

621.396(06)
P15

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

РАДИОТЕХНИКА

**Всеукраинский межведомственный
научно-технический сборник**

- Основан в 1965 г.

В Ы П У С К 113

Радиотехника
621.396(06)

P 15



848378

НБ ХНУРЕ

2000

Харків

Харківський державний технічний
університет радіоелектроніки

2000

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

В сборнике описаны методы обработки радиосигналов с учетом нелинейности приемного тракта. Рассмотрены проблемы распространения мощных звуковых пучков систем зондирования атмосферы. Изложены результаты исследований в области антенн и сотовой связи.

Для преподавателей вузов, научных работников и специалистов.

У збірнику описано методи обробки радіосигналів з урахуванням нелінійності приймального тракта. Розглянуто проблеми розповсюдження потужних звукових пучків систем зондування атмосфери. Викладено результати досліджень в галузі антен та стільникового зв'язку.

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. Алехин*, отв. секретарь, канд. техн. наук, доц. *Ж.Ф. Пащенко*, д-р физ.-мат. наук *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. *Е.Г. Прошкин*, 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. Хиженяк*, д-р техн. наук, проф. *Я.С. Шифрин*, д-р техн. наук, проф. *В.М. Шокало*, д-р техн. наук, проф. *С.Н. Шостка*

Ответственный за выпуск д-р техн. наук, проф. *Е.Г. Прошкин*.

Рекомендовано Вченою радою Харківського технічного університету радіоелектроніки.

Протокол № 19 від 28.01.2000

Адрес редакционной коллегии: Украина, 61166 Харьков-166, просп. Ленина, 14, Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники (ХТУРЭ), тел. 40-93-97

© Харківський державний технічний університет радіоелектроніки, 2000

ЗБІРНИК НАУКОВИХ ПРАЦЬ

РАДІОТЕХНІКА

Выпуск 113

Російською мовою

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

РАДИОТЕХНИКА

Выпуск 113

Редактори *Б.П. Косіковська, О.Г. Троценко*

Підп. до друку з ориг.-макета 30.05.2000. Формат 60x84/8.

Папір офсет. Друк офсет. Ум. друк. арк. 24,65. Обл.-вид. арк. 26,0.

Тираж 300 пр. Зам. № . Ціна договірна.

Харківський державний технічний університет радіоелектроніки (ХТУРЕ).

Україна, 61166 Харків, просп. Леніна, 14.

Оригінал-макет підготовлено і збірник надруковано

в учбово-виробничому видавничо-поліграфічному центрі ХТУРЕ.

Україна, 61166 Харків, просп. Леніна, 14.

ОПТИМИЗАЦИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ ПО КРИТЕРИЮ МАКСИМУМА КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ С ОГРАНИЧЕНИЕМ УРОВНЯ КРОССПОЛЯРИЗОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Поляризационная развязка антенн является одним из распространенных способов обеспечения электромагнитной совместимости радиоэлектронных средств. Однако, он оказывается эффективным только в том случае, когда антенны имеют низкий уровень кроссполяризационного излучения. Вопросам построения таких антенн посвящен целый ряд публикаций (см., например, работу [1]), где авторы наряду с достижением высоких технических и эксплуатационных показателей ставят задачу снижения уровня излучаемого поля паразитной поляризации в одном или нескольких заданных направлениях. Такая постановка задачи оправдана лишь в тех случаях, когда заранее известны условия эксплуатации проектируемой антенны и электромагнитная обстановка в месте ее установки. Если такой информации нет априори, то для повышения электромагнитной совместимости устройств целесообразно снижать общий уровень излучаемой мощности на волнах кроссполяризации, уменьшая тем самым «загрязнение» окружающей среды побочными продуктами работы радиоэлектронных систем. В настоящей работе предлагается метод нахождения возбуждения антенной решетки (АР), обеспечивающего ее максимальный коэффициент усиления (КУ) при заданных ограничениях на интегральный уровень кроссполяризованного излучения.

Рассмотрим произвольную антенную решетку, состоящую из N излучателей, векторные диаграммы направленности (ДН) $\vec{f}_n(\vec{u})$ ($n = \overline{1, N}$) которых в общей системе координат будем считать известными [2]:

$$\vec{f}_n(\vec{u}) = \sqrt{\frac{D_n r_{\Sigma n}}{4\pi}} \vec{F}_n(\vec{u}),$$

где D_n – максимальный коэффициент направленного действия (КНД) n -го излучателя, $r_{\Sigma n}$ – его нормированное (относительно волнового сопротивления питающей линии $Z_{вн}$) собственное сопротивление излучения, $\vec{F}_n(\vec{u})$ – ДН излучателя, нормированная относительно ее значения в направлении главного максимума, \vec{u} – единичный вектор направления излучения.

Поставим задачу: необходимо найти оптимальное амплитудно-фазовое распределение (АФР) токов на входах излучателей АР, обеспечивающее максимум ее КУ в направлении \vec{u}_0 при заданных ограничениях на величину коэффициента поляризационных потерь (КПП) $a_c \leq a_{c \text{ lim}}$, который определяется отношением [3]

$$a_c = P_c / P_\Sigma. \quad (1)$$

Здесь P_c – мощность излучения АР на кроссполяризованных волнах, которые определены в заданном ортогональном поляризационном базисе с ортами (\vec{b}^0, \vec{c}^0) ; P_Σ – суммарная мощность излучения антенны; $a_{c \text{ lim}}$ – предельно допустимое значение КПП.

Запишем КУ АР в следующем виде:

$$G(\vec{u}_0) = 4\pi R^2 |\vec{S}(\vec{u}_0)| / P_a, \quad (2)$$

где $|\vec{S}(\vec{u}_0)|$ – модуль вектора Пойнтинга на сфере радиуса R в дальней зоне антенны в направлении \vec{u}_0 ; $P_a = P_\Sigma + P_d$ – входная мощность антенной решетки, P_d – мощность джоулевых потерь в излучателях.

Выразим мощности, входящие в (1) и (2), через токи на входах излучателей и представим их в виде эрмитовых форм [2,4]:

$$R^2 |\bar{S}(\bar{u}_0)| = |\langle i \bar{f}(\bar{u}_0) \rangle|^2 = \langle i^* \bar{f}^*(\bar{u}_0) \rangle \langle \bar{f}(\bar{u}_0) i \rangle = \langle i^* \mathbf{A} i \rangle;$$

$$P_a = \langle i^* \mathbf{r} i \rangle, P_\Sigma = \langle i^* \mathbf{r}_\Sigma i \rangle, P_c = \langle i^* \mathbf{r}_{cc} i \rangle, P_d = \langle i^* \mathbf{r}_d i \rangle,$$

где $\langle i$ – матрица-строка (i) – матрица-столбец), описывающая АФР нормированных I токов на входах излучателей АР; \mathbf{A} – квадратная матрица, определяемая как $\mathbf{A} = [\bar{f}^*(\bar{u}_0) \rangle \langle \bar{f}(\bar{u}_0)]$; $\mathbf{r} = \mathbf{r}_\Sigma + \mathbf{r}_d = \text{Re}(\mathbf{z})$, \mathbf{z} – матрица нормированных собственных и взаимных сопротивлений на входах излучателей, \mathbf{r}_d и \mathbf{r}_Σ – матрицы нормированных сопротивлений потерь и сопротивлений излучения; \mathbf{r}_{cc} – матрица нормированных поляризационных сопротивлений излучения, описывающая взаимные связи между излучателями на волнах кроссполяризации [3]; знак * означает комплексное сопряжение. Последние две матрицы определяются выражениями:

$$\mathbf{r}_\Sigma = \int_{\Omega} [\bar{f}^*(\bar{u}) \rangle \langle \bar{f}(\bar{u})] d\Omega, \mathbf{r}_{cc} = \int_{\Omega} [f_c^*(\bar{u}) \rangle \langle f_c(\bar{u})] d\Omega,$$

где матрица-столбец $f_c(\bar{u}) = \bar{c}^0 \bar{f}_n(\bar{u}) \rangle$ определяет ДН излучателей на кроссполяризованных волнах; Ω – телесный угол, равный 4π , если излучатели находятся в свободном пространстве, или 2π , если они расположены над бесконечным плоским проводящим экраном; $d\Omega$ – элемент телесного угла.

Теперь задачу определения оптимального АФР токов $i \rangle_{\text{opt}}$, обеспечивающего максимум функционала $G(i \rangle)$ при наличии ограничений на область I допустимых значений аргумента, можно сформулировать в следующем матричном виде:

$$\max_{i \rangle \in I} \{G(i \rangle)\} = \max_{i \rangle \in I} \{ \langle i^* \mathbf{A} i \rangle / \langle i^* \mathbf{r} i \rangle \}, \quad I = \{ i \rangle : \langle i^* \mathbf{r}_{cc} i \rangle / \langle i^* \mathbf{r}_\Sigma i \rangle \leq a_{c \text{ lim}} \},$$

а ее решение удобно искать с помощью метода неопределенных множителей Лагранжа [5]. Учитывая, что эрмитовы матрицы \mathbf{A} , \mathbf{r} , \mathbf{r}_Σ и \mathbf{r}_{cc} являются положительно (или неотрицательно) определенными, можно показать, что искомое АФР определяется выражением

$$i \rangle = (\mathbf{r} + p(\mathbf{r}_{cc} - a_{c \text{ lim}} \mathbf{r}_\Sigma))^{-1} f(\bar{u}_0) \rangle, \quad (4)$$

где p – коэффициент, подлежащий определению. Для его нахождения используем условие

$$\langle i^* \mathbf{r}_{cc} i \rangle / \langle i^* \mathbf{r}_\Sigma i \rangle = a_{c \text{ lim}}, \quad (5)$$

которое превращается в нелинейное уравнение относительно p после подстановки в него вместо $i \rangle$ выражения (4). Поскольку уровень паразитного излучения a_c монотонно убывает с ростом p (при $p > 0$) [5], полученное уравнение можно решить, применяя один из численных методов. Найденное таким образом p_{opt} соответствует заданному уровню КПП $a_{c \text{ lim}}$ и тем самым определяет искомое АФР токов $i \rangle$ (4), максимизирующее значение $G(\bar{u}_0)$ с учетом введенных ограничений. При этом следует помнить, что область возможных значений $a_{c \text{ lim}}$ ограничена слева и справа значениями минимального μ_{min} и максимального μ_{max} собственных чисел регулярного пучка эрмитовых форм $\langle i^* \mathbf{r}_{cc} i \rangle - \mu \langle i^* \mathbf{r}_\Sigma i \rangle$, которые для каждой решетки являются индивидуальными, поскольку определяются матрицами \mathbf{r}_Σ и \mathbf{r}_{cc} .

Приведенный выше алгоритм оптимизации КУ использовался для синтеза плоской антенной решетки нормального излучения, работающей на волнах круговой поляризации. Решетка состояла из семи полуволновых турникетных вибраторов (рис. 1, а), которые располагались на вершинах и в цен-

1 Нормировка токов и сопротивлений осуществляется согласно известному правилу [2]: $i_n = I_n \sqrt{Z_{вн}}/2$, $z_{mn} = Z_{mn} / \sqrt{Z_{вн} Z_{вн}}$, где $Z_{вн}$ – волновое сопротивление линии передачи, подключенной ко входу n -го излучателя.

тре правильного шестиугольника со стороной $d = 0,7\lambda$. Распределение тока вдоль вибраторов определялось с помощью метода моментов с использованием базиса кусочно-синусоидальных пробных функций. Элементы матриц \mathbf{r}_Σ и \mathbf{r}_{cc} рассчитывались с помощью методики, изложенной в [6]. Матрица сопротивлений потерь системы излучателей считалась диагональной, а КПД η всех вибраторов одинаковыми. В результате решения задачи синтеза определялось оптимальное распределение токов $i)_{opt}$ на входах вибраторов, максимизирующее КУ решетки для каждого заданного значения КПД, рассчитывались ДН решетки и величина $G_{\max}(\vec{u}_0)$. Результаты этих расчетов сравнивались с аналогичными для случая безусловной максимизации КУ.

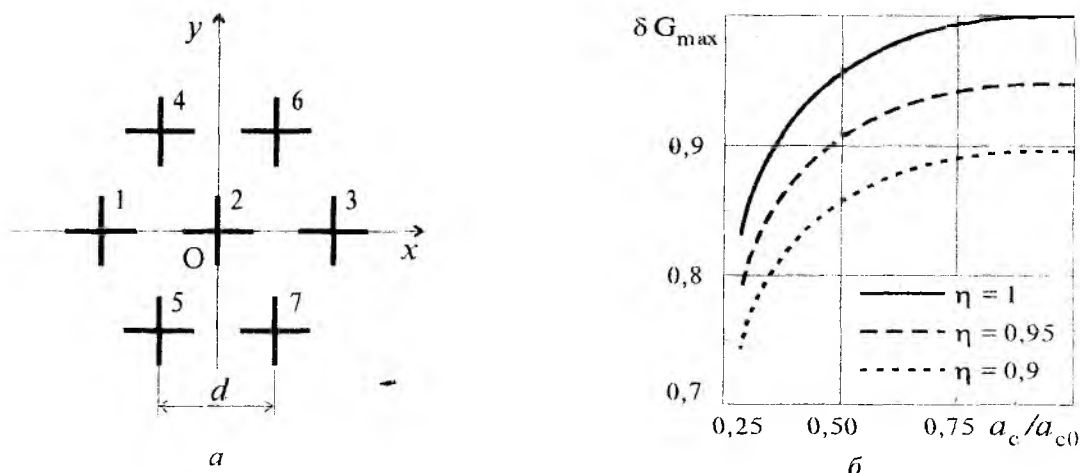


Рис. 1

Большой интерес при этом представляет влияние вводимых ограничений на достижимую величину $G_{\max}(\vec{u}_0)$. На рис. 1, б показана зависимость отношения $\delta G_{\max} = G_{\max}(\vec{u}_0)/G_{0\max}(\vec{u}_0)$ от величины относительного снижения КПД a_c/a_{c0} , где $G_{0\max}(\vec{u}_0)$ и a_{c0} – КУ и КПД решетки без джоулевых потерь ($\eta = 1$) с распределением токов, найденным при безусловной максимизации ее КУ. Для рассматриваемой АР $a_{c0} = 0,01688$. Из графиков следует, что более чем трехкратное подавление уровня КПД сопровождается всего лишь 15-процентным снижением КУ решетки, что говорит о возможности заметного снижения уровня мощности, излучаемой антенной на волнах кроссполяризации, при незначительном уменьшении ее усиления.

На рис. 2, а, б приведены ДН решетки на волнах основной $F_b(\theta)$ и паразитной $F_c(\theta)$ поляризации в плоскости $y = 0$ ($\varphi = 0^\circ$) и в плоскости $x = 0$ ($\varphi = 90^\circ$) для двух значений КПД: $a_c = a_{c0}$ (случай безусловной максимизации КУ) и $a_{c\lim} = a_{c0}/3$. Как и следовало ожидать, при уменьшении задаваемого значения $a_{c\lim}$, т.е. при ужесточении требований к величине предельного КПД, снижается уровень излучения на волнах паразитной поляризации. Кроме того, из графиков следует, что одновременно со снижением уровня лепестков $F_c(\theta)$ уменьшаются еще и боковые лепестки основной ДН $F_b(\theta)$, а также несколько расширяется ее главный луч, что более заметно по положению нуля, чем на уровне половинной мощности.

Отмеченные изменения формы ДН $F_b(\theta)$ обычно сопутствуют изменению амплитудного распределения возбуждения антенны от равномерного к спадающему к краям. Вместе с тем, анализ оптимального АФР говорит о более сложных его трансформациях, направленных на подавление паразитного излучения не только в области боковых лепестков, но и в пределах главного луча основной ДН.

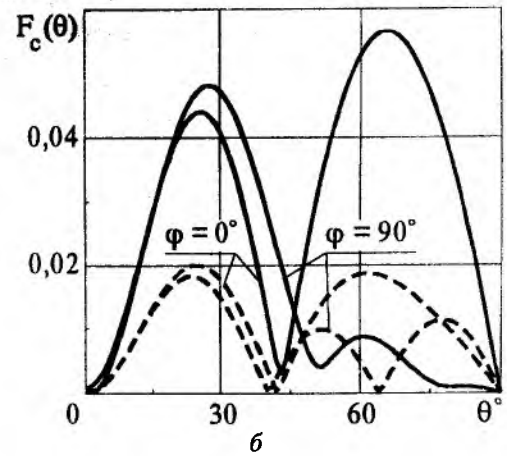
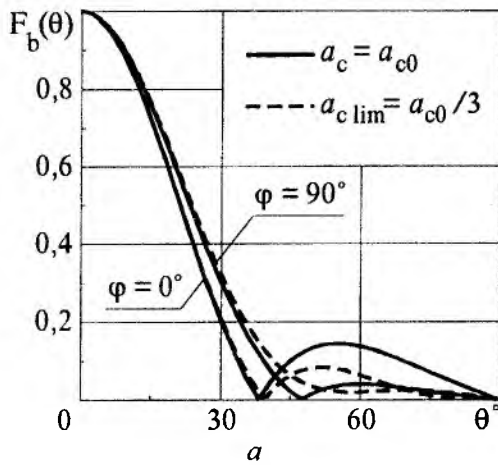


Рис. 2

Вероятно, что другие способы подавления уровня кроссполяризованного излучения АР также могут дать похожий эффект, но от предлагаемого здесь метода они отличаются тем, что не гарантируют оптимального баланса между заданной величиной КПП АР и достижимым максимумом ее КУ, а это неизбежно ведет либо к недостаточной степени подавления КПП, либо к дополнительным потерям КУ.

Приведенные результаты численных расчетов позволяют сделать вывод о том, что предложенный метод оптимизации антенных решеток позволяет добиться существенного снижения уровня их излучения на волнах кроссполяризации с одновременным подавлением боковых лепестков основной ДН при сохранении высокого уровня коэффициента усиления.

Список литературы: 1. Корниенко Л.Г., Задорожко Ю.Л. Максимум коэффициента направленного действия антенных решеток при наличии ограничений на вид поляризации излучаемого поля в ряде фиксированных направлений // Радиотехника. 1983. Вып. 64. С.37—42. 2. Панченко Б.А., Ошивалов В.Д. Поляризационные потери турникетных вибраторов // Радиотехника. 1987. № 5. С.62—63. 3. Марков Г.Т., Сазонов Д.М. Антенны. М.: Энергия, 1975. 528 с. 4. Токарский П.Л. Импедансный подход к анализу поляризационных потерь в антенных решетках // Радиотехника и электрон. 1992. Т. 37, № 8. С.1388—1395. 5. Мартынов М.А., Павлюк В.А., Рыбалко А.М. Максимизация интегральных параметров антенных решеток с подавлением бокового излучения // Радиотехника и электрон. 1977. Т. 22, № 3. С.609—613. 6. Токарский П.Л., Синелун А.В. Приближенный расчет поляризационных сопротивлений излучения вибраторов // Радиотехника. 1998. Вып. 105. С. 31—41.

Харьковский государственный технический университет радиозлектроники

Поступила в редакцию 1.04.99.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ МИКРОВОЛНОВЫМ ЛУЧОМ ПРИ ПАРАБОЛИЧЕСКОМ АМПЛИТУДНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ВОЗБУЖДАЮЩЕГО ПОЛЯ

В настоящее время продолжают теоретические и экспериментальные исследования систем передачи энергии микроволновым лучом [1 – 6]. Такие системы предполагается использовать для дистанционного энергообеспечения космических аппаратов, передачи произведенной в космосе электроэнергии на Землю и ряда других приложений [1, 2]. Сегодня усилия направляются как на совершенствование конструкций приемной и передающей подсистем, так и на освоение более коротких длин волн [3, 4]. Использование миллиметрового диапазона позволит сократить размеры антенн и производить передачу энергии на более значительные расстояния. Предметом отдельных исследований является тракт распространения электромагнитных волн. Известно [6], что коэффициент полезного действия (КПД) передачи энергии зависит от амплитудно-фазового распределения (АФР) поля на апертуре передающей антенны и может быть близок к единице при расположении антенн в зоне Френеля. К числу первых работ, посвященных передаче энергии в зоне Френеля, можно отнести [7, 8]. В [9] для различных параметров системы были установлены оптимальные АФР на апертуре передающей антенны, обеспечивающие максимальный КПД передачи энергии. Оптимальным фазовым распределением (ОФР) является квадратичное, реализующее сферический фазовый фронт с центром кривизны в плоскости приемной апертуры. При сближении антенн, первоначально находящихся в дальней зоне, оптимальное амплитудное распределение (ОАР) изменяется от равномерного к все более спадающему к краям, приобретая гауссову форму.

Однако при гауссовом амплитудном распределении (АР) неэффективно используются площади передающей и приемной апертур [1]. Поэтому целесообразным представляется поиск более равномерных амплитудных распределений, способных реализовать КПД передачи энергии, близкий к максимальному. В данной работе исследована возможность использования для этой цели АР параболического типа.

Рассмотрим систему передачи энергии микроволновым лучом, состоящую (рис. 1) из круглых передающей и приемной антенн, расположенных соосно. Поляризация поля – линейная.

В [10] показано, что для зоны Френеля при осесимметричном возбуждении передающей антенны напряженность электрического поля в области расположения приемной антенны описывается выражением:

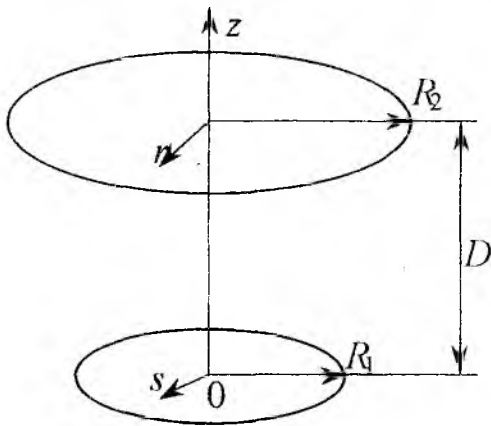


Рис. 1

$$E(r, D) = \frac{jke^{-jkD}}{D} e^{-\frac{jk}{2D}r^2} \int_0^{R_1} E(s) e^{-\frac{jks^2}{2D}} J_0\left(\frac{krs}{D}\right) s ds, \quad (1)$$

где r – радиальная координата; D – расстояние между апертурами; j – мнимая единица; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число; λ – длина волны; R_1 – радиус передающей апертуры; $E(s)$ – распределение напряженности электрического поля на апертуре передающей антенны; J_0 – функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

На основании выражения (1) можно получить соотношение для КПД перехвата энергии, под которым понимают отношение мощности, падающей на приемную апертуру, к мощности, излучаемой передающей антенной:

$$\eta = \frac{P_{np}}{P_{uz}} = \frac{k^2}{D^2} \frac{\int_0^{R_2} \left| \int_0^{R_1} E(s) e^{-j \frac{ks^2}{2D}} J_0\left(\frac{krs}{D}\right) s ds \right|^2 r dr}{\int_0^{R_1} |E(s)|^2 s ds},$$

где R_2 – радиус приемной апертуры.

После приведения интегралов к единому интервалу интегрирования получим:

$$\eta = \frac{\int_0^a \left| \int_0^a E(u) e^{-jtu^2} J_0(u\rho) u du \right|^2 \rho d\rho}{\int_0^a |E(u)|^2 u du}, \quad (2)$$

где $a = \sqrt{\frac{kR_1 R_2}{D}}$; $t = \frac{R_1}{2R_2}$; $u = s \sqrt{\frac{kR_2}{DR_1}}$; $\rho = r \sqrt{\frac{kR_1}{DR_2}}$.

Выражение (2) показывает, что КПД перехвата энергии является функционалом амплитудно-фазового распределения $E(u)$ и зависит от параметров a и t . АФР поля возбуждения запишем в виде:

$$E(u) = F(u) \cdot e^{j\varphi(u)},$$

где $F(u)$ – амплитудное распределение; $\varphi(u)$ – фазовое распределение.

Известно [9], что оптимальным фазовым распределением с точки зрения максимизации функционала (2) является распределение

$$\varphi(u) = tu^2. \quad (3)$$

При реализации ОФР (3) выражение для КПД перехвата энергии примет вид:

$$\eta = \frac{\int_0^a \left[\int_0^a F(u) J_0(u\rho) u du \right]^2 \rho d\rho}{\int_0^a F^2(u) u du} \quad (4)$$

Оптимальное амплитудное распределение $F(u)$ должно удовлетворять уравнению [9]:

$$\rho F(u) = \int_0^a F(v) J_0(uv) v dv \quad (0 \leq u \leq a),$$

где ρ – коэффициент, равный квадратному корню из максимального значения КПД перехвата энергии.

Из этого уравнения следует, что при разложении функции Бесселя в степенной ряд ОАР оказывается четной функцией и может быть аппроксимировано полиномом степени $2M$:

$$F(u) = \sum_{i=0}^M c_i u^{2i}. \quad (5)$$

Используя также разложение функции Бесселя в виде конечной суммы и производя интегрирование в (4), приходим к следующему выражению:

$$\eta = \frac{\sum_{i=0}^M \sum_{j=0}^M \sum_{k=0}^N \sum_{p=0}^N \frac{(-1)^{k+p} c_i c_j a^{2[i+j+2(k+p)+2]}}{(k!)^2 (p!)^2 2^{2(k+p+1)} (i+k+1)(j+p+1)(k+p+1)}}{\sum_{i=0}^M \sum_{j=0}^M c_i c_j \frac{a^{2(i+j)}}{i+j+1}}, \quad (6)$$

где N – номер последнего члена в разложении функции Бесселя.

Формула (6) позволяет производить расчет КПД перехвата энергии по известным коэффициентам c_i полинома (5) и параметру a . Объем вычислений при этом зависит от величин M и N .

Выражение (6) представляет собой отношение двух квадратичных форм:

$$\eta = \frac{(GC, C)}{(HC, C)},$$

где G , H – квадратные положительно определенные симметричные матрицы порядка $M+1$; C – вектор размера $M+1$, состоящий из коэффициентов c_i разложения (5).

Элементами матриц G и H являются следующие величины:

$$g_{i,j} = \sum_{k=0}^N \sum_{p=0}^N \frac{(-1)^{k+p} a^{2[i+j+2(k+p)+2]}}{(k!)^2 (p!)^2 2^{2(k+p+1)} (i+k+1)(j+p+1)(k+p+1)};$$

$$h_{i,j} = \frac{a^{2(i+j)}}{i+j+1} \quad (i, j = \overline{0, M}).$$

В [10] показано, что максимально возможное (при заданном M) значение величины η равно наибольшему собственному значению матрицы $L = H^{-1}G$, а компоненты собственного вектора, соответствующего этому собственному значению, являются коэффициентами разложения амплитудного распределения, необходимого для достижения данного максимума. Чем больше M , тем большего значения КПД перехвата энергии можно достичь, но при $M > 3$ это увеличение становится незначительным. Кроме того, получаемые при $M = 3$ амплитудные распределения хорошо согласуются с приводимыми в литературе [6] оптимальными АР, найденными другим методом.

Если в изложенном выше способе положить $M = 1$, то можно определить оптимальный вид АР параболического типа. Найденные таким образом для разных значений параметра a оптимальные параболические амплитудные распределения (ОПАР) представлены на рис. 2, a получаемые при ОПАР значения КПД перехвата – на рис. 3.

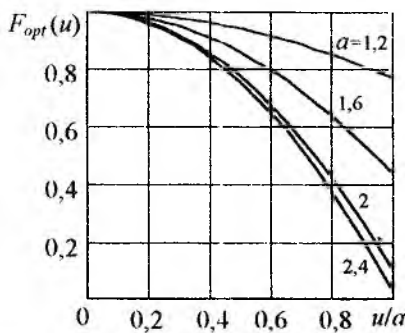


Рис. 2

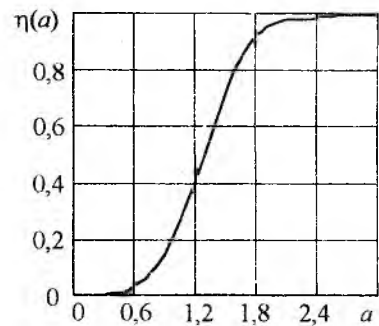


Рис. 3

Вычисления показали, что при переходе от ОАР к ОПАР КПД перехвата энергии падает не более, чем на 2%. В таблице приведены значения отношения мощности, излучаемой передающей ан-

тенной с ОПАР, к мощности, излучаемой передающей антенной с ОАР, при равенстве остальных параметров, а также напряженностей поля в центре апертуры.

Таблица

a	1,6	1,8	2,0	2,2	2,4
$P_{ОПАР}/P_{ОАР}$	1,05	1,12	1,22	1,4	1,74

Из таблицы видно, что при больших значениях параметра a значительно увеличивается эффективность использования площади антенн, поскольку ОПАР является более равномерным, чем ОАР.

В общем случае соотношение, описывающее семейство оптимальных параболических амплитудных распределений, можно записать в виде:

$$F_{opt}(u, a) = 1 + c_{opt}(a) \cdot u^2$$

На рис. 4 изображена рассчитанная зависимость оптимального коэффициента c_{opt} от параметра a . На этом же рисунке пунктиром показан график аппроксимирующего эту зависимость полинома:

$$c_{opt}(a) = -0,1406a^2 + 0,01985a^4 + 1,15 \cdot 10^{-3}a^6 - 0,216 \cdot 10^{-3}a^8$$

Таким образом, в работе получены аналитические выражения, позволяющие производить анализ и оптимизацию системы передачи энергии микроволновым лучом при представлении АР в виде полинома четных степеней. Показана возможность замены оптимального АР оптимальным параболическим при незначительном уменьшении КПД перехвата энергии и заметном выигрыше в величине излучаемой мощности.

