i_{m2} & i_{m3} & \dots & i_{mn} \end{bmatrix}. \quad (3)$$

Верхнюю строку будем называть нулевой, а остальным присвоим номера от 1 до m .

Первый вопрос, который возникает при рассмотрении таблицы (3), т.е. системы подстановок, связан с определением меры, или степени различия, подстановок, попавших в эту таблицу. Такую меру можно ввести на основе измерения "расстояния" между подстановками. Можно предложить по крайней мере два подхода к введению метрики в симметрической группе S_n (группе подстановок n -й степени).

При первом из них расстояние между подстановками $s, s' \in S_n$ можно определить следующим образом. Будем считать, что подстановки s и s' находятся на расстоянии $\rho_t(s, s') = d$, если d — наименьшее число транспозиций, с помощью которых одну подстановку можно преобразовать в другую. Напомним, что транспозицией [4] называется такая подстановка s , которая во множестве $X = \{1, 2, 3, \dots, n\}$ меняет местами только два элемента i и j . Любая подстановка из S_n может быть представлена в виде произведения транспозиций.

Функция ρ_t удовлетворяет всем условиям метрик:

- 1) $\rho_t(s, s') \geq 0$ и $\rho_t(s, s') = 0$ тогда, когда $s = s'$;
- 2) $\rho_t(s, s') = \rho_t(s', s)$ для всех $s, s' \in S_n$;
- 3) $\rho_t(s, s') + \rho_t(s, s'') \geq \rho_t(s, s'')$ для всех $s, s', s'' \in S_n$ (неравенство треугольника).

Очевидно также следующее свойство метрики:

$$\rho_t(s, s') = \rho_t(e, s^{-1}s') \quad (5)$$

где e — единичная подстановка.

Поскольку этот подход не просматривается по публикациям, остановимся на его обосновании.

Справедливость приведенных соотношений следует из общетеоретических положений и теорем, представленных ниже.

Напомним, прежде всего, что всякая нетождественная подстановка является произведением своих независимых циклов неединичной длины. Под независимыми понимаются циклы, не содержащие одинаковых (совпадающих) элементов. Циклом длины l называется такая подстановка σ конечного множества $Y = \{y_1, y_2, \dots, y_l\}$, что $\sigma(y_1) = y_2, \sigma(y_2) = y_3, \dots, \sigma(y_l) = y_1$.

В соответствии с определением цикла длины l , т.е. подстановки $\sigma = \begin{vmatrix} y_1 & y_2 & \dots & y_l \\ y_2 & y_3 & \dots & y_1 \end{vmatrix}$, обратная подстановка $\sigma^{-1} = \begin{vmatrix} y_2 & y_3 & \dots & y_1 \\ y_1 & y_2 & \dots & y_l \end{vmatrix}$ также является циклом длины l .

Пусть $s \in S_n$, где k — число независимых циклов подстановки s , включая и циклы длиной 1. Тогда разность $n - k$ называется декрементом подстановки s .

Кроме того, здесь требуется привести следующую теорему [5].

Теорема 1. Наименьшее число множителей при разложении подстановки s в произведение транспозиций совпадает с ее декрементом.

Докажем две вспомогательные теоремы.

Теорема 2. Подстановки s и s^{-1} имеют одинаковый декремент, или, другими словами, числа циклов подстановки s и обратной к ней подстановки s^{-1} совпадают.

Этот результат следует из того, что при представлении подстановки, скажем, s в виде произведения независимых циклов каждый из независимых циклов при переходе к обратной подстановке s^{-1} (при перемене местами верхней и нижней строк в матричной записи подстановки) в соответствии с отмеченным выше преобразуется в цикл той же самой длины, и поэтому обратная подстановка s^{-1} представляется произведением того же числа независимых циклов, что и подстановка s .

Теорема 3. Декремент подстановки ss' совпадает с декрементом подстановки $s's$, т.е. число независимых циклов в разложении подстановки ss' в произведение независимых циклов совпадает с числом независимых циклов разложения подстановки $s's$.

Действительно, если бы подстановки ss' и $s's$ имели различное число циклов, то в соответствии с теоремой 2 различное число независимых циклов имели бы подстановки ss' и $(ss')^{-1}$ (их произведение содержало бы хотя бы один цикл длиной более или равной 2).

С другой стороны, так как подстановки $s, s' \in S_n$, произведение $ss'(ss')^{-1} = e$, т.е. тождественной подстановке, что может быть лишь в том случае, если перемножаемые подстановки имеют взаимнообратные наборы циклов — подстановок (имеют совпадающее число циклов). Из полученного противоречия следует справедливость теоремы 3.

В итоге свойство 1 в соотношениях (4) представляется очевидным. Из теоремы 3 следует справедливость свойства 2. Выполнение свойства треугольника обеспечивается теоремой 1. Соотношение (5) следует из того, что при перемножении подстановок s^{-1} и s совпадающие в подстановках циклы переходят в циклы единичной длины. Перекрывающиеся циклы могут приводить к увеличению результирующей длины перемножаемых циклов и к их разбиению на более короткие циклы, а в результате формируются циклы, как раз определяющие в чистом виде транспозиции, отличающие подстановки s и s' . Их число и есть декремент подстановки $s^{-1}s'$.

При втором подходе метрику на множестве подстановок S_n можно ввести, пользуясь понятием противоречивости, которое введе-

но в работе [5]. Напомним, что в терминах отображений два отображения $\varphi := X \rightarrow Y$ и $\psi := X \rightarrow Y$ называются противоречивыми на множестве $X_1 \subseteq X$, если $\varphi(x) \neq \psi(x)$ для всех $x \in X_1$. Если отображения φ и ψ противоречивы на всем множестве X , то их называют противоречивыми. Исходя из понятия противоречивости метрика ρ в симметрической группе S_n вводится следующим образом [5].

Будем считать, что $\rho(s, s') = |X_1|$, $s, s' \in S_n$, если $X_1 \subseteq X$ — максимальное подмножество, на котором подстановки s и s' противоречивы. Другими словами, расстояние $\rho(s, s')$ между подстановками s и s' — это число несовпадающих элементов в данных подстановках, точнее, в нижних строках представлений подстановок в виде матриц (1).

Очевидно, что и функция ρ удовлетворяет условиям метрик, аналогичным (4) и (5).

В частности, из условия, аналогичного (5), следует, что $\rho(e, s') = n - r$, где r — число единичных циклов подстановки s .

Неравенство треугольника при этом можно представить в виде

$$\rho(e, s^{-1}s'') \leq \rho(e, s^{-1}s') + \rho(e, (s')^{-1}s'').$$

Таким образом, подстановки s и $s' \in S_n$ противоречивы, когда $\rho(s, s') = n$.

Сопоставление двух приведенных выше определений показывает, что если второе определение является существенно более простым в вычислительном отношении, то первое характеризует "физически" ощущаемые затраты на преобразование одной подстановки в другую. Можно установить и более точную связь между этими определениями:

$$\rho_t(s, s') \geq [\rho(s, s') / 2].$$

В данном выражении $[x]$ — целая часть числа x , не превосходящая x .

Приведем теперь простейшие метрические соотношения, характеризующие множество подстановок S_n . Воспользуемся последним из подходов к определению метрики. Рассмотрим характеристики величины $\rho(s, s')$ — расстояния между двумя случайно взятыми подстановками. Определим для этого число подстановок, находящихся на заданном расстоянии $\rho(s, s') = n - r$ (r — число совпадений элементов в подстановках) от исходной (заданной) подстановки. В качестве по-

следней в силу групповых свойств множества симметрических подстановок можно взять любую — результаты от этого не изменятся.

Здесь сразу можно воспользоваться решением классической задачи комбинаторики о встречах [6], которая как раз определяет число подстановок D_{nr} , $r = 1, 2, 3, \dots, n$, имеющих ровно $n-r$ несовпадений с некоторой исходной s , т.е.

$$D_{nr} = \left| \left\{ s: \rho(s, s') = n-r, s \in S_n \right\} \right|,$$

при этом

$$D_{nr} = \frac{n!}{r!} \sum_{k=0}^{n-r} (-1)^k \frac{1}{k!}, \quad (6)$$

$$r = 0, 1, 2, \dots, n.$$

Тогда, если считать, что подстановки выбираются случайным образом и равномерно, то для математического ожидания числа несовпадений $n-r$ в двух подстановках можно записать:

$$m_{n-r} = \sum_{r=0}^n \frac{n-r}{r!} \cdot \sum_{k=0}^{n-r} (-1)^k \frac{1}{k!}.$$

Воспользовавшись методом математической индукции, можно показать, что $m_{n-r} = n-1$, т.е. математическое ожидание числа несовпадений в двух случайно взятых равновероятных подстановках степени n равно $n-1$. Расчет дисперсии σ_{n-r}^2 числа несовпадений в двух равновероятных подстановках приводит к результату

$$\sigma_{n-r}^2 = 1.$$

Остановимся также на первом определении метрики. Можно показать, что наименьшее число множителей при разложении подстановки s в произведение транспозиций (минимальное число транспозиций, с помощью которых подстановка s преобразуется в единичную подстановку) совпадает с ее декрементом. В результате расстояние $\rho_r(s, s')$ между подстановками s и s' , как и ранее, зависит только от цикловой структуры $s^{-1}s'$ [5]. С другой стороны, набор всех возможных расстояний на множестве S_n в силу того, что S_n — группа по операции умножения подстановок, может быть получен на основе изучения возможных расстояний подстановок $s \in S_n$ от единичной подстановки e . Напомним в связи с этим еще один результат математи-

ческой теории случайных подстановок [4], заключающийся в том, что число циклов k случайной равновероятной подстановки степени n подчиняется асимптотически нормальному распределению с параметрами

$$m_k = \ln n, \sigma_k^2 = \ln n.$$

Но тогда по асимптотически нормальному закону будет распределена и случайная величина $n - k$ — декремент случайно взятой подстановки, являющийся как раз расстоянием между случайной подстановкой и единичной подстановкой. Следовательно, для математического ожидания случайной величины $d = n - k$ можно получить результат $m_d = \langle n - k \rangle = n - \ln n$.

Дисперсия этой случайной величины совпадет с дисперсией числа циклов случайной равновероятной подстановки:

$$\sigma_k^2 = \ln n.$$

Приведем иллюстративные примеры оценки метрических характеристик таблиц подстановок S_{mn} ($m = 8, n = 16$). В табл. 1 представлен долговременный ключ для алгоритма ГОСТ 28147-89, заимствованный из [3], а в табл. 2 — система (набор) из восьми одноцикловых подстановок, "придуманных" ЭВМ. В этих же таблицах приведены и индивидуальные показатели случайности каждой из подстановок, попавших в набор. Наконец, в табл. 3 для первого из примеров дано 28 вариантов произведений $s^{-1}s'$, характеризующих в соответствии с (5) все возможные взаимные расстояния между подстановками этой таблицы. В этой же таблице перечислены все значения попарных расстояний в метриках ρ и ρ_t .

Т а б л и ц а 1

№ строк	Строки таблицы подстановок (с нулевой)	Циклы		Числа	
		Количества	Длины	возрастаний	инверсий
0	0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15				
1	4 10 9 2 13 8 0 14 6 11 1 12 7 15 5 3	2	2; 14	6	60
2	14 11 4 12 6 13 15 10 2 3 8 1 0 7 5 9	2	2; 14	7	80
3	5 8 1 13 10 3 4 2 14 15 12 7 6 0 9 11	3	4; 8; 4	7	55
4	7 13 10 1 0 8 9 15 14 4 6 12 11 2 5 3	3	2; 3; 11	7	67
5	6 12 7 1 5 15 13 8 4 10 9 14 0 3 11 2	4	2; 2; 6; 6	7	68
6	4 11 10 0 7 2 1 13 3 6 8 5 9 12 15 14	2	2; 14	8	38
7	13 11 4 1 3 15 5 9 0 10 14 7 6 8 2 12	3	3; 4; 9	7	61
8	1 15 13 0 5 7 10 4 9 2 3 14 6 11 8 12	3	3; 6; 7	9	

№ строк	Строки таблицы подстановок (с нулевой)	Циклы		Числа	
		Коли- чества	Дли- ны	возра- станий	инвер- сий
0	0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15				
1	10 0 9 6 7 11 5 1 3 12 13 2 14 8 15 4	1	16	8	49
2	2 5 1 14 11 3 7 15 12 10 0 13 6 9 8 4	1	16	6	56
3	3 12 11 7 1 10 5 14 15 6 0 4 9 8 13 2	1	16	7	63
4	1 13 6 14 0 7 15 9 5 4 12 2 11 10 8 3	1	16	6	62
5	5 10 14 7 13 11 15 0 12 2 8 6 4 9 3 1	1	16	8	79
6	15 11 6 13 2 8 7 5 14 10 4 0 1 12 3 9	1	16	6	77
7	7 6 0 1 8 3 2 11 5 12 14 9 15 4 13 10	1	16	7	34
8	9 0 3 6 11 1 4 15 7 8 12 10 14 2 5 13	1	16	10	43

Как следует из представленных примеров, оба варианта введения метрики близки по эффективности. Однако в вычислительном отношении процедура подсчетов всех значений взаимных расстояний оказывается достаточно сложной, поскольку кроме подсчета числа циклов и совпадений приходится еще решать задачу обратных подстановок и их произведений, т.е. здесь лучше идти по пути непосредственного подсчета самих несовпадений (совпадений) в парах подстановок. Кроме того, остается открытым вопрос применения этих результатов для принятия решений о пригодности либо о непригодности рассматриваемой таблицы подстановок для ее использования в качестве долговременного ключа.

Можно указать несколько подходов к формированию конкретных критериев отбора подходящих таблиц подстановок, позволяющих найти ответ на этот вопрос. Рассмотрим один из таких подходов на примере использования опять-таки ρ -метрики.

Будем анализировать "геометрические" свойства системы подстановок, попавших в таблицу, путем определения конфигураций несовпадений элементов на множестве попарных декомпозиций строк таблицы подстановок, как это сделано в табл. 3.

Очевидно, что число таких попарных декомпозиций N_k для таблицы из m строк

$$N_k = m(m-1)/2.$$

Введем в рассмотрение закон распределения вероятностей для числа совпадений (несовпадений) элементов в произвольно взятой паре подстановок (практически он уже использовался для расчета

Таблица 3

Произведе- ния $s_i^{-1} s_j$	Подстановки $s_i^{-1} s_j$ ($m = 8, n = 16, N_k = 28$)	Длины циклов	Расстояния	
			ρ_{ij}	ρ_{i_j}
$s_1^{-1} s_2$	15 8 12 9 14 5 2 0 13 4 11 3 1 6 10 7	1; 3; 6; 6	15	12
$s_1^{-1} s_3$	4 12 13 11 5 9 14 6 3 1 8 15 7 10 2 0	16	16	15
$s_1^{-1} s_4$	9 6 1 3 7 5 14 11 8 10 13 4 12 0 15 2	1; 1; 1; 1; 4; 5	12	10
$s_1^{-1} s_5$	13 9 1 2 6 11 4 0 15 7 12 10 14 5 8 3	2; 14	16	14
$s_1^{-1} s_6$	1 8 0 14 4 15 3 9 2 10 11 6 5 7 13 12	1; 3; 4; 8	15	12
$s_1^{-1} s_7$	5 14 1 12 13 2 0 6 15 4 11 10 7 3 9 8	2; 2; 12	16	13
$s_1^{-1} s_8$	10 3 0 12 1 8 9 6 7 13 15 2 14 5 4 11	5; 5; 6	16	13
$s_2^{-1} s_3$	6 7 14 15 1 9 10 0 12 11 2 8 13 3 5 4	16	16	15
$s_2^{-1} s_4$	11 12 14 4 10 5 0 2 6 3 15 13 1 8 7 9	1; 2; 3; 5; 5	15	11
$s_2^{-1} s_5$	0 14 4 10 7 11 5 3 9 2 8 12 1 15 6 13	1; 2; 6; 7	15	12
$s_2^{-1} s_6$	9 5 3 6 10 15 7 12 8 14 13 11 0 2 4 1	1; 1; 3; 11	14	12
$s_2^{-1} s_7$	6 7 0 10 4 2 3 8 14 12 9 11 1 15 3 5	1; 1; 14	14	13
$s_2^{-1} s_8$	6 14 9 2 13 8 5 11 3 12 4 15 0 7 1 10	2; 6; 8	16	13
$s_3^{-1} s_4$	2 10 15 8 9 7 11 12 13 5 0 3 6 1 14 4	1; 15	15	14
$s_3^{-1} s_6$	3 7 8 15 13 6 0 14 12 11 5 2 9 1 4 10	5; 5; 6	16	13
$s_3^{-1} s_6$	12 10 13 2 1 4 9 5 11 15 7 14 8 0 3 6	3; 5; 8	16	13
$s_3^{-1} s_7$	8 4 9 15 5 13 6 7 11 2 3 12 14 1 0 10	1; 1; 2; 3; 4; 5	14	10
$s_3^{-1} s_8$	11 13 4 7 10 1 6 14 15 8 5 12 3 0 9 2	1; 15	15	14
$s_4^{-1} s_5$	5 1 3 2 10 11 9 6 15 13 7 0 14 12 4 8	1; 2; 2; 3; 8	15	11
$s_4^{-1} s_6$	7 0 12 14 6 15 8 4 2 1 10 9 5 11 3 13	1; 2; 13	15	13
$s_4^{-1} s_7$	3 1 8 12 10 2 14 13 15 5 4 6 7 11 0 9	1; 2; 5; 8	15	12
$s_4^{-1} s_8$	5 0 11 12 2 8 3 1 7 10 13 6 14 15 9 4	5; 11	16	14
$s_5^{-1} s_6$	9 0 14 12 3 7 4 10 13 8 6 15 11 1 5 2	5; 11	16	14
$s_5^{-1} s_7$	6 1 12 8 0 3 13 4 9 14 10 2 11 5 7 15	1; 1; 1; 3; 10	13	11
$s_5^{-1} s_8$	6 0 12 11 9 5 1 13 4 3 2 8 15 10 14 7	1; 1; 3; 5; 6	14	11
$s_6^{-1} s_7$	1 5 15 0 13 7 10 3 14 6 4 11 8 9 12 2	1; 2; 3; 5; 5	15	11
$s_6^{-1} s_8$	0 10 7 9 1 14 2 5 3 6 13 15 11 4 12 8	1; 4; 11	15	13
$s_7^{-1} s_8$	9 0 8 5 13 10 6 14 11 4 2 15 12 1 3 7	1; 1; 5; 9	14	12

числовых характеристик для m_{n-k}, σ_{n-k}^2). Если обозначить через $P(\gamma = n - r)$ вероятность случайного выбора двух равновероятных подстановок степени n , находящихся на расстоянии $n - r$ друг от друга (вероятность получить в двух взятых произвольно случайных равнове-

роятных подстановках n -й степени $n-r$ несовпадающих элементов), то в соответствии с (6) для этой вероятности можно записать

$$P(\gamma = n-r) = \frac{D_{nr}}{n!} = \frac{1}{r!} \sum_{k=0}^{n-r} (-1)^k \frac{1}{k!}, \quad r = 1, 2, \dots, n. \quad (7)$$

Результаты расчетов, выполненных с помощью формулы (7), приведены в табл. 4.

Т а б л и ц а 4

Числа r	Вероятности $P(\gamma = r)$	Расстояния $n-r$	Вероятности $P(\gamma = n-r)$
0	0,3560	16	0,368
1	0,3798	15	0,368
2	0,1899	14	0,184
3	0,0591	13	0,061
4	0,0128	12	0,0153
5	0,0020	11	0,0031
6	0,0002	10	0,0005
...

Интересно отметить, что к выражению этого закона можно подойти и с позиции чисто вероятностного описания процедуры формирования подстановки как результата n -кратного эксперимента с n независимыми исходами.

Действительно, если учесть независимость и равновероятность участия каждого из чисел 1, 2, 3, ..., n в формировании любого из элементов случайной подстановки, то для числа совпадающих элементов $r = n - k$ в двух таких подстановках (для любой пары из N_k) можно записать закон распределения вероятностей в виде

$$P(\gamma = r) = C_n^r \cdot p_0^r \cdot (1 - p_0)^{n-r}. \quad (8)$$

В этом выражении, представляющим собой обычный биномиальный закон распределения вероятностей, p_0 — вероятность того, что на произвольно взятой позиции двух сопоставляемых подстановок будут стоять совпадающие элементы. Поскольку для любого фиксированного числа из набора $\{1, 2, \dots, n\}$ совпадающее с ним число может быть выбрано одним из n способов, то $p_0 = 1/n$. Тогда $1 - p_0$ — это вероятность несовпадения двух элементов, а выражение (8) действительно характеризует вероятность события, заключающе-

гося в том, что в двух наложенных (сравниваемых) строках таблицы подстановок будет r совпадающих элементов. Числовые характеристики данного закона $m_r = np_0 = 1$ и, следовательно, $m_{n-r} = n - 1$, а $\sigma_r^2 = np_0 \cdot (1 - p_0) = 0,9375$, что хорошо согласуется с ранее полученными результатами. Результаты расчетов первых семи значений вероятностей для числа совпадений элементов $P(\gamma = r)$ в двух подстановках также представлены в табл. 4. Сравнение этих данных с расчетами, выполненными по более точной формуле (7), показывает, что разница получилась незначительная.