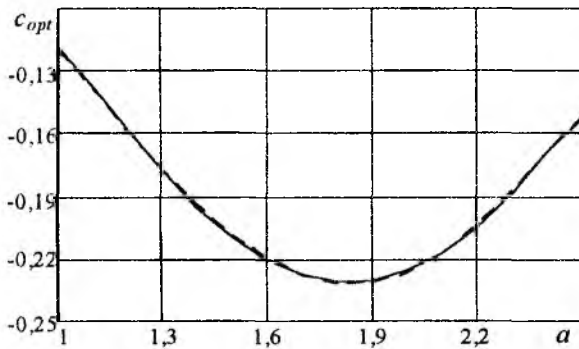


Рис. 4

Список литературы: 1. Katsenelenbaum B.Z., S. S. Shaposhnikov, "Energy transportation by a beam of electromagnetic waves". Proc. of the XXVIII Moscow International Conference on Antenna Theory and Technology, Moscow, Russia, 1998, P. 578-579. 2. Thumm M, "Gyrotrons - Moderne Quellen fuer Millimeterwellen hoec-hster Leistung." Vortrag N 425, Nordrhein-West-faelische Akademie der Wissenschaften, 1996. 3. P. Koert and J. T. Cha, "Millimeter Wave Technology for Space Power Beaming," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. 40, N. 6. P. 1251 - 1258, June 1992. 4. Yoo T. and Chang K., "Theoretical and Experimental Development of 10 and 35 GHz Rectennas," IEEE Trans.

Microwave Theory Tech., Vol. 40, N. 6, P. 1259 - 1266, June 1992. 5. Glaser P. E., "An Overview of Solar Power Satellite Option," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. 40, N. 6. P. 1230 - 1238, June 1992. 6. Brown W. C., Eves E. E., "Beamed Microwave Power Transmission and its Application to Space," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. 40, N. 6. P. 1239 - 1250, June 1992. 7. Hu M. K., "Near-zone power transmission formula," IRE Nat'l Conv. Rec., pt. 8. P. 128 - 135, 1958. 8. Kay A. F., "Near-Field Gain of Aperture Antennas," IRE Trans. Antennas Propag., Vol. 8. P. 586 - 593, November 1960. 9. Goubau G. and Schwering F., "On the guided propagation of electromagnetic wave beams," IRE Trans. Antennas Propag., Vol. AP-9. P. 248 - 256, May 1961. 10. Shifrin J.S., Shokalo V.M., Rybalko A.M. Efficiency of Energy Transmission Systems with Microwave Beam // Proc. 5th International Symposium on Recent Advances in Microwave Technology, Kiev, Ukraine, 1995. V.1. P. 242-249.

Харьковский государственный технический университет радиотехники

Поступила в редколлегию 20.05.99

ОПТИМАЛЬНІ ПРОСТОРОВІ ХАРАКТЕРИСТИКИ АНТЕН СТАНЦІЙ МЕТЕОРНОГО РАДІОЗВ'ЯЗКУ

Одним з практичних застосувань метеорного розповсюдження радіохвиль є системи метеорного радіозв'язку радіально-вузлового типу, основне призначення яких – збір інформації центральною станцією (ЦС) від периферійних (ПС). На відміну від простих ліній метеорного радіозв'язку в таких системах маємо довільного розташування ПС відносно ЦС як за азимутом, так й за відстанню, причому значення можливих відстаней знаходяться у проміжку від кількох десятків до кількох сотень кілометрів.

Очевидно, що діаграма спрямованості (ДС) антени ЦС має мати форму півкулі (або близьку до неї), в той час як ДС антен ПС й їх орієнтація у просторі залежать від географічного розташування ПС відносно ЦС й мають визначатися за критерієм максимуму пропускної здатності метеорного каналу з урахуванням проектно-виробничих витрат. Ця залежність пояснюється нерівномірністю розподілу на небесній сфері "корисних" метеорних слідів – слідів, що здатні утворити канали радіозв'язку за умови дзеркального відбиття радіохвиль, що й проявляється саме на обумовленій відстані ПС-ЦС.

Розподіл "корисних" метеорних слідів на небесній сфері й відповідні рекомендації щодо орієнтації ДС антени метеорних ліній подані у багатьох наукових роботах, серед яких, на наш погляд, треба послатися на [1]. Разом з тим, у наявних публікаціях відсутні кількісні показники зв'язку характеристик (ДС θ_r , θ_α) антени (коефіцієнта підсилення антени G або кутів розкриття ДС) й їх орієнтації у просторі з пропускною здатністю метеорного каналу. До того ж картина розподілу "корисних" метеорних слідів наводиться у не дуже зручній для розробника апаратури метеорних систем формі – у декартовій системі координат. В підсумку, на цей час фактично відсутні рекомендації розробникам метеорних систем радіального зв'язку щодо оптимальних характеристик ДС антен.

З метою визначення безпосереднього зв'язку характеристик ДС антен ПС з пропускною здатністю метеорного каналу та визначення можливих оптимальних значень G й кутів просторової орієнтації ДС антени – азимутального α_α й кутомісцевого γ_α , проведені відповідні розрахунки, результати яких подаються нижче. Ці розрахунки проведені за таких умов:

- ДС антени ПС у полярній системі координат має форму конуса з кутом розкриття B ($B = \theta_r = \theta_\alpha$): в межах цього значення кута коефіцієнт спрямованості має сталі значення, що однозначно пов'язане з B ;
- ДС антени ЦС має форму півкулі;
- поляризація – колова як з боку ПС, так і з боку ЦС, що дозволяє не враховувати зміни поляризації радіохвиль за відбиття від метеорного сліду;
- розподіл радіантів метеорів – рівномірний¹, метеорні ливні за розрахунків не розглядалися;
- висота, на якій утворюються метеорні сліди, покладена сталою й рівною 100 км.

В основу розрахунків покладено вираза з [1], що визначає рівень сигналу $P_{\text{пр}}$ у місці розташування приймача ПС:

$$P_{\text{пр}}(t) = P_{\text{пер}} \cdot H(RT, B, \alpha, \gamma, \beta, \varphi) \cdot F(m, \nu, t), \quad (1)$$

де $P_{\text{пер}}$ – потужність радіопередавача станції; $H(RT, B, \alpha, \gamma, \beta, \varphi)$ – функція, що визначається:

- 1) місцем розташування метеорного сліду у просторі: азимутальним кутом α , що відлічується від напрямку ПС-ЦС, та кутом місця γ ;
- 2) відстанню RT між ПС й ЦС;
- 3) орієнтацією метеорного сліду β відносно земної висоти;
- 4) кутом падіння й відбиття φ радіохвилі від метеорного сліду.

¹ Попередні розрахунки з використанням екліптичної моделі розподілу радіантів не виявили суттєвого впливу на оптимальні значення α_α й γ_α , разом з тим дослідження у цьому напрямку тривають.

$F(m, v, t)$ – функція, що визначається масою метеора m , його швидкістю v та зміною параметрів метеорного сліду за часом.

Виходячи з мети розрахунків, в (1) потрібно аналізувати лише ту частину, яка пов'язана з географічним місцем розташування ПС відносно ЦС й просторовою орієнтацією ДС антени ПС.

Пропускна здатність метеорного каналу для певної ПС за тривалий проміжок часу T ($T \gg T_c$, де T_c – середній часовий інтервал появи корисних метеорних слідів) без урахування статистичних за часом характеристик маси m та швидкості v метеорів, однозначно² пов'язується з функцією N , яка визначається відстанню RT й просторовими характеристиками ДС антени ПС.

На підставі геометрії розповсюдження радіохвиль функцію N можна подати у вигляді

$$N(RT, B, \alpha, \gamma, \beta, \varphi) = (R_1 \cdot R_2 \cdot (R_1 + R_2) \cdot (1 - \cos^2 \beta \cdot \sin^2 \varphi))^{-1}, \quad (2)$$

де R_1 й R_2 – відстані від передавача до метеорного сліду й від метеорного сліду до радіоприймача.

Значення R_1 й R_2 можна обчислити за відомих значень відстані RT й поточних значень α та γ за умови дзеркального відбиття радіохвиль від метеорного сліду. За цього одночасно визначається й кут φ .

Інтегруючи вирази (2) за β , α й γ отримаємо величину N , яка визначатиме пропускну здатність метеорного каналу (без урахування щільності метеорів за часом, їх масо-швидкісних характеристик й енергетичного потенціалу станції). Такі обчислення проведені за різних значень ширини ДС антени ПС B й різних відстаней RT між ЦС й ПС.

На рис. 1 подані, як приклад, результати розрахунків N для двох значень RT за $B = 20^\circ$, які ілюструють наявність очікуваного оптимуму просторової орієнтації антени ПС й залежність цього оптимуму від B (на рис. 1 лінією одинарної товщини наведені залежності для $RT = 100$ км й лінією подвійної товщини наведені залежності для $RT = 300$ км).

На рис. 2 подані підсумкові показники проведених розрахунків у вигляді залежності оптимальних значень α_{opt} й γ_{opt} від відстані RT між ЦС й ПС, а на рис. 3 наведена залежність N від RT за оптимальної просторової орієнтації ДС антени ПС.

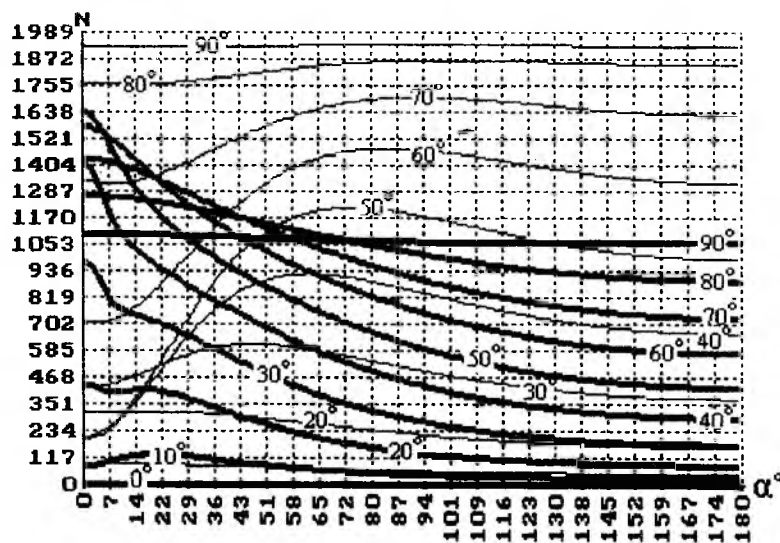


Рис. 1

² Фактично, це є першим наближенням оцінки пропускну здатності, бо не враховується співвідношення R_{gr} й чутливості радіоприймача станції.

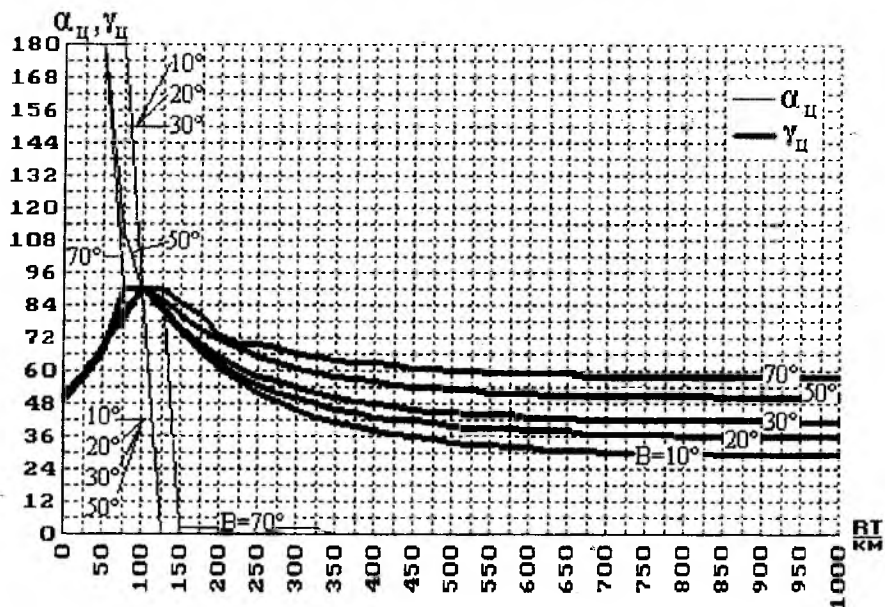


Рис. 2

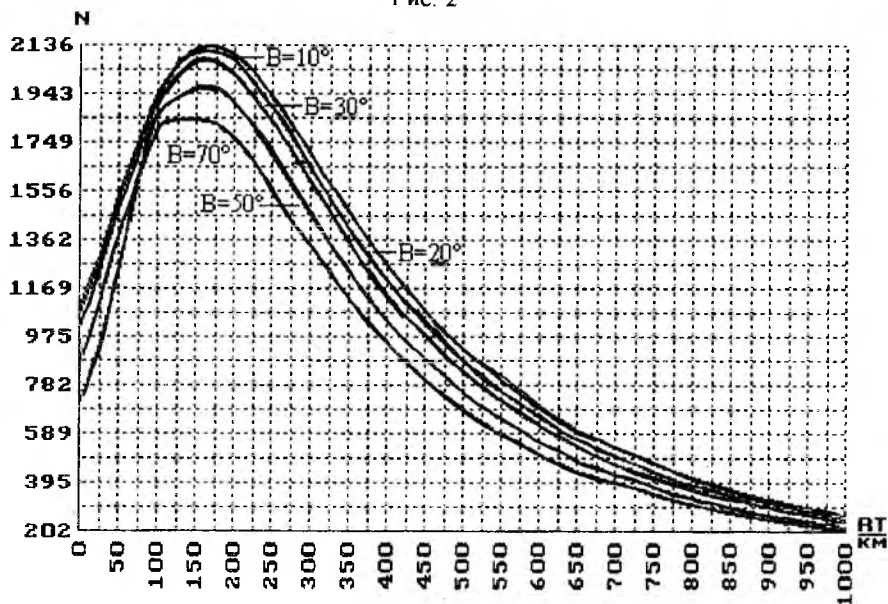


Рис. 3

За результатами проведених розрахунків можна зробити такі висновки:

1. Найбільшу пропускну здатність метеорного каналу матимемо на відстані близько 150 км.
2. На малих відстанях (коли RT сягає десятки кілометрів) оптимальне спрямування антени ПС

протилене до напрямку на ЦС, тобто $\alpha_{ц\text{ опт}} = 180^\circ$ (варіант коротких відстаней може мати місце, наприклад, за використання метеорного радіозв'язку у гірській місцевості).

3. Зі зменшенням ширини ДС B спостерігається збільшення пропускну здатності метеорного каналу, проте воно несуттєве, тому розробникам систем метеорного зв'язку обумовленого за вибором типу й конструкції антен ПС потрібно в першу чергу брати до уваги вартість їх виготовлення й монтажу.

Наведені на рис. 2 графіки дозволяють оптимально зорієнтувати антену ПС за критерієм максимуму пропускну здатності радіоканалу.

Перелік посилань: 1. Микс, Джеймс. Влияние распределения метеорных радиантов на эффективность систем связи, использующих метеорное рассеяние // В сб. [переводных] статей "Метеорная связь на ультракоротких волнах" / Под ред. Казанцева А.Н., Казань, 1961. С. 134.

О СВЕРХДАЛЬНОМ МЕТЕОРНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ МЕТРОВЫХ ВОЛН

Метеорное распространение радиоволн (МРР) на расстояния до 2000 км известно с начала 50-х годов и достаточно хорошо изучено. Наиболее интенсивно исследования МРР проводились в СССР, США и Канаде - в странах с очень большой протяженностью и территориями со слабо развитой связью, особенно в полярных районах. Ряд работ последних лет [1,5,6] уменьшил существовавший пробел в изучении МРР на коротких (до 400 км) трассах, где имеется неопределенность в выборе ориентации диаграмм направленности (ДН) антенн. К сожалению, результаты этих работ остаются невыполненными, поскольку метеорная связь на небольшие расстояния ещё не получила широкого применения. Двухтысячекилометровый предел для связи за счёт МРР обусловлен тем, что с высоты возникновения метеоров (80...100 км) дальность прямой видимости, ограниченная сферичностью Земли, составляет около 1000 км. В отдельных случаях за счёт высоких метеорных следов и рефракции возможна связь на расстояния до 2400 км. Практически действует линия Хабаровск - Иркутск длиной 2200 км [2]. Но если распространение декаметровых волн возможно путем их неоднократного отражения от ионосферы и земной поверхности, то логично предположить, что такая возможность существует и для метровых волн. О теоретической возможности сверхдального (двухскачкового) МРР упоминал еще Мак-Кинли в своей работе [4] на заре освоения этого вида связи. Однако подробных обоснований он не приводил, а в более поздних работах такая возможность не рассматривалась и даже не упоминалась.

Рассмотрим путь радиоволны из пункта А в пункт В при её отражении от двух метеорных следов T_1 и T_2 и одном отражении от земной поверхности в точке М, показанный на рис. 1. Радиоволна, отраженная метеорным следом T_1 , распространяется вдоль образующих конуса зеркального отражения вокруг следа [2]. Пересечение этого конуса со сферической поверхностью Земли образует для каждого отдельного следа некоторую зону возможного приема (рис. 2). В дальнейшем будем называть эту зону, от которой происходит отражение, полосой освещенности. Отражение считается зеркальным, если разность фаз сигналов, отраженных от различных точек поверхности, не превышает 90° [7]. Согласно формуле Релея, высота неравномерностей Δh на отражающей поверхности при этом не должна превышать

$$\Delta h < \frac{\lambda_w}{8 \sin \gamma}, \quad (1)$$

где γ - угол скольжения; λ_w - длина волны.

В таблице приведены значения углов скольжения для точки М, рассчитанные для высоты метеоров 90 км и соответствующие им высоты неровностей на земной поверхности Δh_{cp} , при которых отражение можно считать зеркальным, рассчитанные для длины волны 7,5 м. Из приведенных данных видно, что если полоса освещенности попадает не на пересеченную местность, то отражение, как правило, можно считать зеркальным. Вызванное сферичностью Земли отклонение полосы освещенности

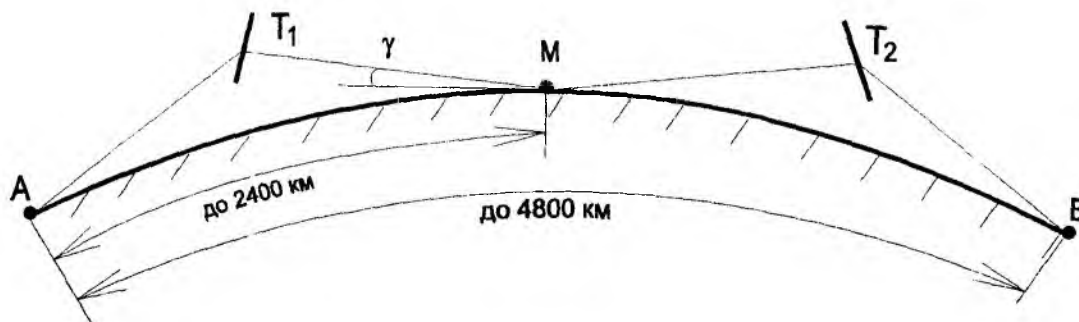


Рис. 1

от плоскости остается в пределах Δh при ее линейном размере L и площади $S_3 \approx \pi L^2/4$. Их численные значения также приведены в таблице.

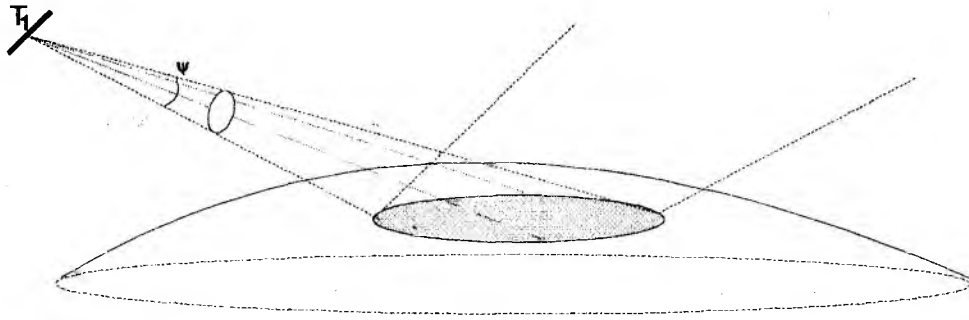


Рис. 2

Зеркально отраженная в точке M волна продолжает распространение в направлении, заданном ориентацией трассы AM (проекция пути распространения падающей и отражённой волн на земную поверхность представляют собой прямую линию) и с некоторой вероятностью p_m встречает метеорный след T_2 , обеспечивающий связь на трассе MB . Но большинство метеорных следов является ненасыщенными, и так называемое отражение в действительности представляет собой переориентацию лишь незначительной части энергии волны, а большая ее часть беспрепятственно проходит сквозь след. Если полагать, что эта потеря учтена в значении коэффициента заполнения для первого скачка η_{AM} , то для второго такое ослабление отражённого сигнала надо учесть, введя коэффициент тройной удаленности k_3 , поскольку расстояние до метеорного следа T_2 от пункта A в среднем втрое больше, чем до T_1 . Его можно трактовать как вероятность того, что метеорный след T_2 будет обладать настолько большой электронной плотностью, что даже при значительно ослабленном длинной трассой AT_1MT_2 падающем сигнале обеспечит его приемлемый уровень в точке B . (Например, как вероятность того, что второй след будет насыщенным). Значение коэффициента тройной удаленности может быть приближенно найдено на основании эмпирического отношения $\eta = \eta_0 \left(\frac{U}{U_0} \right)^m$, где $m = 1, 3 \dots 1, 6$

[2], и принято равным 0,25. Итак, если бы сигнал из пункта A в пункт B мог попасть, отразившись от земной поверхности только в точке M , то коэффициент заполнения на трассе AB оценивался бы как:

$$\eta_{AB} = \eta_{AM} \eta_{MB} p_m k_3 \quad (2)$$

Коэффициенты η_{AM} и η_{BM} в общем случае не равны, поскольку из-за большой протяженности трассы местное время и связанное с ним количество метеоров для точек T_1 и T_2 может различаться.

AMB не единственный путь распространения из точки A в B , поскольку отражение может происходить не только в точке M , а где угодно в пределах области совместного приема (ОСП) – территории, на которой возможен прием метеорных сигналов от обеих станций (рис. 3). Для определения её площади предположим, что расстояние, на котором возможно отражение от земной поверхности, составляет $r = 2400$ км от одного из пунктов, а расстояние между пунктами $2400 < D < 4800$ км. Тогда из рис. 3 площадь области совместного приема S можно найти как

$$S = 2(S_s - S_{\Delta}), \quad (3)$$

где S_s – площадь сектора, ограниченного углом ρ ; S_{Δ} – площадь треугольника ACD .

Отсюда

$$S = 2 \left[\frac{r^2 \rho \pi}{2\pi} - \frac{r^2 \sin \rho}{2} \right] = r^2 (\rho - \sin \rho). \quad (4)$$

Значения площади для различных длин трасс приведены в таблице (тригонометрические преобразования опущены). Следует заметить, что отражения от различных частей ОСП не равновероятны: наибольшее их количество будет происходить в центральной части, наименьшее у краев. Но для приближенных оценок пока пренебрежём этой неравномерностью.

Оценить количество существующих путей распространения можно следующим образом. Если для конкретной точки М коэффициент заполнения на трассе АМ составляет η_{AM} , то для территории площадью S, достаточно большой по сравнению с размерами полосы освещённости, площадь одновременно "освещаемая" передатчиком пункта А через несколько метеоров составляет

$$S_m = \frac{S}{\eta_{AM}} \quad (5)$$

Количество одновременно существующих полос освещённости в этом случае может быть найдено как

$$N = \frac{S_m}{S_t} \quad (6)$$

где S_t - площадь полосы освещённости.

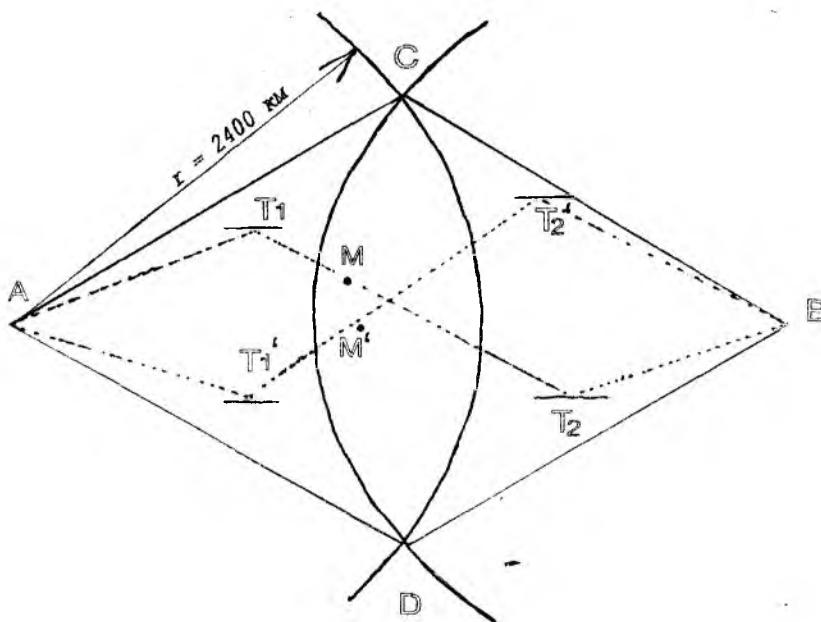


Рис. 3

Для оценки S_t обратимся к работе [2]. Полученные для трассы длиной 600 км результаты наблюдения совпадений во времени метеорных сигналов, излучаемых из двух разнесенных пунктов, позволяют утверждать, что полоса вытянута вдоль оси трассы, а её размеры составляют в среднем 15 x 70 км (рис. 2). Эти размеры соответствуют ширине луча ψ примерно $2,5^\circ$ как в угломестной, так и азимутальной плоскостях. Полагая, что угол ψ имеет то же значение и для более длинных трасс, можно определить размеры полосы освещённости для них. Результаты расчёта приведены в таблице (простейшие тригонометрические формулы мы опускаем). Для трасс длиной более 3000 км продольный размер полосы освещённости оказывается соизмерим с протяженностью ОСП и ограничивается ею. Количество одновременно существующих полос освещённости N, определённое по (6), также приведено в таблице. Необходимо заметить, что эти полосы на поверхности Земли могут быть неоднородны по напряженности поля приходящего сигнала как во времени, так и по территории, что связано с динамикой образования следа, но в первом приближении этими эффектами можно пренебречь.

Величина телесного угла Ψ^2 , ограниченного лучами, отражёнными от границ полосы освещённости, составляет 0,002 стерadians. Вероятность p_m может быть приближенно найдена как отношение

Ψ^2 к телесному углу β^2 , в котором находятся "блестящие" области, содержащие основную массу, полезные для связи метеоров:

$$P_m = \frac{\Psi^2}{\beta^2} \quad (7)$$

Т а б л и ц а

D, км	γ°	$\Delta h_{cp}, \text{М}$ ($\lambda=8\text{М}$)	L, км	S_{Ψ^2} км ²	ρ°	$S, \text{км}^2 \times 10^3$	$S_T, \text{км} \times 10^3$	N	$\eta, \%$
2250	7,4	6	20	310	62	288	17	17	1,5
2500	6,2	8	22	380	59	260	22	12	1,2
2750	4,8	12	27	570	55	200	35	6	0,6
3000	4,4	13	28	620	51	170	52	3	0,3
3250	3,7	15	31	750	47	130	69	2	0,2
3500	2,9	20	36	1 020	43	100	87	1	0,1
3750	2,7	22	38	1 130	38	57	80	1	<0,1
4000	1,7	34	47	1 730	33	43	65	1	<0,1
4250	1,4	40	50	1 960	27	29	50	1	<0,1
4500	1	57	60	2 800	20	13	30	1	<0,1
4750	0,4	200	110	9 500	8	0,72	-	-	-

Угломестная образующая телесного угла β_y для трассы длиной 1000 км составляет около 2° (разность высот метеорной области 20 км, дальность до неё 500 км), что меньше Ψ . Поэтому вероятность P_m определяется азимутальной ориентацией отражённого луча и распределением "блестящих" зон. Заметим, что для трасс более 3000 км азимутальная образующая телесного угла β_a также соизмерима с Ψ , кроме того, сферичность отражающей поверхности приводит к расширению отражённого от неё луча (как при прохождении его через рассеивающую линзу) и росту вероятности P_m . На основании этих оценок можно предположить, что вероятность P_m близка к единице и не влияет существенно на коэффициент заполнения на сверхдлинной трассе.

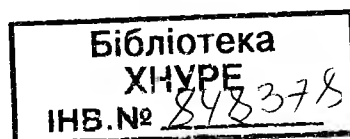
В таблице приведён результирующий коэффициент заполнения, найденный по формуле (2) при условии, что η_{AM} и $\eta_{MB} = 5\%$. Из приведенных данных видно, что он быстро убывает с расстоянием и для трасс более 4000 км составляет менее 0,1 %.

Цифра не впечатляющая, но на наш взгляд, перспективы, открывающиеся при использовании сверхдального МРР, заслуживают того, чтобы его изучать. Это связь на метровых волнах без спутников и кабеля с использованием сравнительно несложной аппаратуры и без больших энергетических затрат на расстояния до 4000 км. Возникающий канал обладает взаимностью и стабильным временем распространения, что делает его пригодным для сличения эталонов времени. Следует также отметить, что метеорный канал устойчив к различным аномалиям в ионосфере и не зависит от наличия или отсутствия спутника на орбите.

Список литературы: 1. Антипов И.Е. Оптимизация ориентации диаграмм направленности антенн метеорных радиотехнических систем с целью повышения их пропускной способности в условиях коротких трасс. Дисс... канд. техн. наук. Харьков, 1996. 144 с. Машинопись. 2. Кащеев Б.Л., Бондарь Б.Г. Метеорная связь. Киев: Учебно-методический кабинет Министерства высшего образования, 1989. 76 с. 3. Кащеев Б.Л., Бондарь Б.Г., Коваль Ю.А., Горбач В.И. Метеоры сегодня. Киев 1997. -196 с. 4. Мак-Кинли Э. Методы метеорной астрономии М.: Мир, 1964. 384 с. 5. Weitzen J.A. Communicating Via Meteor Bust at Short Range IEEE Trans. on com., Vol. COM-35, N 11, Nov 1987. P. 1217-1221. 6. Карнов А.В., Наумов А.В., Терешин С.Н. Моделирование условий метеорной радиосвязи на коротких метеорных радиолниях // Информационный Бюллетень Украинской Астрономической Ассоциации. Киев: Наукова книга, 1996. N 9. С. 56-57. 7. Грудинская Г.П. Распространение радиоволн. М.: Высшая школа 1967 244 с.

Харьковский государственный технический университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 5.05.99



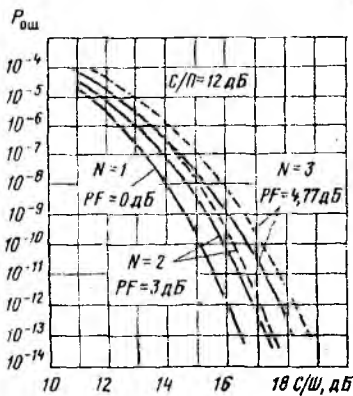
МЕТОДЫ РАСЧЕТА ДОПУСТИМЫХ ПОМЕХ, ДЕЙСТВУЮЩИХ В СПУТНИКОВЫХ СИСТЕМАХ СВЯЗИ

Как и в прочих системах, в спутниковых системах связи (ССС) одной из наиболее характерных является помеха типа белого гаусова шума $\xi(t)$, имеющая нулевой, средний и определенный уровень спектральной плотности мощности N_ξ [Вт/Гц]. Поскольку в области УКВ и СВЧ основной вклад в уровень общей мощности шума вносят внутренние помехи приемника, или собственный шум, то $P_{шпр} = n_{ш} \cdot k \cdot T_0 \cdot \Delta F$, где $n_{ш}$ – коэффициент шума приемника, $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ [Вт/Гц·град] – постоянная Больцмана, T_0 – абсолютная температура приемного тракта $T_0 = 300$ К, ΔF – полоса частот, в пределах которой осуществляется прием полезного сигнала.

При решении практических задач ЭМС влияние помехи от других РЭС редко когда можно аппроксимировать белым гаусовским шумом, ибо они носят характер узкополосных сигналов с соответствующей модуляцией или имеют даже квазимонохроматический вид. Анализ степени влияния таких помех без конкретизации их спектрально-временных параметров затруднителен. Если при этом принять упомянутую выше аппроксимацию белым гаусовским шумом той же средней мощности, то такой расчет обычно дает завышенную вероятность ошибки $P_{ош}$, на величину от половины до 1,5...2 порядков. В отчете 388-5 ITU [1] даются рекомендации по учету не только энергетических соотношений $P_c/P_{ш}$, но и мощности полезного сигнала P_c к мощности помехи P_n , а также пик-фактора χ^2 , равного отношению пикового значения к среднеквадратическому огибающей мешающих сигналов (помех).

Пик-фактор оценивается по формуле:

$$\chi^2 = 201g \sum_{i=1}^N n_i - 101g \sum_{i=1}^N n_i^2 \quad (1)$$



На графике [2] из указанного отчета 388-5 представлена зависимость $P_{ош} = f(P_c/P_{ш})$ при наличии мешающего сигнала с относительным уровнем P_c/P_n , равного 12 дБ для 3х различных сигнально-помеховых ситуаций:

- когда действует одна помеха с пик-фактором 0 дБ;
- когда действует две помехи с пик-фактором 3 дБ;
- когда действует три помехи с пик-фактором 4,77 дБ.

На тех же графиках штриховой линией представлены графики той же зависимости, являющейся верхней границей вероятности ошибки, полученной для шумовой помехи.

В общем же случае рекомендуется получать свертку спектров полезного и мешающего сигналов:

$$D(F, \delta f) = \frac{\sqrt{2}}{2} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} g_c(q) g_n[v(b - \delta + q)] dq + \int_{-\infty}^{\infty} g_c(q) g_n[v(b + \delta - q)] dq \right\} \quad (2)$$

где $g_c(q) = F_g W_c(F)$ – нормализованный энергетический спектр полезного сигнала; $g_n(q) = F_{gn} W_n(F)$ – нормализованный энергетический спектр мешающего сигнала; $q = n / F_g$; $b = F / F_g$; $\delta = \delta f / F_g$; $v = F_g / F_{gn}$; δf – разность несущих частот полезного и мешающего сигналов; F_g , F_{gn} – верхняя граничная частота линейного спектра мешающего и полезного сигнала

При $\delta f = 0$, когда несущие частоты совпадают, то $D(F_g, 0) \approx (F_g / F_{gn}) g_n(F_g / F_{gn})$. Если спектр полезного сигнала шире спектра мешающего, то

$$D(F_c, \delta f) = \sum_k D(F_c, k\delta), \quad (3)$$

где $k\delta$ принимает значения в пределах полосы полезного сигнала, то есть от $-q_{\Delta}/2$ до $q_{\Delta}/2$.

Свертка спектров D используется при расчетах защитных отношений $H = P_c/P_n$, которые являются предельно допустимыми при тех или иных принимаемых полезных сигналах P_c и действующих мешающих P_n , имеющих «окрашенный» характер. Так согласно «Рекомендации 466-4» в канале тональной частоты в точке относительного нулевого уровня допустимый уровень помехи не должен превышать 800 пВт. Для крайнего правого канала в системе ОКН это значение:

$$H = 59,4 - 20 \lg(\Delta f_k / F_c) + 10 \lg(D / F_c), \quad (4)$$

где Δf_k – эффективное значение девиации частоты сигнала, соответствующее уровню 1 мВт сигнала в канале ТЧ.

Для цифровых систем действуют несколько иные «Рекомендации 523-2», связывающие уровень шума, при котором фиксируется вероятность ошибки $P_{ош}$. Обычно это $P_{ош} = 10^{-6}$. Так для широко используемой цифровой системы ИКМ с сигналом ФМ-Ч максимально допустимая мощность помехи на входе демодулятора должна быть не более 6 % от мощности шума, соответствующего вероятности ошибки $P_{ош} \geq 10^{-6}$. Это защитное отношение

$$H = h_{ном}^2 + 12,2 \text{ [дБ]}, \quad (5)$$

где $h_{ном}^2 = (P_c/P_w)$, соответствующее $P_{ош} = 10^{-6}$. Из теории связи известно, что при когерентном приеме $h_{ном}^2 = 10,8$ дБ. При переходе к практическим задачам для реальных каналов ССС в отчете 455-4 рекомендуется дополнительно учитывать еще и энергетические потери, которые для различных методов многостанционного доступа имеют соответственно вид:

$$\Delta h_{МДЧР}^2 = 2,5 + 0,5 \log_2 M; \quad (6)$$

$$\Delta h_{МДВР}^2 = 3,0 + 0,7 \log_2 M, \quad (7)$$

где M – число позиций многопозиционного сигнала.

Если используется в ССС помехозащищенное кодирование, то защитное отношение соответственно может быть уменьшено на величину G_x – выигрыша за счет кодирования, при этом защитное отношение (5) приобретает окончательный вид для полезных сигналов ФМ-Ч:

$$H_{ЧР} = 26,5 - G_x + 10 \lg n; \quad (8)$$

$$H_{ВР} = 27,4 - G_x + 10 \lg n. \quad (9)$$

где n – число мешающих в информационной полосе сигналов.

Получим численное значение защитного отношения для подобной помехи, имеющей такой же вид ФМ-Ч. В данном случае это может интерпретироваться как действие внутрисистемной помехи.

Энергетический спектр такого сигнала имеет форму:

$$S(f) = T \left[\frac{\sin(\omega_0 - \omega) T/2}{(\omega_0 - \omega) T/2} \right]^2, \quad (10)$$

где $T = 1/V$ – период, величина, обратная скорости передачи V [бит/с]. С учетом обозначения расстройки $F = f_0 - f$ получим другой удобный для расчетов вид

$$S(f) = \frac{1}{\beta V} \left[\frac{\sin(\pi F / \beta V)}{\pi F / \beta V} \right]^2, \quad (11)$$

где β – коэффициент, зависящий от кратности модуляции, при ФМ-2 значение $\beta = 1$, при ФМ-4 значение $\beta = 0,5$.

Нормализованный энергетический спектр ФМ сигнала:

$$g(q) = \left[\frac{\sin \pi q}{\pi q} \right]^2, \quad (12)$$

где $q = F/\beta V$.

При совпадающих спектрах полезного сигнала и помехи или когда спектр помехи шире сигнала (при скорости $V_n > V_c$) с использованием (4)...(8) получим

$$H = h_{ном}^2 + 12,2 - G_k + 10 \lg 2 \int_{-q_{\Delta}/2}^{q_{\Delta}/2} g_n(q) dq, \quad (13)$$

С учетом значения верхней границы спектра мешающего сигнала $F_{ан} = 1/2T$ и что на несущей частоте $g_n(0) = 1$ выражение (14) приобретает окончательное значение:

$$H = 26,5 - G_k + 10 \lg(\Delta f_u 2T), \quad (15)$$

где Δf_u – ширина информационной полосы полезного сигнала.

Как видно расчет защитных отношений и допустимых помех по критериям ЭМС определяется достаточно строго. Вместе с тем, в ряде случаев пользуются более простыми критериями, которые определяют приемлемые помехи. К таким можно отнести критерий приемлемости помехи, составляющей 10...20 % от полного допустимого уровня шума. В некоторых службах приемлемым считается уровень, лежащий на 5...10 дБ ниже собственных шумов приемника. В ряде ССС с повторным использованием частот совокупный уровень помех отсчитывается не от уровней собственных шумов приемника $P_{ш} = n_{ш} k T_0 \Delta F$, а от уровня полезного принимаемого сигнала и составляет 27...30 дБ ниже этого сигнала. Данная цифра определяет ту реально достижимую величину развязки между антеннами в ближней зоне, которую можно получить на практике [3] при наличии современной технологии.

Список литературы: 1. CCIR XVI Plenary Assambly. Dubrobnik, 1986, ITV, Geneva, 1986. Vol. 4. 2. Бородич С.В. ЭМС наземных и космических радиослужб. Критерии, условия и расчет. М.: Радио и связь, 1990. 272 с. 3. Буренин Н.И., Поповский В.В. Проблема ЭМС и методы ее решения с помощью антенной техники. М.: Радио и связь, СБ "Антенны" № 38, 1989.

Харьковский государственный технический университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 14.05.99

СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ ПРОЦЕДУР ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ И ИНФОРМАЦИИ ПРИ РАДИОЛОКАЦИОННОМ ОБНАРУЖЕНИИ И СОПРОВОЖДЕНИИ МАЛОЗАМЕТНЫХ ОБЪЕКТОВ

Все обнаруживаемые и сопровождаемые легкие самолеты, вертолеты и другие малоскоростные, низколетающие аппараты, так называемые малозаметные объекты (МЗО), существуют на фоне мешающих отражений (МО) от подстилающей поверхности и от неоднородностей атмосферы. Особенностью подобных мешающих отражений является их дискретный пространственно-временной характер (ДМО), проявляющийся в наличии в отдельных или нескольких ячейках разрешения коротко- и достаточно долгоживущих (от 0,1 до нескольких десятков секунд) помеховых всплесков.

Нестационарный характер мешающих отражений диктует адаптацию алгоритмов обработки сигналов в зависимости от времени и от того, что «наблюдается» в ячейке разрешения – помеховый фон или ДМО. При этом отсутствие значительного энергетического и доплеровского контраста сигналов МЗО на фоне ДМО показывает, что выделение слабых сигналов МЗО должно основываться на использовании всех возможных различительных признаков.

Недостатком классического адаптивного подавителя мешающих отражений является подавление эхо-сигналов от низкоскоростных объектов в том случае, когда мала их энергетика. Преодоление такого недостатка возможно при приближении процедур обработки сигналов к обнаружительной и сопроводительной логике человека-оператора. Характерной особенностью этой логики является последовательное вовлечение в анализ ситуации всех возможных различительных признаков между отражениями от объектов и мешающими отражателями и принятие окончательного решения только в том случае, когда ситуация максимально «прояснена» [1, 3].

Основываясь на подобном подходе, можно предложить процедуру последовательного анализа ситуации в каждой ячейке разрешения по основным различительным признакам помех и сигналов – энергетическим, спектральным, позиционно-временным. Задача обнаружения сигналов МЗО в этом случае трансформируется в задачу признаковой классификации (распознавания) ситуации в каждой ячейке разрешения на наличие полезного сигнала (ситуация A_1) на фоне помехи (ситуация A_0), которую в свою очередь можно подразделить на фон МО (A_{01}) и ДМО (A_{02}).

Такая классификация ситуаций дает возможность обосновать очередность анализа различительных признаков: первоначально – анализ энергетического признака, позволяющий распознать одну из трех ситуаций – «фон» (A_{01}); вторым – анализ спектрального признака, позволяющий в какой-то мере распознать ситуации A_{02} или A_1 ; третьим – анализ позиционно-временного признака, позволяющий принять окончательное решение – полезный сигнал или помеха.

Если под реализацией отраженного сигнала Y понимать совокупность значений энергетического y , спектрального s и позиционно-временного x параметров $Y = Y(y, s, x)$, то формальной основой последовательного признакового анализа можно считать представление отношения правдоподобия в виде:

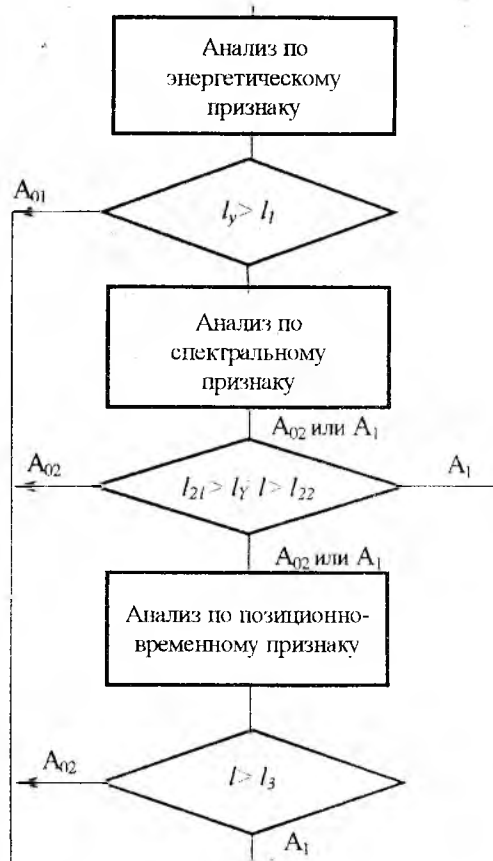


Рис. 1

$$l = \frac{P_{cn}(y, s, x)}{P_n(y, s, x)} = \frac{P_{cn}(y) \cdot P_{cn}(s/y) \cdot P_{cn}(x/ys)}{P_n(y) \cdot P_n(s/y) \cdot P_n(x/ys)} =$$

$$= \frac{P_{cn}(y)}{P_n(y)} \cdot \frac{P_{cn}(s/y)}{P_n(s/y)} \cdot \frac{P_{cn}(x/ys)}{P_n(x/ys)} = l_y \cdot l_{s/y} \cdot l_{x/ys},$$

где $P_{cn}(y, s, x)$, $P_n(y, s, x)$, $P_{cn}(y)$, $P_{cn}(x/ys)$, $P_n(y)$, $P_{cn}(s/y)$, $P_n(x/ys)$ – условные плотности распределения вероятностей принимаемого сигнала и отдельных его параметров; l_y , $l_{s/y}$, $l_{x/ys}$ – частные отношения правдоподобия по соответствующим параметрам.

Блок схема алгоритма последовательного признакового анализа представлен на рис.1. Пороги l_1 , l_{21} , l_{22} и l_3 определяют разбиение признакового пространства на классифицирующие области и выбираются, исходя из требуемых характеристик обнаружения (распознавания). Логика анализа схожа с поведенческой стратегией человека-оператора. Сначала производится попытка с минимальными затратами «прояснить» ситуацию в ячейке разрешения, то есть анализируется энергетический признак. Если ситуация не проясняется, то продолжается анализ по другим признакам. При этом на каждом следующем этапе анализа промежуточное решение принимается по совокупности результатов уже проанализированных признаков.

Алгоритм анализа по энергетическому различительному признаку

Для анализа энергетического различительного признака в качестве параметра u выбран результат накопления пачки (серии) импульсов отраженных сигналов по цифровому выходу приемного тракта с нелинейной (логарифмической) характеристикой. Известен вывод о преимуществах такого приемного тракта при обнаружении сигналов воздушных объектов на фоне помех типа мешающих отражений от неоднородностей атмосферы и приземной среды, сделанный на сопоставлении количественных характеристик показателей качества обнаружения.

Другим подтверждением этого вывода, но уже обобщенного сравнения, является анализ статистической различимости помех и сигналов по эвристическому критерию Бхаттачария. Так называемое расстояние Бхаттачария η определяет степень расхождения кривых плотностей вероятностей $P_{cn}(y)$ и $P_n(y)$ для заданного соотношения сигнал/помеха (с/п) $q = U^2 / \mu_2$:

$$\eta = [P_{cn}(y), P_n(y)] = -\ln[\sqrt{P_{cn}(y)P_n(y)}dy],$$

где U и μ_2 – величины амплитуды полезного сигнала и второго начального момента амплитуды помехи соответственно.

Аппроксимация плотности распределения результата накопления U_Σ пачек (серии импульсов) по выходу линейного детектора гамма – распределением с параметрами α и λ дает следующие выражения для коэффициента статистической различимости помех и сигнала по этой статистике:

$$\eta [P_{cn}(y), P_n(U_\Sigma)] = -$$

$$-\ln \left[\frac{\lambda_{cn}^{\alpha_{cn}/2} \cdot \lambda_n^{\alpha_n/2}}{\lambda_u^{\alpha_u}} \cdot \frac{\Gamma(\alpha_u)}{\sqrt{\Gamma(\alpha_n) \cdot \Gamma(\alpha_{cn})}} \right], \quad (1)$$

где $\alpha_u = (\alpha_{cn} + \alpha_n) / 2$, $\lambda_u = (\lambda_{cn} + \lambda_n) / 2$, индексы «сп» и «п» соответствуют предположению о наличии или отсутствию сигнала.

Аппроксимация результата накопления $U_{\Sigma 1}$ пачки (серии импульсов) по выходу логарифмического тракта нормальным распределением с параметрами μ и σ приводит к следующему выражению коэффициента статистической различимости помех и сигналов по статистике:

$$\eta = -\ln \left[\sqrt{\frac{\sigma_{lcn} \cdot \sigma_{ln}}{\sigma_{lcn}^2 + \sigma_{ln}^2}} \right] - \frac{[\sigma_{lcn}^2 \cdot \mu_{ln} + \sigma_{ln}^2 \cdot \mu_{lcn}]^2 - [\sigma_{ln}^2 \cdot \mu_{lcn}^2 + \sigma_{lcn}^2 \cdot \mu_{ln}^2] \cdot [\sigma_{lcn}^2 + \sigma_{ln}^2]}{4\sigma_{lcn}^2 \cdot \sigma_{ln}^2 \cdot [\sigma_{lcn}^2 + \sigma_{ln}^2]}, \quad (2)$$

где индексы «сп» и «п» имеют тот же смысл, что и в (1).

Анализ приведенных на рис. 2 результатов расчета статистической различимости по статистикам U_Σ (...) по выходу линейного детектора и $U_{\Sigma 1}$ (...) по выходу логарифмического детектора для

различных соотношений с/п позволяет сделать обобщенный вывод о преимуществах логарифмического тракта обработки и показывает динамику изменения различимости полезного сигнала и помехи по различным статистикам при росте отношения q .

В соответствии с процедурой последовательного признакового анализа (рис. 1), синтезирован алгоритм классификации ситуации на «фон» и на «не фон», то есть синтезирован алгоритм вычисления $l_y = P_{cn}(y)$ и порога l_1 для принятия решения $P_n(y)$ на первом этапе анализа. Исследование вида плотности распределения величины $U_{\Sigma 1}$ позволяет определить величину $l_y = P_{cn}(U_{\Sigma 1}) / P_n(U_{\Sigma 1})$ для любого заданного отношения q .

При этом необходимо осуществлять достаточно трудоемкую операцию непрерывного вычисления q , которая в традиционных пороговых обнаружителях не производится, так как принимается решение типа «да – нет». В случае же рассматриваемого обнаружителя (распознавателя) такая информация необходима для того, чтобы на каждом этапе анализа вычислять величину степени правдоподобности принятых решений. Для упрощения подобных вычислений исходили из того, что если брать характерные значения q минимальное, на которое рассчитывается обнаружитель, среднее и максимальное, то для каждого такого случая можно определить параметры функции $P_{cn}(U_{\Sigma 1})$ и получить оценки отношения правдоподобия $l_y = P_{cn}(y) / P_n(y)$. Для каждого значения q такие оценки представляют собой кривые, имеющие в определенной точке максимум l_y (рис. 3). Тогда наблюдаемое при приеме пачки значение параметра u логично трактовать как точку максимум-

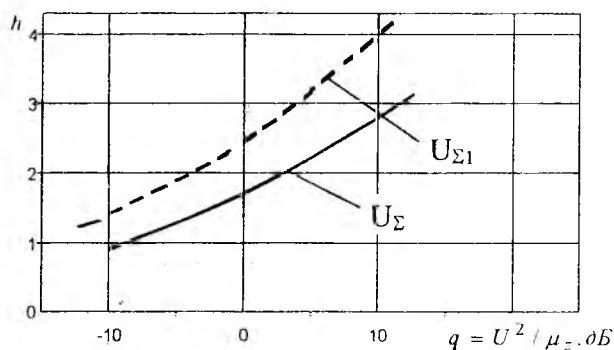


Рис. 2

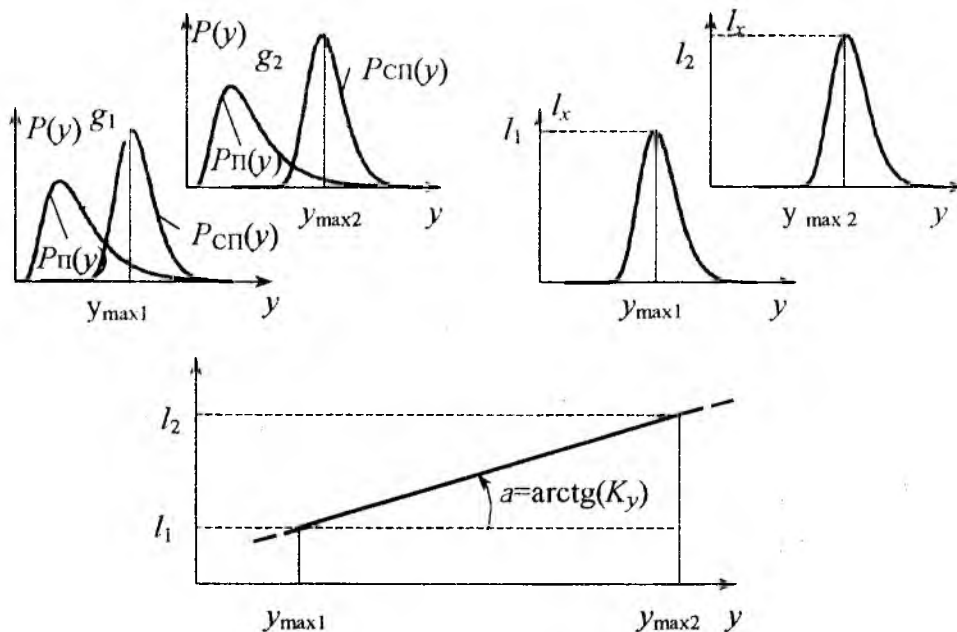


Рис. 3

ма для некоторого значения q . В этом случае зависимость от l_y u логично аппроксимировать линейной функцией, проходящей через оценки l_y в точках максимумов u_{max} . Результат такой аппроксимации выражается соотношением

$$l_y = l_1 + k_y (U_{\Sigma 1} / y_1 - 1), \quad (3)$$

где y_1 и l_1 – значения u_{max} и $l_{y_{max}}$ для минимального q ; $y_1 = \mu l_{cn}$;

$$I_1 = \frac{\sigma_{ln}}{\sigma_{l_{cn}}} \cdot \exp\left[-\frac{(\mu_{l_m} - \mu_{l_n})^2}{2\sigma_{ln}^2}\right]. \quad (4)$$

При этом μ_{l_n} и σ_{l_n} – среднее и дисперсия распределения $U_{\Sigma 1}$ в отсутствии сигнала как суммы коррелированных нормально распределенных величин со средним μ_1 и дисперсией σ_1^2

$$\mu_1 = NM_z, \quad \sigma_1^2 = \sigma_z^2 \left[N + 2N \sum_{k=1}^{N-1} \rho_k - \sum_{k=1}^{N-1} k \rho_k \right],$$

где ρ_k – коэффициент корреляции логарифмированных отсчетов огибающей помех, а $\mu_{l_{cn}}$ и $\sigma_{l_{cn}}$ – определяются из соотношений

$$M\mu_1 = NM[\ln(y_m)], \quad \sigma_1^2 = D[\ln(y_m)] \cdot \left(N + 2N \sum_{k=1}^{N-1} \rho_k - 2 \sum_{k=1}^{N-1} k \cdot \rho_k \right)$$

для минимального отношения q .

Соотношения (3), (4) по сути представляют собой алгоритм анализа ситуации в ячейке разрешения по энергетическому признаку.

Алгоритм анализа по спектральному различительному признаку

В качестве информативного спектрального параметра был проанализирован вид спектра флуктуаций комплексной огибающей принимаемых сигналов [3]. Для РЛС обнаружения и сопровождения в базисе ДПФ спектр флуктуаций огибающей пачки \tilde{G}_i , $i = 1 \dots N$ выражается как

$$\tilde{G}_i = \sum_{m=1}^N y_m \cdot e^{-j(2\pi/N)m_i}$$

Анализ особенностей спектров ДМО и сигналов МЗО, а также экспериментальных результатов их исследований показывает, что информативным является лишь общий тип спектральной картины. Исходя из этого все возможные формы «мгновенных» спектров были разбиты на четыре типа S_j , $j = \overline{1,4}$, имеющих различную степень «правдоподобности» для образцов ДМО и МЗО (рис. 4).

Группа спектральных типов, представленных на рис. 4, имеет замкнутый (полный) характер. Это означает, что любой «мгновенный» спектр по форме обязательно будет соответствовать одному из набора типов. Такая особенность обусловлена характером четвертого спектрального типа, к которому относятся все спектральные картины, не отнесенные к другим спектральным типам.

При разработке алгоритма спектрального анализа на основе подобного подхода решены две задачи – синтезирована процедура автоматического определения (идентификации) спектральных типов и определение правдоподобности каждого спектрального типа с точки зрения ситуаций «ДМО» и «объект».

При решении первой задачи для каждого спектрального вектора \tilde{G}_i , $i = \overline{1, N}$ строится знаковый вектор G_i . Элемент G равен нулю, если модуль соответствующей спектральной компоненты $|\tilde{G}_i|$ меньше половины от модуля максимального из всех компонент спектрального вектора \tilde{G}_i и равен единице в противном случае (рис. 4).

Каждому спектральному типу S_j соответствует определенный тип комбинации нулей и единиц в знаковом векторе G_i . К примеру, тип S_1 «проявляется»

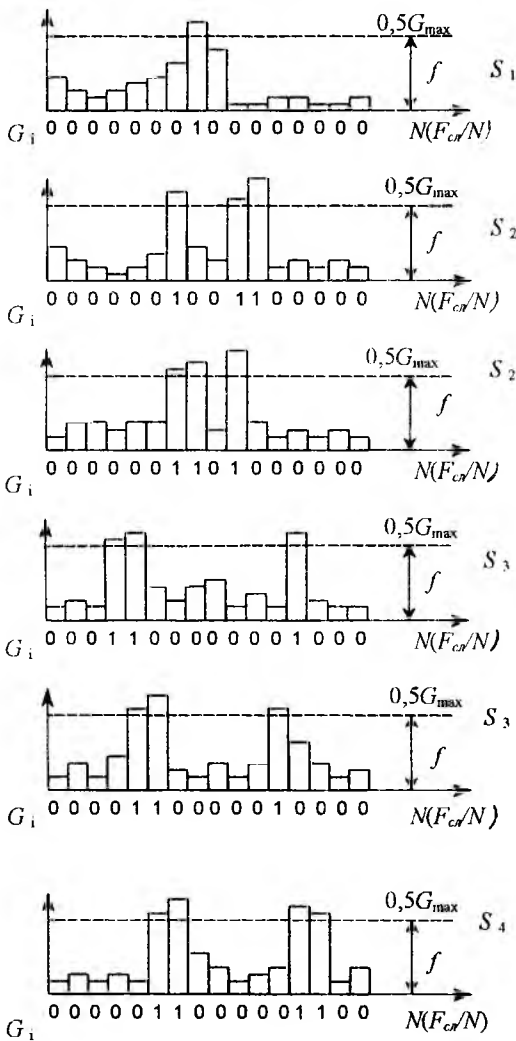


Рис. 4

в знаковом векторе G_i в виде «одиночной» группы единиц среди всех остальных нулей. Тип S_2 «проявляется» в виде «неразрывной» группы смежных единиц, количество которых больше трех. Тип S_3 в виде двух групп сомкнутых единиц и отстоящей от этой группы дополнительной «одиночной» двойки единиц и т.д. В результате для идентификации спектральных типов необходимо отыскать операцию, «чувствительную» к количеству и разрывности нулей и единиц в знаковом векторе G_i .