Воспользуемся приведенным в табл. 4 законом распределения вероятностей $P(\gamma = n - r)$ для оценки метрических свойств попарных декомпозиций строк случайной таблицы подстановок. В соответствии с излагаемой методикой метрические характеристики каждой таблицы определяются с помощью N_k значений попарных расстояний. Это значит, что случайная произвольная таблица при декомпозиции на пары строк, как правило, должна содержать $t_r = N_k P(\gamma = r)$ пар строк с r совпадающими элементами. Для $N_k = 28$ и закона распределения вероятностей, отраженного в табл. 4, получаем, что среднестатистический "метрический портрет" случайной таблицы подстановок состоит:

из $t_0 = 10$ пар строк с 0 совпадений элементов;

$t_1 = 11$ пар строк с 1 совпадением;

$t_2 = 5$ пар строк с 2 совпадениями;

$t_3 = 1$ пары строк с 3 совпадениями.

Все другие варианты совпадений элементов оказываются весьма маловероятными (на все остальные варианты приходится вероятность, близкая к 0,153). Заметим также, что для любой конфигурации $(t_0, t_1, t_2, \dots, t_n)$, характеризующей таблицу подстановок, справедливо

соотношение $\sum_{i=0}^n t_i = N_k$. В частности, первая подстановка (табл. 1)

представляет собой конфигурацию вида $(t_0, t_1, t_2, \dots, t_n) = (10, 11, 5, 1, 1, 0, \dots, 0)$, а вторая подстановка (табл. 2) — конфигурацию вида

$(t_0, t_1, t_2, \dots, t_n) = (9, 13, 5, 1, 0, \dots, 0)$.

В результате появляется возможность на основе использования таких "метрических портретов" формировать конкретные критерии отбора таблиц подстановок для использования их в алгоритме ГОСТ 28147-89 в качестве случайных S -блоков.

Список литературы: 1. *Интервью* начальника Главного управления правительственной связи СБУ Лазарева Т.П. журналу "Безопасность информации" // Безопасность информ. 1995. № 3. С. 2-3. 2. *Фаль А.М.* Алгоритм шифрования по ГОСТ 28147-89 и способы применения блочных шифров // Там же. С. 8-11. 3. *Sheier B.* Applied cryptography second edition: protocols, algorithms and source code in communication. New York: John Wiley a. sons incorp., 1996. 675 p. 4. *Скачков В.Н.* Введение в комбинаторные методы дискретной математики. М.: Наука, 1982. 384 с. 5. *Скачков В.Н.* Комбинаторные методы дискретной математики. М.: Наука, 1977. 319 с. 6. *Математическая энциклопедия:* В 5 т. / Гл. ред. И.М. Виноградов. М.: Сов. энцикл., 1979. Т. 2. 278 с.

Институт информационных технологий, г. Харьков

Поступила в редколлегию 31.07.97

А.В. ПОТИЙ, канд. техн. наук, А.К. ПЕСТЕРЕВ

ПРИНЦИПЫ СИСТЕМНОГО ПОДХОДА К СЕРТИФИКАЦИИ ГЕНЕРАТОРОВ ПСЕВДОСЛУЧАЙНЫХ ЧИСЕЛ В СИСТЕМАХ ЗАЩИТЫ ИНФОРМАЦИИ

Многочисленные факты указывают на то, что опасность не санкционированных злоумышленных действий в системах обработки и передачи информации весьма велика, а проблема обеспечения безопасности в каналах телекоммуникаций становится все более актуальной [1]. Поэтому вопросам оценки эффективности функционирования таких сложных систем, как системы защиты информации (ЗИ), повсеместно уделяется большое внимание. Ряд солидных международных организаций разрабатывает критерии оценки эффективности данных систем. Не менее важной является и разработка подходов к оценке эффективности функционирования отдельных подсистем системы ЗИ, в частности генераторов псевдослучайных чисел (ГПСЧ) и построенных на их основе устройств формирования специальных данных (ключей, параметров алгоритмов, начальных приближений и т.п.). В большинстве своем имеющиеся на сегодняшний день публикации отражают отдельные вопросы разработки, тестирования и эксплуатации подобного рода устройств. В предлагаемой работе сделана попытка системного подхода к сертификации ГПСЧ.

Под ГПСЧ далее понимается устройство (программное или аппаратное), применяемое в системе ЗИ в целях формирования специальных данных, которые необходимы для функционирования этой системы и отвечают определенному множеству специфических требований [3–5].

Под сертификацией понимается процесс оценки эффективности функционирования ГПСЧ и принятия решения о возможности использования того или иного разработанного генератора в системе ЗИ, т.е. выдачи некоего рода «сертификата качества».

Сфера системных исследований в этой области довольно обширна, поэтому авторы не претендуют на полный охват всех положений и приложений системного подхода к средствам обеспечения безопасности вообще и к методам формирования специальных данных в частности.

Подход к решению задачи сертификации ГПСЧ, имеющий место в настоящее время, можно охарактеризовать как досистемный. Такой подход приводит к удовлетворительным результатам только в частных случаях, когда сравниваются две системы и одна из них явно лучше другой. Однако уже возникла необходимость в обобщенной оценке ГПСЧ в виде некоторой численной величины (скалярной или вектор-

ной), характеризующей его эффективность. Проводимые исследования позволили сделать следующий вывод: на данном этапе фактически лишь сформулирован ряд требований, предъявляемых к ГПСЧ [3–5], причем многие из них носят абстрактный, качественный характер. Основная теоретическая предпосылка при разработке этих требований заключается в том, что любой ГПСЧ в системах ЗИ в первую очередь должен противостоять криптоанализу и, следовательно, должен обладать высокой стойкостью.

Согласно принципам теории исследования операций и практическому опыту любая количественная оценка эффективности должна [2]:

- достаточно полно характеризовать систему в целом;
- обладать необходимой гибкостью и универсальностью;
- быть конструктивной при анализе и синтезе систем;
- отличаться достаточной простотой вычисления и использования;
- иметь ясный физический смысл.

Сущность системного подхода к оценкам эффективности ГПСЧ состоит в конструировании оценок в такой форме, которая охватывала бы все основные параметры генератора и отражала его способность решать различные функциональные задачи на соответствующем иерархическом уровне [2]. При этом под функциональными понимаются задачи по обеспечению отдельных качеств генератора.

Проведенные исследования позволяют выделить функциональные задачи и подзадачи для ГПСЧ (рис. 1). Наличие отдельных функциональных задач, сформулированных с учетом предъявленных к ГПСЧ требований, дает возможность разработать множество параметров системы $\alpha = (\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n)$, из которых затем можно выделить группы параметров, отражающие выполнение соответствующих функциональных задач.



Рис. 1

На рис. 1 схематично отражены следующие задачи и подзадачи:

- X_1^{II} – получение теоретически доказуемого большого периода ПСП;
- X_2^{II} – обеспечение удовлетворительных статистических и корреляционных свойств ПСП;
- X_3^{II} – реализация высокого уровня структурной скрытности (сложности, непредсказуемости, вычислительной неразличимости, скрытности) ПСП;
- X_4^{II} – обеспечение высокой производительности ГПСЧ и приемлемой сложности реализации;
- X_1^{III} – осуществление произвольной инициализации ГПСЧ по данным пользователя;
- X_2^{III} – теоретическое обоснование параметров ГПСЧ, гарантирующих формирование ПСП с требуемой длиной периода и исключение вырожденных ПСП;
- X_3^{III} – формирование большого объема специальных данных, инициализирующих работу ГПСЧ;
- X_4^{III} – обеспечение равномерности распределения ПСЧ;
- X_5^{III} – обеспечение независимости генерируемых ПСЧ;
- X_6^{III} – обеспечение однородности генерируемых ПСП;
- X_7^{III} – обеспечение случайности генерируемых ПСП;
- X_8^{III} – реализация требуемых статистических параметров (математическое ожидание, дисперсия, эксцесс, асимметрия);
- X_9^{III} – получение требуемого безопасного времени t_6 ;
- X_{10}^{III} – обеспечение требуемой эквивалентной линейной сложности;
- X_{11}^{III} – реализация требуемого уровня независимости (сложности по Лемпелю — Зиву);
- X_{12}^{III} – обеспечение требуемой вероятности перекрытия;
- X_{13}^{III} – поддержание требуемой скорости формирования ПСЧ;
- X_{14}^{III} – обеспечение требуемого объема программного обеспечения или аппаратных средств;
- X_{15}^{III} – осуществление функционирования на базе целочисленной арифметики.

Далее разрабатываются показатели, характеризующие степень выполнения (а следовательно, достижения цели) каждой из подзадач III уровня. Таким образом получают частные оценки эффективности E_{ij}^{III} , где i – i -я подзадача III уровня; j – соответствующая задача II уровня.

Показатель, характеризующий степень выполнения каждой из задач II уровня, строится путем композиций частных оценок $\mathcal{E}_{ij}^{\text{III}}$, с учетом их вклада в общую эффективность выполнения задачи II уровня. В результате находится частная оценка эффективности

$$\mathcal{E}_j^{\text{II}} = \sum_{i=1}^n \rho_{ij} \mathcal{E}_{ij}^{\text{III}}. \quad (1)$$

Здесь n – количество показателей, характеризующих выполнение соответствующих подзадач III уровня; ρ_{ij} – весовой коэффициент частной оценки эффективности $\mathcal{E}_{ij}^{\text{III}}$.

И наконец, обобщенная оценка эффективности ГПСЧ строится путем композиции частных оценок эффективности $\mathcal{E}_j^{\text{II}}$ с соответствующими весовыми коэффициентами:

$$\mathcal{E} = \sum_{j=1}^m \rho_j \mathcal{E}_j^{\text{II}}. \quad (2)$$

Данный подход вполне оправдал себя при построении обобщенных оценок эффективности систем связи [2]. Применение такого подхода позволяет сравнивать различные ГПСЧ как в целом (т.е. с использованием обобщенной оценки эффективности (2)), так и по каждой функциональной задаче.

Рассмотрим более подробно возможные показатели, характеризующие степень выполнения тех или иных задач или подзадач.

Функциональная задача X_1^{II} (см. рис.1) разбивается на три подзадачи $X_1^{\text{III}}, X_2^{\text{III}}, X_3^{\text{III}}$. Здесь анализируются следующие количественные показатели:

- мощность (объем) N алфавита, порождаемого генератором;
- минимальная длина периода L_{min} формируемой последовательности;
- мощность (объем) M инициализационных значений (начальных приближений) генератора.

Представляется естественным использование обобщенных показателей, объединяющих исходные. По нашему мнению, целесообразно производить такие объединения:

1. Мощность N и длина периода L_{\min} представляются одним показателем — удельной мощностью формируемых ПСП

$$L_y = N/L_{\min} \quad (3)$$

Показатель L_y характеризует эффективность использования генератором порождаемого алфавита при формировании ПСП. Чем меньше L_y , тем эффективнее генератор.

2. По аналогии с (3) объединяются мощности N и M в удельную мощность инициализационного алфавита

$$M_y = N/M, \quad (4)$$

характеризующую эффективность использования порождаемого алфавита при инициализации генератора. Очевидно, что чем выше показатель, тем эффективнее ГПСЧ.

Решение функциональной задачи X_2^{II} может быть обеспечено при решении пяти ($X_4^{\text{III}} - X_8^{\text{III}}$) подзадач. Разработка показателей для них связана с рассмотрением вопросов статистической оценки тех или иных свойств ПСП.

Проверка статистической гипотезы о равномерности распределения генерируемых ПСЧ (подзадача X_4^{III}) осуществляется с использованием критериев Пирсона χ^2 , Колмогорова $D_n\sqrt{n}$ и Мизеса ω^2 [6].

Не вдаваясь в подробности эксперимента, приведем пример расчета частной оценки эффективности ГПСЧ, показывающей, насколько успешно генерируемые последовательности проходят известные тесты.

Исследовались две системы — аппаратный ГСЧ и программный ГПСЧ, реализованный по схеме LRR+gandom. В качестве параметров были определены следующие величины: $\alpha_{41}, \alpha_{42}, \alpha_{43}$ — проценты последовательностей, прошедших проверку по критериям Пирсона, Колмогорова и Мизеса соответственно; $\alpha_{44}, \alpha_{45}, \alpha_{46}$ — результаты проверок согласия эмпирических законов распределения случайных величин $\chi^2, D_n\sqrt{n}, \omega^2$ с соответствующими теоретическими распределениями. Все три проверки осуществлялись с использованием критерия Колмогорова.

В таблице сведены результаты тестирования генераторов. В ней $\alpha_i^{(1)}$ — параметры идеальной системы, т.е. максимально достижимые значения перечисленных выше параметров; $\alpha_i^{(2)}, \alpha_i^{(3)}$ — параметры аппаратного датчика и программного ГПСЧ;

$$\eta_i^{(k)} = \frac{\alpha_i^{(k)}}{\alpha_i^{(1)}} \text{ — нормированные значения параметров;}$$

$$\Delta\eta = \frac{1}{3} \sum_{k=1}^3 \left| \eta_i^{(k)} - \eta_i^{(1)} \right| \text{ — среднее значение разброса параметров;}$$

$$\rho_i = \frac{\Delta\eta}{\alpha_i^{(1)} + \alpha_i^{(2)} + \alpha_i^{(3)}} \text{ — значения весовых коэффициентов параметров.}$$

№ п/п	$\alpha_i^{(1)}$	$\alpha_i^{(2)}$	$\alpha_i^{(3)}$	α_{\max} (эталон)	$\eta_i^{(1)}$	$\eta_i^{(2)}$	$\eta_i^{(3)}$	$\Delta\eta$	ρ
1	100	90,7	90,7	100	1	0,907	0,902	0,064	0,0767
2	100	89,5	90,8	100	1	0,805	0,908	0,066	0,0789
3	100	93,3	94,5	100	1	0,933	0,945	0,041	0,4880
4	1	0,266	0,538	1	1	0,266	0,538	0,398	0,4790
5	1	0,905	0,514	1	1	0,905	0,511	0,194	0,2330
6	1	0,989	0,805	1	1	0,989	0,805	0,069	0,1740

Анализируя полученные данные (столбцы $\alpha_i^{(2)}$ и $\alpha_i^{(3)}$), трудно сразу определить лучший из генераторов. В одних тестах лучше зарекомендовал себя аппаратный датчик, в других — программный.

Расчет же частных показателей дал следующие результаты: $\gamma_1 = 0,998$ (идеальная система); $\gamma_2 = 0,695$ (аппаратный датчик); $\gamma_3 = 0,700$ (LPR+random).

Это означает, что оба датчика проходят тесты с «КПД» 69 и 70 %, т.е. они практически эквивалентны. Аналогичный подход реализуется и для других подзадач. Далее лишь перечислены используемые статистические критерии и предполагаемые показатели.

При проверке гипотезы о независимости генерируемых величин (подзадача X_5^{III}) используют критерий ранговой корреляции Спирмена ρ , коэффициент корреляции Пирсона r и критерий Пирсона χ^2 .

Целесообразно применять следующие показатели: α_{51} , α_{52} , α_{53} — проценты последовательностей, прошедших тесты Спирмена ρ , корреляции Пирсона r и тест Пирсона.

При проверке гипотезы об однородности распределения (подзадача X_6^{III}) используют критерии Пирсона χ^2 , Колмогорова $D_n\sqrt{n}$, Мизеса ω^2 [6]. В связи с этим анализируются показатели α_{61} , α_{62} , α_{63} — проценты последовательностей, прошедших тесты по критериям Пирсона, Колмогорова и Мизеса.

При проверке гипотезы о случайности генерируемых величин (подзадача X_7^{III}) употребляются показатели $\alpha_{71}, \alpha_{72}, \alpha_{73}, \alpha_{74}$ – проценты последовательностей, прошедших тесты серий, инверсий, покер-тест и энтропийный тест.

При проверке статистических характеристик генерируемых ПСП (подзадача X_8^{III}) вычисляются показатели $\alpha_{81}, \alpha_{82}, \alpha_{83}, \alpha_{84}$ – проценты последовательностей, прошедших тесты на математическое ожидание, дисперсию, тесты по корреляционным функциям и по коэффициенту корреляции Пирсона.

Рассмотрим функциональную задачу X_3^{II} , решение которой обусловлено решением подзадач $X_9^{III} - X_{12}^{III}$.

Здесь целесообразно анализировать такие показатели: 1) безопасное время t_6 ГПСЧ (подзадача X_9^{III}),

$$t_6 = P_d \frac{M_0}{3,154 \cdot 10^7 \gamma},$$

где P_d — допустимая вероятность решения задачи криптоанализа; M_0 — количество операций, необходимых для проведения вычислений; γ — быстродействие вычислительной системы, используемой криптоаналитиком; 2) линейную эквивалентную сложность формируемых ПСП (подзадача X_{10}^{III}); 3) степень сжатия ξ формируемых ПСП (подзадача X_{11}^{III}); 4) вероятность перекрытия (подзадача X_{12}^{III}), т.е. вероятность события, состоящего в том, что найдется любая пара выходных ПСП длиной r (сформированных из общего числа m), которые являются сегментами ПСП с периодом $l > r$ и отличаются друг от друга сдвигом на $r-1$ тактов.

Верхняя граница вероятности перекрытия

$$P_n \leq C_m^2 (r-1)/l.$$

Рассмотренные показатели после расчета объединяются в обобщенный показатель \mathcal{E}_3^{II} согласно выражению (1).

Обеспечение выполнения функциональной задачи X_4^{II} можно оценить с помощью общеизвестных методов, применяемых при проектировании средств вычислительной техники и разработке ПО [2; 6].

И наконец, имея все частные показатели эффективности \mathcal{E}_3^{II} , можно согласно выражению (2) вычислить обобщенную оценку эффективности ГПСЧ.

Для получения более объективной оценки эффективности необходимо обосновать и рассчитать весовые коэффициенты каждого показателя, отражающие вклад решения каждой подзадачи в общую оценку эффективности. Данные весовые коэффициенты могут быть

получены на основе методов экспертных оценок [7] и являются предметом дальнейших исследований.

Рассмотрим вопросы реализации процесса оценки эффективности функционирования ГПСЧ.

Последний, как и любая программная или техническая система, имеет свой жизненный цикл, который можно разбить на этапы проектирования, внедрения, эксплуатации и уничтожения (утилизации). Соответственно и весь процесс оценки и контроля эффективности функционирования ГПСЧ следует привязать к жизненному циклу генератора.

На этапе проектирования и внедрения ГПСЧ необходимо проводить глубокие и всеобъемлющие исследования эффективности функционирования ГПСЧ. На этом этапе характерно отсутствие жестких временных рамок при проведении проверок различных свойств и характеристик генератора. Важно получить как можно более полную и исчерпывающую информацию о функционировании ГПСЧ, которая нужна для принятия решения о возможности использования генератора в проектируемой системе ЗИ, а на этапе внедрения системы в целом позволяет выдать «сертификат качества» на генератор.

Данная задача может быть решена с помощью разработанного программно-технического комплекса (системы) тестирования, осуществляющего комплексную оценку эффективности генератора (комплексный контроль).

Целью комплексного контроля являются оценка эффективности функционирования ГПСЧ, исследование свойств ПСП и измерение всех ранее рассмотренных характеристик и показателей ГПСЧ с целью предоставить сертификат (разрешение), позволяющий использовать оцениваемый генератор в системе ЗИ.

На этапе эксплуатации системы ЗИ (и ГПСЧ как ее составляющей) необходимо осуществлять оперативный и текущий контроль за исправностью ГПСЧ. С этой целью в систему ЗИ встраиваются средства оперативного и текущего контроля эффективности функционирования ГПСЧ.

Цель оперативного контроля – оперативное (даже секундное) контролирование состояния системы генерации псевдослучайных векторов (параметров) и «качества» формируемых ПСП.

Оперативный контроль выполняется после каждого процесса формирования псевдослучайных (случайных) параметров и последовательностей, т.е. осуществляется тестирование формируемых ключей, вставок, параметров и т.п. Отсюда вытекает необходимость укладываться в жесткие временные рамки, поскольку проведение контроля не должно существенно снижать быстродействие системы ЗИ в целом (т.е. не должна снижаться эффективность функционирования системы).

ЗИ). В связи с этим подсистема оперативного контроля должна включать в себя средства быстрого статистического контроля (использование критерия серий) и различного рода заглушки (например, на ключи-близнецы, на запрещенные типы ключей). Таким образом, задача оперативного контроля — не допустить использования криптографически слабых, запрещенных параметров при шифровании, аутентификации, хешировании, наложении цифровой подписи и др.