Такой операцией является преобразование вектора G_i в вектор F_i , элементы которого определяются путем суммирования по модулю два каждого элемента G_i со смежным элементом G_{i+1} . Если рассмотреть величину

$$F = \sum_{i=1}^N [G_i + G_{i+1}] M_2,$$

где индекс M_2 означает суммирование по модулю два, то для одиночной группы сомкнутых единиц в векторе G_i результат такой операции всегда равен двум, независимо от ширины пика, т.е. от количества сомкнутых единиц. Для двух отстоящих друг от друга групп сомкнутых единиц результат такой операции равен – четырем, для трех пиков – шести и т.д. В таблице приведены данные результатов простого суммирования элементов G_i и величины F_i , по комбинации которых любой «мгновенный» спектр G_i однозначно соотносится с одним из типов S_j .

Таблица отражает алгоритм определения спектральных типов. При этом основу вычислительных операций составляют «быстрые» операции суммирования по модулю 2, что позволило реализовать алгоритмы идентификации спектральных типов на порядок быстрее. Следует заметить, что в отличие от обычных знаковых статистик, порог формирования элементов G_i не является фиксированным, а адаптируется в каждой конкретной ситуации по уровню максимума спектрального пика. Такая адаптация позволяет вектору G_i отображать информацию о форме спектра независимо от энергетики пачки и, в конечном счете, стабилизирует вероятность ошибки при определении типа формы спектра.

Представление спектрального параметра S в виде дискретных спектральных типов S_j означает переход в выражении (1) для $I_{3,y}$ от плотностей распределения вероятностей к самим вероятностям:

$$I_{3,y} = \frac{P_{cn}(S/y)}{P_n(S/y)} = \frac{P(S_j/y \cdot A_1)}{P(S_j/y \cdot A_0)}, j = 1,4 \quad (5)$$

В результате для определения отношения правдоподобия по типу спектра достаточно определить вероятность реализации спектральных картин при наличии одной помехи и при наличии смеси помехи и сигнала от объекта, соответственно.

Как показывают теоретические и экспериментальные данные [3], спектр сигнала от объектов, как правило, уже спектра ДМО и занимает не более одного-двух каналов ДПФ при относительно больших отношениях сигнал/шум. Однако при малых отношениях сигнал/шум (малозаметный объект) спектр огибающей пачки намного шире и, как правило, состоит из двух пиков отстоящих друг от друга на один-два (L) канала ДПФ, но уже чем общая ширина спектра ДМО. На рис. 5, а, б представлены пачки от ДМО и радиолокационных объектов, соответственно, а на рис. 6, а, б приведены соответствующие спектры их огибающих, которые были получены при работе на РЛС маловысотного поля 10 см диапазона.

Таблица

S	F	Образ	Код	Объект	L
3	4	S ₂	0000001001100000	МЗО	2
			0000011010100000		
3	4	S ₂	0000001101000000	МЗО	1
			0000010111000000		
1	2	S ₁	0000000010000000	МЗО	0
			0000000011000000		
4	4	S ₄	00000110000001100	МО	5
			00001010000010100		
3	4	S ₃	0001100000001000	ДМО	7
			00101000000011000		
3	4	S ₃	0000110000010000	ДМО	5
			00010100000110000		
3	4	S ₃	00000100000110000	ДМО	4
			00001100001010000		
2	2	S ₁	000000001100000000	МЗО	0
			000000010100000000		

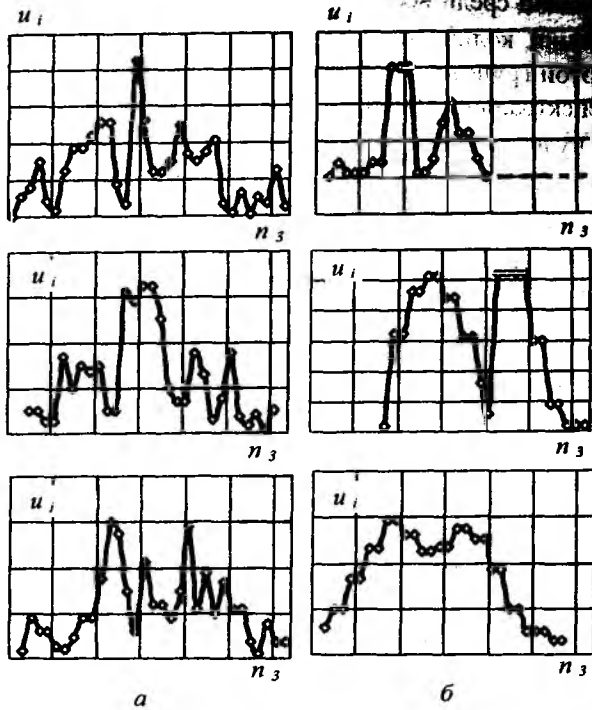


Рис. 5

реализации образа S_1 определяется вероятностью того, что при данном значении параметра $U_{\Sigma 1}$ ширина спектра помех данной пачки Δf_n^* не превысила одного канала ДПФ $- F_{cn} / N$

$$P(S_1 / y A_0) = P[\Delta f_n^* < F_{cn} / N] / y \cdot A_0.$$

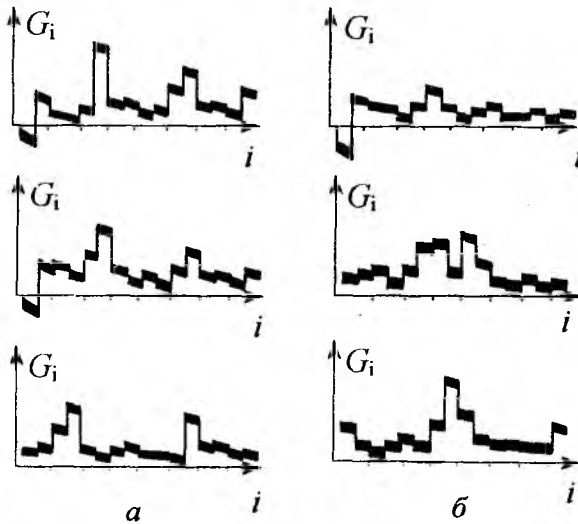


Рис. 6

счет» в четыре раза больше максимального «помехового» отсчета. Ширина спектра помех ограничена двумя каналами ДПФ. Поэтому

$$P(S_2 / y A_1) = P[G_n < 0,25 G_c] / y \cdot A_1;$$

$$P(S_2 / y A_1) = P[R^* \leq R_{22}] \cdot f(y),$$

где R_{22} – величина, аналогичная по смыслу R_{11} .

Вероятности $P[R^* \leq R_{11}]$ и $P[R^* \leq R_{22}]$ можно определить на основе асимптотической статистики выборочного коэффициента корреляции помех следующим образом:

$$P[R^* \leq R_{11}] \approx \Phi\left[\frac{1 - m_R}{\sigma_R}\right] - \Phi\left[\frac{R_{11} - m_R}{\sigma_R}\right];$$

Из анализа рис. 5 и 6 можно сделать вывод, что спектры огибающих пачек ДМО имеют два выраженных пика, отстоящих друг от друга на 4-7 каналов ДПФ. Составляющие спектров огибающих пачек импульсов, отраженных от ДМО располагались по всей исследуемой полосе частот (до 180 Гц). Составляющие спектров огибающих пачек импульсов, отраженных от МЗО различных типов и наблюдаемых под различными ракурсами, располагались по ширине в 40...80 Гц.

Предполагая спектр сигнала от объектов узким, можно заключить, что вероятность реализации спектра в форме образа S_1 при наличии смеси помехи и сигнала сводится к вероятности того, что при данном значении энергетического параметра $U_{\Sigma 1}$ величина сигнального спектрального пика G_c более чем в два раза превышает величину помехового спектрального пика G_n

$$P(S_1 / y A_1) = P[(G_n < 0,5 G_c) / y \cdot A_1].$$

При отсутствии сигнала вероятность

Ширина спектра для огибающей пачки Δf_n^* можно определить через выборочный коэффициент корреляции помех $R^* = \exp(-2\pi\Delta f_n^* / F_{cn})$. Отсюда:

$$P(S_1 / y A_0) = P[R^* \leq R_{11}] f(y),$$

где $R_{11} = \exp(-2\pi / N)$ – нижняя граница значений R^* , при которой ширина спектра огибающей пачки помех объема N менее F_{cn} / N ; $f(y)$ – функция, определяющая экспериментально наблюдаемую зависимость ширины спектра ДМО от их интенсивности.

Образ S_2 формируется аналогично образу S_1 с той лишь разницей, что максимум спектра от объекта попадает посередине частотного интервала между двумя частотными пиками ДМО и, следовательно, максимальный в спектре «сигнальный от-

$$P[R^* \leq R_{22}] \approx \Phi\left[\frac{R_{21} - m_R}{\sigma_R}\right] - \Phi\left[\frac{R_{22} - m_R}{\sigma_R}\right];$$

где $m_R = \overline{R^*} = \exp(-2\pi\Delta f_n/F_{cn})$ – математическое ожидание R^* ; $\sigma_R = (1+R^2)/N$ – дисперсия R^* ; $\Phi(x)$ – функция Лапласа.

Аналогичный анализ условий формирования спектральных типов S_3, S_4 одной помехой, либо смесью помехи и сигнала от объекта приводит к следующим выражениям для отношений правдоподобия $l_{S_j/y}$:

$$\begin{aligned} l_{S_1/y} &= \frac{c_1 + k_1(y/y_1 - 1)}{p[R^* \leq R_{11}]f(y)}; & l_{S_2/y} &= \frac{c_2 + k_2(y/y_1 - 1)}{p[R^* \leq R_{22}]f(y)}; \\ l_{S_3/y} &= \frac{\Delta m}{N}[C_{31} + k_{31}(y/y_1 - 1)] + \frac{N - \Delta m}{N}[C_{32} + k_{32}(y/y_1 - 1)]; \\ l_{S_4/y} &= \frac{\Delta m}{N}[C_{41} + k_{41}(y/y_1 - 1)] + \frac{N - \Delta m}{N}[C_{42} + k_{42}(y/y_1 - 1)], \end{aligned} \quad (6)$$

где $C_1, C_2, C_{31}, C_{32}, C_{41}, C_{42}$ и $k_1, k_2, k_3, k_4, k_{31}, k_{32}, k_{41}, k_{42}$ – величины, имеющие тот же смысл, что и в (3).

Выбор порогов l_{21} и l_{22} для принятия решения на втором этапе анализа определяется статистикой произведения $l_y \cdot l_{S_j/y}$, которая была исследована путем статистического моделирования рассмотренных процедур последовательного анализа энергетического и спектрального признака. Исходный помеховый массив $y_m^k, m = \overline{1, N}, k = \overline{1, j}$ и объем независимых реализаций j для построения выборки произведения $l_y \cdot l_{S_j/y}$ определялся для вероятности ложных тревог на уровне $F = 10^{-4}$ и составлял, соответственно, $j = 10^5$ реализаций. Минимальное соотношение сигнал/помеха, исходя из которого определялись выражения для вычисления $l_y \cdot l_{S_j/y}$, составляло – 10 дБ.

На этой статистической основе моделировалась процедура обработки сигналов, строились гистограммы распределения величин $l_y \cdot l_{S_j/y}$ и откуда определялся порог l_{22} для требуемого уровня ложных тревог F . Порог l_{21} определялся исходя из требования сохранения после второго этапа анализа требуемого уровня обнаружения предельно слабых сигналов, на которые рассчитан обнаружитель ($q = -10$ дБ). При этом наблюдается уровень ложных обнаружений больше заданного и тогда повышение вероятности обнаружений осуществляется за счет анализа третьего различительного признака – позиционно-временного.

Результаты статистического моделирования позволили получить простые линейные зависимости порогов l_{21} и l_{22} от объема пачки N и коэффициента корреляции помех R .

Алгоритмы выделения и сопровождения отметок объектов по позиционно-временному различительному признаку

Основой для информативного позиционно-временного различительного признака является регулярность позиционно – временного поведения отметок объектов и пространственная межобзорная декоррелированность отметок ДМО. Анализ позиционно-временного признака эффективнее производить на основе так называемого метода совмещения кадров (рис. 7). Так как количество кадров обзоров (серии пачек импульсов) при сопровождении N_T в течении которых объект находится в одной ячейке разрешения, может быть разным, то вместо совмещения жестко заданного количества «радио-локационных кадров» (серии импульсов) целесообразнее производить рециркулярное сглаживание кадров [1,3].

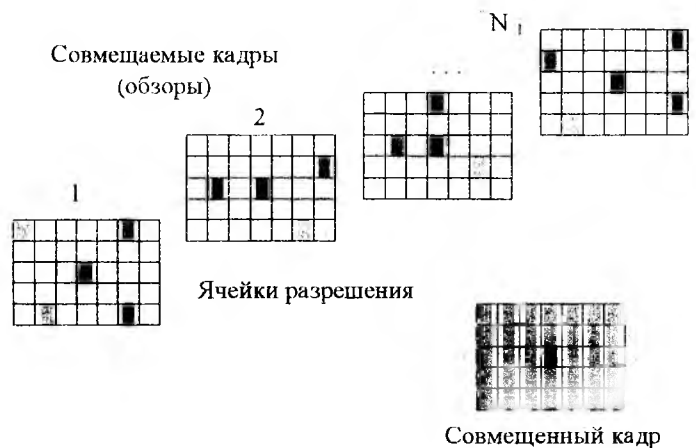


Рис. 7

Такой подход может быть реализован созданием информативных карт, обновляемых в каждом обзоре по методу рециркулятора, глубина «памяти» которого соответствует среднему значению N_T . В циф-

ровую карту логичнее записывать кроме интенсивности радиолокационных сигналов и величины $l_{y0} = l_y \cdot l_{sy}$, что автоматически обеспечивает зависимость результата обработки при анализе позиционно-временного различительного признака от значений параметров s и y . На основе этих соображений значение отношения правдоподобия $l(j)$ на j -м обзоре предложено вычислять:

$$l(j) = k_1 \cdot l_y(j) + k_2 \cdot l(j-1), \quad (7)$$

где $l_y(j)$ – произведение $l_y \cdot l_{sy}$, определяемое для соответствующей ячейки разрешения на j -м обзоре; $k_1 + k_2 = 1$ – весовые коэффициенты, задающие «глубину памяти» (импульсную характеристику) рециркулятора. Согласно соотношению (7) дисперсия помехи на выходе рециркулятора в j -м обзоре можно представить как: $d_j = k_1 \cdot d_y + k_2 \cdot d_{j-1}$, где d_j – текущее значение дисперсии помехи на j -м обзоре (при этом предполагается, что дисперсия помехи на выходе рециркулятора от обзора к обзору не изменяется). Если принять в установившемся режиме, что дисперсия помехи на выходе также стабилизируется, т.е. $d_j = d_{j-1}$, тогда получаем $d_j = k_1^2 \cdot d_y / (1 - k_2^2)$.

Мощность полезного сигнала на выходе рециркулятора будет зависеть от того, сколько обзоров (серии импульсов) N_T сигнал наблюдается в одной ячейке разрешения. Например, если полезный сигнал от цели $u(j)$ в одной ячейке наблюдается 4 обзора (серии импульсов), то мощность сигнала на выходе рециркулятора в четвертой серии импульсов будет определяться следующим выражением:

$$u_{(4)}^2 = k_1^2 (1 + k_2^2 + k_2^4 + k_2^6) \cdot u_0^2.$$

В итоге для соотношения сигнал/шум $q_{\text{вых}}$ на выходе рециркулятора в четвертой серии импульсов получаем

$$q_{\text{вых}} = (1 + k_2^2 + k_2^4 + k_2^6) \cdot (1 - k_2^2) \cdot q_{\text{ex}}, \quad (8)$$

где $q_{\text{ex}} = U_0^2/d_y$ – соотношение сигнал/помеха на входе рециркулятора. Отыскивая максимум $q_{\text{вых}}$, а так же учитывая требования нормировки весовых коэффициентов $k_1 + k_2 = 1$, обеспечивающей устойчивость работы рециркулятора, получаем оптимальные значения весовых коэффициентов $k_1 = 0,254$, $k_2 = 0,736$ рециркулятора максимизирующего $q_{\text{вых}}$ для тех случаев, когда цель входной ячейки разрешения наблюдается только при $N_m = 4$ серии импульсов. Оптимизация весовых коэффициентов для $N_m = 6$, $N_m = 8$ и $N_m = 10$ дает, соответственно, $k_1 = 0,78$; $k_1 = 0,81$; $k_1 = 0,84$.

На рис. 8 приведены результаты расчета отношения $q_{\text{вых}}/q_{\text{ex}}$ на выходе рециркулятора (кривая 1), оптимизированного на наблюдение сигнала от объекта в четырех обзорах (серии импульсов), и аналогичного выигрыша при простом нерекурсивном суммировании (наложении) сигналов (кривая 2). Из анализа следует, что рециркулятор при $N_m = 4$ проигрывает нерекурсивному фильтру по $q_{\text{вых}}/q_{\text{ex}}$ примерно на 0,8 дБ, но выигрывает во всех остальных случаях, т.е. когда объект наблюдается больше или меньше ожидаемого количества обзоров (серии импульсов при сопровождении) N_T , что подтверждает большую «гибкость» рециркулятора.

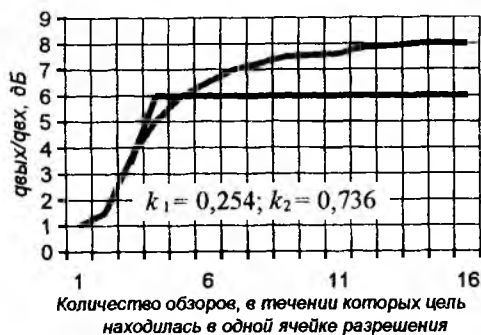


Рис. 8

Таким образом, разработанная процедура на основе последовательного анализа энергетического, спектрального и позиционно-временного различительных признаков позволяет значительно повысить эффективность обнаружения и сопровождения малозаметных объектов на фоне дискретных мешающих отражений от неоднородностей атмосферы и приземной среды радиолокационными средствами средней и малой дальности.

Список литературы: 1. Жирнов В.В., Литвинов В.В., Филошкин И.П. Особенности обработки и обнаружения радиолокационных сигналов целей на фоне дискретных мешающих отражений типа «ангел-эхо» // Судостроительная промышленность, сер. РЛ. Вып. 29. К. 1991. С. 83 – 88. 2. Жирнов В.В., Литвинов В.В., Филошкин И.П. Адаптивная схема стабилизации уровней фона при использовании методов картинной обработки в обзорных РЛС // Судостроительная промышленность, сер. РЛ. Вып. 29. К. 1991. С. 78–83. 3. Дохов А.И., Жирнов В.В., Матюшенко С.Н., Сахновская Л.З. Возможные причины и источники радиолокационных мешающих отражений типа «ангел-эхо» // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сборник. Вып. 104. Харьков. 1997. С. 102-111. 4. Дохов А.И., Жирнов В.В., Матюшенко С.Н., Сахновская Л.З. Принципы защиты радиопеленгаторов условиях воздействия мешающих отражений типа «ангел – эхо» // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сборник. Вып. 104. Харьков. 1997. С. 112 – 119.

В.Н. БЫКОВ, канд. техн. наук, А.С. ВИЛЬЧИНСКИЙ,
А.М. ГРИЧАНЮК, Е.Д. ПРИЛЕПСКИЙ, д-р физ.-мат. наук

МЕТОД КОРРЕКЦИИ ИСКАЖЕНИЙ ИЗОБРАЖЕНИЯ, ОБУСЛОВЛЕННЫХ ПРЯМОЛИНЕЙНЫМ РАВНОМЕРНЫМ СДВИГОМ

Наиболее полная информация об объекте может быть получена при восстановлении его по измеренному изображению. Известно [1, 2], что эта задача оказывается неустойчивой по отношению к шуму. Сколь угодно малый шум в изображении может привести к полному разрушению информации об объекте. В работе [3] показано, что некорректность задачи восстановления объекта преодолевается при дискретизации изображения.

Одной из актуальных практических задач восстановления объекта является задача устранения искажений, вызванных равномерным прямолинейным сдвигом [4]. Трудности коррекции искажений, вызванных прямолинейным равномерным сдвигом, методом инверсной фильтрации связаны с тем, что корректирующий фильтр для такого искажения принимает бесконечные значения на дискретном множестве точек пространственной частоты. В случае коррекции это приводит к появлению ложных контуров в полученном изображении.

Цель данной работы – изучение влияния шумов на восстановление объекта по дискретизированному изображению, искаженному прямолинейным равномерным сдвигом. Рассматривается одномерная задача, что снижает громоздкость выкладок, а обобщение на двухмерный случай не вызывает принципиальных затруднений.

Постановка и решение задачи. При прямолинейном равномерном сдвиге измерительной аппаратурой регистрируется изображение $f(x')$, связанное с исходным объектом $g(x)$ уравнением

$$\int S(x' - x)g(x)dx = f(x'), \quad x' \in D, \quad (1)$$

где $S(x', x)$ – аппаратная функция антенн; D – область определения изображения.

В случае прямолинейного равномерного сдвига аппаратная функция имеет вид

$$S(x) = \begin{cases} 0, & x < 0, \quad x > T; \\ T^{-1}, & 0 < x < T, \end{cases} \quad (2)$$

где $T = \tau v$ (τ – время экспонирования, v – скорость сдвига).

Одна из основных трудностей решения уравнения (1) – его неустойчивость к ошибкам в исходных данных $f(x')$. В настоящее время существуют методы нахождения решения таких уравнений, устойчивых к ошибкам в исходных данных, называемые методами регуляризации [1,2]. Параметр регуляризации, т.е. степень близости точного и регуляризованного операторов задачи (1), задается априором и не связан непосредственно с исходной задачей.

В данной работе некорректность исходной задачи (1) преодолевается при дискретизации искаженного изображения. При этом вместо уравнения (1) рассматривается дискретизированный с интервалом Δx по изображению аналог

$$\int S(x'_n - x)g(x)dx = f(x'_n) = f_n, \quad x'_n \in D. \quad (3)$$

Будем считать систему функций $S(x'_n - x) = S_n(x)$ линейно независимой. Тогда базовое решение уравнения (3) имеет вид [3]

$$g_L(x) = g_L[(n + \gamma)\Delta x] = \sum Q_{n-n'}(\gamma)P_n, \quad (4)$$

где

$$Q_l(\gamma) = (2\pi)^{-1} \int \left(\int_0^1 |H(\omega, \gamma)|^2 d\gamma \right)^{-1} H(\omega, \gamma) \exp(i\omega l \Delta x) d\omega, \quad (5)$$

n и γ – целая и дробная части $x\Delta x^{-1}$, так что $x = (n + \gamma)\Delta x$; Ω – область пространственных частот:
 $|\omega| \leq \pi\Delta x^{-1}$;

$$H(\omega, \gamma) = \sum_n S[(n - \gamma)\Delta x] \exp(-i\omega n\Delta x) \quad (6)$$

– передающая функция (ПФ) системы.

Из соотношений (4),(5) следует, что демпфирование малых значений ПФ в области высоких пространственных частот достигается за счет сворачивания спектра в интервале периодичности, а устранение изолированных нулей ПФ, (обусловленных прямолинейным равномерным сдвигом) – за счет усреднения квадрата модуля ПФ по интервалу дискретизации.

Пусть в (2) величина сдвига $T = (N + \delta)\Delta x$, где N и δ – целая и дробная части $T\Delta x^{-1}$. В этом случае ПФ (6) будет иметь вид:

$$H(\omega, \gamma) = \begin{cases} H_N(\omega), & 0 < \gamma < 1 - \delta; \\ H_{N+1}(\omega), & 1 - \delta < \gamma < 1, \end{cases} \quad (7)$$

где

$$H_N(\omega) = T^{-1} \sum_{k=1}^N \exp(-ik\omega\Delta x) = \left[T \sin(2^{-1}\omega\Delta x) \right]^{-1} \exp[-i2^{-1}(N+1)\omega\Delta x] \sin(2^{-1}\omega\Delta x). \quad (8)$$

Усредняя по Δx квадрат модуля ПФ (7), получаем

$$\int_0^1 |H(\omega, \gamma)|^2 d\gamma = (1 - \delta) |H_N(\omega)|^2 + \delta |H_{N+1}(\omega)|^2. \quad (9)$$

Можно показать, что дисперсия погрешности σ_L^2 , обязанная аддитивному шуму, для случая некоррелированной стационарной помехи равна

$$\sigma_L^2 = K_n \sigma^2, \quad (10)$$

где коэффициент генерации шума при восстановлении

$$K_n = \left(2\pi\Delta x^{-1} \int_{\Omega} \int_0^1 |H(\omega, \gamma)|^2 d\gamma \right)^{-1} d\omega, \quad (11)$$

σ^2 – дисперсия аддитивного шума в изображении.

Подставляя (9) в (11), имеем для бесконечного интервала D :

$$K_n \approx N^2 [\delta(1 - \delta)]^{-1/2}. \quad (12)$$

В реальных условиях выбирают конечный интервал обработки искаженного изображения $D = M\Delta x$, где M – целое число. Тогда дисперсия погрешности σ_{DL}^2 в базовом решении, усредненная по интервалу Δx и по всем точкам $x_n = n\Delta x$ в пределах интервала обработки D при некоррелированной стационарной помехе равна

$$\sigma_{DL}^2 = K_{Dn} \sigma^2, \quad (13)$$

где коэффициент генерации шума при восстановлении

$$K_{Dn} = (2\pi)^{-2} \Delta x^{-1} \int_{\Omega} \Phi(\omega) \left(\int_0^1 |H(\omega, \gamma)|^2 d\gamma \right)^{-1} d\omega. \quad (14)$$

Здесь
$$\Phi(\omega) = \int_{\Omega} \int_0^1 H(\omega', \gamma') H(\omega, \gamma') d\gamma' \left[\int_0^1 |H(\omega, \gamma)|^2 d\gamma \right]^{-1} L(\omega - \omega') d\omega',$$

$$L(\omega) = \Delta x M^{-1} \left| \sum_{n=1}^M \exp(i\omega n \Delta x) \right|^2. \quad \text{При } M > N[\delta(1-\delta)]^{-1/2} \text{ коэффициент генерации шума}$$

$K_{Dn} \sim N^2[\delta(1-\delta)]^{-1/2}$, т.е. приходим к прежнему результату (12) для бесконечной области D . При

$M < N[\delta(1-\delta)]^{-1/2}$, коэффициент генерации шума $K_n \sim NM$. Таким образом, коэффициент генерации шума K_{Dn} при восстановлении объекта по конечному интервалу искаженного изображения $D = M\Delta x$, будет

$$K_{Dn} \sim \begin{cases} N^2[\delta(1-\delta)]^{-1/2}, & M > N[\delta(1-\delta)]^{1/2}; \\ MN, & M < N[\delta(1-\delta)]^{1/2}. \end{cases} \quad (15)$$

Из соотношений (12), (15) следует, что при $\delta = 0$ (т.е. $T\Delta x^{-1} = N$ – целое) величина $K_n \rightarrow \infty$ и $K_{Dn} \rightarrow \infty$. Это с точки зрения восстановления объекта наиболее неблагоприятный случай. В этом случае гармоники помехи когерентно накладываются друг на друга с одинаковыми фазами и происходит резкое возрастание помехи за счет интерференции. При нецелом $T\Delta x^{-1}$ (лучше при $\delta = 1/2$) даже для бесконечного интервала обработки $K_n \sim N^2$, т.е. переход к полуцелому $T\Delta x^{-1}$ уменьшает коэффициент генерации шума в $M/N \gg 1$ раз. Выясним причину этого, определим $Q_l(\gamma)$ (5), входящие в восстанавливающий оператор (4). Рассмотрим бесконечный интервал D и $\delta = 2^{-1}$. Подставляя $\delta = 2^{-1}$ в (7) – (9), из (5) и (11) получим

$$Q_l(\gamma) = \pi^{-1} (2N+1) \int_0^{\pi} \cos \left\{ \left[2^{-1}(N+1+\varepsilon) \right] \alpha \right\} \sin \left[2^{-1}(N+\varepsilon)\alpha \right] \sin^{-1} \left(2^{-1}\alpha \right); \quad (16)$$

$$\left\{ \sin^2 \left(2^{-1} N\alpha \right) \sin^{-2} \left(2^{-1}\alpha \right) + \sin^2 \left[2^{-1}(N+1)\alpha \right] \sin^{-2} \left(2^{-1}\alpha \right) \right\}^{-1} d\alpha.$$

$$K_n = (2\pi)^{-1} (2N+1)^2 \times \int_0^{\pi} \left\{ \sin^2 \left(2^{-1} N\alpha \right) \sin^{-2} \left(2^{-1}\alpha \right) + \sin^2 \left[2^{-1}(N+1)\alpha \right] \sin^{-2} \left(2^{-1}\alpha \right) \right\}^{-1} d\alpha. \quad (17)$$

Анализ выражения (16) показывает, что $Q_l(\gamma)$ – относительно $\left[2^{-1}(N+1+\varepsilon) \right]$, где $2^{-1}(N+1+\varepsilon)$ – середина интервала сдвига; $Q_l(\gamma)$ с ростом l релаксирует с интервалом релаксации порядка $N\Delta x$. Это означает, что при восстановлении объекта при $\delta = 1/2$ участвуют изображения, сдвинутые на расстояние нескольких N . При этом фазы гармоник помехи усредняются, т.е. происходит некогерентное сложение помех, что ограничивает нарастание шума в восстанавливаемом объекте.

Существующий для восстановления объекта интервал искаженного изображения соответствует нескольким $N\Delta x$, так как при обработке амплитуда сдвинутых дискретизированных изображений быстро уменьшается. На практике N не очень велико (иначе возникает сверхразрешение и увеличивается коэффициент генерации шума $K_n \sim N^2$), поэтому возможно определение $Q_l(\gamma)$ и K_n по (16) и (17). Например, расчет $Q_l(\gamma)$ (16) и K_n (17) при $N=1$, $\delta = 2^{-1}$ дает:

$$K_n = 2,01; Q_{-1}(\gamma < 2^{-1}) = 1,3416, Q_0(\gamma < 2^{-1}) = Q_{-2}(\gamma < 2^{-1}) = -0,5124, Q_1(\gamma < 2^{-2}) = \\ = Q_{-3}(\gamma < 2^{-1}) = 0,1957, Q_2(\gamma < 2^{-1}) = -0,0747$$

и т.д.

В предлагаемом методе восстановления объекта по дискретизированному искаженному сдвигом изображению интервал дискретизации является естественным параметром регуляризации задачи. Он непосредственно связан с видом исходного объекта, с аппаратной функцией системы и уровнем шума в изображении.

В случае, когда восстановление объекта по дискретизированному изображению не проводится, рассмотренный метод коррекции искажений изображения, обусловленных прямолинейным равномерным сдвигом, позволяет определить потенциально содержащуюся в дискретизированном изображении информацию об объекте в зависимости от интервала дискретизации и, следовательно, обоснованно определить величину интервала.

Список литературы: 1. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1986. 288 с. 2. Василенко Г.И., Тараторин А.М. Восстановление изображений. М: Радио и связь, 1986.-304 с. 3. Быков В.Н., Вильчинский А.С., Минц М.Я., Прилепский Е.Д. Восстановление непрерывного объекта по дискретизированному изображению. Киев: изв. ВУЗов, Радиоэлектроника, 1997, № 5. С. 38-48. 4. Тихонов А.Н., Гончарский А.В., Степанов В.В., Кочкиков И.В. Некорректные задачи обработки изображений. ДАН СССР, 1987, т. 294, № 4. С. 832-837.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 11.10.99

ОСОБЕННОСТИ ОБРАБОТКИ ИЗОБРАЖЕНИЙ ОБЪЕКТОВ ПАРАЛЛЕЛЬНЫМИ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫМИ СТРУКТУРАМИ

Функционирование корреляционно-экстремальных систем навигации летательных аппаратов (ЛА) базируется на выявлении сходства изображений объектов-ориентиров навигации: текущих изображений (ТИ), формируемых радиолокационными, радиометрическими и др. датчиками поля в процессе полета ЛА, и эталонных изображений (ЭИ) объектов, синтезируемых заранее и хранящихся в памяти бортового спецвычислителя (СВ).

Текущие и эталонные изображения являются плоскими двумерными с достаточно большим количеством разрешаемых элементов. В процессе обработки изображений объектов навигации можно выявить регулярную геометрическую (пространственную) структуру, элементы которой могут быть однозначно перенесены на параллельную вычислительную структуру (структуру спецвычислителя). При этом каждый процессорный элемент СВ отвечает за определенную область пространства изображения (рис. 1). Так, если ТИ может быть разбито на Q подобластей, то и сама задача сличения ТИ и ЭИ может быть разбита на Q подзадач (процессов). Вычислительные процессы могут быть полностью независимыми либо, в случае необходимости, требовать связи или синхронизации соседних процессов. Если объем связи и синхронизации невелик, введение параллелизма путем разбиения задачи на процессы является наиболее целесообразным.

Для цифровой обработки изображений представим ТИ в виде двумерного массива отсчетов функции яркости $R(i,j)$ (рис. 1, а). На рис. 1, б приведен пример отображения ТИ размерностью 8×8 элементов на процессорную матрицу размерностью 2×2 .

ЭИ может быть представлено в виде двумерного массива отсчетов функции яркости $S(i,j)$. В качестве ЭИ может выступать любое из приведенных на рис. 1, а изображений объектов либо их совокупность. Наличие полного ЭИ в одном из элементов матрицы (на рис. 1, б, левые верхний и нижний квадраты) не требует при обработке изображений дополнительной связи между элементами матрицы. В случае распределения ЭИ между соседними элементами матрицы необходима совместная обработка элементов ЭИ в различных элементах процессорной матрицы.

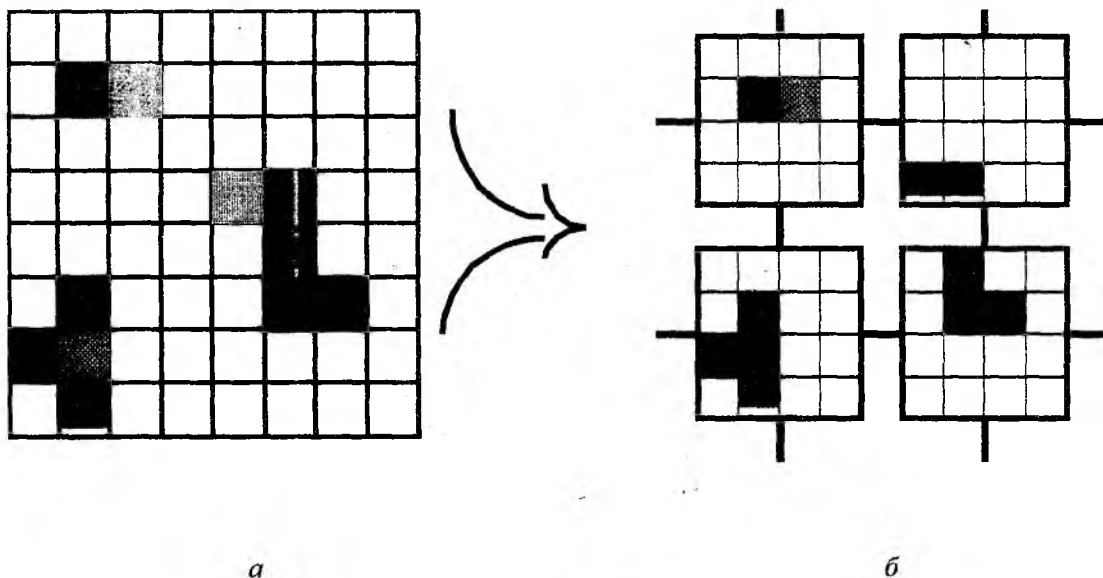


Рис. 1

Для сличения ТИ и ЭИ применим алгоритм вычисления взаимной корреляционной функции (ВКФ), представленной выражением [1].

$$C_{i,j} = \frac{N^2 \left(\frac{\sum R_{i,j} S_{i,j}}{N} - \frac{\sum R_{i,j}}{N} \frac{\sum S_{i,j}}{N} \right)^2}{\frac{\sum R_{i,j}^2}{N} - \left(\frac{\sum R_{i,j}}{N} \right)^2} \quad (1)$$

ВКФ достигает максимума при совпадении ТИ и ЭИ.

Рассмотрим возможности параллельных вычислений при реализации формулы (1).

Так как алгоритм вычисления ВКФ (1) нерекursивный, значение каждого вычисляемого отсчета $C(i,j)$ не зависит от других отсчетов, отсюда следует возможность параллельного вычисления отсчетов функции $C(i,j)$. Это и есть пространственное распараллеливание обработки изображений.

При реализации (1) на параллельных вычислительных структурах максимальное число параллельно вычисляемых отсчетов изображения $C(i,j)$ равно числу процессоров в системе, каждый из которых производит вычисление $C(i,j)$ для различных данных.

Число этапов пространственной обработки изображения [3] равно

$$Y = \left\lfloor \frac{(M-N+1)^2}{P} \right\rfloor, \quad (2)$$

где $M \times M$ – размерность ЭИ; $N \times N$ – размерность ТИ; P – число процессоров в системе; знак $\lfloor \dots \rfloor$ обозначает наименьшее целое.

В [2] показано, что для сличения ТИ размерностью 8×8 элементов с ЭИ размерностью 16×16 элементов наиболее приемлемой конфигурацией параллельной вычислительной структуры является транспьютерная матрица 2×2 .

Тогда число этапов обработки при сличении ТИ 8×8 с ЭИ 16×16 на матрице процессоров 2×2 будет составлять 20 (этапов).

Время обработки всех отсчетов изображения

$$T = t \left\lfloor \frac{(M-N+1)^2}{P} \right\rfloor, \quad (3)$$

где t – время вычисления $C(i,j)$ для одного отсчета $C(i,j)$.

Следовательно, время, необходимое для сличения ТИ и ЭИ будет составлять $T_{\text{общ}} = \frac{20t}{N}$, где N – число процессоров. Если учесть, что время вычисления одного отсчета $C(i,j)$ на I-486 – 80 МГц, быстродействие которого сопоставимо с транспьютером T-9000, составляет 0,02 с., то для 20 этапов $T = 0,4$ с. На матрице транспьютеров 2×2 сличение ТИ с ЭИ осуществиться за $T_{\text{общ}} = 0,1$ с.

Применение пространственного распараллеливания позволяет решить задачу сравнения ТИ и ЭИ в реальном масштабе времени. В случае роста объема обрабатываемой информации необходимая вычислительная мощность может быть достигнута добавлением требуемого числа процессоров, что не повлечет дополнительных трудностей технического характера.

Список литературы: 1. Ржевкин В.А. Автономная навигация по картам местности // Зарубежная радиоэлектроника. 1981. № 10. С. 21. 2. Шокин М.Г., Быкова Т.В. Повышение быстродействия корреляционно-экстремальных систем навигации летательных аппаратов. Радиотехника, Харьков. Вып. 105. 1998. С. 126-130. 3. Параллельные методы и средства распознавания образов / П.А. Бакут, Э.Ф. Бабуров и др. 1985. 279 с.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 27.08.99.

О ПОВЫШЕНИИ ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ МЕТЕОВЕЛИЧИН ПРИ АКУСТИЧЕСКОМ И РАДИОАКУСТИЧЕСКОМ ЗОНДИРОВАНИИ АТМОСФЕРЫ

Методы акустического и радиоакустического зондирования атмосферы, позволяющие определять профили основных метеовеличин в нижней тропосфере, получают в настоящее время широкое распространение. Акустическое зондирование наиболее часто применяется для измерения скорости ветра, определяемой по доплеровскому сдвигу частоты сигнала, рассеянного на движущихся под действием ветра неоднородностях атмосферы [1]. Радиоакустическое зондирование используется для измерения температуры атмосферы [2]. Этим методам посвящено большое количество публикаций, в которых рассматриваются различные теоретические и практические вопросы, но, тем не менее, в результатах определения метеовеличин этими методами содержатся значительные методические погрешности.

Радиальную (по лучу диаграммы направленности) составляющую скорости ветра для моностатического акустического локатора в настоящее время принято определять по следующей формуле

$$V = \frac{C_a}{2f_a} f_{\Delta a}, \quad (1)$$

где $f_{\Delta a}$ – доплеровский сдвиг частоты; f_a – частота зондирующего сигнала; C_a – скорость звука.

Под скоростью звука C_a здесь понимают скорость звука в неподвижной атмосфере, т.е. $C_a = A\sqrt{T}$, где A – коэффициент, слабо зависящий от состава воздуха и его влажности; T – абсолютная температура атмосферы. Однако в действительности при наличии ветра скорость звука $C_a = A\sqrt{T} + V$, где V – радиальная скорость ветра.

Выражение (1) с учетом движения среды записывается в виде

$$V = \frac{(A\sqrt{T} + V)}{2f_a} f_{\Delta a}. \quad (2)$$

В выражение (2) искомая радиальная скорость ветра входит и в левую и в правую части. Формула (1) следует из (2) при отбрасывании V в правой части. Однако это недопустимо, так как приводит к появлению методической погрешности δV , равной $Vf_{\Delta a} / 2f_a$. Расчет этой погрешности следует производить по формуле

$$\delta V = \frac{V^2}{A\sqrt{T} + V}. \quad (3)$$

Так, при $A\sqrt{T} = 340$ м/с, $V = 20$ м/с, $\delta V = 1,11$ м/с.

Величина ошибки, вносимой неопределенностью величин A и T в точке рассеяния, при вычислении скорости радиального ветра по формуле (1) определяется выражением

$$\delta V = \frac{\Delta A \sqrt{TV}}{A\sqrt{T} + V} + \frac{\Delta T V A^2}{2(A\sqrt{T} + V)^2}, \quad (4)$$

где первый член вызван неопределенностью A , второй – неопределенностью T .

Погрешность, вызванную отбрасыванием члена $Vf_{\Delta a} / 2f_a$, можно исключить, если выражение для вычисления радиальной скорости ветра получить, решая (2) относительно V :

$$V = \frac{A\sqrt{T}f_{\partial a}}{2f_a - f_{\partial a}}. \quad (5)$$

В выражении (5) остаются только погрешности, обусловленные неопределенностью A и T . Значение суммарной погрешности рассчитывается по формуле

$$\delta V = \frac{\Delta A V}{A} + \frac{\Delta T V}{2T}. \quad (6)$$

Использование приближенной формулы (1) при определении трех компонент скорости ветра также приводит к появлению ошибок. Рассмотрим, например, трехканальный метод измерения скорости ветра, описанный в [1]. Антенна одного из каналов ориентируется точно в зенит (ось Z), две другие под определенным углом α к зениту: одна в северном направлении (направление X), другая в восточном направлении (направление Y). Тогда составляющие скорости ветра в каждом из каналов определяют по формулам (1):

$$V_z = \frac{C_a}{2f_a} f_{\partial az}; \quad V_1 = \frac{C_a}{2f_a} f_{\partial a1}; \quad V_2 = \frac{C_a}{2f_a} f_{\partial a2}, \quad (7)$$

а составляющие горизонтального ветра

$$V_x = \frac{1}{\sin \alpha} (V_1 - V_z \cos \alpha); \quad V_y = \frac{1}{\sin \alpha} (V_2 - V_z \cos \alpha).$$

Погрешности определения составляющих горизонтального ветра вычисляются по формулам:

$$\delta V_x = \frac{1}{\sin \alpha} (\delta V_1 + \delta V_z \cos \alpha); \quad \delta V_y = \frac{1}{\sin \alpha} (\delta V_2 + \delta V_z \cos \alpha).$$

Здесь $\delta V_1, \delta V_2, \delta V_z$ рассчитываются по формуле (3). Если предположить, что направление ветра совпадает с положительным направлением X , а величина его в первом канале $V_1 = 20$ м/с, то при $\alpha = 30^\circ$ имеем ошибку определения составляющей горизонтального ветра $\delta V_x = 2,22$ м/с.

Для исключения указанной методической погрешности из результатов измерений выражения (7) следует записывать в виде:

$$V_z = \frac{A\sqrt{T}f_{\partial az}}{2f_a - f_{\partial az}}; \quad V_1 = \frac{A\sqrt{T}f_{\partial a1}}{2f_a - f_{\partial a1}}; \quad V_2 = \frac{A\sqrt{T}f_{\partial a2}}{2f_a - f_{\partial a2}}.$$

В комбинированной системе расдар-содар вычисление радиальной составляющей скорости ветра по формуле (1) является также причиной погрешности при определении температуры. Следует заметить, что выражения для обработки результатов измерений содара и расдара представляют собой систему двух уравнений относительно неизвестных V и T с параметром A

$$\begin{cases} f_{\partial a} = \frac{2Vf_a}{A\sqrt{T} + V}; & f_{\partial e} = \frac{2(A\sqrt{T} + V)f_e}{C_e}, \end{cases} \quad (8)$$

где $f_{\partial e}$ – доплеровское смещение частоты радиосигнала, f_e – частота зондирующего радиосигнала, C_e – скорость распространения радиоволн. Однако в рассматриваемой литературе радиальный ветер определяют из первого уравнения (8) по формуле (1). При этом общая методическая ошибка нахождения V определяется отбрасыванием члена $Vf_{\partial a} / 2f_a$, неопределенностью в точке измерения температуры T и коэффициента A . Затем, используя полученное значение V , находят значение T из второго уравнения (8). При этом также дополнительно присутствует ошибка из-за изменчивости A с высотой. Так, например, при $V = 10$ м/с и неопределенности $\Delta T = 2^\circ K$, $\Delta A = 0,02 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1} K^{-1/2}$ общая ошибка оп-

ределения скорости радиального ветра по формуле (1) составляет $\delta V = 0,33$ м/с, а ошибка определения температуры $\delta T = 0,56^\circ K$.

Суммарная ошибка определения температуры вычисляется по формуле

$$\delta T = \frac{2\sqrt{T}\delta V}{A} + \frac{2\Delta AT}{A}, \quad (9)$$

где δV – общая методическая погрешность определения скорости ветра.

Все указанные ошибки при нахождении V можно исключить, если выразить $(A\sqrt{T} + V)$ из второго и подставить в первое уравнение (8). Тогда

$$V = \frac{f_{da} f_{de} C_e}{4f_a f_e}. \quad (10)$$

Выражение для вычисления T , с учетом свободной от методических погрешностей величины V , полученное из второго уравнения (8), имеет вид

$$T = \left(\frac{f_{de} C_e}{2f_e} - V \right)^2 \frac{1}{A^2}. \quad (11)$$

В выражении (11) единственным источником методической погрешности является неопределенность величины A вдоль трассы зондирования, а это значит, что первый член в формуле (9) обращается в нуль.

Таким образом, для уменьшения погрешности определения радиальной скорости ветра при акустическом зондировании вычисления следует производить по формуле (5). В комбинированной системе расдар-содар вычисления скорости ветра и температуры – соответственно по формулам (10) и (11). Применение полученных выражений особенно эффективно при определении наклонных профилей температуры комбинированной системой расдар-содар.

Список литературы: 1. Красненко Н. П. Акустическое зондирование атмосферы. Новосибирск: Наука, 1986, 168 с. 2. Каллистратова М. А., Кон А. И. Радиоакустическое зондирование атмосферы. М.: Наука, 1985, 200с.

Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 19.11.99

Б.Л.КАЩЕЕВ, д-р техн. наук, А.Н.ОЛЕЙНИКОВ, канд. техн. наук,
В.Н. ОЛЕЙНИКОВ, канд. техн. наук

РАДИОЛОКАЦИОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ КВАЗИДВУХСУТОЧНЫХ КОЛЕБАНИЙ СКОРОСТИ ВЕТРА В ОБЛАСТИ МЕЗОПАУЗЫ И НИЖНЕЙ ТЕРМОСФЕРЫ

Впервые квазидвухсуточные колебания скорости ветра в области мезопаузы-нижней термосферы были обнаружены Советской экваториальной экспедицией в Сомали (2 с.ш., 45 в.д.), проводившейся с августа 1968 года по июль 1970 года. О факте обнаружения этих колебаний и их параметрах было сообщено в докладе Б. Кашеева на XV Генеральной ассамблее Международного геодезического и геофизического союза (Москва, август 1971 г.) [1] и на XIII Пленуме Комиссии по кометам и метеоромам Астросовета АН СССР (Киев, ноябрь 1971 г.) [2] и позднее в работах [3-6] и других. Было показано, что период этих колебаний может отличаться от 48 часов на несколько часов, как в сторону увеличения, так и в сторону уменьшения. Причина и условия возникновения квазидвухсуточных колебаний до сих пор фактически не установлена, что вызывает пристальный интерес к этому явлению.

Эксперименты, проведенные в различных пунктах земного шара показывают, что квазидвухсуточные колебания в области мезопаузы-нижней термосферы носят глобальный характер. Квазидвухсуточные колебания были зафиксированы, кроме экватора, в северном и в южном полушариях [7,8]. В [9] высказано предположение, что квазидвухсуточные колебания являются бегущей в зональном направлении планетарной волной, а в [10] приведены результаты их теоретического исследования на основе численной модели атмосферных колебаний. Волновая природа квазидвухсуточных колебаний подтверждена рядом синхронных наблюдений, проведенных в пунктах, разнесенных по долготе, а именно: в Харькове и Хабаровске в июле-октябре 1973 г. [5,11,12], в Обнинске и Хабаровске в июне-июле 1980 г. [10], в Харькове, Обнинске и Колме (Германия) в июле-августе 1998 г.

Экспериментальные данные, полученные в Харькове и Хабаровске летом-осенью 1973 г. подвергались фильтрации для исключения влияния межсуточных колебаний скорости ветра, а затем проводился скользящий гармонический анализ для выделения двухсуточных колебаний [12]. На рис. 1 представлены двухсуточные колебания скорости зонального ветра с 8 по 24 августа 1973 г.

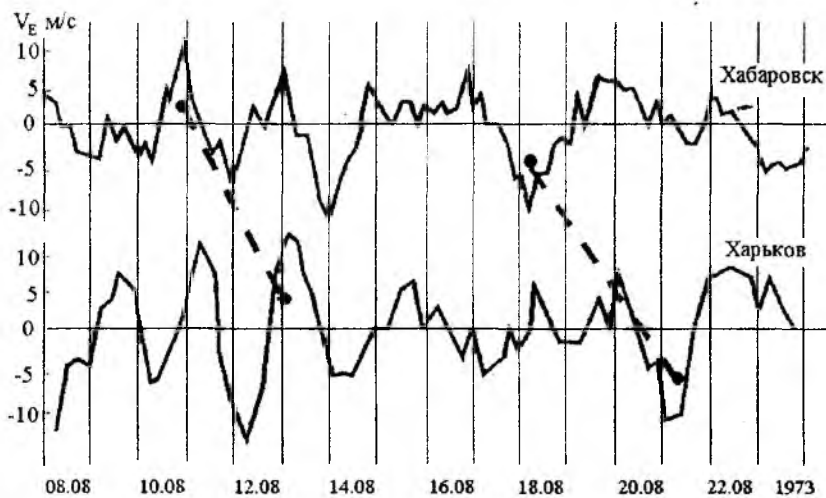


Рис. 1

Анализируя эти графики можно заметить, что характер временных вариаций зонального ветра 17-21 августа в Хабаровске повторяется в Харькове 19-23 августа. То есть зональный ветер в Харькове на высотах метеорной зоны аналогичен ветру в Хабаровске со сдвигом более, чем двое суток (62-65 часов). Такой временной сдвиг соответствует зональному волновому числу 4,8. По измерениям, выполненным в Харькове, Обнинске и Колме летом 1998 г. был получен аналогичный результат — волновое число, рассчитанное по разности фаз двухсуточных колебаний, что составило 4,4-4,5. Следует заметить, что по некоторым другим исследованиям, в частности [10,13], зональное волновое число равнялось 3. Причины такого различия полученных результатов предстоит еще выяснить.

В пунктах, разнесенных в меридиональном направлении квазидвухсуточные колебания возникают, как правило, одновременно. Для иллюстрации на рис. 2 пунктирной линией представлены ква-

зидвухсуточные колебания с одинаковой начальной фазой, зафиксированные одновременно в среднеширотном и экваториальном пунктах наблюдений, разнесенные на 53° по широте.

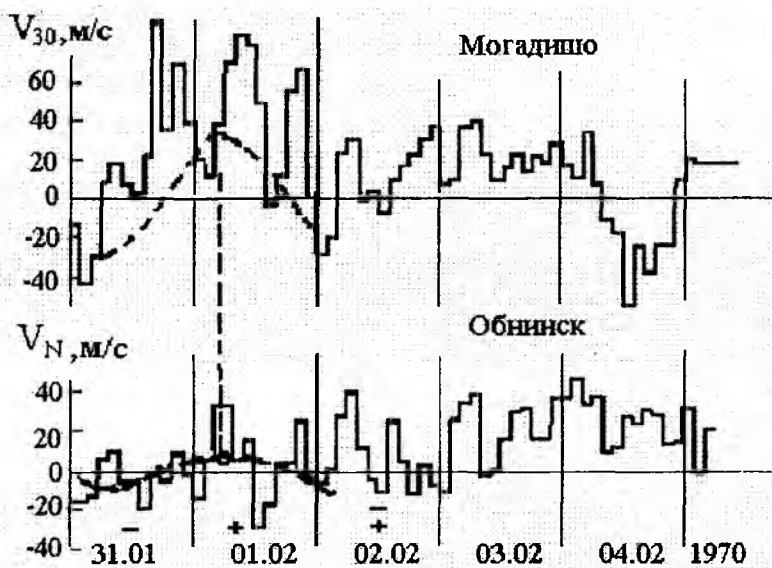


Рис. 2

Большой интерес представляет высотная структура квазидвухсуточных колебаний скорости ветра. Во время проведения исследований в экваториальной зоне в 1968-1970 гг. для высотного разделения метеорных отражений использовался амплитудно-фазовый высотомер, который позволял определить высоту с погрешностью 2 км. Измерялась меридиональная составляющая скорости дрейфа, так как на этих широтах она является доминирующей. Было установлено, что амплитуда квазидвухсуточных колебаний в пределах высот 80-100 км, как правило, возрастает с увеличением высоты, а поведение начальной фазы, возникающей

двухсуточной волны указывает на то, что процессы начинаются раньше в верхних слоях.

С 1976 г. в Харькове проводятся измерения высоты на автоматическом угломере метеорной РЛС системы МАРС (АУ МРЛС) [14-16]. АУ МРЛС обеспечивает измерение угловых координат, наклонной дальности и радиальной скорости дрейфа, отражающей области метеорного следа. Наиболее эффективным для определения угловых координат, отражающей области метеорного следа, является фазовый метод моноимпульсной радиолокации, реализованный в автоматическом угломере. Автоматический угломер метеорной РЛС представляет собой фазовую многоканальную систему, предназначенную для измерения координат и радиальной скорости дрейфа метеорных следов в реальном масштабе времени. Антенная система АУ МРЛС состоит из пяти антенн типа волновой канал, расположенных крестом и образующих двухбазовую измерительную систему с размерами баз 3,5 и 4 длины волны, что обеспечивает высокую точность определения угловых координат. Все антенны ориентированы на восток. Каждая антенна подключена к собственному фазостабильному радиоприемному устройству. Для уменьшения динамических фазовых ошибок полоса пропускания приемников несколько превышает оптимальную и составляет 60 кГц, при длительности импульсов 30 мкс. В АУ МРЛС предусмотрена предварительная обработка сигналов и система защиты от помех. Цифровая измерительная часть АУ включает в себя цифровые импульсные фазометры и измеритель дальности. Фазометры АУ МРЛС выполнены по схеме с непосредственным измерением разности фаз в радиоимпульсе и устранением ошибок, вызванных разрывом фазовой характеристики фазометра методом деления частоты. Для исключения систематической ошибки измерения разности фаз, возникающих при прохождении принятых отраженных сигналов через радиоприемные тракты предусмотрена оперативная калибровка фазовых каналов путем подачи на входы всех приемников калибровочных сигналов с известной начальной фазой. Выявленный таким образом фазовый сдвиг, вносимый непосредственно аппаратурой каждого фазового канала, учитывается при проведении окончательного расчета на ЭВМ. Одновременно при этом частично компенсируется динамическая ошибка. Частичная компенсация динамической ошибки обусловлена тем, что огибающая пачки сигнала калибровки не повторяет форму АВХ отраженного сигнала, а имеет постоянную амплитуду.

Для сведения к минимуму систематических ошибок измерения разности фаз, возникающие в фидерном тракте приемной системы, производится измерение и коррекция электрических длин фидеров (с точностью до $0,5^\circ$), которая осуществляется каждый сезон. С целью уменьшения влияния изменения температуры окружающей среды на электрическую длину, фидеры закопаны в грунт на глубину 1,2 м.

Измеритель дальности построен с использованием двухшкального метода измерения дальности

и фиксации временного положения импульсов по двум фронтам, что позволяет эффективно производить усреднение шумовых ошибок и однозначно определять наклонную дальность.

Программное обеспечение АУ включает программы первичной и вторичной обработки данных, выполняемых в реальном масштабе времени. Программа первичной обработки включает прием массива данных точной и грубой дальности, прием и обработку массивов фазовых сдвигов измерения и калибровки, компенсацию систематических и динамических ошибок, устранения неоднозначностей фазовых шкал угломера, оценки угловых координат наклонной дальности и радиальной скорости дрейфа метеорного следа.

Вторичная обработка данных обеспечивает расчет в реальном масштабе времени динамических параметров атмосферы в метеорной зоне: амплитуды и фазы суточных и полусуточных приливов гармоник, и квазидвухсуточных колебаний, получение их высотных профилей или временных рядов параметров на отдельных высотах. Основные технические параметры АУ МРЛС системы МАРС:

– рабочая частота, МГц	около 31;
– импульсная мощность передатчика, кВт	300;
– динамический диапазон приемного устройства, дБ	50;
– среднеквадратическая погрешность определения угловых координат	0, 28°;
– среднеквадратическая погрешность определения наклонной дальности, м	200;
– среднеквадратическая погрешность определения высоты, км	1;
– среднеквадратическая погрешность определения радиальной скорости ветра, м/с	3;
– статистическая обеспеченность результатов измерений регистраций метеоров в сутки	5000-6000.

Для выявления высотной структуры динамических параметров атмосферы вся зона, обзореваемая метеорной РЛС разбивается на слои толщиной 6 км. В пределах каждого высотного слоя проводится гармонический анализ с временным интервалом 48 часов. Полученные параметры динамического режима относят к середине высотного слоя и временного интервала. Подобный анализ повторяется со сдвижкой по высоте 2 км и сдвижкой во времени 6 часов.

Тенденция увеличения амплитуды квазидвухсуточных колебаний с высотой, выявленной в экваториальной зоне, прослеживается и на средних широтах. В экваториальной зоне средняя амплитуда квазидвухсуточных колебаний превосходит значения амплитуд на средних широтах более чем в два раза. Характерной особенностью для экваториальной зоны является также превышение амплитуды меридиональной составляющей квазидвухсуточных колебаний над зональной составляющей.