Цель текущего контроля — оценка работоспособности системы генерации псевдослучайных векторов (параметров) и последовательности, а также своевременное выявление каких-либо нарушений в функционировании ГПСЧ. Текущий контроль выполняется ежедневно (еженедельно), например в начале рабочего дня или в другое специально отведенное время (в случае круглосуточного функционирования системы ЗИ). Он проводится с использованием более широкого набора средств, чем при оперативном контроле. В процессе текущего контроля производится тестирование ПСП, оценка свойств ПСП (проверки на независимость, случайность), снимаются технические контрольные параметры ГПСЧ (если ГПСЧ реализован аппаратно). Но, поскольку здесь тоже приходится учитывать временные рамки, контроль осуществляется не столь глубоко (например, оценка эффективности реализуется по меньшему количеству параметров, не применяются тесты, требующие значительных временных затрат).

На рис. 2 виды контроля расположены на временной оси в соответствии с этапами жизненного цикла генератора.

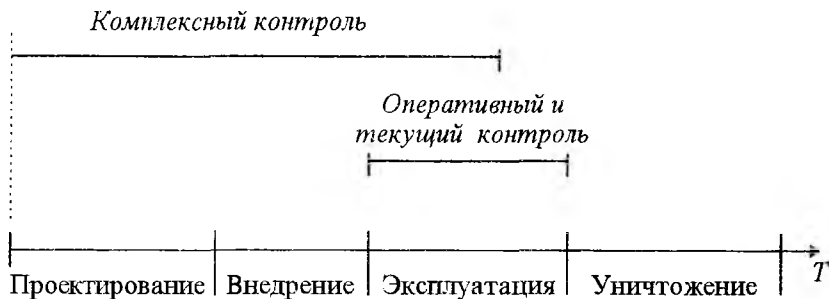


Рис. 2

Таким образом, генератор охватывается тремя видами контроля (рис 3).

Проведенные исследования позволили сформулировать следующие задачи, которые предстоит решить.

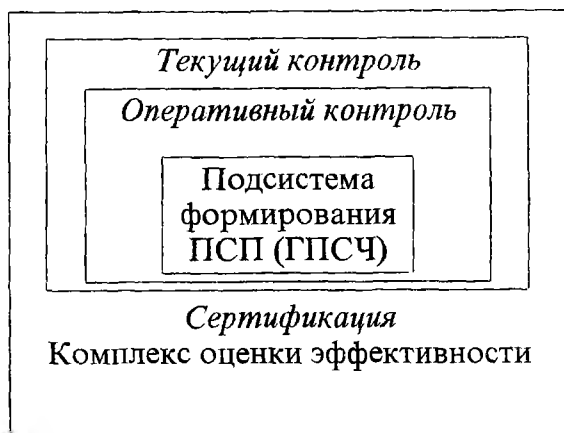


Рис. 3

1. Расчет весовых коэффициентов — как групп параметров, так и отдельных параметров. Данная задача может быть решена с использованием методов экспертного опроса.

2. Разработка методики сертификации ГПСЧ и программно-аппаратного комплекса сертификации.

3. Разработка параметров и характеристик ГПСЧ, используемых при расчетах общесистемных показателей.

Решение этих и других задач позволит получить объективную оценку эффективности функционирования ГПСЧ, что, в свою очередь, изменит подходы к оценке эффективности функционирования системы ЗИ в целом.

Список литературы: 1. Месси Дж. Л. Введение в современную криптологию // ТИИЭР. 1988. Т. 76, № 5. С. 24 – 42. 2. Окунев Ю.Б., Плотников В.Г. Принципы системного подхода к проектированию в технике связи. М.: Связь, 1976. 183 с. 3. Ritter T. The efficient generation of cryptographic confusion sequences // Cryptologic. 1991. Vol. XV, N 2. P. 81—139. 4. Guefle J.E. Computer implementation of random numbers generators // J. of computational and appl. mathematics. 1991. N 31. P. 119—125. 5. Потий А.В. Предложения по оценке эффективности функционирования генератора псевдослучайных чисел // Системы информационного взаимодействия. X., 1996. С. 76—83. 6. Большев Л.Н., Смирнов Н.В. Таблицы математической статистики. М.: Наука, 1965. 460 с. 7. Литвак Б.Г. Экспертная информация. Методы получения и анализа. М.: Радио и связь, 1982. 182 с.

Харьковский государственный университет

Поступила в редколлегию 19.06.97

Харьковский государственный технический университет радиозлектроники

МЕТОДЫ УСКОРЕНИЯ ПРОЦЕДУР ЦИФРОВОЙ ПОДПИСИ КЛАССА ЭЛЬ-ГАМАЛЯ

Одной из особенностей цифровых подписей класса Эль-Гамала является временная несимметрия — существенное различие временных затрат на формирование и проверку подписи. Несимметрия может представлять собой ограничение, которое необходимо учитывать при реализации подписей данного класса во многих практических приложениях. Поясним это на примере алгоритма ГОСТ Р 34.10 — 94.

Процедура формирования подписи сообщения включает в себя следующие этапы:

1. Вычислить $h(M)$ — значение хеш-функции h от сообщения M . Если $h(M) = 0$, то присвоить $h(M)$ значение $\underbrace{00\dots01}_{255}$.

2. Выработать целое число k , $0 < k < q$.

3. Вычислить два значения:

$$r := a^k \pmod{p}; r' = r \pmod{q}.$$

4. Если $r' = 0$, перейти к этапу 2 и выработать другое значение числа k .

5. С использованием секретного ключа x пользователя (отправителя сообщения) вычислить значение $s := (xr' + kh(M)) \pmod{q}$.

6. Если $s = 0$, перейти к этапу 2, в противном случае закончить работу алгоритма.

Подписью для сообщения M является вектор $\langle r' \rangle_{256} \parallel \langle s \rangle_{256}$.

Процедура проверки включает в себя следующие этапы:

1. Проверить условия $0 < s < q$; $0 < r' < q$.

Если хотя бы одно из этих условий не выполнено, то подпись считается недействительной.

2. Вычислить $h(M_1)$ — значение хеш-функции h от полученного сообщения M_1 . Если $h(M_1) \pmod{q} = 0$, присвоить $h(M_1)$ значение $\underbrace{00\dots01}_{255}$.

3. Вычислить значение

$$v := (h(M_1))^{q-2} \pmod{q}.$$

4. Вычислить значения

$$z_1 := sv \pmod{q}; z_2 := (q-r')v \pmod{q}.$$

5. Вычислить значение

$$u := (a^{z_1} y^{z_2} \pmod{p}) \pmod{q}.$$

6. Проверить условие : $r' = u$.

Обозначим через I_{p0} вычислительную сложность операции модульного возведения в степень $Z = X^Y \pmod{N}$, где длины X и N составляют 512 бит, а длина Y — 256 бит. Выразим через эту величину вычислительные сложности процедур формирования и проверки цифровой подписи. При этом будем учитывать только операции возведения в степень, поскольку вычислительная сложность остальных операций мала по сравнению с ними. Вычислительной сложностью операции возведения в степень на шаге 3 также можно пренебречь, поскольку она эквивалентна вычислению обратного элемента $h(M_1)^{-1} \pmod{q}$. В результате получим, что вычислительная сложность формирования подписи составляет

$$I_{\text{фп}} \approx I_{p0}, \quad (1)$$

а вычислительная сложность проверки подписи

$$I_{\text{пп}} \approx 2I_{p0}, \quad (2)$$

поскольку на шаге 5 выполняются два возведения в степень.

Из выражений (1) и (2) следует, что алгоритм обладает несимметрией: время проверки подписи приблизительно в 2 раза больше времени ее формирования.

Уменьшения несимметрии можно добиться за счет разработки специальных алгоритмов вычисления выражения вида

$$Z = X_1^{Y_1} X_2^{Y_2} \pmod{N}, \quad (3)$$

которое встречается на шаге 5 процедуры проверки подписи.

Рассмотрим два алгоритма — модификации бинарного [1] и блочного [2] алгоритмов возведения в степень. Они выполняют вычисление произведения общего вида:

$$Z = \prod_{i=1}^k X_i^{Y_i} \pmod{N}. \quad (4)$$

При описании алгоритмов используем следующие обозначения: X, Y, \dots (большие буквы) — числа многократной точности; x, y, \dots (маленькие буквы) — числа однократной точности; b — длина машинного слова в битах; $B = 2^b$ — количество чисел, представимых с однократной точностью; $L(X)$ — длина числа X в битах, т.е. $2^{L(X)-1} \leq X < 2^{L(X)}$; $l(X)$ — длина числа X в словах, т.е. $B^{l(X)-1} \leq X < B^{l(X)}$.

Нумерация бит в числах производится от старших разрядов к младшим, начиная с 1.

Алгоритм 1 (параллельный бинарный). Исходные данные: числа $X_i, Y_i, N; N \neq 0; X_i < N; i = \overline{1, k}$.

Результат: число $Z = \prod_{i=1}^k X_i^{Y_i} \bmod N, l(Z) = l(N)$.

1. Вычислить значения $m := \max L(Y_i); Z := 1$.
2. Дополнить все Y_i слева нулями до длины m бит.
3. Для j , принимающего значения от 1 до m , выполнить шаги 4—7.
4. Вычислить значение $Z := Z^2 \bmod N$.
5. Для i , принимающего значения от 1 до k , выполнить шаг 6.
6. Если j -й бит Y_i равен 1, то вычислить $Z := Z \cdot X_i \bmod N$.
7. Закончить работу алгоритма.

При оценке вычислительной сложности данного алгоритма будем учитывать только наиболее трудоемкие операции — возведение в квадрат на шаге 4 и умножение на шаге 6. Шаг 4 всегда выполняется m раз, а количество умножений на шаге 6 совпадает с количеством единичных бит в показателях Y_i .

Получим приближенную оценку вычислительной сложности алгоритма 1:

$$I_{\text{pow}1}(l(N), m, k) = m I_{\text{sq}r}(l(N)) + \sum_{i=1}^k d_i I_{\text{mm}}(l(N)), \quad (5)$$

где $m = \max L(Y_i); I_{\text{sq}r}(l)$ — вычислительная сложность модульного возведения в квадрат при длине модуля l блоков; d_i — количество единичных бит в показателе степени Y_i ; $I_{\text{mm}}(l)$ — вычислительная сложность модульного умножения двух чисел при длине модуля l блоков.

Сравним алгоритм 1 с обычным бинарным алгоритмом, вычислительная сложность которого составляет [1]:

$$I_b(l(N), L(Y)) = L(Y) I_{\text{sq}r}(l(N)) + d I_{\text{mm}}(l(N)).$$

Оценим выигрыш от использования алгоритма 1 при вычислении выражения (4):

$$\begin{aligned} \Delta I &= \sum_{i=1}^k I_b(l(N), L(Y_i)) - I_{\text{pow}1}(l(N), m, k) = \\ &= \left(\sum_{i=1}^k L(Y_i) - m \right) I_{\text{sq}r}(l(N)). \end{aligned} \quad (6)$$

Выражение (6) приобретает наиболее простой вид при равных длинах Y_i :

$$\Delta I = m(k-1) I_{msqr}(l(N)).$$

Алгоритм 2 (параллельный блочный). В блочном алгоритме для уменьшения вычислительной сложности используется разбиение показателей степени Y_i на блоки. Блоком называется:

- последовательность нулевых бит любой длины;
- последовательность, начинающаяся и оканчивающаяся на единичный бит, если ее длина не превышает некоторой константы d_{\max} .

В тексте алгоритма используем следующие обозначения: **getblock**(Y_i, j) — операция выделения очередного блока из Y_i , начиная с j -го бита; **end**(C_i) — номер бита в показателе Y_i , на котором заканчивается блок C_i .

Исходные данные: числа $X_i, Y_i, N; N \neq 0; X_i < N; i = \overline{1, k}$.

Результат: число $Z = \prod_{i=1}^k X_i^{Y_i} \bmod N, l(Z) = l(N)$.

В алгоритме используется вспомогательная таблица $T[2^{d_{\max}}, k]$.

1. Вычислить значения

$$m := (\max L(Y_i)) - 1; Z := 1.$$

2. Дополнить все Y_i слева нулями до длины m бит.

3. Заполнить таблицу T для $i = \overline{1, k}; j = \overline{1, 2^{d_{\max}} - 1}$:

$$T[j, i] := 0, \text{ если } j - \text{четное};$$

$$T[j, i] := X_i^j \bmod N, \text{ если } j - \text{нечетное}.$$

4. Выделить блоки: $C_i := \text{getblock}(Y_i, 1), i = \overline{1, k}$.

5. Для j , принимающего значения от 1 до m , выполнить шаги 6 — 7.

6. Вычислить значение $Z := Z^2 \bmod N$.

7. Для i , принимающего значения от 1 до k , выполнить шаги 8 — 9.

8. Если $j = \text{end}(C_i)$ и $C_i \neq 0$, то вычислить значение $Z := Z T[C_i, j] \bmod N$.

9. Если $j = \text{end}(C_i)$, то вычислить $C_i := \text{getblock}(Y_i, j+1)$.

10. Закончить работу алгоритма.

Алгоритм выполнения операции $C_i = \text{getblock}(Y_i, m)$.

1. Если m -й бит Y_i равен нулю, то:

1.1. Определить n — номер первого единичного бита, стоящего справа от m -го бита.

1.2. $C_i := 0$.

1.3. $\text{end}(C_i) := n-1$.

2. Если m -й бит Y_i равен единице, то:

2.1. Выделить из Y_i последовательность бит w , начиная с m -го бита, обладающую такими свойствами: 1) w оканчивается на 1; 2) $l(w) \leq d_{\max}$; 3) для всех возможных последовательностей, удовлетворяющих свойствам 1 и 2, длина w максимальна.

2.2. $C_i := w$.

2.3. $\text{end}(C_i) := m + l(w) - 1$.

Оценку вычислительной сложности алгоритма 2 проведем с учетом только наиболее трудоемких операций (табл. 1).

Т а б л и ц а 1

№ шага	Операция	Количество повторений
3	Умножение	$k \left(2^{d_{\max}-1} \right)$
6	Возведение в квадрат	m
8	Умножение	$\sum_{i=1}^k \mu(Y_i)$

Через $\mu(Y_i)$ обозначено количество ненулевых блоков в показателе Y_i .

Таким образом, вычислительная сложность алгоритма 2 составляет:

$$I_{\text{проект}}(l(N), m, k) = m I_{\text{мсqr}}(l(N)) + \left(k \left(2^{d_{\max}-1} \right) + \sum_{i=1}^k \mu(Y_i) \right) I_{\text{мм}}(l(N)). \quad (7)$$

По сравнению с обычным блочным алгоритмом с вычислительной сложностью [2]

$$I_b(l(N), L(Y)) = L(Y) I_{\text{мсqr}}(l(N)) + \left(2^{d_{\max}-1} + \mu(Y) \right) I_{\text{мм}}(l(N))$$

алгоритм 2 дает выигрыш

$$\begin{aligned} \Delta I &= \sum_{i=1}^k I_{bl}(l(N), L(Y_i)) - I_{\text{проект}}(l(N), m, k) = \\ &= \left(\sum_{i=1}^k L(Y_i) - m \right) I_{\text{мсqr}}(l(N)). \end{aligned}$$

Сравнив (5) и (7), определим выигрыш алгоритма 2 сравнительно с алгоритмом 1:

$$\Delta I_{12} = I_{\text{прог1}}(l(N), m, k) - I_{\text{прог2}}(l(N), m, k) = \left(\sum_{i=1}^k (d_i - \mu(Y_i)) - 2^{d_{\text{max}} - 1} \right) I_{\text{mm}}(l(N)).$$

Изложенные алгоритмы были реализованы программно для 32-разрядной ПЭВМ Пентиум-100. Для модульного умножения и возведения в квадрат использовалась арифметика Монтгомери. В табл. 2 представлены результаты экспериментальной оценки вычислительной сложности алгоритмов при формировании и проверке цифровой подписи по ГОСТ Р 34.10 — 94. Для сравнения приведено время выполнения обычного блочного алгоритма.

Т а б л и ц а 2

Алгоритм	Время, с			Несимметрия
	формирования подписи	проверки подписи	суммарное	
<i>Разрядность 512 бит</i>				
1	0,041	0,070	0,111	1,70
2	0,041	0,052	0,093	1,27
Блочный	0,041	0,082	0,123	2,00
<i>Разрядность 1024 бита</i>				
1	0,29	0,52	0,81	1,79
2	0,29	0,35	0,64	1,21
Блочный	0,29	0,58	0,87	2,00

Таким образом, при практической реализации параллельных алгоритмов возведения в степень удалось достигнуть значительного уменьшения временной несимметрии и ускорения процедуры проверки цифровой подписи на 30 %.

Список литературы: 1. Кнут Д. Искусство программирования для ЭВМ: В 3 т.: Пер. с англ. М.: Мир, 1977. Т. 2: Получисленные алгоритмы. 387 с. 2. Горбенко И.Д., Качко Е.Г., Свиричев А.В. Повышение быстродействия алгоритмов арифметики многократной точности // Безопасность информ. 1997. № 1. С. 15—20.

Харьковский государственный технический университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 26.06.97

НЕПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ АЛГОРИТМ УПРАВЛЕНИЯ ОБЪЕМОМ ПАМЯТИ В ЗАДАЧЕ АДАПТИВНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ*

Рассмотрим дискретно-временную динамическую систему, описываемую в форме векторно-разностных уравнений

$$x(t+1) = A(t)x(t); \quad (1)$$

$$z(t) = C(t)x(t) + v(t). \quad (2)$$

Здесь $x(t+1)$ — $(n \times 1)$ -вектор состояний; $A(t)$ — $(n \times n)$ -передаточная матрица состояний; $z(t)$ — $(r \times 1)$ -вектор измерений; $C(t)$ — $(r \times n)$ -матрица измерений; $v(t)$ — $(r \times 1)$ -вектор шума.

Предполагается, что $v(t)$ — белое шумное последовательность с нулевым математическим ожиданием и ковариациями $E\{v(t)v^T(s)\} = R(t)\delta(t, s)$, где $R(t)$ — положительно определенная матрица.

Проблема адаптивной фильтрации заключается в том, чтобы по ходу процесса определять вектор состояний объекта $x(t)$, основываясь на множестве наблюдений $Z^t = \{z(1), z(2), \dots, z(t)\}$. Оптимальным фильтром для описанного класса объектов является фильтр Калмана. Но известно, что потеря качества линейного оптимального фильтра может возникнуть из-за слишком большого веса прошлых наблюдений [1]. Причина этого состоит в том, что каждое измерение содержит гораздо больше нежелательного шума наблюдений, чем информация об управляющем шуме. Следовательно, ситуация, в которой управляющий шум слабо сравним с шумом наблюдений — так, что им можно пренебречь, приводит к потере качества оптимального фильтра и возможной потере устойчивости. Способ борьбы с подобными недостатками заключается в ограничении коэффициента усиления фильтра, чтобы избежать “нечувствительности” к новым наблюдениям. Однако, чем длиннее процесс накопления информации, предшествующей изменениям в объекте, тем сильнее влияние возмущения — как по

* Эта работа выполнена при частичной поддержке Международного фонда Сороса (ISSEF), гранты № PSU061018, PSU071075.

уровню ошибок, так и по длительности переходного процесса [2; 3]. Следовательно, на практике целесообразно учитывать эффект старения информации в зависимости от соответствия оценок наблюдениям. В этом случае необходимо разработать процедуру настройки объема памяти алгоритма фильтрации. Иными словами, надо ввести дополнительно к процедуре фильтрации процедуру управления памятью, которая образует второй уровень алгоритма фильтрации.

Для вывода итеративного фильтра с взвешенным накоплением информации включим в рассмотрение критерий вида

$$J_{t,\alpha}(x(t)) = \sum_{i=1}^t (z(i) - C(i)\kappa(i,t)x(t))^T R^{-1}(t)(z(i) - C(i)\kappa(i,t)x(t))\beta(i,t); \quad (3)$$

где $\beta(i,t) = \prod_{k=1}^{t-1} \alpha^{-1}(k)$ — параметр, определяющий вес текущего наблюдения. Причем $\beta(t,t) = 1$, $\alpha(k) \geq 1$; $k(i,t) = (A(t-1)\dots A(i+1)A(i))^{-1} = A^{-1}(i)A^{-1}(i+1)\dots A^{-1}(t-1)$.

Оценку $\hat{x}(t+1/t+1)$ будем искать в виде

$$\hat{x}(t+1/t+1) = A(t)\hat{x}(t/t) + \Delta x. \quad (4)$$

Для этого найдем выражение для Δx . Разложим (3) в ряд Тейлора с погрешностью до второго члена в точке $A(t)\hat{x}(t/t)$, далее продифференцируем полученное выражение по Δx и приравняем градиент к нулю [4]. В результате запишем следующее выражение для Δx :

$$\begin{aligned} \Delta x = & (0,5(A^T(t))^{-1} \nabla_x^2 J_{t,\alpha}(\hat{x}(t/t)A^{-1}(t)\alpha^{-1}(t) + C^T(t+1) \times \\ & \times R^{-1}(t+1)C(t+1))^{-1} C^T(t+1)R^{-1}(t+1)(z(t+1) - \\ & - C(t+1)A(t)\hat{x}(t/t)). \end{aligned} \quad (5)$$

Далее, подставляя (5) в (4) и используя тот факт, что $R(t+1) = R(t)\alpha(t)$, благодаря которому производится регулирование весов соответствующих членов в выражении для $J_{t+1,\alpha}(x(t+1))$, получаем фильгр со взвешенным накоплением информации:

$$\hat{x}(t+1/t+1) = A(t)\hat{x}(t/t) + K(t)(z(t+1) - C(t+1)A(t)\hat{x}(t/t)); \quad (6)$$

$$\begin{aligned} K(t) = & \alpha(t)A(t)P(t)A^T(t)C^T(t+1)(\alpha(t)C(t+1)A(t)P(t)A^T(t) \times \\ & \times C^T(t+1) + R(t))^{-1}; \end{aligned} \quad (7)$$

$$P(t+1) = \alpha(t)A(t)P(t)A^T(t) - K(t)C(t+1)A(t)P(t)A^T(t); \quad (8)$$

Процедура настройки параметра дисконтирования устаревшей информации $\alpha(t)$, характеризующего длину памяти фильтра, основывается на следующих соображениях. Неточность задания параметров математической модели для систематической составляющей наблюдений приводит к смещению оценок вектора состояний, а следовательно, к смещению $\hat{z}(t)$. Последнее отображается в знаках соответствующих компонент обновляющей последовательности $\tilde{z}(t) = z(t) - \hat{z}(t) = z(t) - C(t)A(t-1)\hat{x}(t-1/t-1)$, которые не меняются, если соответствующий параметр принимает не точное значение, и не определены, если параметр задан точно. Алгоритм управления параметром дисконтирования устаревшей информации разрабатывается с использованием того факта, что при наличии неточностей в задании математической модели для систематической составляющей наблюдений меняется условная плотность распределения вероятности $p(x(t)/z_0^t)$. Описанное явление показывает тесную связь между задачами определения глубины памяти алгоритма фильтрации и установления идентичности распределений двух случайных последовательностей, где одна из них — это реальная последовательность наблюдений $z(t)$, а другая — последовательность оценок $\hat{z}(t) = C(t)A(t-1)\hat{x}(t-1/t-1)$.

Для решения задачи идентичности распределений двух случайных последовательностей удобно использовать модификацию непараметрического критерия Манна — Уитни [5]. Критическую область модификации критерия Манна — Уитни можно выразить следующим образом:

$$\left\{ \sum_{i=t-s_2+1}^t \text{sgn}(z(i) - C(i)A(i-1)\hat{x}(i-1/i-1)) \geq \delta_2 \right\}, \quad (10)$$

где s_2 — ширина проверочного окна; δ_2 — некоторый $(r \times 1)$ -вектор допустимых порогов.

Тогда алгоритм управления параметром сглаживания $\alpha(t)$ будет иметь следующий вид. Процедура начинается с присвоения $\alpha(0)$ значения 1. Далее в процессе фильтрации возможно возникновение следующих ситуаций:

1. Имеет место соотношение

$$\sum_{i=t-s_2+1}^t \text{sgn}(z(i) - C(i)A(i-1)\hat{x}(i-1/i-1)) \leq \delta_2.$$

Это означает, что ни по одной компоненте вектора наблюдений не происходит увеличения погрешности, а параметры математической модели систематической составляющей наблюдений заданы верно. Кроме того, верно предполагаемое значение апостериорной плотности вероятности $p(x(t) / z_0^t)$. Следовательно, необходимо улучшать фильтрующие свойства алгоритма, для чего надо уменьшить параметр дисконтирования устаревшей информации, что приведет к увеличению глубины памяти, т.е. $\alpha(t+1) = \alpha(t) - \Delta\alpha$, где $\Delta\alpha$ — постоянное число, $\Delta\alpha \geq 0$.

2. Справедливо соотношение

$$\sum_{i=t-s_z+1}^t \operatorname{sgn}(z(i) - C(i)A(i-1)\hat{x}(i-1/i-1)) > \delta_z,$$

что свидетельствует об увеличении погрешности по одной или нескольким компонентам вектора наблюдений и о том, что параметры математической модели систематической составляющей наблюдений заданы неверно. Не является верным и предполагаемое значение апостериорной плотности вероятности $p(x(t) / z_0^t)$. Следовательно, необходимо улучшать следящие свойства алгоритма фильтрации, для чего надо увеличить параметр дисконтирования устаревшей информации, что приведет к уменьшению глубины памяти, т.е. $\alpha(t+1) = \alpha(t) + \Delta\alpha$.

Очевидно, что предложенный алгоритм управления параметром $\alpha(t)$ представляет собой процедуру второго уровня двухуровневой схемы решения задачи фильтрации, где управление параметром $\alpha(t)$ производится с учетом информации об ошибках по всем компонентам вектора наблюдений, по которым может быть установлено свое пороговое значение. Моделирование предложенного алгоритма на модельных данных подтвердило его эффективность при решении практических задач. Установлено, что в ряде случаев, используя процедуру регулирования объема памяти, можно защитить фильтр от расходимости. Однако следует отметить, что выбор значений вектора порогов δ_z связан с некоторым субъективизмом.

Список литературы: 1. Сейдж Э., Мелс Дж. Теория оценивания и ее приложения в связи и управлении: Пер. с англ. М.: Связь, 1976. 496 с. 2. Михеев А.П., Шильман С.В. Итеративная фильтрация с регулируемым взвешенным накоплением информации // Динамические системы: управление, адаптация и оптимизация. Горький, 1983. С. 94—106. 3. Шильман С.В. Итеративное линейное оценивание с регулируемым объемом предьстории // Автоматика и телемеханика. 1983. № 5. С. 93—98. 4. Поляк Б.Т. Введение в оптимизацию. М.: Наука, 1983. 428 с. 5. Деброй Л., Дьерфи Л. Непараметрическое оценивание плотности: Пер. с англ. М.: Мир, 1988. 258 с.

Харьковский государственный технический университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 11.04.97

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭНТРОПИИ КОЛМОГОРОВА ДЛЯ ОЦЕНКИ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ТОЧНОСТИ ПРОГНОЗА ХАОТИЧЕСКИХ ДРОЖАНИЙ ИЗОБРАЖЕНИЯ ЗВЕЗДЫ, НАБЛЮДАЕМОЙ ЧЕРЕЗ ТУРБУЛЕНТНУЮ АТМОСФЕРУ

Прогнозирование эволюции хаотических динамических систем представляет собой важную задачу, нуждающуюся в теоретическом и практическом решении. Один из аспектов этой задачи заключается в необходимости разработать критерий выбора наилучшего метода прогнозирования, что, в свою очередь, требует разработки методики оценки потенциальной точности прогноза эволюции хаотической динамической системы.

Известно [1], что хаотические динамические системы обладают свойством экспоненциально быстро разводить первоначально близкие траектории в ограниченной области фазового пространства. Экспоненциальное разбегание траекторий, которое базируется на присущем рассматриваемому классу динамических систем свойстве перемешивания, может быть выражено формулой локальной неустойчивости [2]

$$D(t) = D(0) \exp\{h_0 t\}. \quad (1)$$

Здесь $D(t)$ — расстояние между двумя точками в фазовом пространстве, принадлежащими разным траекториям, в момент времени t ; h_0 — инкремент неустойчивости.

Свойство перемешивания состоит в том, что сколь угодно малый начальный элемент фазового объема $\Delta\Gamma_0$ растягивается вдоль одних направлений, сжимается по другим и в виде сильно деформированного образования заполняет некоторую часть исходного фазового пространства. В теории детерминированного хаоса такое образование получило название странного аттрактора [3].

Введем величину ε , имеющую размерность фазового объема, и представим структурную сетку начального элемента фазового объема $\Delta\Gamma_0$ с погрешностью до ε . Это значит, что внутри объема $\Delta\Gamma_0$ все траектории, принадлежащие странному аттрактору, представляются как одна. Тогда согласно (1) можно записать:

$$\Delta\Gamma(t) = \Delta\Gamma_0 \exp\{ht\}, \quad (2)$$

где $\Delta\Gamma_0$ — начальный элемент фазового объема в предположении представления $\Delta\Gamma_0 = \varepsilon$; $h = \langle h_0 \rangle$ — энтропия Колмогорова, равная инкременту локальной неустойчивости h_0 , усредненному по всем направлениям и всему фазовому объему [4].

Воспользуемся свойством энтропии Колмогорова, заключающимся в том, что энтропия h , инкремент локальной неустойчивости h_0 и обратное время расщепления временных корреляций $1/\tau_{cor}$ являются величинами одного порядка:

$$h \sim h_0 \sim 1/\tau_{cor}. \quad (3)$$

Принципиальное значение соотношений (2) и (3) состоит в том, что они выражают посредством энтропии Колмогорова связь между статистическими свойствами системы $1/\tau_{cor}$ и ее динамической характеристикой h_0 . Иными словами, можно не только узнать время детерминированного, а значит, и предсказуемого поведения системы, но и получить принципиальную возможность оценить потенциальную точность предсказания на время $t_{pred} \leq \tau_{cor}$.

В случае применения метода псевдофазового пространства (ПФП) [5] для реконструкции странного аттрактора при условии равноточности определения координат начальной точки траектории объем $\Delta\Gamma_0$ равен объему m -мерной сферы [6]:

$$\Delta\Gamma_0 = \frac{1}{\Gamma(m/2+1)} \sqrt{\pi^m} \sigma_0^m. \quad (4)$$

Здесь $\Gamma(\cdot)$ — гамма-функция; σ_0 — СКО определения координаты начальной точки траектории; m — размерность ПФП, в котором существует странный аттрактор данной динамической системы.

Используя формулу (4) для выражения объема $\Delta\Gamma(t)$, запишем (2) в виде

$$\sigma_{pred} = \sigma_0^m \sqrt{\exp\{ht_{pred}\}}. \quad (5)$$

Таким образом, соотношение (5) позволяет, зная размерность ПФП m и энтропию Колмогорова h для данной хаотической динамической системы, при известной точности начальных условий, характеризующей величиной σ_0 , находить минимально возможное значение СКО определения координаты прогнозируемой точки траектории, с которым может быть выполнен на время t_{pred} прогноз эволюции этой системы. Тогда критерий выбора наилучшего метода прогнозирования

$$I = \arg \min \left\{ \left(\sigma_{pred} - \sigma_i \right), \quad i = 1, \dots, p \right\},$$

где σ_i — СКО определения i -м методом координаты прогнозируемой точки траектории.

Рассмотрим результаты применения предложенного критерия и разработанной на его основе методики выбора метода прогнозирования эволюции хаотических динамических систем на примере составления прогноза дрожаний изображения звезды, наблюдаемой через турбулентную атмосферу.

Анализ характеристик процесса дрожаний показал, что они удовлетворяют критериям [5] режима детерминированного хаоса.

В ситуации, когда наибольший вклад в нестабильность изображения вносит его дрожание [7], полезна процедура реконструкции аттрактора [8; 9], которая позволяет оценить размерность динамической системы, имея лишь зависимость от времени координаты центра тяжести распределения интенсивности в изображении звезды, наблюдаемой в плоскости изображения оптического средства:

$$x_0 = f(t). \quad (6)$$

При использовании метода ПФП, который позволяет реконструировать участок фазовой траектории, принадлежащий аттрактору, имеющему те же топологические особенности, что и реальный аттрактор, задача прогнозирования положения изображения звезды сводится к задаче экстраполяции функции $\varphi(t)$, заданной конечным множеством своих значений:

$$\left\{ \varphi\left(\bar{y}_j^{(m)}\right), \quad j = 1, \dots, k \right\}.$$

Здесь $\bar{y}_j^{(m)}$ — точки ПФП размерности m , определенной по результатам реконструкции аттрактора. Согласно методу ПФП координата

x_{i+m-1} экстраполированной точки $\bar{y}_{k+1}^{(m)}$ является значением координаты x положения несмещенного изображения звезды.

Проанализируем полученные результаты проверки правильности предложенного подхода применительно к решению задачи повышения точности измерения координат звезды, наблюдаемой в условиях турбулентной атмосферы. В качестве исходной информации была взята видеозапись изображения звезды Арктур (α Волопаса), выполненная 24 июля 1994 г. на телескопе Цейсс-1000 (г. Симеиз) сотрудниками Астрономической обсерватории Харьковского государственного университета. По результатам цифровой обработки видеозаписи составлен нормированный по максимальному члену временной ряд $\{x(i\tau)\}$, $i = 1, \dots, 3191$, $\tau = 40$ мс. СКО определения амплитуды дрожаний изображения

$$\sigma_0 = 0,143 A_{\max},$$

где A_{\max} — значение максимальной амплитуды дрожания.

Полученное в результате проведения исследований значение размерности ПФП $m = 26$. Оценка снизу энтропии Колмогорова методом, предложенным в работе [10], составила $h = 0,5$. Следовательно, выражение (5) принимает вид

$$\sigma_{pred} = 0,143 \sqrt[26]{\exp\{0,5t_{pred}\}}.$$

Экстраполяцию проводили предложенным в [11] методом линейной интерполяции. Отметим, что он обладает приемлемой точностью при условии, что время прогноза τ_{pred} не превышает времени корреляции τ_{cor} временного ряда $\{x_i\}$. Поэтому при расчетах было выбрано $\tau_{pred} = 0,025\tau_{cor}$. По результатам вычислений значение СКО экстраполированной координаты оценено как $\sigma_{extr} = 1,7$, а $\sigma_{pred} \approx 0,143$. Для сравнения укажем, что СКО определения экстраполированной координаты методом линейного интерполирования непосредственно по временному ряду $\{x(i\tau)\}$, $i = 1, \dots, 3191$, $\tau = 40$ мс имеет значение $\sigma = 2,1$. Очевидно, что согласно предложенному критерию предпочтительным является метод линейной интерполяции в псевдофазовом пространстве [11].

Таким образом, предложены критерий и методика выбора метода прогнозирования эволюции хаотических динамических систем. На примере прогноза эволюции динамической системы дрожаний изображения звезды, наблюдаемой в условиях турбулентной атмосферы, показана целесообразность использования данного критерия и методики оценки потенциальной точности прогноза эволюции хаотических динамических систем для выбора наилучшего метода прогнозирования.

Список литературы: 1. *Неймарк Ю.И., Ланда П.С.* Стохастические и хаотические колебания. М.: Наука, 1987. 424 с. 2. *Заславский Г.М.* Стохастичность динамических систем. М.: Наука, 1984. 271 с. 3. *Рюэль Д., Такенс Ф.* О природе турбулентности // Странные аттракторы: Сб. ст.: Пер. с англ. М.: Мир, 1981. С. 117—151. 4. *Колмогоров А.Н.* Новый метрический инвариант транзитивных динамических систем и автоморфизмов пространств Лебега // Докл. АН СССР. 1958. Т. 119. С. 861—864. 5. *Мун Ф.* Хаотические колебания: Вводный курс для науч. работников и инж.: Пер. с англ. М.: Мир, 1990. 312 с. 6. *Градиштейн И.С., Рыжик И.М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Физматгиз, 1963. 1100 с. 7. *Колчинский И.Г.* Автокорреляционные функции дрожания изображений звезд и их применение для оценки погрешности астрономических наблюдений // Астрометрия и астрофизика. 1973. № 20. С. 19 — 39. 8. *Geometry from a time series* / N.H.Packard, J.P. Crutchfield, J.D. Farmer, R.S. Show // Phys. rev. letters. 1980. V. 45, N 9. P. 712—715. 9. *Takens F.* Detekting strange attraktor in turbulence // Dynamical systems and turbulence: Lecture notes in mathematics. Berlin: Springer, 1981. V. 898. P. 366—381. 10. *Grassberger P., Procaccia I.* Estimation of the Kolmogorov entropy from a chaotic signal // Phys. rev. A. 1983. V. 28, N 4. P. 2591—2593. 11. *Linsay P.S.* An efficient method of forecasting chaotic timeseries using liner interpolation // Phys. letters. A. 1991. V. 153, N 7. P. 353—356.

Харьковский военный
университет

Поступила в редколлегию 09.07.97

*О.С. ШОСТКО, И.С. ШОСТКО, канд. техн. наук,
Ю.Ф. ЛОНИН, канд. физ.-мат. наук,
В.И. ЧУМАКОВ, канд. физ.-мат. наук,
С.Н. ШОСТКО, д-р техн. наук,
Н.Н. ГОРОБЕЦ, д-р физ.-мат. наук, Л.Л. ДУБРОВСКАЯ*

ЭФФЕКТЫ БАКТЕРИЦИДНОГО ДЕЙСТВИЯ ИМПУЛЬСНОГО УФ-ИЗЛУЧЕНИЯ БОЛЬШОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

Исследования фотохимического действия УФ-излучения ведутся давно, и результаты их широко применяются в технике, медицине, биологии, в сельском хозяйстве и пищевой промышленности [1; 2]. Необходимым условием развития таких работ является создание широкого класса источников УФ-излучения, среди которых в настоящее время наиболее распространены ртутные лампы, где разряд на парах ртути дает в ультрафиолетовой области спектра наибольшее количество линий. Следует отметить, что данные приборы имеют линейчатый и узкий спектр и обеспечивают относительно невысокую интенсивность излучения. Исследования по созданию и использованию импульсных вакуумных источников УФ-излучения большой мощности описаны в работе [3]. Однако наличие в этих источниках вакуумной колбы не позволяет обеспечить прохождение коротковолновой (с длиной волны менее 240 нм) части спектра бактерицидного излучения.

В этой связи были рассмотрены возможности построения и использования для стерилизации более широкополосных источников мощного импульсного УФ-излучения на основе плазменных разрядов в атмосфере. В качестве источника УФ-излучения использовался "плазменный фокус", образующийся на торце коаксиального плазменного ускорителя эрозионного типа при разряде в атмосфере. Схема экспериментальной установки для изучения влияния УФ-излучения большой мощности на микробиологические объекты показана на рис. 1. Магнитоплазменный компрессор (МПК) представляет собой коаксиальный плазменный ускоритель. Центральный электрод 1 диаметром 10 мм и наружный электрод 2 диаметром 40 мм выполнены из нержавеющей стали. Материалом для эродируемой диэлектрической вставки 3 послужил фторопласт-4 ($-C_2F_4-$).

Источником энергии МПК был емкостный накопитель ($C = 600$ мкФ). Ускоряющее напряжение U_n на емкости можно было изменять в диапазоне 2,5...4 кВ, что позволяло варьировать запасенную энергию W_n в пределах 1,8...4,8 кДж. Силы токов разряда при этом составляли

$I_p = 100 \dots 250$ кА, длительность полупериода разрядного тока $T_{1/2} = 40$ мкс. Разрядные токи измерялись поясом Роговского (ПР).

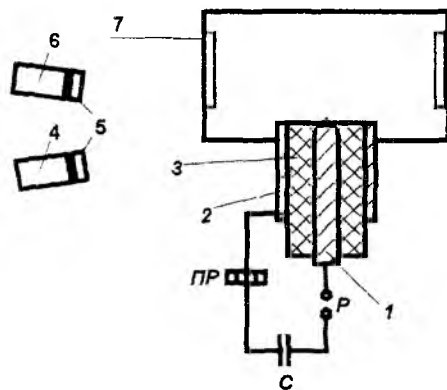


Рис. 1

Основные эксперименты по определению оптических свойств импульсного источника УФ-излучения и воздействия последнего на микробиологические объекты проводилось при запасенной энергии $1,8 \dots 2,7$ кДж ($U_n = 2,5 \dots 3$ кВ).

Распределение энергии и мощности в УФ-, видимом диапазоне и ИК-диапазоне спектра оценивалось с помощью электровакуумного фотозлемента 4 типа Ф-29 ($0,12 < \lambda < 0,3$ мкм) и измерителя энергии оптического излучения 6 типа ИМО-2 ($0,3 < \lambda < 10$ мкм) с оптическими фильтрами 5. Оценка температуры плазмы осуществлялась по отношению энергий в полосах $0,12 \dots 0,3$ мкм и $0,28 \dots 0,3$ мкм, рассчитанных по показаниям Ф-29 с фильтром УФС-2 и без него.

Из-за отсутствия измерителя энергии УФ-излучения оценка энергии в полосе бактерицидного излучения проводилась путем пересчета результатов измерения энергии ИМО-2 в полосе $0,3 \dots 10$ мкм по планковским кривым с учетом ранее определенной яркостной температуры T_a в предположении, что плазма МПК ведет себя как абсолютно черное тело. Рассчитанная температура плазмы $T_a \approx 10000$ К. Энергия УФ-излучения в полосе $0,12 \dots 0,3$ мкм составила $100 \dots 150$ Дж, мощность УФ-излучения – $2,5 \dots 3,5$ МВт.

Чтобы исследовать бактерицидное действие импульсного УФ-излучения большой мощности с широким спектром на микробиологические объекты, на МПК устанавливался алюминиевый контейнер 7. Размеры последнего позволяли размещать чашки Петри с испытуемыми объектами на его боковой поверхности. Алюминий хорошо отражает УФ-излучение, что способствует более эффективному облучению

культур за счет многократного переотражения волн внутри контейнера. В чашки Петри на поверхность агара засеивали суточную культуру и затем располагали их на боковой поверхности контейнера. Доза, равная суммарной плотности энергии УФ-излучения $D = nW_n$, в данном случае определялась числом разрядов МПК n , поскольку плотность энергии излучения в импульсе не изменялась.