На рис. 3 представлена высотная структура среднемесячных значений зональной составляющей

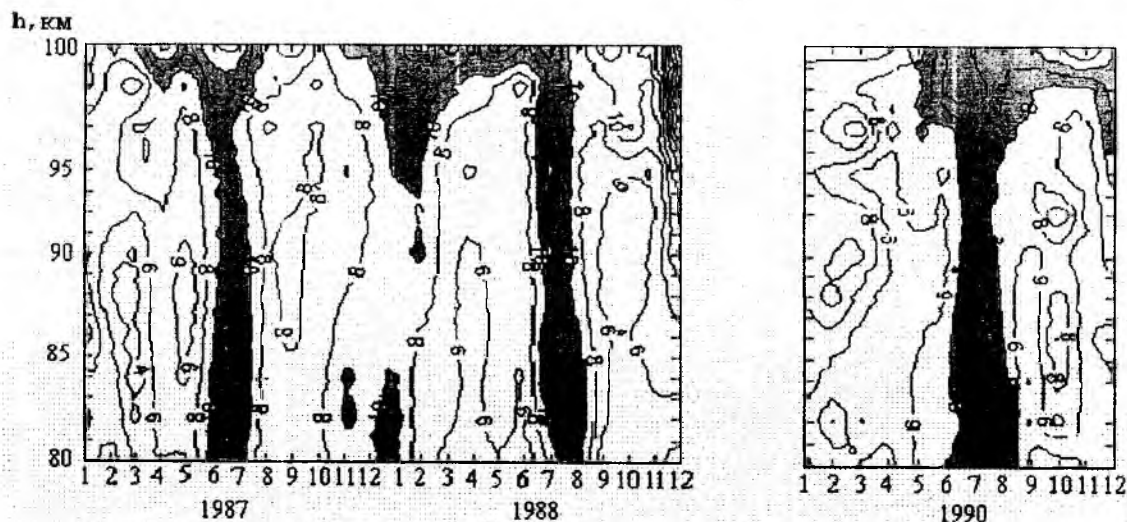


Рис. 3

амплитуды квазидвухсуточных колебаний над Харьковом в 1987-90 гг. Из рисунка видно, что на средних широтах наибольшая интенсивность квазидвухсуточных колебаний отмечается летом в июле месяце. Второй максимум активности квазидвухсуточных колебаний, но с меньшей амплитудой, иногда отмечается зимой в январе месяце. Изменения амплитуды квазидвухсуточных колебаний от месяца к месяцу хорошо описывается суммой среднегодовой, годовой и полугодовой компонент. Например, для 1987-1988 гг. в Харькове среднегодовая зональная амплитуда на высотах 80-95 км составляла 6,5-8 м/с и нарастала с градиентом по высоте 0,1-0,2 м/с км. На высотах выше 95 км высотный градиент увеличивается и составляет 0,6-0,8 м/с км. Годовая и полугодовая компоненты составляют 2-3 м/с.

На рис. 4 приведена высотная структура амплитуды квазидвухсуточных колебаний зональной ско-

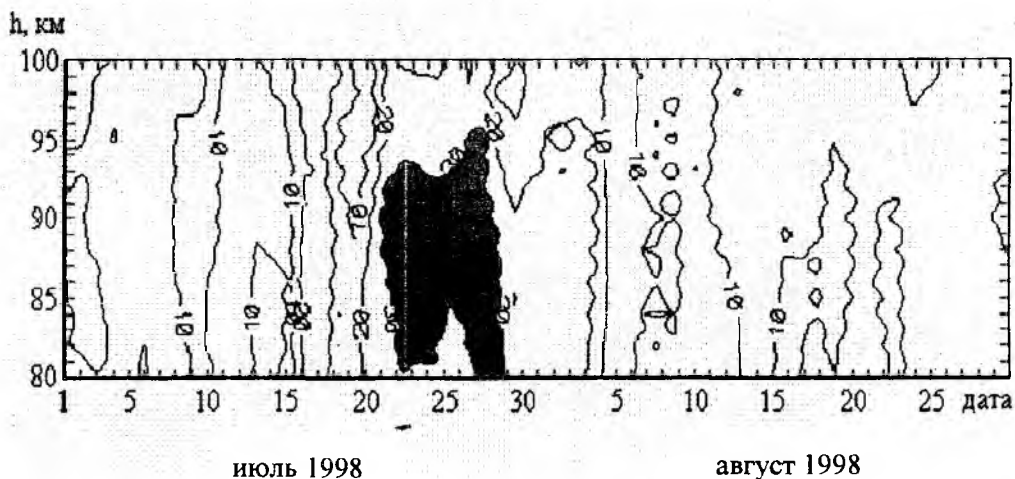


Рис. 4

ости ветра в июле и августе 1998 г. в Харькове, когда наблюдалась аномально высокая амплитуда квазидвухсуточных колебаний (22-28 июля), доходившая до 38-39 м/с.

Следует обратить внимание на один интересный факт [12]. Существует взаимосвязь между появлением квазидвухсуточных колебаний скорости ветра с большой амплитудой и моментом смены знака межпланетного магнитного поля, причем после момента смены знака должен быть интервал времени 5-6 дней с неизменным значением знака межпланетного магнитного поля. Подтверждением этого являются высокая корреляция сезонных вариаций максимальных амплитуд квазидвухсуточных колебаний на различных широтах и сезонных вариаций параметра, характеризующего количество дней в каждом месяце, когда полярность межпланетного магнитного поля остается неизменной в течение 5 дней и более. Механизм влияния межпланетного магнитного поля пока неизвестен, но факт их взаимосвязи на наш взгляд убедителен.

Данная статья подготовлена в рамках программы International association for promotion of cooperation with scientists from new independent state of the former Soviet Union N 96-1696.

Список литературы: 1. *V.V. Fedynsky, P.B. Babadzhanyan, B.L. Kashcheyev et al.* The circulation of the atmosphere in the lower thermosphere at the equator and midlatitudes of the northern hemisphere // Program and abstracts for the XV IUGG General Assembly, Moscow, M.: 1971, P. 484. 2. *Кащеев Б.Л., Кальченко Б.В., Лизогуб В.В. и др.* Дрейф в метеорной зоне над экватором в 1968-1969 гг. / В кн.: XIII Пленум комиссии по кометам и метеорам 1-5 ноября 1971 г., Киев. Тезисы докладов. М.: 1971. С. 29-30. 3. *Бабаджанов П.Б., Кальченко Б.В., Кащеев Б.Л. и др.* О движении воздушных масс в нижней термосфере вблизи экватора / Докл. АН СССР, 1973. Т. 208, № 6. С. 1334-1337. 4. *Кальченко Б.В., Булгаков С.Б.* Исследование периодических компонент скорости ветра в нижней термосфере над экватором. Геомагнетизм и аэрономия, 1973. Т. 13, № 6. С. 1125-1126. 5. *Б.В. Кальченко, Б.Л. Кащеев, В.В. Федьнский.* Двухсуточные возмущения дрейфа метеорных следов / Докл. АН СССР, 1978, Т. 242, № 5. С. 1038-1041. 6. *Muler H.G.* Long-period meteor wind oscillations - Phil. Trans. Roy. Soc. 1972, V. A271, P. 585-598. 7. *Clark R.R.* Meteor wind measurements of Durrham, New Hampshire (43 N, 71 W) T. Atmos. Sci, 1975, Vol. 32. P. 1689-1693. 8. *Craig R.Z., Vincent R.A., Fraser G.T., Smith M.T.* The quasi 2-day wave in the Southern Hemisphere mesosphere. Nature, 1980, Vol. 287, N 5780. P. 319-320 9. *Glass M., Fellous T.L.,*

Massebcuf M., Spizzichino A., Lysenko I.A., Portnyagin Yu.I. Comparison and interpretation of the results of simultaneous wind measurements in the lower thermosphere at Garchy (France) and Obninsk (USSR) by meteor radar technique. T. Atmos. Terr. Phys., 1975, Vol. 37, P. 1077-1087. 10. Кайдалов О.В., Макаров Н.А., Портнягин Ю.И. Квазидвухсуточное колебание скорости ветра в нижней термосфере. Изв. АН СССР. ФАО. 1984, Т. 20, N 3. С. 227-233. 11. Кальченко Б.В., Кащеев Б.Л., В.Д. Кастромин. Синхронные наблюдения дрейфа метеорных следов в Харькове и Хабаровске. Метеорные исследования, 1978, N 5. С. 14-20. 12. Кальченко Б.В. Квазидвухсуточные колебания скорости ветра в верхней атмосфере. Метеорные исследования, 1984, N 9. С. 79-88. 13. Muller H.G., Nelson L.A. Travelling quasi 2-day wave in the meteor region. T. Atmos. Terr. Phys., 1978, Vol. 44. P. 761-766. 14. Кащеев Б.Л., Волощук Ю.И., Ткачук А.А. и др. Метеорная автоматизированная радиолокационная система. Метеорные исследования, 1977, № 4. С. 11-61. 15. Кащеев Б.Л., Жуков В.В. Автоматический угломер. Сообщение 1. Принципы построения / В кн. Радиотехника. Вып. 47. Харьков, 1978. С. 3-9. 16. Жуков В.В., Олейников А.Н., Олейников В.Н., Автоматический угломер. Сообщение 2. Предварительная обработка сигналов / В кн. Радиотехника. Вып. 47. Харьков, 1978. С. 9-17.

*Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 23.12.99

АТМОСФЕРНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСТВО МЕГА-ПОЛИСОВ И НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ АТМОСФЕРНО-ИОНОСФЕРНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Известно, что ионосфера Земли чувствительна к внешним воздействиям, поэтому параметры ионосферы испытывают как регулярные, так и нерегулярные вариации. Регулярные вариации обычно связаны с воздействием солнечной радиации и космического излучения. Нерегулярные (как кратковременные, так и сравнительно длительные) аномальные изменения параметров ионосферы являются следствием процессов, происходящих в тропосфере, на поверхности Земли и под Землей.

Изучение вопросов возникновения и пространственно-временной динамики атмосферных электрических полей в последние годы стало актуальным по ряду причин, связанных, например, с радиоактивным загрязнением окружающей среды, крупными пожарами (как лесными, так и на нефтяных и газовых добывающих комплексах), различного рода авариями на химических и других предприятиях и т. д. В этой связи в литературе широко изучаются процессы, влияющие на изменение градиента потенциала электрического поля в тропосфере (см., например, [1-3]). Выделяют естественные и антропогенные факторы, механизмы влияния которых на приземную атмосферу имеют много общих характерных особенностей.

Среди естественных факторов обычно выделяют два комплекса источников: 1) тропосферные процессы; 2) процессы, происходящие в литосфере и на поверхности Земли. К первому классу относятся, например, пылевые и песчаные бури; вулканическая деятельность; радиоактивные загрязнения и др. Ко второму: землетрясения, процессы на поверхности и под водой в океане и (на море) такие как, например, морские и океанические течения, разного рода катаклизмы (цунами, тайфуны и т. д.), испарения с поверхности океана (моря) и т. д. В литературе практически не исследован вопрос о формировании электрического поля в и над мега-полисами, которые занимают достаточно большую площадь S на поверхности Земли (например для Харькова $S > 250 \text{ км}^2$). В связи с этим остаётся практически не исследованным вопрос о влиянии электрического поля (градиентов электрического потенциала и проводимости) в мега-полисе на здоровье людей и животных.

Следует отметить, что в районах мега-полисов и крупных энергетических объектов техногенная загрязнённость приземной атмосферы, восходящие тепловые потоки и инфразвуковые колебания, как показывают оценки, могут привести к нестационарности в процессах формирования объёмного заряда атмосферы и заметным отклонениям от естественной величины не скомпенсированного заряда.

Вопросам проникновения электрических полей в ионосферу посвящена обширная литература (см., например, [4 - 7]). В частности, в [4,5] решается задача о проникновении электрического поля из тропосферы в ионосферу, а в [6, 7] моделируются возможные изменения основных параметров D – области ионосферы. Задача взаимосвязи атмосферно-ионосферного электричества в литературе решается, как правило, двумя способами: первый из них включает в себя построение модели и расчёт проникающих из атмосферы в ионосферу электрических полей E (обычно для вертикальной составляющей E_z , см., например, [4, 5]); второй – основан на гипотезе о том, что система Земля – ионосфера является глобальным пространственным конденсатором, в котором одной из обкладок является поверхность Земли (и приземная атмосфера), а другой, – нижняя граница ионосферы (высоты $z \sim 60 - 65 \text{ км}$ днём и $z \sim 80 - 90 \text{ км}$ ночью) [8 - 10].

Плотность вертикального электрического тока в этом случае определяют его компоненты - ток проводимости, диффузионный и конвективный ток:

$$J = ZE_z - z_1 e [(K_T + D_M) \frac{\partial N_{\pm}}{\partial z} + N_{\pm} V_{\infty}] \quad (1)$$

Здесь E_z – напряжённость электрического поля, K_T , D_M – коэффициенты турбулентной и молекулярной диффузии, N – концентрации аэроионов, V_{∞} – скорость ветра, (ez_1) – заряд иона, Z_1 – число зарядов, Z – полная электрическая проводимость воздуха, определяемая характеристиками аэроионов разных знаков: зарядом (ez_1) и спектром подвижностей μ_{\pm} :

$$Z = \int_0^{\infty} N_+(\mu) \mu_+ d\mu + \int_0^{-\infty} N_-(\mu) \mu_- d\mu,$$

В реальной атмосфере преобладающий вклад в проводимость вносят лёгкие ионы ($\mu_{\pm} = 0,5 \dots 5 \text{ см}^2/(\text{В с})$), поэтому на практике используют запись для полярных проводимостей λ_{\pm} через средние значения подвижности и единичные заряды ($z_1 = 1$):

$$\lambda_{\pm} = qN_{\pm} \bar{\mu}_{\pm},$$

где $q = ez_1 = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл, $\bar{\mu}_{-} = 1,3$ и $\bar{\mu}_{+} \approx 1,8 \text{ см}^2/(\text{В с})$.

Сопротивление столба атмосферы рассчитывают по данным о высотном распределении суммарной электрической проводимости воздуха. Вклад различных участков атмосферы в сопротивление R распределяется следующим образом [10]: приземный слой – 10 %, слой обмена (0,1 - 2 км) – 60 %, верхняя тропосфера и стратосфера – 30 %. Глобальное общее сопротивление земной атмосферы составляет 200 - 240 Ом. Максимум проводимости и соответственно минимум сопротивления столба воздуха достигается на восходе Солнца, а максимум R – в 14-16 часов местного времени.

Рассмотрим основные факторы, которые могут быть источниками атмосферного электричества в пределах мега-полиса. Условно их можно разделить на следующие 3 категории: 1: электромагнитные; 2: тепло-пылевые; 3: химические. К первой из них отнесём:

- протяжённые высоковольтные линии электропередачи (для них характерно присутствие практически постоянных, распределённых в пространстве (вдоль линии) коронирующих разрядов, интенсивность которых заметно возрастает при неблагоприятных погодных условиях);

- трансформаторные подстанции промышленных предприятий (они занимают сравнительно большие площади и характеризуются значительным повышением распределённого объёмного заряда и электромагнитного поля в их зоне и окрестности);

- телевизионные и радиопередающие станции всех диапазонов (характеризуем как постоянно действующие и относительно локализованные источники мощных нестационарных электромагнитных полей, сравнительно равномерно облучающих зону мега-полиса);

- линии электропередачи городского наземного электротранспорта (для них характерны большие протяжённости, густота, относительная равномерность пространственного распределения в зоне мега-полиса, наличие большого числа коронирующих разрядов вследствие короткого замыкания и плохих контактов в сетях, особенно при неблагоприятных погодных условиях);

- городская осветительная электрическая сеть (характерным для неё является то, что она создаёт постоянно присутствующий нестационарный электромагнитный фон, примерно равномерно распределённый у поверхности Земли).

Известно, что атмосферная пыль (в широком понимании этого термина она включает как грунтовую пыль, так и продукты техногенной деятельности людей, последствия пожаров и т. д.) является источником нестационарного атмосферного электричества [11]. Поэтому ко второй категории отнесём следующие основные источники:

- компоненты, поступающие в атмосферу при работе ТЭЦ, которые включают в себя газовые и пылевые продукты сгорания различного топлива; тепловые потоки и водяной пар. Наличие наряду с крупными ТЭЦ сравнительно большого числа мелких структур подобного типа (котельни предприятий, районов и т. д.) позволяет рассматривать этот источник загрязнения как неравномерно распределённый в зоне мега-полиса;

- тепловое и газовое загрязнение атмосферы наземным транспортом при сжигании бензинового, газового и дизельного топлива (характерны относительная неравномерность уровня загрязнения относительно времени суток);

- тепло-пылевые компоненты работы промышленных предприятий (при работе крупных промышленных печей, литейных производств и т.п.) (как правило, характерна высокая степень концентрации различных пылевых компонентов, часто с неравномерным распределением во времени и в зоне мега-полиса);

- собственно грунтовая пыль (наиболее весомая составляющая её - пыль автодорог и тротуаров), которая в результате постоянного присутствия различных горизонтальных и восходящих (часто сильных) воздушных потоков является как источником загрязнения атмосферы, так и нестационарного атмосферного электричества [11];

– газо-тепловое излучение зданий и асфальтового покрытия (влияние этого компонента будет заметно, в основном, в летний период при сравнительно высокой температуре, когда происходит выделение в атмосферу различных газовых компонентов из твёрдых покрытий зданий и поверхности Земли, а также тепловой конвекции).

К третьей категории отнесём:

– выбросы и утечка химических веществ, недостаточную очистку на различных предприятиях химической, текстильной, кондитерской и т. д. отраслей промышленности (как правило характерны относительно высокая степень загрязнённости атмосферы; пространственно-временную неравномерность; наличие не только относительно пассивных аэрозолей, но и химически (а следовательно и электрически) активных составляющих).

Перечисленные источники часто по-разному влияют на атмосферное электричество в и над мегаполисом в зависимости от времени года и суток.

Отметим, что в ряде случаев в пределах мега-полисов возможны генерация и усиление акустических и инфразвуковых колебаний, которые также способствуют разделению зарядов в атмосфере.

Перечисленные факторы могут стимулировать поднятие заряженных структур на большие высоты (по сравнению с зоной вне мега-полиса) и привести к усилению воздействия электрического поля, образующегося в зоне мега-полиса, на ионосферу. Поскольку с увеличением высоты электрическая прочность атмосферы понижается, то в отдельных областях заряженных структур может реализоваться режим сильных электрических полей, близких к полям коронных разрядов. В этих условиях связь между электрическим током \vec{J} и полем \vec{E} становится нелинейной

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} + (\sigma_k / E_k) \alpha \vec{E}, \quad (1)$$

где σ, σ_k – линейная и нелинейная проводимости атмосферы, $\sigma \ll \sigma_k$, \vec{E}_k – критическое поле зажигания заряда, α – коэффициент. В [12] сделаны оценки и показано, что вклад нелинейного эффекта в формирование заряженных структур велик, и за счёт этого электрическое поле в ионосфере будет заметно усилено.

Взаимосвязь основных элементов электричества в атмосфере (над мега-полисом в частности), рассматривая основные характеристики $N_{\pm}, \mu_{\pm}, E_{\pm}$, с другими характеристиками атмосферы можно проследить, рассматривая уравнение баланса ионов в атмосфере (случай моноподвижных ионов и аэрозолей) [13]:

$$\frac{dN_{\pm}}{dt} + V_{\infty} \nabla N_{\pm} = \nu - \alpha_{\pm} N_{+} N_{-} - \beta_{\pm} N_{\pm} N_a + \mu_{\pm} \frac{d(E_{\pm} N_{\pm})}{dz} + \frac{d}{dz} (K_T \frac{dN_{\pm}}{dz}). \quad (2)$$

Здесь второе слагаемое слева описывает адвективный перенос; первое слагаемое справа – интенсивность ионообразования; второе – рекомбинацию; третье – адсорбцию ионов с аэрозолями; последние два слагаемых учитывают перенос ионов в электрических и турбулентных полях.

Для расчёта кинетики концентраций ионов обоих знаков (отрицательных и положительных) N_{\pm} и электрического поля E в горизонтально-однородной атмосфере применима система уравнений [14]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_{+}}{\partial t} &= \nu - \alpha_{\pm} N_{+} N_{-} + \frac{\partial(K_T + D_{+})}{\partial z} \frac{\partial N_{+}}{\partial z} - e \mu_{+} \frac{\partial(E N_{+})}{\partial z}; \\ \frac{\partial N_{-}}{\partial t} &= \nu - \alpha_{\pm} N_{+} N_{-} + \frac{\partial(K_T + D_{-})}{\partial z} \frac{\partial N_{-}}{\partial z} + e \mu_{-} \frac{\partial(E N_{-})}{\partial z}; \\ \frac{\partial E}{\partial z} &= \frac{e(N_{+} - N_{-})}{\epsilon_0}, \end{aligned} \quad (3)$$

где ν – интенсивность ионообразования, α_{\pm} – коэффициент рекомбинации ионов, D_{\pm} – коэффициенты диффузии, N – концентрация аэрозолей. (Отметим, что для полноты картины в уравнения (2) для

где ν – интенсивность ионообразования, α_{\pm} – коэффициент рекомбинации ионов, D_{\pm} – коэффициенты диффузии, N_a – концентрация аэрозолей. (Отметим, что для полноты картины в уравнения (2) для реальной атмосферы необходимо добавить члены, учитывающие конвективное и турбулентное размытие ионного облака, физико-химическое состояние естественного аэрозоля, перенос в воздух ионов растворённых в воде веществ и образование конденсата при биполярной ионизации воздуха (см., например, [15]).

Решение системы (3) в стационарном случае позволяет сделать оценки $E \approx 100 - 200$ В/м, что сравнимо с эмпирическими значениями [16].

Согласно предварительным оценкам увеличение концентрации ионов до $10^5 - 10^6$ см⁻³ в атмосфере над мегаполисом должно приводить к усилению напряжённости электрического поля в 2-3 раза. В связи с этим крайне важно провести измерения электрического поля в атмосфере над мега-полисом и наладить регулярный мониторинг для целей изучения, прогнозирования и учёта влияния атмосферного электричества на экологическую обстановку и здоровье людей в мега-полисе.

Известно, что в регионах природных катаклизмов (например, в регионах подготовки сильных землетрясений, извержений вулканов и т. д.), где обнаружены литосферно - атмосферно - ионосферные взаимодействия, кратковременно меняются параметры среды обитания (в частности, наблюдаются многочисленные случаи нарушения физиологического состояния живых организмов, людей в том числе). По сравнению с такими источниками условия в мега-полисах отличаются долговременностью действия факторов атмосферно-ионосферного взаимодействия. Влияние таких факторов в литературе практически не исследовалось с такой постановкой задачи, что делает актуальной задачу комплексного мониторинга приземной атмосферы как в, так и над мега-полисом.

Список литературы: 1. *Атмосферное электричество* / Под ред. Б.Ф. Евтеева, Ф.Х. Халилова, Я.М. Шварца // Тр. II Всесоюз. Симпоз. Л.: Гидрометеиздат, 1984. 280 с. 2. *Атмосферное электричество* // Тр. III Всесоюз. Симпоз. Л.: Гидрометеиздат. 1988. 288 с. 3. *Красногорская Н.В.* Электричество нижних слоёв атмосферы и методы его измерения. М.: Гидрометеиздат, 1972. 323 с. 4. *Park C.G., Dejnakarinta M.* Penetration of thundercloud electric fields into the ionosphere and magnetosphere. 1. Middle and subauroral latitudes // *J. Geophys. Res.* 1973. V. 78, № 287. P. 6623—6633. 5. *Ким В.П., Хезай В.В., Илич-Свитыч П.В.* Возможные эффекты в E-области ионосферы перед сильными землетрясениями // В сб.: Построение моделей развития сейсмического процесса и предвестников землетрясений. 1999. Вып. 1. С. 87—93. 6. *Гокон А.М., Мартыненко С.И.* Изменения частоты соударений электронов и электрические поля в нижней ионосфере // *Геомагнетизм и аэрономия.* 1997. Т. 37. № 1. С. 76—80. 7. *Martynenko S.I.* Atmospheric electric field and disturbances of the lower ionosphere parameters / *J. of Atmos. Electricity.* 1999. V. 19, № 1. P. 1—9. 8. *Bering E.A., Few A.A., Renbrook J.R.* The global Electric circuit. *Physics Today.* 1998. Oktober. P. 24 — 30. 9. *Проблемы электричества атмосферы* / Под ред. Я.М. Шварца. Л.: Гидрометеиздат, 1969. 362 с. 10. *Muhleisen K.* The global circuits and its parameters // *Proc. 5-th Intern. Conf. on Atmos. Electr. Parmstadt,* 1977. P. 467 — 476. 11. *Femm B.* Атмосферная пыль. М.: Иностранная литература, 1961. 336 с. 12. *Гуфельд И.П., Гусев Г.А., Козырева О.В., Похотелов О.А., Рожной А.А.* Предвестники сильных землетрясений в нижней ионосфере: экологические аспекты проблемы // В сб.: Построение моделей развития сейсмического процесса и предвестников землетрясений. 1999. Вып. 1. С. 94—100. 13. *Cobb W.E., Wells R.I.* The electrical conductivity of oceanic air and its correlation to global atmospheric pollution // *J. Atmos. Sci.* 1970. V 27. P. 814—819. 14. *Свиркунов П.Н.* Диффузионный механизм формирования электрического поля в приземном слое атмосферы // Тр. ИЭМ. 1987. Вып. 44, № 131. С. 3—8. 15. *Смирнов В.А.* Деформация ионного, газового и аэрозольного состава воздуха при его радиоактивном загрязнении // Тр. ИЭМ. 1992. Вып. 19, № 152. С. 46—59. 16. *Чалмерс Дж. А.* Атмосферное электричество. Л.: Гидрометеиздат, 1974. 420 с.

Харьковский Национальный университет

Поступила в редколлегию 29.10.99

АНАЛИЗ АЛГОРИТМОВ СИНХРОНИЗАЦИИ ЭТАЛОНОВ ВРЕМЕНИ И ЧАСТОТЫ

Высокоточная частотно-временная синхронизация территориально разнесенных эталонов и хранителей времени и частоты необходима для реализации современных систем координатно-временного обеспечения. В ряде случаев частотно-временная синхронизация имеет и самостоятельное значение. Так, в настоящее время для Украины актуальна задача синхронизации опорных генераторов в национальной цифровой системе связи [1, 2].

Для реализации частотно-временных методов необходимы, помимо высокостабильных эталонов и хранителей времени, средства для их взаимной привязки (синхронизации).

Высокие темпы совершенствования эталонов времени и частоты (повышение стабильности на порядок в течение 5...7 лет) требуют повышения точности их синхронизации.

Основные методы синхронизации, за исключением прямого метода с использованием перевозимых квантовых часов (ПКЧ), реализуются в виде многопозиционных радиотехнических систем. По функциональному назначению, составу и принципам работы системам синхронизации присущи черты информационных, локационных и измерительных систем.

Системы синхронизации принципиально отличаются от других систем алгоритмами измерений, основанными на учете либо исключении времени задержки сигналов синхронизации в среде распространения. Алгоритмы синхронизации можно разделить на три группы [3, 4].

К первой группе относятся алгоритмы односторонней передачи информации из одного пункта (А) в другой (В). Структурная схема и временная-диаграмма одностороннего алгоритма измерения сдвига шкал времени приведены на рис. 1. Сдвиг шкал времени пунктов $\Delta T^{AB} = -\Delta T^{BA}$ при односторонней передаче можно определить, если известно время задержки сигналов между пунктами τ_p^{BA} .

Примеры реализации алгоритмов первой группы – СДВ, ДВ и спутниковые радионавигационные системы (СРНС); система, использующая отражение сигналов от Луны; телевизионные каналы; односторонний радиометеорный канал; кабельные, лазерные и волоконно-оптические линии.

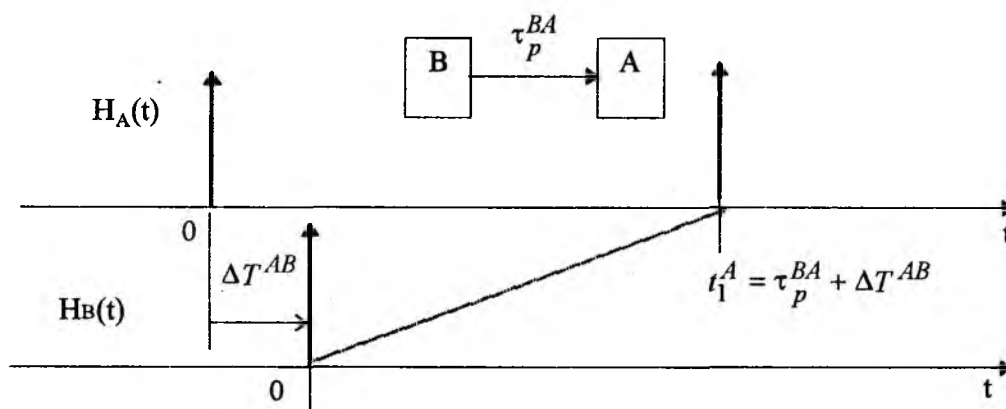


Рис. 1

Во второй группе используется дополнительный высокостабильный общий источник (О), сигналы которого принимаются в сличаемых пунктах. Сдвиг шкал времени пунктов А и В ($\Delta T^{AB} = -\Delta T^{BA}$) при этом определяется с учетом известной разности задержек сигналов между общим пунктом и сличаемыми пунктами ($\tau_p^{OA} - \tau_p^{OB}$).

Структурная схема и временная диаграмма второй группы алгоритмов, получивших название метода общего охвата или метода третьего генератора, приведены на рис. 2.

Алгоритмы второй группы реализуются в СРНС Глонасс и GPS в дифференциальном режиме, а также в радиоинтерферометрах со сверхдлинными базами (РСДБ). В системах Глонасс и GPS дополнительным источником является стандарт времени на борту спутника. В РСДБ роль дополнительных источников играют высокостабильные сигналы космического прохождения (пульсары, квазары).