После окончания облучения чашки Петри с образцами закрывались, укладывались в контейнер и отправлялись на микробиологический анализ. Экспонированные образцы инкубировались в термостате в течение 24 ч при температуре 37 °С, после чего на поверхности агара определялось число выросших колоний культуры.

Результаты анализа показали, что при $n = 10$ в чашке Петри с культурой *Staphylococcus epidermidis* на поверхности агара было обнаружено только две колонии. При $n = 15$ рост колоний не наблюдался. Этот факт свидетельствует о том, что импульсное УФ-излучение такой дозы оказывает бактерицидное действие и приводит к 100 %-му уничтожению бактерий *Staphylococcus epidermidis*.

Для сравнительной оценки эффективности применения МПК проведены эксперименты по стерилизации той же культуры с помощью ртутной лампы ДРТ-230 мощностью 230 Вт. Зависимость числа N оставшихся колоний *Staphylococcus epidermidis* от времени экспозиции τ_c показана на рис. 2. Из графика видно, что аналогичный по сравнению с эффектом при 10 разрядах МПК результат стерилизации получается при времени экспозиции около 800 с. Суммарные затраты электроэнергии $W_{\text{зат}} = 230 \cdot 800 = 184$ кДж. Затраты электроэнергии в случае использования МПК определяются величинами n , C , U_n . При $n = 10$, $C = 600$ мкФ, $U_n = 2,5$ кВ получим $W = 18,7$ кДж. Отсюда следует, что по затратам энергии при использовании МПК достигнут почти 10-кратный выигрыш.

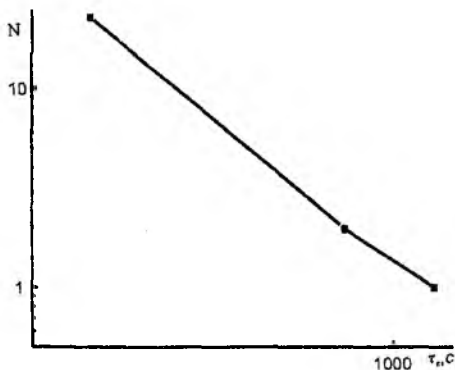


Рис. 2

Выполнены исследования по воздействию на культуру капсульного микроба *Klebsiella*. В этом случае при 15 разрядах МПК после инкубирования в чашке выросло 5 колоний. Облучение 20 разрядами МПК приводит к полному уничтожению микроба.

С использованием данного источника УФ-излучения были проведены предварительные эксперименты по стерилизации микрофлоры воздуха в рабочем помещении объемом около 50 м³. При суммарном воздействии 20 разрядами МПК обеспечивалась полная стерилизация воздуха.

Таким образом, предварительные исследования воздействия импульсного УФ-излучения с широким спектром ($0,12 < \lambda < 0,3$ мкм) и мощностью 2,5...3,5 МВт на микробиологические объекты показали: повышение мощности излучения обеспечивает более эффективную, чем при типовых источниках УФ-излучения (ртутные лампы), стерилизацию при существенно меньших дозах УФ-излучения, что позволяет снизить примерно в 10 раз затраты потребляемой электроэнергии и сократить время стерилизации.

Исследованный источник УФ-излучения с широким спектром и большой мощностью может найти применение в медицине, в сельском хозяйстве и пищевой промышленности.

Список литературы: 1. Мейер А., Зейтц Э. Ультрафиолетовое излучение: Пер. с нем. М.: Изд-во иностр. лит., 1952. 574 с. 2. А. с. SU 1824165, SA 23L 3/28. Способ предотвращения порчи полуфабрикатов из нарезанного мяса / Д.М. Скубилин (РФ) // Изобретения. 1993. № 24. С. 21. 3. Пат. RU 2001629 SA 61L 2/10. Способ дезинфекции и стерилизации открытых поверхностей объектов, жидкости и воздуха / А.С. Камруков, С.Г. Шашковский, Е.Д. Корови и др. (РФ) // Там же. № 39—40. С. 27.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 01.10.97

Н.П. МУСТЕЦОВ, канд. техн. наук, О.А. КАРАБАНОВА

ВОЗМОЖНОСТИ ЛАЗЕРНЫХ МЕТОДОВ В ЛАБОРАТОРНОЙ ДИАГНОСТИКЕ

Бурное развитие микропроцессорной вычислительной техники и тесное сотрудничество клиницистов с инженерами делают применение точных и надежных биоанализаторов важнейшим условием постановки достоверного диагноза любого заболевания.

Кровь является "внутренней средой" организма, обеспечивающей его жизнедеятельность. Всякие отклонения от нормального функционирования организма приводят к изменению в составе всех структурных частей крови, поэтому ее исследование играет важную роль в диагностике заболеваний. При изучении этой биожидкости первенство принадлежит оптическим методам. Лазерная неразрушающая диагностика — одно из самых эффективных направлений применения лазерного излучения в медицине — пока не получила достаточного распространения. Это в некоторой степени объясняется большим числом физических явлений, лежащих в основе лазерных методов исследования, и сложностью аппаратуры.

В фотобиологическом отношении кровь представляет собой выраженную гетерогенную систему, что является главной причиной сложности ее оптических свойств. Выявлено, что поглощение цельной кровью видимого излучения обусловлено такими биомолекулами, как гемоглобин (максимумы его спектра поглощения соответствуют 415...430, 542, 576 нм), хлорофилл, флавины, каротиноиды, фибобилины и фитохром. При сравнении со спектром поглощения раствора гемоглобина видно, что в цельной крови длинноволновые полосы менее интенсивны. Полосы поглощения гемоглобина расположены в УФ-области оптического спектра (278 и 345 нм). В области с длиной волны 250...300 нм поглощают остатки ароматических аминокислот, входящие в состав гемоглобина, мембранных белков и свободные ароматические аминокислоты, находящиеся в плазме. В еще более коротковолновой области (длина волны менее 250 нм) поглощают остатки алифатических аминокислотных белков, свободные алифатические аминокислоты плазмы крови, липиды плазматических мембран, липиды плазмы, полисахариды и другие небелковые органические компоненты плазмы.

Высокая интенсивность полос поглощения цельной крови в области 230...280 нм и более коротковолновой области вызвана суммарным поглощением соответствующих компонентов плазмы и клеток

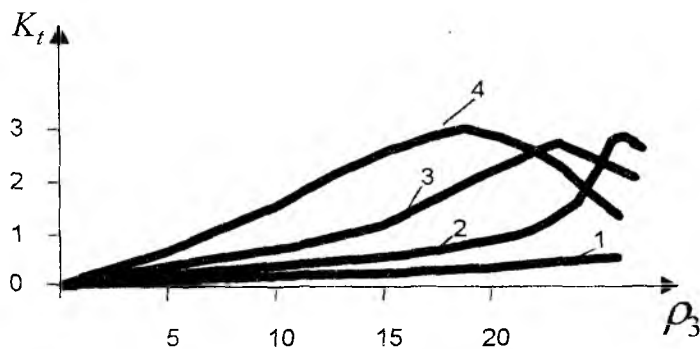
крови [1]. Оптический спектр поглощения плазмы характеризуется слабыми полосами с максимумами, отвечающими 370 и 420 нм, и очень сильным поглощением при 250 нм.

При прохождении лазерного потока через биожидкость интенсивность излучения ослабляется из-за поглощения, отражения и рассеяния. Рассматривая кровь как взвесь клеток, можно получить информацию об оптических свойствах самих частиц. В видимой области спектра чаще всего такие частицы имеют малое значение как действительной части относительного показателя преломления $n = 1,02...1,2$, так и мнимой части $\chi = 10^{-5}...10^{-2}$. К примеру, действительная часть показателя преломления эритроцита относительно плазмы $n = 1,041 ... 1,067$ ($\lambda = 600$ нм), мнимая часть показателя преломления изменяется в пределах $10^{-5}...10^{-2}$ ($\lambda = 350...1000$ нм) [2].

Основными параметрами, определяющими рассеяние лазерного излучения биочастицами, являются их размер, форма, показатель преломления $m = n - i\chi$, структура, функция полидисперсности. В связи с этим, если рассеяние связано с атомными и молекулярными процессами, в которых фотон излучается неупруго, говорят о комбинационном рассеянии. Спектральные компоненты такого рассеяния сдвинуты относительно частоты падающего излучения на отрезки частотного интервала, соответствующие внутренней энергии рассеивающих атомов и молекул. Если частота измеряемого излучения когерентна частоте облучения объекта, т.е. не происходит сколько-нибудь значительного обмена энергией с внутренними состояниями молекул или атомов, говорят о релеевском рассеянии. В этом случае размер рассеивающей частицы мал по сравнению с длиной волны λ , составляя 0,1 ее или меньше. Интенсивность релеевского светорассеяния зависит от длины волны излучения и угла между падающим и рассеянным светом: она обратно пропорциональна четвертой степени длины волны. Внутренняя структура такой биочастицы не влияет на параметры рассеяния. Когда диаметр клетки r сравним по порядку величины или во много раз больше длины волны излучения в видимой области спектра, то большая часть интенсивности рассеянного лазерного излучения сосредоточивается в передней полусфере по направлению падения света, т.е. волны в боковые направления и назад гасятся в результате взаимной интерференции (эффект Ми). Некоторые оптические явления не могут быть объяснены или предсказаны на основе перечисленных подходов; тогда, в зависимости от размера и показателя преломления частиц, используется то или иное теоретическое приближение (таблица).

Приближение	Дифракционный параметр $\rho = 2\pi r/\lambda$	Показатель $ m-1 $
Релея — Ганса — Дебая	<1	$\ll 1$
Аномальная дифракция	$\gg 1$	$\ll 1$
Дифракция Фраунгофера	>10	Произвольный

Большинство форменных элементов крови можно рассматривать как большие "мягкие" частицы ($\rho \gg 1$, $|m-1| \ll 1$). Для определения закономерностей рассеяния такими частицами применяют различные модели, наиболее распространенными из которых являются шар, сфера или эллипсоид вращения с некоторыми усредненными значениями оптических свойств. Трехслойная сфера, будучи моделью частицы с ядром, окруженным слоем клеточного вещества в оболочке, дает возможность оценить влияние размера и внутренней структуры частицы на ослабление и рассеяние падающего излучения. Зависимость коэффициента ослабления K_t такой сферы от дифракционного параметра



ядра ρ_3 представлена на рисунке. Функции отвечают различным значениям отношения радиуса ядра к внешнему радиусу частицы V_{13} , а также комплексного показателя преломления ядра m_{13} . Кривая 1 соответствует значениям $V_{13} = 0,4$, $m_{13} = 1,05$; кривая 2 — $V_{13} = 0,4$, $m_{13} = 1,09 + i \cdot 10^{-4}$; кривая 3 — $V_{13} = 0,4$, $m_{13} = 1,13 + i \cdot 10^{-2}$; кривая 4 — $V_{13} = 0,8$, $m_{13} = 1,13$.

Анализ такой модели по теории Ми показывает, что светорассеяние на внутренних неоднородностях частиц значительно меньше эффекта поглощения, если дифракционный параметр неоднородности $\rho \ll 0,1$.

При отношении радиуса ядра к внешнему радиусу частицы, меньшем $1/3$, ядро не участвует в светорассеянии. Оболочка в большинстве практически встречающихся случаев не влияет на интегральные оптические характеристики клетки.

Как известно, основная часть излучения, рассеянного большими "мягкими" частицами, образует малый телесный угол. Но высокоинтенсивный поток лазерного излучения, обладающий уникальными характеристиками по сравнению с любыми другими источниками излучения, обеспечивает достаточное количество энергии, рассеиваемой и в других углах, т.е. картина рассеяния может быть адекватно зарегистрирована. Появление максимумов и минимумов на индикатрисе рассеяния можно использовать для определения размеров частиц. Областью, наиболее чувствительной к изменению как внутреннего содержания, так и структуры клетки, является задняя полусфера углов рассеяния ($110...160^\circ$). Структура частицы не влияет на форму индикатрисы рассеянного излучения, если относительный дифракционный параметр ядра $\rho_3 < 0,1$ или объем вкрапления составляет менее $1/6$ радиуса частицы [3].

Таким образом, анализ и правильная интерпретация сигнала рассеяния лазерного излучения дает возможность применять методы светорассеяния в сортировке клеток по различным признакам — по размерам, форме частиц, содержанию ДНК, белка, мембран, аминокислот, а также для идентификации клеток (на различных стадиях жизненного цикла), подвергшихся воздействию лекарственных веществ или радиации. Информативность регистрируемого параметра рассеяния зависит как от правильности постановки задачи измерения и свойств исследуемых биообъектов, так и от условий получения информации: дозы и условий облучения, спектрального состава лазерного излучения, метрологических характеристик устройства первичной обработки измерительной информации.

Список литературы: 1. Холмогоров В.Е., Крыленко В.А., Османов М.А. Первичные фото-процессы в крови и ее компонентах при действии оптического излучения. Л.: Изд-во ЛГУ, 1987. 156 с. 2. Приезжев А.В., Тучин В.В., Шубочкин Л.П. Лазерная диагностика в биологии и медицине. М.: Наука, 1989. 365 с. 3. Лопатин В.Н., Сидько Ф.Я. Введение в оптику клеток. Новосибирск: Наука, 1988. 240 с.

Харьковский государственный технический университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 11.07.97

УСТАНОВКА ГЛУБОКОЙ ОСУШКИ И ОЧИСТКИ СМЕСЕЙ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ ДЛЯ ГЕРМЕТИЗАЦИИ РАДИОЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЫ

Одним из важнейших средств повышения надежности различного оборудования является качественная подготовка сжатого воздуха, других газов (в том числе инертных, их смесей), включая очистку и осушку [1]. Выпускаемые в странах СНГ адсорбционные установки осушки нагревного и безнагревного типа предназначены для централизованной осушки газов и имеют значительные габаритные размеры. Их приходится размещать в отдельных помещениях. Между тем во многих отраслях промышленности возникла необходимость в компактных устройствах, устанавливаемых непосредственно у станков и машин [1; 2].

Возросшие требования к показателям надежности установок осушки, достаточно широкое разнообразие схем управления режимами их работы, а также ограниченные технологические возможности их изготовителей в значительной мере усложняют решение задачи. Один из путей ее решения — разработка, изготовление и экспериментальные исследования различных схем управления и конструкций установок осушки. К недостаткам такого пути можно отнести значительную трудоемкость и высокую стоимость проектных и экспериментальных работ.

Другой путь — использование аналитических методов проектирования на базе разработки математических моделей установок осушки с учетом внешних требований и взаимосвязи их с внутренними параметрами. Основным условием успешного решения задачи является создание достоверной математической модели объекта с применением современных методов оптимизации [1; 3]. Однако в настоящее время этому препятствует наличие большого числа внешних требований и факторов (технологических, конструктивных, эксплуатационных), не подлежащих формализации, а также значительные сложность, трудоемкость и длительность проведения теоретических и экспериментальных исследований.

Анализ стандартов ИСО, национальных стандартов, каталожных данных по ведущим иностранным фирмам позволил определить следующие требования и ограничения, относящиеся к структуре и конструкции установки осушки:

Давление, МПа:

номинальное	1,0
минимальное входное	0,4

Расход, м /мин:		
осушенного воздуха, газов или их смесей		0,1
в систему (при давлении 0,63 МПа)		
газов на регенерацию		0,015
Температура точки росы, °С		-70
Цикл осушки, мин		10
Номинальное напряжение переменного тока		
(частотой 50 Гц), В		24
Номинальная потребляемая мощность для		
установившегося режима, ВА		30
Гамма-процентный ресурс ($\gamma = 90\%$), ч		10000
Масса, кг, не более		25

С учетом этих требований в НИТИ приборостроения (г. Харьков) разработана и создана установка глубокой осушки и очистки воздуха типа П-УОБ-Сп, предназначенная для заполнения смесью инертных газов под избыточным давлением герметизируемых корпусов микросборок или микроблоков радиоэлектронной аппаратуры (РЭА). Общий вид установки изображен на рис. 1. Она представляет собой комплекс устройств, состоящий из каркаса 4, на котором смонтированы адсорберы 8 и внизу блок клапанов 3, а также пневмоклапан 2 вместе с фильтром тонкой очистки (модульное устройство). Блок управления 7 закреплен на шпильках в верхней части адсорбера. Коммутационные связи пневмоаппаратов выполнены медицинскими трубками $d = 6$ мм по ТУ 64-2-109—82, а электрическая коммутация — проводом гибким медным ПВ3-1,0 ГОСТ 6323—79. Для внешнего подсоединения электрических цепей предусмотрено гнездо разъема 1. Контроль давления осуществляется с помощью манометра 6.

Блок управления (рис. 2) состоит из двух электронных реле времени 1 типа ВЛ-68 (1...1000 с), сетевого выключателя 4, индикаторных ламп 3. Коммутация проводов выполнена внутри короба, ограниченного спереди стенкой 2.

Блок клапанов (рис. 3) состоит из пластины 2, на которой смонтированы электропневмоклапаны 1. Они расположены в нижней части каркаса.

Адсорбер (рис. 4) представляет собой емкость, наполненную алюмогелем ТУ 38-101-190—71 массой 2 кг. Он включает в себя корпуса 3, 1 и трубу 5, стянутые шпильками. Внутри адсорбера имеются фильтрующие элементы 2 и 4, предназначенные для предотвращения уноса пыли адсорбента. В верхнем фильтре смонтирован оригинальный обратный клапан, состоящий из мембраны 6 и седла 7. При осушке смесь газов направляется снизу вверх, отгибает мембрану 6 и проходит к потребителю. При регенерации смесь газов подается сверху вниз, клапан закрыт и газ проходит через дроссельное отверстие, размер которого определяет расход воздуха на регенерацию. Установка работает следующим образом.

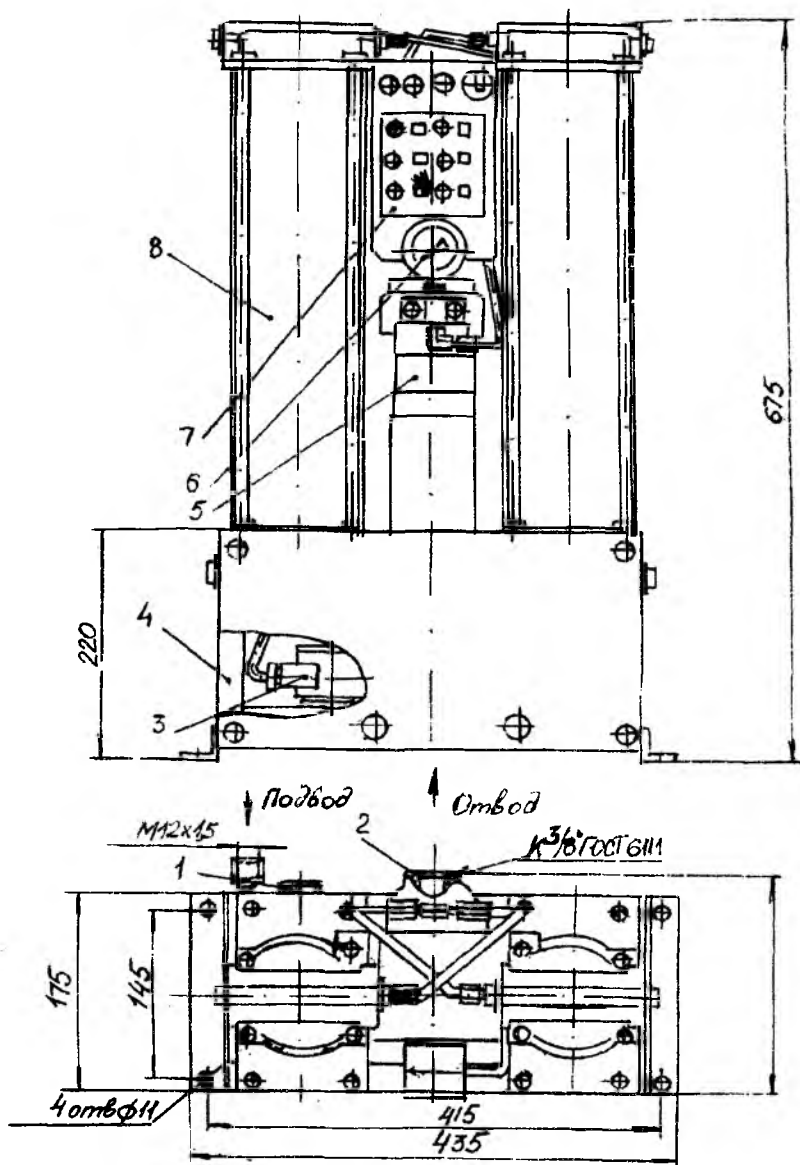


Рис. 1

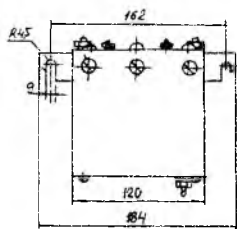
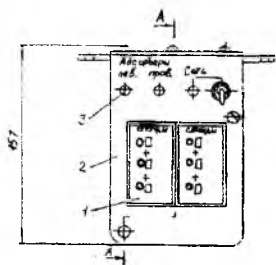


Рис. 2

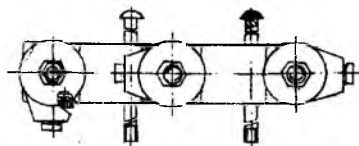
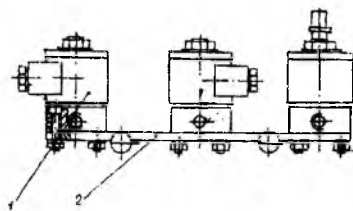


Рис. 3

Смесь газов подается к электропневмораспределителям ЭМ1 и ЭМ2 (рис. 5). При поступлении электрического сигнала на них газ через ЭМ1 поступает в адсорбер А1 и, проходя через слой адсорбента снизу вверх, осушается. Далее через обратный клапан пневмодросселя с обратным клапаном ДР1, фильтр тонкой очистки Ф и редукционный пневмоклапан ПКР смесь газов направляется к потребителю. Часть осушенной смеси газов через дроссельное отверстие пневмодросселя ДР2 с обратным клапаном в адсорбере А2, опускаясь сверху вниз, восстанавливает адсорбент, далее проходит через ЭМ2 и ЭМ3 (при наличии тока в катушке) и сбрасывается через пневмоглушитель Г в атмосферу. По истечении 5 мин ЭМ1 отключается (обесточивается катушка), а ЭМ2 включается (подается ток в катушку). Направление потоков смеси газов меняется. Адсорбер А2 начинает работать в режиме осушки, а адсорбер А1 — в режиме регенерации (восстановления). На рис. 5 обозначен также манометр МН.