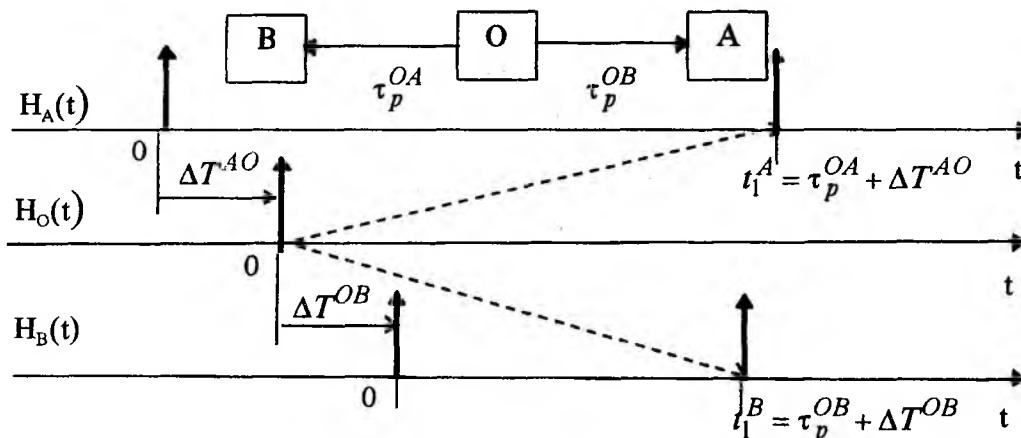


Рис. 2

Поскольку в первой и второй группах излучаются сигналы только из одного пункта, алгоритмы этих групп относятся к категории пассивных.

Третья группа алгоритмов основана на двусторонней передаче информации. При этом время задержки сигналов между пунктами может быть неизвестным, требуется только его высокая стабильность и обратимость (в идеальном случае $\tau_p^{AB} = \tau_p^{BA}$).

Структурная схема и временная диаграмма одного из возможных алгоритмов двусторонней передачи информации, принятого называть встречным алгоритмом (ВА), приведены на рис. 3. Существуют и другие алгоритмы этой группы, позволяющие исключить обмен информацией о результатах измерений между пунктами за счет ретрансляции принятых сигналов. Это ретрансляционный и опорно-ретрансляционный алгоритмы (РА и ОРА). Наибольшее распространение из этих алгоритмов получил ОРА [5], временная диаграмма которого показана на рис. 4.

Алгоритмы третьей группы относятся к активным (сигналы излучаются каждым пунктом) и реализуются в радиометеорном, спутниковых, оптических и телефонных каналах связи.

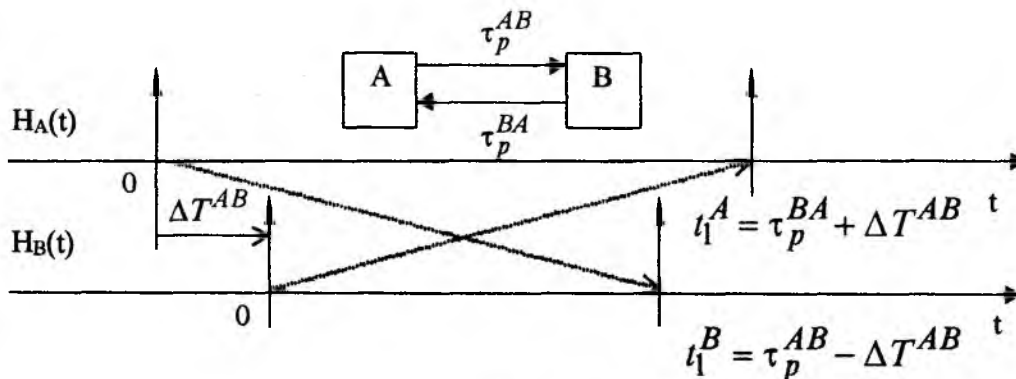


Рис. 3

Сопоставление систем синхронизации по основным показателям (точность и оперативность) в настоящее время затруднен из-за отсутствия единого подхода к математическому описанию алгоритмов синхронизации.

Принимая во внимание общие для всех систем синхронизации, за исключением ПКЧ, источники погрешностей (нестабильность и невзаимность задержки сигналов в канале; нестабильности аппаратурных задержек; внутренние шумы аппаратуры и помехи канала связи; динамика измеряемой величины), можно предложить общую для систем синхронизации модель, структура которой приведена на рис. 5.

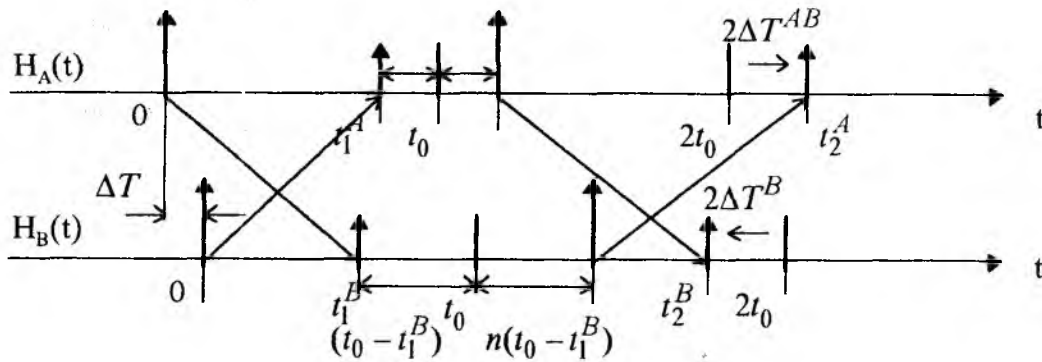


Рис. 4

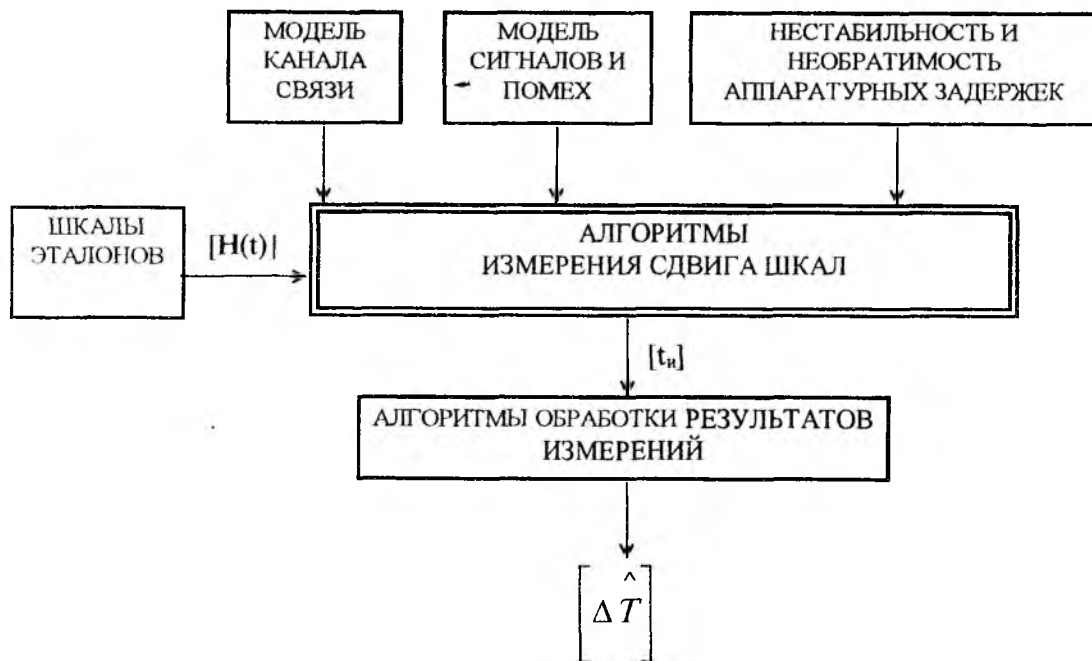


Рис. 5

Значения единичных измерений (наблюдений) сдвига шкал $\hat{\Delta T}$ в одном из пунктов могут быть получены в результате решения матричного уравнения

$$\begin{bmatrix} \hat{\Delta T} \end{bmatrix} = [F_m][t_u], \quad (1)$$

где $[F_m]$ – функциональная матрица-строка коэффициентов и параметров соответствующего алгоритма синхронизации; $[t_u] = [\Delta T] + [\tau_p] + [\Delta C/\Pi] + [\tau_{an}]$ – матрица измеряемых интервалов времени, равная сумме матриц истинного сдвига шкал (ΔT), задержек сигналов в канале связи (τ_p), помеховых погрешностей оценок временного положения сигнала ($\Delta C/\Pi$), аппаратурных задержек (τ_{an}).

Состав матриц уравнения (1) для основных групп алгоритмов синхронизации приведен в таблице 1.

Таблица 1

Матрицы	Алгоритмы			
	Односторонний	Общий охват	ВМ	PM ($n \leq -1; t_0 = 0$); OPM ($n > -1; t_0 \neq 0$)
$[F_m]$	$\begin{bmatrix} \hat{1} \\ \tau_P^{BA} \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \hat{1}; -1; \tau_P^{OA} - \tau_P^{OB} \end{bmatrix}$	$[0,5; -0,5]$	$\left[\frac{n-1}{2n}, \frac{1}{2n}, \frac{(n+1)t_0}{2n} \right]$
$[t_u]$	$\begin{bmatrix} t_1^A \\ -1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} t_1^A \\ t_1^B \\ -1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} t_1^A \\ t_1^B \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} t_1^A \\ t_2^A \\ -1 \end{bmatrix}$
$[\Delta T]$	$[\Delta T^{AB}]$	$\begin{bmatrix} \Delta T^{AO} \\ -\Delta T^{OB} \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \Delta T^{AB} \\ -\Delta T^{AB} \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \Delta T^{AB} \\ (n+1)(t_0 + \Delta T^{AB}) \end{bmatrix}$
$[\tau_P]$	$\begin{bmatrix} \tau_P^{BA} \\ -1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \tau_P^{OA} \\ \tau_P^{OB} \\ -1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \tau_P + \Delta B_3 \\ \tau_P \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \tau_P + 0.5\Delta B_3 \\ (1-n)(\tau_P + 0.5\Delta B_3) + V_\tau \tau_{12} \\ -1 \end{bmatrix}$
$[\tau_{an}]$	$\begin{bmatrix} \tau_{прд}^B + \tau_{прм}^A \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \tau_{прд}^O + \tau_{прм}^A \\ \tau_{прд}^O + \tau_{прм}^B \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \tau_{прд}^B + \tau_{прм}^A \\ \tau_{прд}^A + \tau_{прм}^B \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \tau_{прд}^B + \tau_{прм}^A \\ \tau_{прд}^B + \tau_{прм}^A - n(\tau_{прд}^A + \tau_{прм}^B) \end{bmatrix}$
$[\Delta_{c/n}]$	$\begin{bmatrix} \Delta_1^A \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \Delta_1^A \\ \Delta_1^B \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \Delta_1^A \\ \Delta_1^B \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \Delta_1^A \\ (\Delta_2^A - n \cdot \Delta_1^B) \end{bmatrix}$

Решение уравнения (1) позволяет определить абсолютную суммарную погрешность единичного измерения в виде

$$\Delta_S = \Delta \hat{T} - \Delta T = \Delta_K + \Delta_{C/П} + \Delta_{an} \quad (2)$$

где $\Delta \hat{T}$ — результат измерения; ΔT — истинный сдвиг шкал; Δ_K — погрешности, вызванные нестабильностью и невзаимностью задержки сигналов в канале связи; $\Delta_{C/П}$ — помеховые погрешности; Δ_{an} — аппаратные погрешности.

Значения $\Delta \hat{T}$, а также слагаемые погрешности для основных алгоритмов синхронизации приведены в таблице 2.

В таблицах 1 и 2 приняты следующие обозначения: $t_1^A; t_1^B; t_2^A; t_2^B$ — измеренное время задержки принимаемых сигналов в пунктах А и В соответственно; ΔT^{AB} — истинный сдвиг шкал пункта А относительно пункта В; $\tau_{прд}^A, \tau_{прд}^B, \tau_{прм}^A, \tau_{прм}^B$ — величины задержек в передающих и приемных трактах пунктов А и В соответственно; $\Delta_1^A; \Delta_1^B$ — абсолютные погрешности при измерениях временных положений сигналов, вы-

званные внутренними шумами и помехами для пунктов А и В соответственно; $\tau_p^{BA}; \tau_p^{OA}; \tau_p^{OB}$ — истинные значения задержек сигналов в канале связи между соответствующими пунктами; $\hat{\tau}_p^{BA}; \hat{\tau}_p^{OA}; \hat{\tau}_p^{OB}$ — оценочные значения задержек сигналов в канале связи между соответствующими пунктами; $V_\tau = \frac{d\tau_p}{dt}$ — скорость изменения задержки сигналов в канале связи (характеризует нестабильность задержки сигналов в канале); $\Delta_{B3} = \tau_p^{BA} - \tau_p^{AB}$ — невзаимность задержки сигналов в канале; n — коэффициент ретрансляции для РА и ОРА; t_0 — время задержки опорного импульса для ОРА; τ_{12} — временной интервал между циклами трансляции и ретрансляции сигналов для РА и ОРА ($\tau_{12} > \tau_p$).

Таблица 2

Результаты измерений; Абсолютные погрешности	Алгоритмы			
	Односторонний	Общий охват	ВМ	РМ ($n \leq -1; t_0 = 0$); ОРМ ($n > -1; t_0 \neq 0$)
ΔT^{AB}	$(t_1^A - \hat{\tau}_p^{BA})$	$(t_1^A - t_1^B) - (\hat{\tau}_p^{OA} - \hat{\tau}_p^{OB})$	$0,5(t_1^A - t_1^B)$	$\frac{(n-1)t_1^A + t_2^A - (n+1) \cdot t_0}{2n};$ $(0,5t_2^A - t_0) - \text{для } n=1$
Δk	$\hat{\tau}_p^{BA} - \tau_p^{BA}$	$(\tau_p^{OA} - \tau_p^{OB}) - (\hat{\tau}_p^{OA} - \hat{\tau}_p^{OB})$	$0,5(\Delta_{B3} + V_\tau \Delta T^{AB})$	$\frac{\Delta_{B3}}{2} + \frac{V_\tau \tau_{12}}{2n};$ $0,5(\Delta_{B3} + V_\tau \tau_{12}) - \text{для } n=1$
$\Delta c/n$	Δ_1^A	$(\Delta_1^A - \Delta_1^B)$	$0,5(\Delta_1^A - \Delta_1^B)$	$\frac{(\Delta_2^A - n \cdot \Delta_1^B + (n-1)\Delta_1^A)}{2n};$ $\frac{\Delta_2^A - \Delta_1^B}{2} - \text{для } n=1$
Δan	$\tau_{nрм}^A + \tau_{nрд}^B$	$\tau_{nрм}^A + \tau_{nрм}^B$	$0,5(\tau_{nрм}^A - \tau_{nрд}^A) - 0,5(\tau_{nрм}^B - \tau_{nрд}^B)$	$0,5(\tau_{nрм}^A - \tau_{nрд}^A) - 0,5(\tau_{nрм}^B - \tau_{nрд}^B)$

Соотношения для расчета случайных помеховых погрешностей измерения сдвига шкал в одном из пунктов (А) приведены в таблице 3, где приняты обозначения: σ_t^A, σ_t^B — среднеквадратические помеховые погрешности оценки временного положения сигналов в пунктах А и В соответственно; $m_A = \left(\frac{\sigma_t^B}{\sigma_t^A}\right)^2$ — коэффициент, учитывающий различие помеховых обстановок в пунктах; σ_T^A — случайная помеховая погрешность измерения сдвига шкал в пункте А.

Для удобства сравнения алгоритмов синхронизации в таблице 3 приведены соотношения для относительных случайных погрешностей $(\sigma_T^A)' = \sigma_T^A / \sigma_{T/ВМ}^A$ ($\sigma_{T/ВМ}^A$ — случайная погрешность ВА).

Формулы для случайных погрешностей в пункте В отличаются от приведенных в таблице 3 индексами (вместо $\sigma_T^A \rightarrow \sigma_T^B$; вместо $m_A \rightarrow m_B = \left(\frac{\sigma_t^A}{\sigma_t^B}\right)^2$).

Анализ случайных помеховых погрешностей измерения сдвига шкал для различных алгоритмов показывает, что этот класс погрешностей минимален (σ_T – минимум) для ОРА ($n = 2; n = 1$) и ВА.

Таблица 3

Алгоритмы	ВМ	Случайная погрешность, σ_T^A	Относительная случайная погрешность, $\left(\frac{\sigma_T^A}{\sigma_T}\right)$
		$\frac{\sigma_t^A \sqrt{1+m_a}}{2}$	1
Двусторонние	РМ ($n < -1$)	$\frac{\sigma_t^A \sqrt{n^2(1+m_a) - 2n + 2}}{2 n }$	$\left\{ \frac{n^2(1+m_a) - 2n + 2}{n^2(1+m_a)} \right\}^{1/2}$
	ОРМ ($n > -1$)	$\frac{\sigma_t^A \sqrt{1+m_a}}{2}$ для $n = 1$	1 — для $n = 1$
Общего охвата		$\sigma_t^A \sqrt{1+m_a}$	2
Односторонний		σ_t^A	$\sqrt{2}$ для $m = 1$

Приведенные расчетные соотношения не позволяют в полной мере сравнивать различные алгоритмы по основным показателям без дополнительных данных о параметрах канала связи и назначении системы синхронизации. Однако сравнение по некоторым показателям (таким, как необходимость обмена информацией о результатах измерений между пунктами и излучения сигналов всеми пунктами, необходимость оценки времени задержки сигналов в канале, помеховые погрешности) могут быть выполнены. Так, обмен информацией о результатах измерений требуется во ВА и алгоритме общего охвата, что является их недостатком. Пассивные алгоритмы (односторонний и общего охвата) имеют преимущество с точки зрения отсутствия излучения сигналов синхронизируемыми пунктами. Существенным преимуществом двустороннего алгоритма является то, что для его реализации не требуется оценка времени задержки сигналов в канале, а необходимы только высокие стабильность и обратимость этой задержки.

Все это не позволяет отдать предпочтение ни одному из алгоритмов, тем более, что недостатки некоторых из них, путем модернизации, могут быть устранены. Например, при переходе от встречного алгоритма к ретрансляционному либо опорно-ретрансляционному алгоритмам (РА и ОРА) отпадает необходимость в обмене информацией о результатах измерений между пунктами.

Выполненный анализ алгоритмов синхронизации может быть использован для сравнения и моделирования современных высокоточных систем, обеспечивающих наивысшую точность синхронизации, - радиометеорологических, спутниковых связных и спутниковых навигационных.

Список литературы: 1. Система синхронизации первичной цифровой сети связи Украины. Основные положения. Министерство связи Украины. УНИИС, Киев, 1996. 2. Бирюков Н.Л., Кильчицкий Е.В., Савчук А.В. Синхронизация сети связи // Діловий кур'єр ЗВ'ЯЗОК (Всеукраїнський інформаційний тижневик), 1998. № 29. 4 с. 3. Кащеев Б.Л., Коваль Ю.О., Горбач В.Л., Бондарь Б.Г. Метеори сьогодні. Київ.: Техніка, 1996. 196 с. 4. Кащеев Б.Л., Коваль Ю.А., Кундюков С.Г. Распространение сигналов синхронизации // Діловий кур'єр ЗВ'ЯЗОК (Всеукраїнський інформаційний тижневик), 1998. № 36. 7 с; № 38. 4 с. 5. А.С. 712807 СССР, МКИ G 04 C 11/02. Способ сличения шкал времени / Б.С. Дудник, Б.Л. Кащеев, В.П. Моисеев. Опубл. 07.06.80. Бюл. № 4.

Харьковский государственный технический университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 8.06.99

КРИОГЕННЫЕ РЕЗОНАТОРЫ В СХЕМАХ ИЗМЕРЕНИЯ ЧАСТОТНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ВЫСОКОСТАБИЛЬНЫХ СВЧ ГЕНЕРАТОРОВ

Совершенствование методов стабилизации частоты СВЧ генераторов, в том числе и с помощью криогенных резонаторов, позволяет не только повысить их долговременную стабильность, но и значительно снизить интенсивность шумовых составляющих в спектре СВЧ сигнала. В ряде случаев улучшение этих характеристик таково, что возникает необходимость в совершенствовании методов их измерения, поскольку существующие методики и аппаратура уже не могут обеспечить необходимую чувствительность. Особенно это касается составляющих спектра частотной модуляции (ЧМ), расположенных вблизи несущей частоты. Знание характера изменения ЧМ шумов вблизи несущей позволяет также более полно выявлять картину физических процессов, протекающих в автогенераторах.

Использование охлаждаемых и сверхпроводящих резонаторов (СПР) в схемах измерения ЧМ шумов предоставляет возможность проведения таких измерений.

Целью данной работы является анализ возможностей применения криогенных резонаторов в схемах измерения ЧМ шумов высокостабильных СВЧ генераторов. При этом основное внимание уделяется тем частям измерительных схем, где с помощью резонаторов осуществляется преобразование частотных флуктуаций СВЧ сигнала в амплитудные или в фазовые, а также схемам переноса частотных флуктуаций СВЧ сигнала в радиочастотный диапазон. Такое рассмотрение обусловлено тем, что последующие процедуры преобразований и измерений не связаны с характеристиками СВЧ резонаторов и широко описаны в литературе [1-5].

Наиболее простым методом измерения флуктуаций частоты является прямое частотное детектирование с помощью объемных резонаторов. При этом используются особенности их амплитудно-частотных характеристик (АЧХ). АЧХ проходного резонатора с достаточной степенью приближения описывается формулой:

$$y(x) = \frac{1}{\sqrt{1+x^2}} = \frac{1}{\left[1 + \left(2Q \frac{\Delta f}{f_0}\right)^2\right]^{1/2}}, \quad (1)$$

где $x = 2Q \frac{\Delta f}{f_0} = \frac{\Delta f}{\Delta f_0}$ – относительная расстройка; Q – добротность резонатора; $\Delta f = f - f_0$ – расстройка частоты генератора f относительно частоты резонатора f_0 ; Δf_0 – полуширина полосы пропускания резонатора.

Для $f > f_0$ функция $y(x)$ может быть представлена графиком на рис. 1, а.

При использовании резонатора в качестве частотного детектора (ЧД) необходимо обеспечить максимальное преобразование частотных флуктуаций в амплитудные. Для этого необходимо найти величину $dy(x)/dx$, характеризующую крутизну преобразования. График функции $dy(x)/dx$ также приведен на рис. 1, а. Видно, что максимальная крутизна преобразования обеспечивается при расстройке резонатора на частоты, отстоящие от частоты генератора на величину $\pm \Delta f_0 / \sqrt{2}$. Максимальное значение крутизны или коэффициента преобразования в относительных единицах составляет величину $\leq 0,4$ и несимметрично изменяется при отклонении частоты f от значения $(f_0 \pm \Delta f_0 / \sqrt{2})$ в ту или другую сторону. Это говорит о том, что при частотном детектировании с помощью расстроенного резонатора будет происходить неполное преобразование ЧМ в АМ. В результирующем колебании будет существовать фазовый сдвиг между преобразованными в АМ колебаниями и несущей частотой, зависящий от девиации частоты. Однако главным условием использования расстроенного резонатора в качестве ЧД является превышение амплитуды преобразованных из ЧМ флуктуаций над собственными АМ флуктуациями исследуемого генератора. Это требование особенно ужесточается при исследовании высокостабильных генераторов со сниженными ЧМ шумами.

При анализе функций $y(x)$ и $dy(x)/dx$ можно утверждать, что абсолютная величина коэффициента преобразования ЧМ в АМ будет зависеть от величины добротности Q и для резонатора с добротностью $Q_1 > Q$ будет выше в Q_1/Q (или в $\Delta f_0/\Delta f_{01}$) раз.

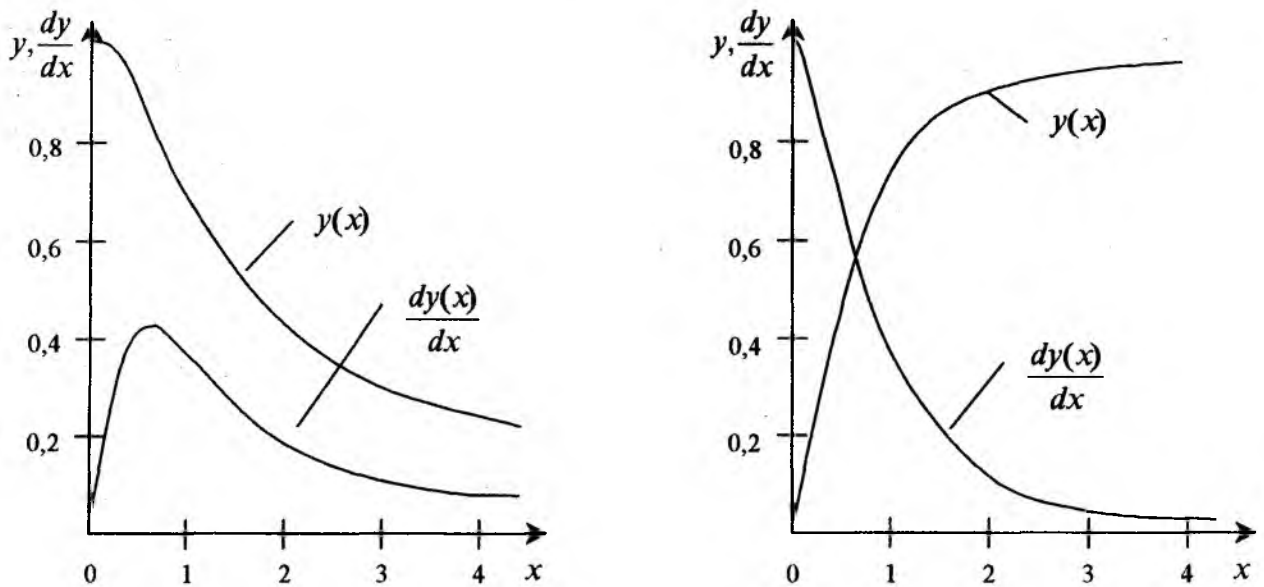


Рис. 1

Использование в качестве ЧД резонаторов, охлаждаемых до температур кипения жидкого азота, позволяет повысить коэффициент преобразования в несколько раз, а СПР – на несколько порядков. Стабильность параметров таких резонаторов обеспечивается автоматически за счет поддержания стабильного значения температуры кипения сжиженных газов, применяемых для их охлаждения.

В работах [6, 7] ЧД на СПР использовался для измерения частотных флуктуаций СВЧ генераторов, стабилизированных с помощью СПР. Чувствительность измерительной установки с СПР в качестве ЧД составляла порядка $-140 \div -150$ дБ/Гц на частотах анализа 20-1000 Гц. Нижнее значение частоты анализа ограничивалось характеристиками маломощного НЧ усилителя, включенного после амплитудного детектора. При использовании другого типа НЧ усилителя оно может быть снижено до единиц и даже долей Гц. Верхнее значение частоты анализа определяется инерционными свойствами резонатора. Предполагается, что максимальная крутизна преобразования ЧМ в АМ, не ограниченная инерционными свойствами резонатора, обеспечивается при частотах модуляции, меньших $F_{\max} = 2\Delta f_0/10$ [6]. При $F > F_{\max}$ крутизна преобразования падает и измерения для частот выше F_{\max} до $\sim 10F_{\max}$ могут быть произведены при тщательной калибровке измерительной установки за счет запаса по величине коэффициента преобразования, обусловленного высоким значением добротности ЧД на СПР. Однако, поскольку при использовании квазимонохроматического СВЧ сигнала основной интерес как раз представляют составляющие спектра ЧМ, расположенные вблизи несущей частоты, это ограничение, по-видимому, не так существенно.

В качестве ЧД может быть также использован и окончательно включенный объемный резонатор. АЧХ такого резонатора при коэффициенте связи, равном единице, описывается формулой:

$$y(x) = \frac{x}{\sqrt{1+x^2}} = \frac{Q \frac{\Delta f}{f_0}}{\left[1 + \left(2Q \frac{\Delta f}{f_0}\right)^2\right]^{1/2}}, \quad (2)$$

где $x = Q \frac{\Delta f}{f_0} = \frac{\Delta f}{2\Delta f_0}$ – относительная расстройка.

График функции $y(x)$ для $f > f_0$ приведен на рис. 1, б. Там же приведен график функции $dy(x)/dx$, характеризующий крутизну преобразования ЧМ в АМ. Для частот $f < f_0$ аналогичные графики будут расположены симметрично относительно оси ординат.

Из рис. 1, б видно, что крутизна преобразования максимальна и близка к единице при малых девиациях частоты и достаточно велика даже на частотах девиации, сравнимых с полосой пропускания резонатора. Кроме того, преобразование ЧМ в АМ, в отличие от проходного расстроенного резонатора, носит симметричный характер. Абсолютное значение коэффициента преобразования ЧМ в АМ также будет расти пропорционально отношению добротностей. Следовательно, и в этом случае, преимущества использования охлаждаемых и сверхпроводящих резонаторов для исследования маломощных СВЧ генераторов очевидны. Кроме того, при ЧД на основе оконечно включенного резонатора амплитудный детектор работает в облегченном режиме, поскольку мощный (по сравнению с шумовыми составляющими) сигнал на несущей частоте режектируется объемным резонатором. При проведении измерений необходимо учитывать также то, что амплитуда анализируемого сигнала с уменьшением девиации частоты будет уменьшаться (см. рис. 1, б).