Электронная система управления режимами работы (рис. 6) функционирует следующим образом. При включении сетевого выключателя В1 включаются электропневмораспределители ЭМ1, ЭМ2 и одновременно панель управления циклически подключается к сети постоянного тока напряжением 24 В с коэффициентом пульсации напряжения не более 5%. При этом загорается светодиод V1. Генераторы импульсов реле времени РВ1 и РВ2 начинают вырабатывать им-

пульсы. Когда количество импульсов, поступивших на вход счетчика РВ1, сравнивается со значением уставки 5 мин, сформированной с помощью трех переключателей (соответствующих трем разрядам), сигнал с выхода дешифратора устанавливает в единичное состояние триггер, а сигнал с выхода триггера поступает на вход усилителя. Усиленный сигнал включает электромагнитное реле, которое переключает выходной контакт РВ1.1. При этом отключается ЭМ1 и включается ЭМ2. Светодиоды V1 и V2 загораются при включении ЭМ1 и ЭМ2 соответственно.

Аналогично, когда количество импульсов, поступивших на вход счетчика РВ2, сравнивается с уставкой 10 мин, переключается выходной контакт РВ2.1 и размыкается цепь питания РВ1, РВ2. Каскад установки в нуль РВ1 и РВ2 устанавливает генераторы, триггеры и счетчики в нулевое состояние. Цикл повторяется.

Сигналы срабатывания ЭМ1, ЭМ2, ЭМ3 поступают на внешний контроллер через разъем. Напряжение питания 24 В также подается через разъем.

После определения оптимальной схемы управления режимами работы установки были выбраны конструктивные варианты узлов и выполнена общая ее компоновка. Разработан, изготовлен и испытан опытный образец. Испытания в составе гибкого производственного модуля герметизации показали высокую эффективность установки и ее соответствие техническим требованиям.

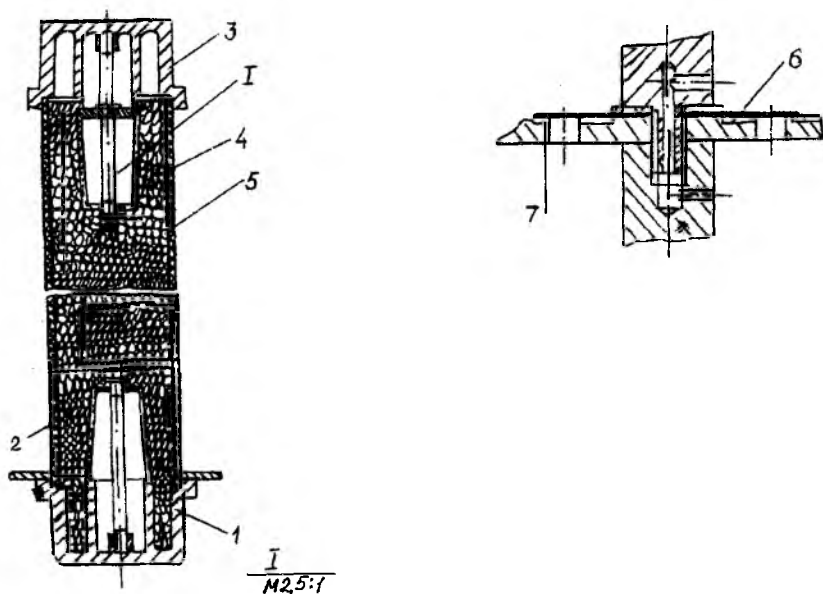


Рис. 4

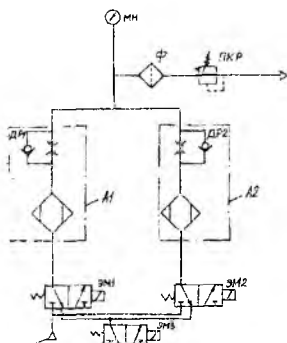


Рис. 5

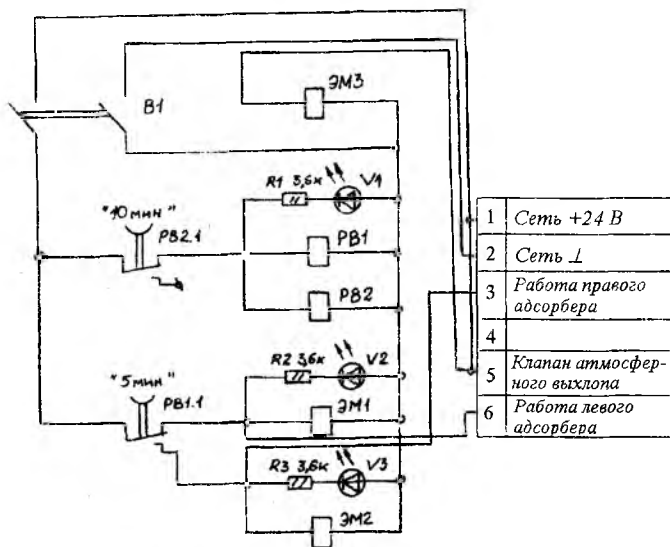


Рис. 6

1	Сеть +24 В
2	Сеть ⊥
3	Работа правого адсорбера
4	
5	Клапан атмосферного выхлопа
6	Работа левого адсорбера

Список литературы: 1. Функционально-стоимостный анализ пневматических приводов и устройств: Метод. рекомендации / НИИ информ. по машиностроению (НИИМАШ). М.: НИИМАШ, 1984. 86 с. 2. Выбор и эксплуатация устройств осушки сжатого воздуха для пневматических систем и приводов станков, прессов, литейных машин / НИИМАШ. М.: НИИМАШ, 1977. 94 с. 3. Сидоров А.И., Шумяцкий Ю.И. Адсорбционная осушка газов. М.: Моск. хим.-технол. ин-т (МХТИ), 1972. 174 с.

Харьковский научно-исследовательский технологический институт приборостроения

Поступила в редколлегию 24.10.97

Сокращения названий периодических изданий
в пристатейных списках литературы

ТИИЭР — Тр. Ин-та инж. по электротехнике
и радиоэлектронике

ACM — Assoc. for Computing Machinery

IEEE — Inst. of Electrical and Electronic Eng.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Яцук Л.П.</i> Поперечные щели в прямоугольном волноводе со слоистым диэлектриком	3
<i>Яцук Л.П.</i> Физические свойства поперечных щелей в прямоугольном волноводе, заполненном слоистым диэлектриком	11
<i>Волков В.М., Бортник С.А.</i> Затухание в коаксиальной двухслойной поглощающей стенке	21
<i>Волков В.М., Бортник С.А.</i> Температурное поле однослойной коаксиальной поглощающей стенки	28
<i>Сахацкий В.Д.</i> О существовании быстрых поверхностных волн Н-типа	35
<i>Пенкин Ю.М.</i> Решение задачи возбуждения радиальными токами пространства со слоистой сферической структурой	39
<i>Захаров И.П., Штефан Н.В.</i> Идентификация динамических характеристик апериодических измерительных преобразователей мощности СВЧ	47
<i>Гордиенко Ю.Е., Гуд Ю.И., Сухоруков И.В.</i> Развитие техники безэлектродного СВЧ-контроля удельного сопротивления полупроводников	56
<i>Подгайко О.И., Салай И.В., Товстий В.А., Чередников П.И.</i> Нагрузочная характеристика параметрического трансформатора в квазилинейном режиме	62
<i>Меняйло А.Д., Салай И.В., Титаренко А.М., Чередников П.И.</i> Анализ устойчивости параметрической зонной системы без потерь методом фазовой плоскости	68
<i>Зиненко И.И., Пьянков В.П., Чумаченко В.П.</i> Применение метода произведения областей для анализа Е-плоскостных излучателей сложной формы с многоугольными и круговыми вставками	73
<i>Кузьмичева Е.В.</i> Случайная погрешность измерения угла направления линейной поляризации лазерного излучения нелинейными тонкопроволочными болометрами	80
<i>Волощук Ю.И., Милютченко И.А.</i> Исследование структурной избирательности многопозиционной метеорной РТС. 1. Постановка задачи	86
<i>Милютченко И.А.</i> Исследование структурной избирательности многопозиционной метеорной РТС. 2. Расчет структурного фактора	91
<i>Тургенев И.С., Хоменко С.И.</i> О пассивных помехах, связанных с ионосферой, в РЛС поверхностной волны декаметрового диапазона	99

<i>Дохов А.И., Жирнов В.В., Матюшенко С.Н., Сахновская Л.З.</i> Возможные причины и источники радиолокационных мешающих отражений типа "ангел-эхо"	102
<i>Дохов А.И., Жирнов В.В., Матюшенко С.Н., Сахновская Л.З.</i> Принципы защиты радиопеленгаторов в условиях воздействия мешающих отражений типа "ангел-эхо"	112
<i>Матюхин Н.И.</i> Многопозиционная когерентная радиолокационная система	120
<i>Матюхин Н.И.</i> Определение времени выполнения полной совокупности операций в многофункциональной радиолокационной системе при произвольном распределении времени выполнения отдельных операций	125
<i>Рафалович О.Я.</i> Анализ цифровых систем спутниковой связи по критерию помехоустойчивости приема-передачи информации	134
<i>Горбенко И.Д., Долгов В.И., Рублинецкий В.И., Коровкин К.В.</i> Методы защиты информации в системах телекоммуникаций и методы их криптоанализа	138
<i>Горбенко И.Д., Лисицкая И.В.</i> Оценка метрических характеристик таблиц подстановок для алгоритма криптографического преобразования по ГОСТ 28147—89	151
<i>Потий А.В., Пестерев А.К.</i> Принципы системного подхода к сертификации генераторов псевдослучайных чисел в системах защиты информации	163
<i>Свинарев А.В.</i> Методы ускорения процедур цифровой подписи класса Эль-Гамала	173
<i>Воробьев С.А.</i> Непараметрический алгоритм управления объемом памяти в задаче адаптивной фильтрации	179
<i>Бабенко В.В., Даник Ю.Г., Карпенко В.В.</i> Использование энтропии Колмогорова для оценки потенциальной точности прогноза хаотических дрожаний изображения звезды, наблюдаемой через турбулентную атмосферу	183
<i>Шостко О.С., Шостко И.С., Лонин Ю.Ф., Чумаков В.И., Шостко С.Н., Горбеев Н.Н., Дубровская Л.Л.</i> Эффекты бактерицидного действия импульсного УФ-излучения большой интенсивности	188
<i>Мустецов Н.П., Карабанова О.А.</i> Возможности лазерных методов в лабораторной диагностике	192
<i>Котух В.Г.</i> Установка глубокой осушки и очистки смесей инертных газов для герметизации радиоэлектронной аппаратуры	196
Сокращения названий периодических изданий в пристатейных списках литературы.....	202

CONTENTS

<i>Yatsuk L.P.</i> Transverse slots in a rectangular waveguide filled with layered dielectric	3
<i>Yatsuk L.P.</i> Physical properties of transverse slots in a rectangular waveguide filled with layered dielectric	11
<i>Volkov V.M., Bortnik S.A.</i> Attenuation in two layer coaxial absorbing wall	21
<i>Volkov V.M., Bortnik S.A.</i> Temperature field of one-layer coaxial absorbing wall.....	28
<i>Sakhatsky V.D.</i> On occurrence of H fast surface waves	35
<i>Penkin Yu. M.</i> Solution of the problem of laminated spherical structure space excitation	39
<i>Zakharov I.P., Shtefan N.V.</i> Dynamic characteristics identification of aperiodic measuring microwave power transducers	47
<i>Gordienko Yu.E., Good Yu.I., Suchorukov I.V.</i> The technique development of electrodeless microwave cavity control of the semiconductor resistivity	56
<i>Podgayko O.I., Salay I.V., Tovstiy V.A., Cherednikov P.I.</i> The performance characteristic of parametric transformer working in quazilinear duty	62
<i>Menyaylo A.D., Salay I.V., Titarenko A.M., Cherednikov P.I.</i> Analysis of the parametric zone lossless system stability by the phase plane method	68
<i>Zinenko I.I., Pyankov V.P., Chumachenko V.P.</i> Application of the domain product technique to analysis of complex form E-plane radiators with multiangular and circular inserts	73
<i>Kuzmichova E.V.</i> Random error of laser radiation linear polarization direction angle measurement with nonlinear thin-wire bolometers	80
<i>Voloshchuk Yu.I., Milutchenko I.A.</i> Investigation of the structural selectivity of the multistatic meteor radio engineering system. 1. Problem statement	86
<i>Milutchenko I.A.</i> Investigation of the structural selectivity of the multistatic meteor radio engineering system. 2. Calculation of the structural factor	91
<i>Turguenev I.S., Khomenko S.I.</i> On passive clutters caused by ionosphere in HF ground wave radars	99

<i>Dokhov A.I., Zhirnov V.V., Matiyshenko S.N., Sakhnovsky L.Z.</i> Possible causes and sources of interfering radar reflections of the "angel-echo" type	102
<i>Dokhov A.I., Zhirnov V.V., Matiyshenko S.N., Sakhnovsky L.Z.</i> Principles of radar protection under conditions of influence of interfering reflections of the "angel-echo" type	112
<i>Matyukhin N.I.</i> The multistatic coherent radar system	120
<i>Matyukhin N.I.</i> Estimation of time for performing operations totality in the multifunctional radar system in random distribution of separate operations execution time	125
<i>Rafalovich O.Ya.</i> Digital satellite communication systems analysis according to the information receiving/transmitting noise stability criterion	134
<i>Gorbenko I.D., Dolgov V.I., Rublinetsky V.I., Korovkin K.V.</i> Methods of data security in telecommunication systems and methods of their cryptanalysis	138
<i>Gorbenko I.D., Lisitskaya I.V.</i> Metric characteristic estimation of the substitution tables for cryptographic transformation algorithm according to All-Union state standard GOST 28147-89	151
<i>Potiy A.V., Pesterev A.K.</i> Principles of the system approach to certification of generators of pseudo-random numbers in systems of protection of the information	163
<i>Svinarev A.V.</i> Methods of acceleration of El Gamal digital signature procedures	173
<i>Vorobyov S.A.</i> Nonparametrical algorithm of forgetting factor control in adaptive filtering problem	179
<i>Babenko V.V., Danik U.G., Karpenko V.V.</i> Using Kolmogorov entropy for prediction potential estimation of star image chaotic vibration observed through turbulent atmosphere	183
<i>Shostko O.S., Shostko I.S., Lonin U.F., Chumakov V.I., Shostko S.N., Gorobets N.N., Dubrovskaya L.L.</i> Effects of bactericide action produced by the pulse high intensity ultra-violet radiation	188
<i>Mustetsov N.P., Karabanova O.A.</i> Possibilities of laser methods in laboratory diagnostic.....	192
<i>Kotukh V.G.</i> Inert gases mixtures deep dehumidification and cleaning installation for radioelectronic equipment sealing	196
Abbreviations of periodicals titles in references	202

ЗБІРНИК НАУКОВИХ ПРАЦЬ
РАДІОТЕХНІКА
Випуск 104
Російською мовою

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ
РАДИОТЕХНИКА
Выпуск 104

Редактор *Г.О. Романець*
Виконавець комп'ютерної верстки *О.Б. Ісаєва*

Підписано до друку з оригіналу-макета 19.12.97. Формат 60×84/16.
Папір офсет. Друк офсет. Умов. друк. арк. 14,0. Умов. фарбо-відб.
14,25. Обл.-вид. арк. 12,4. Тираж 100 пр. Зам. № 301. Ціна договір.

Харківський державний технічний університет радіоелектроніки (ХТУРЕ).

Україна, 310726 Харків, просп. Леніна, 14.

Оригінал-макет підготовлено і збірник надруковано у видавництві ХТУРЕ.

Україна, 310726 Харків, просп. Леніна, 14.

РЕФЕРАТЫ

УДК 621.372.821

Поперечные щели в прямоугольном волноводе со слоистым диэлектриком / Л.П. Яцук // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 104. С. 3—11.

Предложено решение задачи возбуждения волновода узкой поперечной щелью. Для решения задачи использован метод собственных волн. Рассмотрен волновод, заполненный трехслойным диэлектриком, со щелью, прорезанной в широкой стенке. Поле, возбужденное щелью, описано системой собственных LE - и LM -волн. Проанализированы два случая, когда слои параллельны узким и широким стенкам волновода. Распределение электрического поля вдоль щели аппроксимируется набором синусоидальных функций, постоянных в поперечном направлении. Получены пригодные для расчетов выражения для собственных и взаимных проводимостей по пространственным гармоникам с различными номерами.

Ил. 2. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.372.821

Поперечні щілини в прямокутному хвилеводі із шаруватим діелектриком / Л.П. Яцук // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 104. С. 3—11.

Запропоновано розв'язання задачі збудження хвилеводу вузькою поперечною щілиною. Для розв'язання використано метод власних хвиль. Розглянуто хвилевід, який заповнено тришаровим діелектриком, зі щілиною, прорізаною в широкій стінці. Поле, збуджене щілиною, описано системою власних LE - та LM -хвиль. Проаналізовано два випадки, коли шари паралельні вузьким і широким стінкам хвилеводу. Розподіл електричного поля вздовж щілини апроксимується набором синусоїдальних функцій, постійних у поперечному напрямку. Одержано придатні для розрахунків вирази для власних та взаємних провідностей, зумовлених просторовими гармоніками з різноманітними номерами.

Іл. 2. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.372.821

Transverse slots in a rectangular waveguide filled with layered dielectric / L.P. Yatsuk // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 104. P. 3—11.

The problem of a waveguide excitation by a narrow transverse slot is solved with the eigenwaves method. The waveguide under consideration is filled with three-layered dielectric. The slot is cut in a broad wall. A set of LE - and LM -eigenwaves is used for description of the field excited by the slot. Two cases are considered: when the layers are parallel to narrow and broad walls of the waveguide. Distribution of the electric field along the slot is approximated with a set of sinusoidal functions constant in the direction transverse to the slot axis. The expressions suitable for calculations are obtained for eigen and mutual admittances of the slot over space harmonics with different numbers.

2 fig. Ref.: 5 items.

УДК 621.372.821

Физические свойства поперечных щелей в прямоугольном волноводе, заполненном слоистым диэлектриком / Л.П. Яцук // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 104. С. 12—20.

Проанализированы элементы матрицы рассеяния узкой поперечной щели в широкой стенке прямоугольного волновода с диэлектрическим слоем внутри. Рассмотрены случаи, когда волновод возбуждается основной LE - или LM -волной — в зависимости от расположения слоя диэлектрика параллельно узким или широким стенкам. Приведены расчеты коэффициентов отражения и излучения, резонансной длины волны с учетом положения диэлектрического слоя, его ширины и диэлектрической проницаемости. Показаны преимущества расположения диэлектрика параллельно широким стенкам.

Ил. 5. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.372.821

Фізичні властивості поперечних щілин у прямокутному хвилеводі, який заповнено шаруватим діелектриком / Л.П. Яцук // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 104. С. 12—20.

Проаналізовано елементи матриці розсіювання вузької поперечної щілини в широкій стінці прямокутного хвилеводу з діелектричним шаром усередині. Розглянуто випадки, коли хвилевід збуджується основною LE - або LM -хвилею — залежно від розташування шару діелектрика паралельно вузьким чи широким стінкам. Наведено розрахунки коефіцієнтів відбиття й випромінювання, резонансної довжини хвилі з урахуванням положення діелектричного шару, його ширини та діелектричної проникності. Доведено переваги розташування діелектрика паралельно широким стінкам.

Ил. 5. Бібліогр.: 2 назви.

UDC 621.372.821

Physical properties of transverse slots in a rectangular waveguide filled with layered dielectric / L.P. Yatsuk // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 104. P. 12—20.

Scattering matrix elements of the transverse slot in the broad wall of the rectangular waveguide with a dielectric layer inside are studied. The waveguide is fed with a dominant LE - or LM -wave depending on dielectric slab position, in parallel with narrow or broad walls, respectively. Reflection and radiation coefficients as well as resonance wavelenth are calculated depending on the layer position, its width and permittivity. The advantages of the position in parallel with the broad wall is shown.

5 fig. Ref.: 2 items.

УДК 621.372

Затухание в коаксиальной двухслойной поглощающей стенке / В.М. Волков, С.А. Бортник // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 104. С. 21—27.

Рассмотрена возможность создания широкополосного частотно-независимого датчика проходящей мощности высокого уровня, основанного на принципе поглощающей стенки, для коаксиальной линии передачи. Проанализирован способ получения требуемой частотной зависимости коэффициента преобразования композитного датчика мощности, состоящего из двух слоев с разными характеристиками затухания.

Ил. 3. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.372

Загасання в коаксіальній двошаровій поглинаючій стінці / В.М. Волков, С.О. Бортник // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 104. С. 21—27.

Розглянуто можливість створення широкосмугового частотно-незалежного датчика прохідної потужності високого рівня, що базується на принципі поглинаючої стінки, для коаксіальної лінії передавання. Проаналізовано спосіб одержання необхідної частотної залежності коефіцієнта перетворення композитного датчика потужності, який складається з двох шарів з різними характеристиками загасання.

Іл. 3. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 621.372

Attenuation in two layer coaxial absorbing wall / V.M. Volkov, S.A. Bortnik // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 104. P. 21—27.

The paper considers the possibility of creating frequency independent wide-band coaxial sensor of high level passing power, based on the absorbing wall principle. Means to obtain the required conversion coefficient frequency dependence of the composite power sensor consisting of two layers with different attenuation characteristics are considered and substantiated.

3 fig. Ref.: 6 items.

Температурное поле однослойной коаксиальной поглощающей стенки / В.М. Волков, С.А. Бортник // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 104. С. 28—34.

Рассмотрено температурное поле однослойной поглощающей стенки, помещенной в коаксиальную линию. При расчете распределения температуры в поглощающей стенке использован ранее не применявшийся метод конечных интегральных преобразований, позволяющий более строго, по сравнению с другими методами, решить поставленную задачу. Полученные результаты показывают перспективность создания коаксиальных измерительных преобразователей проходящей мощности высокого уровня на основе поглощающей стенки.

Табл. 1. Ил. 2. Библиогр.: 7 назв.

Температурне поле одношарової коаксіальної поглинаючої стінки / В.М. Волков, С.О. Бортник // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 104. С. 28—34.

Розглянуто температурне поле одношарової поглинаючої стінки, розміщеної в коаксіальній лінії. Для розрахунку розподілу температури в поглинаючій стінці використано метод кінцевих інтегральних перетворень, який раніше не застосовувався і дозволяє, порівняно з іншими методами, точніше вирішити поставлену задачу. Отримані результати свідчать про перспективність створення коаксіальних вимірювальних перетворювачів прохідної потужності високого рівня на основі поглинаючої стінки.

Табл. 1. Іл. 2. Бібліогр.: 7 назв.

Temperature field of one-layer coaxial absorbing wall / V.M. Volkov, S.A. Bortnik // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 104. P. 28—34.

The paper considers a temperature field of one-layer coaxial absorbing wall. A finite integral transformation method never used previously was applied to calculations of temperature distribution in the absorbing wall. This method allows to solve the problem in view more rigorously as compared to other methods. The obtained results show prospects for creating coaxial high-level passing power sensors based on the absorbing wall principle.

1 tab. 2 fig. Ref.: 7 items.

О существовании быстрых поверхностных волн Н-типа / В.Д. Сахацкий // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 104. С. 35—38.

Приведено дисперсионное уравнение для собственных ТЕ-типов колебаний в двухслойной диэлектрической структуре с потерями. На примере однослойного диэлектрика с металлическим основанием показано, что при определенных значениях мнимой части его диэлектрической проницаемости медленная поверхностная волна трансформируется в быструю поверхностную волну.

Ил. 1. Библиогр.: 2 назв.

Про існування швидких поверхневих хвиль Н-типу / В.Д. Сахацький // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 104. С. 35—38.

Наведено дисперсійне рівняння для власних ТЕ-типів коливань у двошаровій діелектричній структурі з утратами. На прикладі одношарового діелектрика з металеву основою доведено, що за певних значень уявної частини його діелектричної проникності повільна поверхнева хвиля трансформується у швидку поверхневу хвилю.

Лл. 1. Бібліогр.: 2 назви.

On occurrence of H fast surface waves / V.D. Sakhatsky // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 104. P. 35—38.

Dispersion equation for natural TE oscillations in two-layer dielectric structure with losses is obtained. By example of one-layer metal-base dielectric it is shown that the slow surface wave transforms into the fast surface wave with definite values of its dielectric permeability imaginary part.

1 fig. Ref.: 2 items.

Решение задачи возбуждения радиальными токами пространства со слоистой сферической структурой / Ю.М. Пенкин // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 104. С. 39—46.

Построены функции Грина электрического и магнитного типов для векторных потенциалов Герца двухслойной (диэлектрический шар) и векторной сферической структур в случае их возбуждения радиальными сторонними токами. Рассмотрено возбуждение исследуемых структур источниками токов, расположенными во внутреннем слое и во внешнем пространстве.

Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

Розв'язання задачі збудження радіальними струмами простору із шаруватою сферичною структурою / Ю.М. Пенкін // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 104. С. 39—46.

Побудовано функції Гріна електричного та магнітного типів для векторних потенціалів Герца двошарової (діелектрична куля) і тришарової сферичних структур у випадку їх збудження радіальними сторонніми струмами. Розглянуто збудження досліджуваних структур джерелами струмів, розташованими у внутрішньому шарі і в навколишньому просторі.

Іл. 1. Бібліогр.: 4 назви.

Solution of the problem of laminated spherical structure space excitation / Yu. M. Penkin // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 104. P. 39—46.

Green functions of electric and magnetic types for vector Hertzian potentials of two-layer (dielectric sphere) and vector spherical structures in case of their excitation by radial extrinsic currents are built. Excitation of the structures under investigation both by current sources placed in the inner layer and by those placed in the outer space is considered.

1 fig. Ref.: 4 items.

Идентификация динамических характеристик апериодических измерительных преобразователей мощности СВЧ / И.П. Захаров, Н.В. Штефан // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 104. С. 47—55.

Приведены результаты исследования метода моментов как основы для идентификации апериодических измерительных преобразователей мощности СВЧ. Показана возможность осуществления идентификации при наличии чистого запаздывания. Получены выражения для моментов переходных характеристик, постоянных времени измерительных преобразователей.

Табл. 5. Библиогр.: 2 назв.

Идентифікація динамічних характеристик аперіодичних вимірювальних перетворювачів потужності НВЧ / І.П. Захаров, Н.В. Штефан // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 104. С. 47—55.

Наведено результати дослідження методу моментів як основи для ідентифікації аперіодичних вимірювальних перетворювачів потужності НВЧ. Доведено можливість здійснення ідентифікації за наявності чистого запізнювання. Одержано формули для моментів перехідних характеристик, постійних часу вимірювальних перетворювачів.

Табл. 5. Бібліогр.: 2 назви.

Dynamic characteristics identification of aperiodic measuring microwave power transducers / I.P. Zakharov, N.V. Shtefan // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 104. P. 47—55.

The investigation results of the moment method are presented as a base for identification of aperiodic measurement microwave power transducers' dynamic characteristics. Given the traffic delay, the possibility of identification realization is shown. The expressions for transitional characteristics moments, time constants of measurement transducers are derived.

5 tab. Ref.: 2 items.

Развитие техники безэлектродного СВЧ-контроля удельного сопротивления полупроводников / Ю.Е. Гордиенко, Ю.И. Гуд, И.В. Сухоруков // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 104. С. 56—61.

Рассмотрены вопросы, связанные с повышением точности измерения удельного сопротивления полупроводниковых пластин безэлектродным СВЧ-резонаторным методом за счет снижения влияния мешающих факторов. Предложен метод формирования сигнала измерительной информации, инвариантного по отношению к мешающим факторам, в виде комбинации основных сигналов резонаторного измерительного преобразователя. Приведена структурная схема СВЧ-измерителя удельного сопротивления полупроводниковых пластин, реализующего предложенную методику.

Табл. 1. Ил. 3. Библиогр.: 6 назв.

Розвиток техніки безелектродного НВЧ-контролю питомого опору напівпровідників / Ю.О. Гордієнко, Ю.І. Гуд, І.В. Сухоруков // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 104. С. 56—61.

Розглянуто питання, пов'язані з підвищенням точності вимірювання питомого опору напівпровідникових пластин безелектродним НВЧ-резонаторним методом завдяки зниженню впливу заважаючих факторів. Запропоновано метод формування сигналу вимірювальної інформації, який є інваріантним до заважаючих факторів, у вигляді комбінації основних сигналів резонаторного вимірювального перетворювача. Наведено структурну схему НВЧ-вимірювача питомого опору, що реалізує запропоновану методику.

Табл. 1. Ил. 3. Бібліогр.: 6 назв.

The technique development of electrodeless microwave cavity control of the semiconductor resistivity / Yu.E. Gordienko, Yu.I. Good, I.V. Suchorukov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 104. P. 56—61.

The problems connected with accuracy increase in semiconductor plate resistivity measurement by the electrodeless microwave resonant cavity method at the expense of disturbing factors influence decrease is considered. The method of measuring information signal, invariant to disturbing factors, formed as a combination of resonant cavity transducer basic signals is proposed. The block scheme of the semiconductor plate resistivity microwave gauge, realizing the suggested method, is given.

1 tab. 3 fig. Ref.: 6 items.

УДК 621.375.7

Нагрузочная характеристика параметрического трансформатора в квазилинейном режиме / О.И. Подгайко, И.В. Салай, В.А. Товстий, П.И. Чередников // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 104. С. 62—67.

Представлены экспериментально полученные характеристики параметрического трансформатора электрической энергии, работающего в квазилинейном режиме. Указан диапазон, в котором может находиться оптимальное сопротивление нагрузки.

Ил. 6. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.375.7

Навантажувальна характеристика параметричного трансформатора в квазілінійному режимі / О.І. Подгайко, І.В. Салай, В.А. Товстий, П.І. Чередніков // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 104. С.62—67.

Наведено експериментально одержані характеристики параметричного трансформатора електричної енергії, працюючого в квазілінійному режимі. Указано діапазон, в якому може знаходитися оптимальний опір навантаження.

Іл. 6. Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.375.7

The performance characteristic of parametric transformer working in quazilinear duty / O.I. Podgayko, I.V. Salay, V.A. Tovstiy, P.I. Cherednikov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 104. P. 62—67.

The paper presents experimentally obtained characteristics of the parametric transformer of electric power operating in the quasi-linear regime. The range of the optimal load impedance is indicated.

6 fig. Ref.: 3 items.

Анализ устойчивости параметрической зонной системы без потерь методом фазовой плоскости / А. Д. Меняйло, И.В. Салай, А.М. Титаренко, П.И. Чередников // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 104. С. 68—72.

Приведен анализ устойчивости индуктивного параметрического генератора методом фазовой плоскости. Полученные формулы позволяют исследовать устойчивость нелинейно-параметрической системы, работающей на любой гармонике.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

Аналіз стійкості параметричної зонної системи без втрат методом фазової площини / О.Д. Меняйло, І.В. Салай, О.М. Титаренко, П.І. Чередников // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 104. С. 68—72.

Наведено аналіз стійкості індуктивного параметричного генератора методом фазової площини. Формули, які одержано, дозволяють досліджувати стійкість нелінійної параметричної системи, що працює на будь-якій гармоніці. †

Іл. 1. Бібліогр.: 3 назви.

Analysis of the parametric zone lossless system stability by the phase plane method / A.D. Menyaylo, I.V. Salay, A.M. Titarenko, P.I. Cherednikov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 104. P. 68—72.

The paper presents the analysis of the parametric zone lossless system stability by the phase plane method. The obtained formulas allow to investigate the stability of non-linear parametric system operating on any harmonic.

1 fig. Ref.: 3 items.

Применение метода произведения областей для анализа E-плоскостных излучателей сложной формы с многоугольными и круговыми вставками / И.И. Зиненко, В.П. Пьянков, В.П. Чумаченко // Радиотехника. Всеукр. междед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 104. С. 73—79.

Предложен метод электродинамического анализа E-плоскостных излучателей сложной формы с многоугольными и круговыми вставками внутри излучателя и в его раскрыве. Использовано разложение полей в ряды по четным функциям Матье и функциям Ганкеля.

Ил. 3. Библиогр.: 5 назв.

Застосування методу добутку областей для аналізу E-площинних випромінювачів складної форми з багатокутними та круговими вставками / І.І. Зіненко, В.П. П'янков, В.П. Чумаченко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 104. С. 73—79.

Запропоновано метод електродинамічного аналізу E-площинних випромінювачів складної форми з багатокутними та круговими вставками, що розміщуються в середині випромінювача або в його апертурі. Використано розкладання полів у ряди по парних функціях Мат'є та функціях Ганкеля.

Іл. 3. Бібліогр.: 5 назв.

Application of the domain product technique to analysis of complex form E-plane radiators with multiangular and circular inserts / I.I. Zinenko, V.P. Pyankov, V.P. Chumachenko / Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 104. P. 73—79.

The method for electrodynamic analysis of the complex form E-plane radiators with multiangular and circular inserts inside the radiator and in front of its aperture is presented. Fields expansion into series in terms of even Mathieu functions and Hankel functions is used.

3 fig. Ref.: 5 items.

Случайная погрешность измерения угла направления линейной поляризации лазерного излучения нелинейными тонкопроволочными болометрами / Е.В. Кузьмичева // Радиотехника. Всеукр. междувед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 104. С. 80—85.

Проанализирована методика оценки случайной погрешности измерения угла направления линейной поляризации интенсивного широкоапертурного непрерывного лазерного излучения с длиной волны 10,6 мкм. Методика базируется на применении трех тонкопроволочных решеток с платиновыми болометрическими элементами. Она позволяет получить абсолютное среднеквадратичное отклонение результата измерения, не превышающее относительного среднеквадратичного отклонения выходных сигналов решеток.

Табл. 1. Ил. 2. Библиогр.: 2 назв.

Випадкова похибка виміру кута спрямованості лінійної поляризації лазерного випромінювання нелінійними тонкодротовими болометрами / К.В. Кузьмичева // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 104. С. 80—85.

Проаналізовано методику оцінювання випадкової похибки виміру кута спрямованості лінійної поляризації інтенсивного широкоапертурного неперервного лазерного випромінювання з довжиною хвилі 10,6 мкм. Методика базується на застосуванні трьох тонкодротових ґрат з платиновими болометричними елементами. Вона дозволяє одержати абсолютний середньоквадратичний відхил результату вимірювання, який не перевищує відносного середньоквадратичного відхилу вихідних сигналів ґрат.

Табл. 1. Іл. 2. Бібліогр.: 2 назви.

Random error of laser radiation linear polarization direction angle measurement with nonlinear thin-wire bolometers / E.V. Kuzmichova // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 104. P. 80—85.

The random error estimation method for measurement of the linear polarization direction angle of intensive wide-aperture continuous laser radiation with wavelength of 10.6 μm was analyzed. The signals of three thin-wire grids with platinum bolometric elements were used in this method. This analysis allows to obtain the absolute standard deviation of measurement results not exceeding the relative standard deviation of the output signals.

1 tab. 2 fig. Ref.: 2 items.

Исследование структурной избирательности многопозиционной метеорной РТС. 1. Постановка задачи / Ю.И. Волощук, И.А. Милютченко // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 104. С. 86—90.

Сформулировано понятие структурной избирательности многопозиционной радиотехнической системы определения координат радиантов метеоров. Рассмотрена методика оценки дополнительного фактора избирательности, связанного с геометрией системы позиций и алгоритмом совместной обработки информации. Этот фактор позволяет получить исправленные распределения радиантов метеоров и элементов орбит метеорных тел вблизи орбиты Земли.

Библиогр.: 9 назв.

Дослідження структурної вибірності багатопозиційної метеорної РТС. 1. Постановка задачі / Ю.І. Волощук, І.А. Мілютченко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 104. С. 86—90.

Сформульовано поняття структурної вибірності багатопозиційної радіотехнічної системи визначення координат радіантів метеорів. Розглянуто методику оцінки додаткового фактора вибірності, пов'язаного з геометрією системи позицій і алгоритмом спільної обробки інформації. Цей фактор дозволяє отримати виправлені розподіли радіантів метеорів і елементів орбіт метеорних тіл поблизу орбіти Землі.

Бібліогр.: 9 назв.

Investigation of the structural selectivity of the multistatic meteor radio engineering system. 1. Problem statement / Yu.I. Voloshchuk, I.A. Milutchenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 104. P. 86—90.

The structural selectivity concept is formulated for the multistatic radio engineering system assigned to determine meteor radiant coordinates. The method for estimating the selectivity additional factor associated with positions system geometry and joint data processing algorithm is considered. This factor allows to obtain the corrected distributions of meteor radiants and the orbital elements of meteoric bodies near the Earth orbit.

Ref.: 9 items.

Исследование структурной избирательности многопозиционной метеорной РТС. 2. Расчет структурного фактора / И.А. Милютченко // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 104. С. 91—98.

Рассмотрена задача оптимизации параметров многопозиционной метеорной РТС с использованием критерия минимума структурной избирательности. Приведены алгоритм и результаты расчета структурного фактора избирательности. Получены значения оптимальных координат разнесенных позиций системы.

Табл. 1. Ил. 2. Библиогр.: 11 назв.

Дослідження структурної вибірності багатопозиційної метеорної РТС. 2. Розрахунок структурного фактора / І.А. Мілютченко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 104. С. 91—98.

Розглянуто задачу оптимізації параметрів багатопозиційної метеорної РТС з використанням критерію мінімуму структурної вибірності. Наведено алгоритм і результати розрахунку структурного фактора вибірності. Отримано значення оптимальних координат позицій системи, що рознесені.

Табл. 1. Іл. 2. Бібліогр.: 11 назв.

Investigation of the structural selectivity of the multistatic meteor radio engineering system. 2. Calculation of the structural factor / I.A. Milutchenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 104. P. 91—98.

The problem of the multistatic radio engineering system parameters optimization using the criterion of the minimum of the structural selectivity is considered. The algorithm and the results of the structural factor calculation are presented. The optimal coordinates values of the diversity positions are obtained.

1 tab. 2 fig. Ref.: 11 items.

О пассивных помехах, связанных с ионосферой, в РЛС поверхностной волны декаметрового диапазона / И.С. Тургенев, С.И. Хоменко // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 104. С. 99—101.

Приведены экспериментальные данные о помехах, связанных с отражениями от ионосферы, которые могут ограничивать дальность действия РЛС поверхностной волны и снижать их энергетический потенциал. Изложены рекомендации по уменьшению этих помех.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

Про пасивні завади, пов'язані з іоносферою, в РЛС поверхневої хвилі декаметрового діапазону / І.С. Тургенев, С.І. Хоменко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 104. С. 99—101.

Наведено експериментальні дані про завади, пов'язані з відбиттям від іоносфери, котре може обмежувати дальність дії РЛС поверхневої хвилі і знижувати її енергетичний потенціал. Викладено пропозиції щодо зменшення цих завад.

Іл. 1. Бібліогр.: 3 назви.

On passive clutters caused by ionosphere in HF ground wave radars / I.S. Turguenev, S.I. Khomenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 104. P. 99—101.

Experimental data on interferences connected with ionospheric reflections which can limit the range of surface wave radars and reduce their energy potential are presented. Recommendations on reducing these limitations are given.

1 fig. Ref.: 3 items.

Возможные причины и источники радиолокационных мешающих отражений типа "ангел-эхо" / А.И. Дохов, В.В. Жирнов, С.Н. Матюшенко, Л.З. Сахновская // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 104. С. 102—111.

На основе анализа аномальных атмосферных явлений, наблюдаемых в оптическом и радиодиапазонах, рассмотрена природа мешающих отражений типа "ангел-эхо", вызванных локальными атмосферными неоднородностями. Показана роль рассеяний, отражений и переотражений от образующихся диэлектрических неоднородностей и от подстилающей поверхности. Приведены результаты экспериментальных исследований, которые подтверждают правильность теоретических подходов к данной проблеме.

Табл. 1. Ил. 4. Библиогр.: 4 назв.

Можливі причини і джерела радіолокаційних заважаючих відбить типу "ангел-луна" / А.І. Дохов, В.В. Жирнов, С.Н. Матюшенко, Л.З. Сахновська // Радиотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 104. С. 102—111.

На основі аналізу аномальних атмосферних явищ, котрі спостерігаються в оптичному і радіодіапазонах, розглянуто природу заважаючих відбить типу "ангел-луна", викликаних локальними атмосферними неоднорідностями. З'ясовано роль розсіювань, відбить та перевідбить від утворюваних діелектричних неоднорідностей та від підстиляючої поверхні. Наведено результати експериментальних досліджень, які підтверджують слушність теоретичних підходів до цієї проблеми.

Табл. 1. Ил. 4. Библиогр.: 4 назви.

Possible causes and sources of interfering radar reflections of the "angel-echo" type / A.I. Dokhov, V.V. Zhirnov, S.N. Matiushenko, L.Z. Sakhnovsky // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 104. P. 102—111.

The nature of interfering reflections of the "angel-echo" type caused by local atmospheric heterogeneities is considered on the basis of analysing the abnormal atmospheric phenomena observed in the optical and radio range. The role of dispersions, reflections and multiplied reflections from resulting dielectric heterogeneities and underlying surface is shown. The results of experimental investigations confirming validity of theoretical approaches to this problem are given.

1 tab. 4 fig. Ref.: 4 items.

Принципы защиты радиопеленгаторов в условиях воздействия мешающих отражений типа "ангел-эхо" / А.И. Дохов, В.В. Жирнов, С.Н. Матюшенко, Л.З. Сахновская // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 104. С. 112—119.

Дано обоснование принципов защиты радиопеленгаторов от помехового воздействия мешающих отражений типа "ангел-эхо" на основе анализа ошибок измерения кажущегося положения, скорости объекта, а также плотности вероятностей их появления с учетом пространственного положения мешающих отражений и объекта и их взаимного перемещения. Предложены меры защиты радиопеленгаторов на основе оценки параметров распределения вероятностей и корреляционного анализа флуктуаций кажущегося положения объекта и доплеровского сдвига частоты.

Ил. 6. Библиогр.: 2 назв.

Принципи захисту радіопеленгаторів в умовах дії заважаючих відбить типу "ангел-луна" / А.І. Дохов, В.В. Жирнов, С.Н. Матюшенко, Л.З. Сахновська // Радиотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн.зб. 1997. Вип. 104 . С. 112—119.

Подано обґрунтування принципів захисту радіопеленгаторів від перешкоджаючого впливу заважаючих відбить типу "ангел-луна" на підставі аналізу помилок вимірювання позірного положення, швидкості об'єкта, а також щільності ймовірності їх появи з урахуванням положення у просторі заважаючих відбить і об'єкта та їх взаємного пересування. Запропоновано заходи щодо захисту радіопеленгаторів на базі оцінки параметрів розподілу ймовірностей і кореляційного аналізу флуктуацій позірного положення об'єкта й доплерівського зсування частоти.

Ил. 6. Бібліогр.: 2 назви.

Principles of radar protection under conditions of influence of interfering reflections of the "angel-echo" type / A.I. Dokhov, V.V. Zhirnov, S.N. Matiyshenko, L.Z. Sakhnovsky // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 104. P. 112—119.

The principles of radar protection against the influence of interfering reflections of the "angel-echo" type on the basis of analysing the apparent location measurement errors, the object velocity and possibilities density of their occurrence with regard to the spatial location of interfering reflections and the object and their mutual shift, are substantiated. The radar protection measures on the basis of the probability distribution parameter estimation and correlation analysis of the apparent object's location fluctuations and doppler frequency shift are offered.

6 fig. Ref.: 2 items.

УДК 621.396.96

Многопозиционная когерентная радиолокационная система / Н.И. Матюхин // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 104. С. 120—124.

Рассмотрена радиоголографическая система, предназначенная для наблюдения больших потоков целей в условиях сильного противодействия. Единый антенный ресурс можно использовать для решения радиолокационных задач и для борьбы с помехами. Соответствующим образом определены принципы построения системы. Приведено обоснование структуры системы и даны формулы для голографической обработки волнового поля.

Ил. 1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.396.96

Багатопозиційна когерентна радіолокаційна система / М.І. Матюхін // Радиотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 104. С. 120—124.

Розглянуто радіоголографічну систему, що призначена для спостереження великих потоків цілей в умовах сильної протидії. Спільний антенний ресурс можна використовувати для вирішення радіолокаційних задач та для боротьби із завадами. Відповідним чином визначено принципи побудови системи. Наведено обґрунтування структури системи і подано формули для голографічної обробки хвильового поля.

Іл. 1. Бібліогр.: 2 назви.

UDC 621.396.96

The multistatic coherent radar system / N.I. Matyukhin // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 104. P. 120—124.

A radioholographic system for observation of large streams of targets under conditions of strong counteraction is considered. A joint antenna resource can be used for the radar problem solution and for the interference reduction. The system design principles are defined in the proper way. The system structure substantiation is given and formulas for holographic wave field processing are presented.

1 fig. Ref.: 2 items.

УДК 621.396.96

Определение времени выполнения полной совокупности операций в многофункциональной радиолокационной системе при произвольном распределении времени выполнения отдельных операций / Н.И. Матюхин // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 104. С. 125—133.

Рассмотрена многофункциональная система, выполняющая все известные локационно-голографические операции. В терминах полумарковских процессов описано поведение системы. Приведены уравнения состояния и динамики системы.

Библиогр. ссылка в подстроч. прим.

УДК 621.396.96

Визначення часу виконання повної сукупності операцій у багатофункціональній радіолокаційній системі при довільному розподілі часу виконання окремих операцій / М.І. Матюхін // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 104. С. 125—133.

Розглянуто багатофункціональну систему, яка виконує всі відомі локаційно-голографічні операції. У термінах напівмарківських процесів описано поведінку системи. Наведено рівняння стану та динаміки системи.

Бібліогр. посилання в підрядк. приміт.

UDC 621.396.96

Estimation of time for performing operations totality in the multifunctional radar system in random distribution of separate operations execution time / N.I. Matyukhin // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 104. P. 125—133.

A multifunction system carrying out all location-holographic operations known at present is considered. The system behavior is described in terms of semi-Markov process. The system state and dynamic equations are given.

Ref.: 1 item.

Анализ цифровых систем спутниковой связи по критерию помехоустойчивости приема-передачи информации / О.Я. Рафалович // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 104. С. 134—137.

Описан алгоритм оценки вероятности ошибки при передаче цифровой информации в системах спутниковой связи для заданного региона. Приведен пример анализа системы спутниковой связи для региона Воронеж — Харьков — Волгоград — Ростов-на-Дону.

Библиогр.: 4 назв.

Аналіз цифрових систем супутникового зв'язку за критерієм завадостійкості приймання-передавання інформації / О.Я. Рафалович // Радиотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 104. С. 134—137.

Описано алгоритм оцінювання ймовірності помилки при передаванні цифрової інформації в системах супутникового зв'язку для заданого регіону. Наведено приклад аналізу системи супутникового зв'язку для регіону Воронеж — Харків — Волгоград — Ростов-на-Дону.

Бібліогр.: 4 назви.

Digital satellite communication systems analysis according to the information receiving/transmitting noise stability criterion / O.Ya. Rafalovich // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 104. P. 134—137.

An algorithm for estimating an error probability while transmitting a digital information through satellite communication systems of a definite region is developed. Voronezh — Kharkov — Volgograd — Rostov-on-Don region satellite communication network is analysed as an example.

Ref.: 4 items.

Методы защиты информации в системах телекоммуникаций и методы их криптоанализа / И.Д. Горбенко, В.И. Долгов, В.И. Рублинецкий, К.В. Коровкин // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 104. С. 138—150.

Дан обзор наиболее широко используемых несимметричных криптосистем с открытыми ключами — типов RSA и Эль-Гамала, которые позволяют реализовать модель взаимного недоверия и взаимной защиты абонентов. Рассмотрены уязвимые места, предложены методы их защиты. Приведены анализ стойкости, процедуры и средства криптоанализа и освидетельствования указанных систем. Произведено сравнение основных несимметричных криптографических алгоритмов, классифицированы наиболее перспективные методы их криптоанализа.

Табл. 4. Библиогр.: 13 назв.

Методи захисту інформації в системах телекомунікацій і методи їх криптоаналізу / І.Д. Горбенко, В.І. Долгов, В.І. Рублинецький, К.В. Коровкін // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 104. С. 138—150.

Подано огляд найбільш широко використовуваних несиметричних криптосистем з відкритими ключами — типів RSA й Ель-Гамала, які дозволяють реалізувати модель взаємної недовіри та взаємного захисту абонентів. Розглянуто вразливі місця, запропоновано методи їх захисту. Наведено аналіз стійкості, процедури та засоби криптоаналізу й огляду зазначених систем. Виконано порівняння основних несиметричних криптографічних алгоритмів, класифіковано найбільш перспективні методи їх криптоаналізу.

Табл. 4. Бібліогр.: 13 назв.

Methods of data security in telecommunication systems and methods of their cryptoanalysis / I.D. Gorbenko, V.I. Dolgov, V.I. Rublinetsky, K.V. Korovkin // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 104. P. 138—150.

The survey of the most widely used asymmetric cryptosystems with the accessible keys of the RSA and El Gamal types allowing to implement the model of the mutual distrust and mutual subscriber security. Vulnerable points are considered, their security methods are offered. Stability analysis, procedures and cryptoanalysis means and the indicated systems examination are given. The main asymmetric cryptographic algorithms comparison was carried out, the most longterm methods of their cryptoanalysis were carried out.

4 tab. Ref.: 13 items.

Оценка метрических характеристик таблиц подстановок для алгоритма криптографического преобразования по ГОСТ 28147–89 / И.Д. Горбенко, И.В. Лисицкая // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 104. С. 151—162.

Изложены подходы к определению метрики в симметрической группе S_n . Описаны статистические свойства и характеристики совпадений в парных декомпозициях строк случайной таблицы подстановок. Предложено оценивать свойства случайных таблиц подстановок с помощью метрических характеристик совпадений элементов в парных декомпозициях строк.

Табл. 4. Библиогр.: 6 назв.

Оцінювання метричних характеристик випадкових таблиць підстановок до алгоритму криптографічного перетворювання за ГОСТ 28147–89 / І.Д. Горбенко, І.В. Лисицька // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 104. С. 151—162.

Викладено підходи до визначення метрики в симетричній групі S_n . Описано статистичні властивості та характеристики збігів елементів у парних декомпозиціях рядків випадкової таблиці підстановок. Запропоновано оцінювати властивості випадкових таблиць підстановок за допомогою метричних характеристик збігів елементів у парних декомпозиціях рядків.

Табл. 4. Бібліогр.: 6 назв.

Metric characteristic estimation of the substitution tables for cryptographic transformation algorithm according to All-Union state standard GOST 28147–89 / I.D. Gorbenko, I.V. Lisitskaya // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 104. P. 151—162.

Approaches to metrics definition in symmmatric group S_n are discussed. Statistical properties and characteristics of element coincidence in paired decompositions of random substitution table raws. It is suggested to estimate random table properties using metric characteristics of paired raw decompositions.

4 tab. Ref.: 6 items.

Принципы системного подхода к сертификации генераторов псевдослучайных чисел в системах защиты информации / А.В. Потий, А.К. Пестерев // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 104. С. 163—172.

С позиций системного подхода рассмотрены принципы, критерии и средства анализа эффективности функционирования генераторов псевдослучайных чисел в системах защиты информации. Приведены общие положения системы сертификации генераторов.

Табл. 1. Ил. 3. Библиогр.: 7 назв.

Принципи системного підходу до сертифікації генераторів псевдовипадкових чисел у системах захисту інформації / О.В. Потій, А.К. Пестерев // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 104. С. 163—172.

З позицій системного підходу розглянуто принципи, критерії та засоби аналізу ефективності функціонування генераторів псевдовипадкових чисел у системах захисту інформації. Наведено загальні положення системи сертифікації генераторів.

Табл. 1. Ил. 3. Бібліогр.: 7 назв.

Principles of the system approach to certification of generators of pseudo-random numbers in systems of protection of the information / A.V. Potiy, A.K. Pesterev // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 104. P. 163—172.

From positions of the system approach pseudo-random numbers generators functioning efficiency analysis principles, criterion and means in information protection systems are considered. The general provisions of system certification of generators are described.

1 tab. 3 fig. Ref.: 7 items.

**Методы ускорения процедур цифровой подписи класса Эль-Гамала / А.В. Сви-
нарев // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 104. С. 173—178.**

Рассмотрены способы устранения временной несимметрии процедур цифровой подписи класса Эль-Гамала. Приведены описания двух алгоритмов возведения в степень чисел многократной точности, которые позволяют уменьшить время проверки цифровой подписи на 30 %.

Табл. 2. Библиогр.: 2 назв.

**Методи прискорення процедур цифрового підпису класу Ель-Гамала / А.В. Сви-
нарьов // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 104. С. 173—178.**

Розглянуто способи усунення часової несиметрії процедур цифрового підпису класу Ель-Гамала. Наведено описи двох алгоритмів піднесення до степеня чисел багатократної точності, що дозволяють зменшити час перевірки цифрового підпису на 30 %.

Табл. 2. Бібліогр.: 2 назви.

**Methods of acceleration of El Gamal digital signature procedures /
A.V. Svinarev // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 104. P. 173—178.**

Methods that eliminate the time asymmetry in the El Gamal digital signature procedures are considered. Two multiprecision modular exponentiation algorithms which decrease the time of the digital signature verification by 30 % are described.

2 tab. Ref.: 2 items.

Непараметрический алгоритм управления объемом памяти в задаче адаптивной фильтрации / С.А. Воробьев // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 104. С. 179—182.

Рассмотрена задача фильтрации случайных последовательностей для ситуации, когда слишком малый вес новых наблюдений или большой вес прошлых наблюдений приводит к потере качества фильтрации. Синтезирован адаптивный двухуровневый алгоритм фильтрации, где на втором уровне выполняются функции управления длиной памяти алгоритма. Процедура второго уровня базируется на использовании непараметрических методов математической статистики.

Библиогр.: 5 назв.

Непараметричний алгоритм управління обсягом пам'яті в задачі адаптивної фільтрації / С.А. Воробйов // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 104. С. 179—182.

Розглянуто задачу фільтрації випадкових послідовностей для ситуації, коли занадто мала вага нових спостережень або велика вага колишніх спостережень призводить до втрати якості фільтрації. Синтезовано адаптивний дворівневий алгоритм фільтрації, де на другому рівні виконуються функції управління довжиною пам'яті алгоритму. Процедура другого рівня базується на використанні непараметричних методів математичної статистики.

Бібліогр.: 5 назв.

Nonparametrical algorithm of forgetting factor control in adaptive filtering problem / S.A. Vorobyov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 104. P. 179—182.

The stochastic sequences filtering problem for the case, when too little weight of new observations or too big weight of past observations result in a loss of filtering quality, is discussed. The adaptive two-level filtering algorithm is synthesized. At the second level the function of forgetting factor control is executed. The second-level procedure is based on the use of the nonparametric mathematical statistics methods.

Ref.: 5 items.

Использование энтропии Колмогорова для оценки потенциальной точности прогноза хаотических дрожаний изображения звезды, наблюдаемой через турбулентную атмосферу / В.В. Бабенко, Ю.Г. Даник, В.В. Карпенко // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 104. С. 183—187.

Предложены критерий и методика выбора метода прогнозирования эволюции хаотических динамических систем. На примере прогноза дрожаний изображения звезды показана целесообразность использования предложенных критерия и методики для выбора наилучшего метода прогнозирования.

Библиогр.: 11 назв.

Використання ентропії Колмогорова для оцінювання потенціальної точності прогнозу хаотичних тремтінгів зображення зірки, що спостерігається крізь турбулентну атмосферу / В.В. Бабенко, Ю.Г. Даник, В.В. Карпенко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 104. С. 183—187.

Запропоновано критерій та методику вибору методу прогнозування еволюції хаотичних динамічних систем. На прикладі прогнозу тремтінгів зображення зірки доведено доцільність використання запропонованих критерію й методики для вибору найкращого методу прогнозування.

Бібліогр.: 11 назв.

Using Kolmogorov entropy for prediction potential estimation of star image chaotic vibration observed through turbulent atmosphere / V.V. Babenko, U.G. Danik, V.V. Karpenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 104. P. 183—187.

The criterion is proposed and technique is developed for choosing prediction method of chaotic system evolution. After the example of star image vibration prediction, the advantage of using the proposed criterion and technique for selection of the best prediction method is shown.

Ref.: 11 items.

УДК 616.073.912:621.391.244

Эффекты бактерицидного действия импульсного УФ-излучения большой интенсивности / О.С. Шостко, И.С. Шостко, Ю.Ф. Лонин и др. // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 104. С. 188—191.

Описано бактерицидное действие УФ-излучения большой интенсивности на микробиологические объекты: непатогенный стафилококк (*Staphylococcus epidermidis*), капсульные микробы клебсиеллы (*Klebsiella*) и микрофлору воздуха помещения. Показано, что использование для стерилизации импульсного УФ-излучения большой мощности (около 1,5 МВт) вместо бактерицидных ртутных ламп позволяет примерно в 10 раз сократить потребление электроэнергии и время, затрачиваемое на стерилизацию.

Ил. 2. Библиогр.: 3 назв.

УДК 616.073.912:621.391.244

Ефекти бактерицидної дії імпульсного УФ-випромінювання великої інтенсивності / О.С. Шостко, І.С. Шостко, Ю.Ф. Лонін та ін. // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 104. С. 188—191.

Описано бактерицидну дію ультрафіолетового випромінювання великої інтенсивності на микробиологічні об'єкти: непатогенний стафілокок (*Staphylococcus epidermidis*), капсульні микробы клебсієли (*Klebsiella*) та мікрофлору повітря приміщень. Доведено, що застосування для стерилізації імпульсного УФ-випромінювання великої потужності (близько 1,5 МВт) замість бактерицидних ртутних ламп дозволяє приблизно в 10 разів скоротити споживання електроенергії та час стерилізації.

Ил. 2. Библиогр.: 3 назви.

UDC 616.073.912:621.391.244

Effects of bactericide action produced by the pulse high intensity ultra-violet radiation / O.S. Shostko, I.S. Shostko, U.F. Lonin et al. // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 104. P. 188—191.

Bactericide action of high intensity ultra-violet radiation on microbiological objects such as nonpathogenic *Staphylococcus epidermidis*, *Klebsiella* capsule microbes and microflora of the lodging air is described. It is shown that application of the pulse high intensity ultra-violet radiation (about 1,5 MW) for sterilization instead of bactericide mercury lamps results in reduction of power consumption and time required for sterilization one-tenth of the previous values.

2 fig. Ref.: 3 items.

Возможности лазерных методов в лабораторной диагностике / Н.П. Мустецов, О.А. Карабанова // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 104. С. 192—195.

Рассмотрены эффекты взаимодействия лазерного излучения с кровью, лежащие в основе методов лабораторной диагностики. Показано, что оптические свойства крови определяются как собственными характеристиками биочастиц (размер, форма, структура и др.), так и параметрами лазерного излучения.

Табл. 1. Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

Можливості лазерних методів у лабораторній діагностиці / М.П. Мустецов, О.А. Карабанова // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 104. С. 192—195.

Розглянуто ефекти взаємодії лазерного випромінювання з кров'ю, що лежать в основі методів лабораторної діагностики. Доведено, що оптичні властивості крові визначаються як власними характеристиками біочастинок (розмір, форма, структура та ін.), так і параметрами лазерного випромінювання.

Табл. 1. Ил. 1. Бібліогр.: 3 назви.

Possibilities of laser methods in laboratory diagnostic / N.P. Mustetsov, O.A. Karabanova // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 104. P. 192—195.

Laser emission-blood interaction effects being the basic of laboratory diagnostic methods are considered in the paper. Optical features of blood were shown to be determined as both by inherent characteristics of bioparticles (size, form, structure etc) and by laser emission parametres.

1 tab. 1 fig. Ref.: 3 items.

Установка глубокой осушки и очистки смесей инертных газов для герметизации радиоэлектронной аппаратуры / В.Г. Котух // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 104. С. 196—201.

Описана оригинальная малогабаритная установка глубокой (точка росы $-70\text{ }^{\circ}\text{C}$) осушки и очистки газов, предназначенных для заполнения корпусов микросборок и микроблоков радиоэлектронной аппаратуры. Изложены особенности блока управления, пневматической и электрической схем.

Ил. 6. Библиогр.: 3 назв.

Установка глубокого осушування й очищення суміші інертних газів для герметизації радіоелектронної апаратури / В.Г.Котух // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1997. Вип. 104. С. 196—201.

Описано оригінальну малогабаритну установку глибокого (точка роси $-70\text{ }^{\circ}\text{C}$) осушування й очищення газів, які призначено для заповнення корпусів мікробірок і мікроблоків радіоелектронної апаратури. Викладено особливості блока управління, пневматичної та електричної схем.

Ил. 6. Бібліогр.: 3 назви.

Inert gases mixtures deep dehumidification and cleaning installation for radio-electronic equipment sealing / V.G. Kotukh // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1997. N 104. P. 196—201.

An original small-sized installation for deep (dew point is equal to $-70\text{ }^{\circ}\text{C}$) dehumidification and cleaning of gases intended for filling radioelectronic equipment microassemblies being sealed is described. The control unit, pneumatic and electric circuits features are presented.

6 fig. Ref.: 3 items.