Практическая реализация устройства с АЧХ, описываемой формулой (2), является не простой технической задачей. В работе [2] для этого предлагается оконечно включенный резонатор (с устройством регулирования связи) подсоединять к одному из плечей ферритового циркулятора. Однако, как показано в [8], этого недостаточно, поскольку даже очень качественный ферритовый циркулятор не обеспечивает развязку лучше 40 дБ, а в полосе частот эта величина порядка 20-30 дБ, т.е. будет происходить прямое прохождение сигнала, минуя оконечно включенный резонатор. Практически исключить прямое прохождение сигнала на несущей частоте и значительно уменьшить прямое прохождение боковых составляющих можно с помощью методов амплитудно-фазовой компенсации [8]. Кроме того, АЧХ оконечно включенного резонатора сильно зависит от степени близости значения коэффициента связи к единице или в схемах с амплитудно-фазовой компенсацией – от точности настройки на определенное фиксированное значение коэффициента связи, которая не должна быть хуже 1 %. Особенно это может сказаться на составляющих спектра ЧМ, расположенных вблизи несущей частоты. В работе [9] предложены устройства регулирования связи, которые обеспечивают плавную перестройку связи с резонатором в широких пределах, а в [10] рассматривается устройство, которое может служить прототипом ЧД на оконечно включенном СПР. Полоса анализируемых частот при этом существенно сужается, однако для СПР с добротностью $\sim 10^7$ может составлять величину от 10 до 10^3 Гц. Подавление мощности сигнала несущей частоты ≥ 90 дБ.

Вторая группа методов измерения частотных флуктуаций СВЧ генераторов основывается на использовании фазочастотных характеристик (ФЧХ) резонаторов. При отклонении частоты сигнала от резонансного значения он приобретает фазовый сдвиг φ , определяемый ФЧХ резонатора. При малых расстройках Δf для резонатора, включенного на проход, $\varphi = \arctg x = \arctg(2Q\Delta f / f_0) = \arctg(\Delta f / \Delta f_0)$ для оконечно включенного резонатора с коэффициентом связи, равном единице, $\varphi = \arctg(f_0 / 2Q_n \Delta f) = \arctg(\Delta f_0 / \Delta f)$. Последующее фазовое детектирование с помощью различных СВЧ мостовых схем позволяет преобразовать полученные сигналы в амплитудно-модулированные и затем по стандартной методике исследовать полученные спектры [1, 2, 4, 5]. Для этой группы методов применение криогенных, в том числе сверхпроводящих, резонаторов дает существенный выигрыш за счет более крутых, чем у обычных неохлаждаемых резонаторов, ФЧХ и возможности проводить анализ на частотах, близких к несущей частоте. Наиболее перспективным в данном случае может быть использование схемы оконечно включенного резонатора [10], поскольку позволяет сразу же в канале резонатора

получить высококачественный двухполосный сигнал с подавленной несущей и соответствующими фазовыми сдвигами. Проблема измерения боковых полос очень низкого уровня при этом сохраняется из-за их малой амплитуды за счет поглощения в резонаторе. Тем не менее, диапазон анализируемых частот может составлять величину от 10 Гц до нескольких кГц для СПР с $Q \sim 10^7$.

Третья группа методов основывается на понижении частоты исследуемого СВЧ генератора с помощью гетеродина или исследовании частоты биений двух идентичных генераторов. Реализация данных методов затрудняется тем, что не всегда возможно найти гетеродин или второй генератор, которые по своим характеристикам превосходят или сравнимы со сверхмалозумящими СВЧ генераторами, такими как атомные стандарты или стабилизированные с помощью СПР [7].

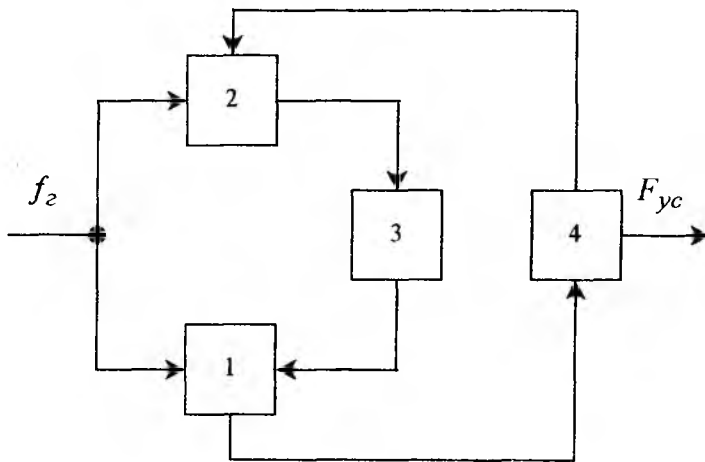


Рис. 2

Однако проблема переноса флуктуаций частоты СВЧ генератора в радиодиапазон, где методы исследования ЧМ шумов достаточно хорошо отработаны и существует стандартная серийно выпускаемая измерительная аппаратура, может быть решена с помощью измерительных схем, включающих высокочастотные резонаторы. Устройство, блок-схема которого приведена на рис. 2, позволяет производить перенос флуктуаций частоты СВЧ сигнала в область радиочастот без применения гетеродинного СВЧ генератора. Цифрами на схеме обозначены: 1 – смеситель; 2 – амплитудный модулятор; 3 – объемный резонатор; 4 – усилитель радиочастоты.

СВЧ сигнал с частотой f_z подается на смеситель 1 и модулятор 2, между которыми включен резонатор 3, резонансная частота которого $f_p = f_z - F_{yc}$ или $f_p = f_z + F_{yc}$. Если к выходу смесителя подключить усилитель 4, настроенный на частоту F_{yc} , а его выход соединить с входом модулятора, то в цепи смеситель–усилитель–модулятор–резонатор–смеситель можно добиться самовозбуждения и генерируемая радиочастота F_{yc} будет функцией частоты СВЧ генератора f_z .

В работе [11] показано, что для такого устройства будут выполняться следующие соотношения:

$$\Delta F_{yc} / \Delta f_p = \pm \tau_p / \tau_{yc}; \quad (3)$$

$$\Delta F_{yc} = \pm \frac{\Delta f_z}{1 + \tau_{yc} / \tau_p}, \quad (4)$$

где ΔF_{yc} ; Δf_p ; Δf_z – флуктуации соответствующих частот; τ_p и τ_{yc} – крутизны фазовых характеристик резонатора и усилителя соответственно. Знак плюс соответствует настройке резонатора на нижнюю боковую частоту модуляции ($f_p = f_z - F_{yc}$), а минус – на верхнюю ($f_p = f_z + F_{yc}$).

Как следует из (3), флуктуации частоты генератора перераспределяются между флуктуациями радиочастоты F_{yc} и частоты f_p обратно пропорционально крутизнам фазовых характеристик усилителя и резонатора. Из (4) видно, что в случае $\tau_p \gg \tau_{yc}$ (охлаждаемый или сверхпроводящий резонатор), коэффициент преобразования абсолютных флуктуаций частоты f_z во флуктуации частоты F_{yc} близок к единице.

Если теперь к выходу усилителя подключить измеритель флуктуаций радиочастоты, то можно измерить флуктуации частоты исследуемого СВЧ генератора.

Важной особенностью преобразователя частоты (рис.2) является то, что при наличии в усилителе 4 запаса по усилению, устройство будет устойчиво работать до тех пор, пока частота F_{yc} не выйдет

за полосу пропускания усилителя 4, а так как при выполнении условия $\tau_p \gg \tau_{yc}$ имеется почти полное соответствие между изменениями F_{yc} и f_2 (4), то интервал допустимых изменений частоты f_2 определяется не полосой пропускания резонатора, а полосой пропускания усилителя. Если между смесителем и модулятором включить широкополосный усилитель, то можно значительно увеличить диапазон измеряемых флуктуаций СВЧ генератора практически без уменьшения степени преобразования Δf_2 в ΔF_{yc} (4).

На рис. 3 приведена блок-схема еще одного преобразователя, позволяющего измерять флуктуации частоты высокостабильных СВЧ генераторов. Цифрами на схеме обозначены: 1 – смеситель; 2 – однополосный балансный модулятор; 3 – объемный резонатор; 4 – усилитель.

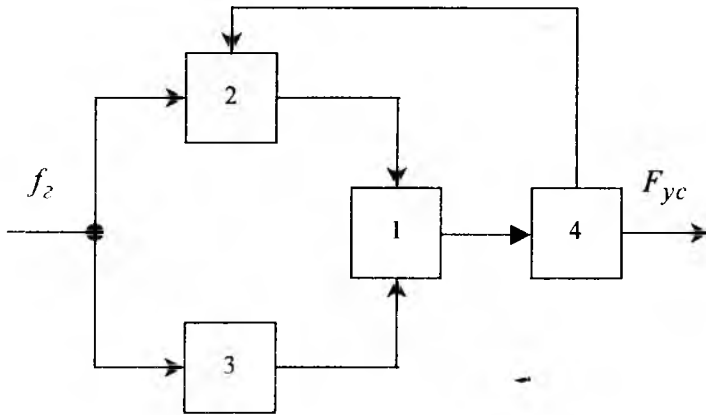


Рис. 3

В [11] показано, что для такого преобразователя будет выполняться следующее соотношение:

$$\Delta F_{yc} = \mp (\tau_p / \tau_{yc}) \Delta f_2, \quad (5)$$

т.е. коэффициент преобразования флуктуаций равен (τ_p / τ_{yc}) и может составлять в случае использования криогенных резонаторов два-три порядка.

Устройство (рис. 3) позволяет измерять очень малые флуктуации частоты, однако диапазон измеряемых флуктуаций и частот модуляции будет определяться полосой пропускания резонатора 3 и его инерционными свойствами.

Общим же недостатком этих преобразователей частоты является то, что используемые в них элементы (смесители, модуляторы, усилители) вносят свои шумовые составляющие (в основном амплитудной модуляции) в спектр исследуемого сигнала, что сказывается на чувствительности измерения ЧМ шумов сверхмаломощных СВЧ генераторов и требует дополнительных мер по их снижению в аппаратуре, подключаемой к выходу преобразователей.

Суммируя проведенное рассмотрение, можно утверждать, что использование криогенных резонаторов в схемах измерения частотных флуктуаций СВЧ сигналов позволяет значительно (от нескольких раз до нескольких порядков) повысить чувствительность измерений.

С помощью устройств с криогенными резонаторами (рис. 2 и 3) можно осуществлять перенос частотных флуктуаций исследуемого СВЧ сигнала в радиодиапазон без применения специального высокостабильного СВЧ гетеродина. Эти устройства, на наш взгляд, представляются достаточно перспективными и в случае использования в них обычных высокочастотных резонаторов.

Список литературы: 1. Гроулинг, Хили. Аппаратура для измерения кратковременной стабильности частоты СВЧ источников // ТИИЭР. 1966. Т. 54. № 2. С. 164-173. 2. Ondria J.G. A microwave system for measurements of AM and FM noise spectra // IEEE Trans. MTT. 1968. V. 15. № 9. PP. 767-781. 3. Малахов А.Н. Флуктуации в автоколебательных системах. М: Наука. 1968. 660 с. 4. Корнилов С.А., Савишинский В.А., Уман С.Д. Шумы клистронных генераторов малой мощности. М.: Сов. радио. 1972. 200 с. 5. Мирский Г.Я. Аппаратурное определение характеристик случайных процессов. М.: Энергия. 1972. 456 с. 6. Дедик Ю.В., Иваницкий К.П., Каплун З.Ф. Частотный дискриминатор на сверхпроводящем резонаторе // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1969. Вып. 10. С. 88-90. 7. Бондаренко И.Н., Гнесь А.С., Менде Ф.Ф. Исследование спектральных характеристик сигналов СВЧ генераторов, стабилизированных сверхпроводящими резонаторами. // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1982. Вып. 1. С. 13-16. 8. Бондаренко И.Н., Гнесь А.С., Покусай В.В. Режекторные фильтры СВЧ с амплитудно-фазовой компенсацией. // Радиотехника. 1984. Вып. 71. С. 104-108. 9. Бондаренко И.Н., Гнесь Н.О., Гнесь А.С. Регулируемые элементы связи на основе запердельных волноводов // Радиотехника. 1986. Вып. 76. С. 114-119. 10. Бондаренко И.Н., Гнесь А.С. Сверхпроводящий режекторный фильтр СВЧ диапазона // Радиотехника. 1987. Вып. 82. С. 124-130. 11. Менде Ф.Ф., Бондаренко И.Н., Трубицын А.В. Сверхпроводящие и охлаждаемые резонансные системы. К.: Наук. думка. 1976. 272 с.

ТРАНСФОРМАЦИЯ ЗАКОНОВ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОГРЕШНОСТЕЙ ПРИ НЕЛИНЕЙНОМ ПРЕОБРАЗОВАНИИ

В метрологии приходится решать задачу нахождения погрешности измеряемой величины y , связанной с влияющей величиной x нелинейной функцией преобразования

$$y = \varphi(x). \quad (1)$$

Для решения этой задачи необходимо по известной функции распределения $F(x)$ и функции (1) найти функцию распределения $G(y)$ погрешности y .

По определению интегральной функции распределения

$$F(x) = P(X < x).$$

Очевидно, что для монотонно возрастающей функции преобразования

$$P(X < x) = P(Y < \varphi(x)).$$

Поскольку по определению

$$P(Y < \varphi(x)) = G(\varphi(x)),$$

то

$$F(x) = G(\varphi(x)). \quad (2)$$

Производя обратное преобразование выражения (1), получаем

$$x = \varphi^{-1}(y),$$

тогда

$$G(y) = F(\varphi^{-1}(y)). \quad (3)$$

Дифференцируя выражение (3), получаем дифференциальную функцию распределения частной погрешности y ¹

$$g(y) = \frac{\partial G(y)}{\partial y} = \frac{\partial F(\varphi^{-1}(y))}{\partial y} = f(\varphi^{-1}(y)) \frac{\partial \varphi^{-1}(y)}{\partial y}. \quad (4)$$

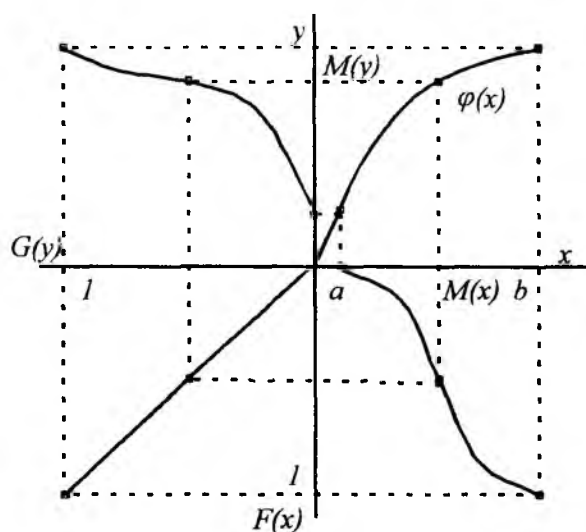


Рис. 1

Графическое решение задачи трансформации законов распределения приведено на рисунке 1. Этот способ трансформации удобен в том случае, когда аналитическое решение затруднительно или исходное распределение $F(x)$ получено экспериментальным путем.

Рассмотрим несколько случаев трансформации законов распределений.

1. Линейная функция преобразования $y = k_1 x + k_0$.

Произведем обратное преобразование $x = \frac{y - k_0}{k_1}$, тогда по формуле (3) имеем

$$G(y) = F(\varphi^{-1}(y)) = F\left(\frac{y - k_0}{k_1}\right).$$

Таким образом, при линейном преобразовании функция распределения не изменяется, а

¹ Шишкин И. Ф. Теоретическая метрология: Учебник для вузов. М.: Изд-во стандартов, 1991. 492 с.

лишь сдвигается по оси абсцисс на k_0 и претерпевает компрессию (декомпрессию) в k_1 раз.

2. Квадратическая функция распределения $y = kx^2$.

Рассмотрим преобразование величины x , имеющей равномерное распределение

$$F(x) = \frac{x-a}{b-a}; \quad x \in [a; b]. \quad (5)$$

Обратное преобразование $x = \sqrt{\frac{y}{k}}$. По формуле (3) функция распределения величины y имеет вид

$$G(y) = \frac{\sqrt{\frac{y}{k}} - a}{b-a}; \quad y \in [ka^2; kb^2].$$

Если влияющая величина x имеет нормальное распределение с функцией распределения

$$F(x) = \int_{-\infty}^x \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(u-m)^2}{2\sigma^2}} du,$$

то при трансформации с квадратичной функцией преобразования функция распределения преобразуется к виду

$$G(y) = \int_{-\infty}^{\sqrt{\frac{y}{k}}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma\sqrt{kv}} e^{-\frac{\left(\sqrt{\frac{y}{k}} - m\right)^2}{2\sigma^2}} dv.$$

Дифференциальная функция распределения при этом

$$g(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi y k} \sigma} e^{-\frac{(\sqrt{y} - m\sqrt{k})^2}{2\sigma^2 k}}$$

3. Функция преобразования вида $y = k \sin x$.

Этот случай встречается при оценивании погрешности рассогласования при измерении мощности на СВЧ. По такому закону изменяется погрешность рассогласования в зависимости от фазы коэффициента отражения. Величина фазы детерминирована, но неизвестна, поэтому для отыскания погрешности рассогласования применяют метод рандомизации. Предполагают, что все значения фазы распределены равномерно, функция распределения которого имеет вид (5). Необходимо определить, по какому закону распределена погрешность рассогласования.

Выполним обратное преобразование функции преобразования

$$x = \arcsin \frac{y}{k}.$$

Тогда функция распределения погрешности рассогласования согласно формуле (3) имеет вид

$$G(y) = \frac{1}{b-a} \arcsin \frac{y}{k} - \frac{a}{b-a}; \quad k \sin a < y < k \sin b.$$

Обычно фаза коэффициента отражения изменяется в пределах $\pm \frac{\pi}{2}$, то есть $a = -\frac{\pi}{2}$; $b = \frac{\pi}{2}$, тогда выражение (5) преобразуется к виду

$$G(y) = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \arcsin \frac{y}{k}, \quad -k < y < k.$$

Из последнего выражения видно, что погрешность рассогласования распределена по закону арксинуса.

Воспользовавшись полученными выражениями можно моделировать любой закон распределения, трансформируя равномерно распределенную величину на участке $[0; 1]$. Функция преобразования при этом представляет собой функцию, обратную к интегральной функции моделируемого распределения.

Если необходимо найти доверительные границы частной погрешности y , то их можно получить для той же самой доверительной вероятности P_δ из границ изменения влияющей величины x a и b :

$$x \in [a; b], P_\delta;$$

$$y \in [\varphi(a); \varphi(b)], P_\delta,$$

где $P_\delta = F(b) - F(a) = G[\varphi(b)] - G[\varphi(a)]$.

Однако практика показывает, что нелинейное преобразование не всегда влияет на изменение ширины доверительного интервала.

В окрестности математического ожидания m_x на малом участке $[m_x - \varepsilon_x; m_x + \varepsilon_x]$ заменим нелинейную функцию преобразования $y = \varphi(x)$ прямой $y = k_1 x + k_0$ (рис. 2), где коэффициент k_1 определяется как

$$k_1 = \varphi'(x) \Big|_{x=m_x} = \varphi'(m_x),$$

а коэффициент k_0 определяется из условия

$$\varphi(m_x) = k_1 m_x + k_0,$$

$$k_0 = \varphi(m_x) - \varphi'(m_x) m_x.$$

Подставив коэффициенты k_0 и k_1 в уравнение для прямой, получим

$$y = \varphi(m_x) + \varphi'(m_x)(x - m_x).$$

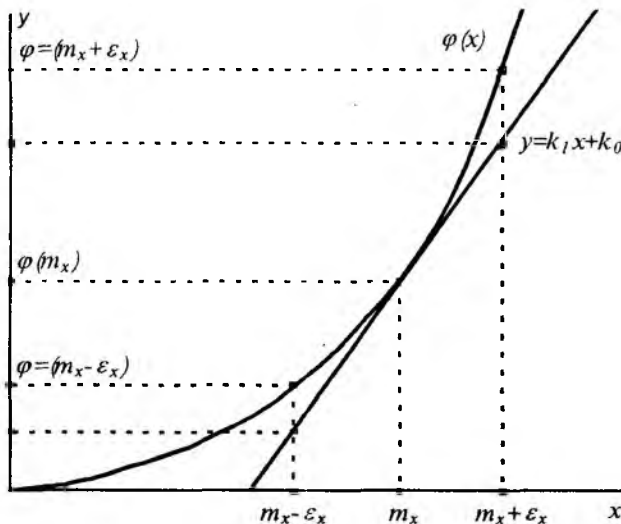


Рис. 2

Доверительный интервал для погрешности y при нелинейной функции преобразования определяется выражением

$$\varepsilon_y = \varphi(m_x + \varepsilon_x) - \varphi(m_x - \varepsilon_x),$$

при замене нелинейной функции преобразования прямой он преобразуется к виду

$$\begin{aligned} \hat{\varepsilon}_y &= \varphi'(m_x)(m_x + \varepsilon_x) + \varphi(m_x) - \\ &- \varphi'(m_x)m_x - \varphi'(m_x)(m_x - \varepsilon_x) - \\ &- \varphi(m_x) + \varphi'(m_x)m_x = 2\varphi'(m_x)\varepsilon_x. \end{aligned}$$

Таким образом, погрешность от замены нелинейной функции преобразование определяется выражением

$$\delta_{\varepsilon_y} = \frac{\hat{\varepsilon}_y - \varepsilon_y}{\varepsilon_y} = \frac{\hat{\varepsilon}_y}{\varepsilon_y} - 1 = \frac{2\varphi'(m_x)\varepsilon_x}{\varphi(m_x + \varepsilon_x) - \varphi(m_x - \varepsilon_x)} - 1.$$

Если $\delta_{\varepsilon_y} < 0,1$ нелинейным преобразованием можно пренебречь, в противном случае его необходимо учитывать.

Представим нелинейную функцию преобразования в виде полинома n -й степени

$$y = \varphi(x) = A_0 + A_1x + A_2x^2 + \dots + A_nx^n$$

и рассмотрим влияние степени полинома на погрешность δ_{ε_y} .

1. Полином первой степени $y = \varphi(x) = A_0 + A_1x$; $\delta_{\varepsilon_{y1}} = 0$.

2. Полином второй степени $y = \varphi(x) = A_0 + A_1x + A_2x^2$; $\delta_{\varepsilon_{y2}} = 0$.

3. Полином третьей степени $y = \varphi(x) = A_0 + A_1x + A_2x^2 + A_3x^3$; $\delta_{\varepsilon_{y3}} = -\frac{1}{\frac{\varphi'(m_x)}{A_3\varepsilon_x^2} + 1}$.

4. Полином четвертой степени $y = \varphi(x) = A_0 + A_1x + A_2x^2 + A_3x^3 + A_4x^4$;

$$\delta_{\varepsilon_{y4}} = -\frac{1}{\frac{\varphi'(m_x)}{A_3\varepsilon_x^2 + 4A_4m_x\varepsilon_x^2} + 1}$$

Анализ показал, что линейное преобразование и квадратичный член не влияют на ширину доверительного интервала, смещая тем не менее его границы. Начиная с полинома третьей степени сказывается влияние нелинейности на доверительные границы.

Таким образом, предложенная методика позволяет решать следующие метрологические задачи:

1. Производить нелинейное преобразование любой функции распределения, представленной как в аналитическом, так и в эмпирическом виде.
2. Имея равномерное распределение, применяя различные функции преобразования, генерировать случайные числа по любому закону распределения.
3. Оценить степень влияния заданной функции преобразования на ширину доверительного интервала и целесообразность осуществления трансформации при расчете погрешности измерений.

ПУТИ И ЗАДАЧИ СОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ СИСТЕМЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКОГО ОБСЛУЖИВАНИЯ СРЕДСТВ ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ В ПОВЕРОЧНЫХ И РЕМОНТНЫХ ПОДРАЗДЕЛЕНИЯХ

Для рассмотрения направлений совершенствования системы метрологического обслуживания (СМОб) средств измерительной техники (СИТ) необходимо выявить основные противоречия возникающие при синтезе СМОб СИТ и пути их разрешения.

Противоречия при синтезе любой сложной технической системы объясняются необходимостью эффективной и экономичной реализации заданной совокупности функций и сложностью соответствующей структуры, предназначенной для их реализации. Они обуславливают взаимозависимость и противоречивый характер показателей качества систем. Конкретные технологические возможности, ограничения на энергетические, материальные и трудовые ресурсы обостряют указанные противоречия [1,2].

Основными противоречиями при создании СМОб СИТ являются:

1. Противоречие между функциональной полнотой и требованиями минимизации структуры СМОб СИТ, которое проявляется в форме противоречия между числом типов модулей, необходимых для реализации заданных функций, и их количеством. Противоречие решается путем минимизации или оптимизации числа модулей, входящих в состав СМОб, и использованием многофункциональных модулей.

2. Противоречия между качеством используемых средств управления метрологическим обслуживанием СИТ и их стоимостью. Разрешение этого противоречия возможно путем выбора оптимального соотношения основных характеристик системы (наджность, достоверность, быстродействие, стоимость), при котором достигается максимальная эффективность СМОб СИТ.

3. Противоречие между требованием минимального времени снижения готовности к применению технических комплексов при проведении МОб СИТ и объемом и достоверностью информации о состоянии СИТ, необходимой для эффективного управления МОб. Проявляется через противоречия между совершенством методов управления МОб СИТ и затратами средств и времени на их реализацию, между объемом получаемой информации и продолжительностью контроля, между достоверностью получаемой информации и периодичностью контроля. Эти противоречия решаются путем выбора оптимальной стратегии МОб СИТ.

4. Противоречия между постоянным ростом сложности МОб СИТ и квалификацией обслуживающего персонала. Они разрешаются автоматизацией операций МОб и внедрением оптимальных алгоритмов управления МОб СИТ.

5. СМОб СИТ относится к классу информационно-управляющих систем. Основное противоречие при синтезе системы данного класса можно сформулировать так: необходимо при минимуме затрат создать СМОб с оптимальной структурной организацией, реализующую заданную совокупность функций и обеспечивающую максимальную эффективность функционирования СМОб.

Проведенный анализ основных противоречий, возникающих при синтезе СМОб, позволяет наметить основные пути ее совершенствования.

1. Повышение точности измерительных операций при МОб СИТ, для чего необходима разработка и внедрение как высокоточных СИТ, так и новых методов проведения измерений, что всегда связано со значительными материальными затратами.

2. Повышение достоверности получаемой в процессе МОб СИТ измерительной информации, которое во многом зависит от его правильной организации, квалификации персонала, применяемых средств и методов МОб СИТ.

3. Повышение оперативности проведения основных мероприятий МОб СИТ, получения информации и осуществления управляющих воздействий. Оперативность проведения МОб СИТ определяется его продолжительностью и периодичностью, при этом уменьшение продолжительности и увеличение периодичности обслуживания не должно приводить к ухудшению качества МОб. Повышение оперативности получения и доведения информации при управлении МОб также не должно уменьшать ее достоверность.

4. Обеспечение необходимой полноты МОб СИТ, позволяющей поддерживать требуемый уровень качества МОб, достигается правильной организацией рабочих мест поверки и ремонта, точным соблюдением нормативных документов, организацией контроля за проведением МОб СИТ.

5. Уменьшение энергетических, временных и материальных затрат на операции МОБ СИТ и организацию управления МОБ СИТ.

Как видно из изложенного выше, направления совершенствования СМОБ достаточно противоречивы, поэтому одним из глобальных направлений совершенствования СМОБ СИТ является ее оптимизация с учетом всех ограничений, возникающих в процессе функционирования СМОБ.

Перечисленные пути совершенствования СМОБ требуют решения комплекса глобальных задач которые можно объединить в три группы.

1. Оптимизация структуры МОБ:

- оптимизация структуры парка СИТ (номенклатуры и количества применяемой СИТ);
- оптимизация номенклатуры и количества средств МОБ СИТ и обменного фонда СИТ;
- оптимизация номенклатуры и количества поверочных и ремонтных подразделений (ПРП) в соответствии с решаемыми задачами.

2. Совершенствование стратегии управления МОБ СИТ:

- совершенствование нормативной базы по управлению МОБ СИТ;
- оптимизация продолжительности МОБ СИТ;
- оптимизация периодичности МОБ СИТ;
- оптимизация планирования МОБ СИТ;
- совершенствование методов учета СИТ и операций МОБ СИТ.

3. Автоматизация управления МОБ СИТ:

- автоматизация операций МОБ СИТ;
- автоматизация обработки результатов МОБ СИТ;
- автоматизация учета СИТ и операций МОБ СИТ;
- автоматизация расчета оптимальных характеристик МОБ СИТ;
- автоматизация планирования операций МОБ СИТ.

Некоторые из этих задач (оптимизация структуры парка СИТ, оптимизация номенклатуры и количества ПРП, совершенствование нормативной базы по МОБ СИТ, автоматизация операций МОБ СИТ) решаются в рамках работ [3, 4, 5], другие требуют проведения дополнительных исследований и обоснования. Немаловажное значение для совершенствования СМОБ СИТ имеет возможность решения задач оптимизации в комплексе, с учетом их взаимного влияния. Задачи совершенствования СМОБ должны решаться не по отдельности, а комплексно. При этом результаты решения одних задач могут быть использованы при решении других задач.

Список литературы: 1. Балашов Е.П. Эволюционный синтез систем. М.: Радио и связь, 1985. 328 с. 2. Месоревич М., Мако Д., Такарара И. Теория иерархических многоуровневых систем: Пер. с англ. / Под ред И.Ф. Шахнова. М.: Издательство «Мир», 1973. 344 с. 3. Автоматизация метрологического обслуживания средств измерения промышленного предприятия / Игнаткин В.У., Крещук В.В., Кривошук В.И. и др. М: Изд-во стандартов, 1988. 4. Крещук В.В. Метрологическое обеспечение эксплуатации сложных изделий М: Изд-во стандартов, 1989. 200 с. 5. Морозов Р.П. Автоматизированная система управления обслуживанием приборов и оборудования. М: Изд-во стандартов, 1989.

Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 15.11.99

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ В ЗАДАЧЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ КОНУСА С ПРОДОЛЬНОЙ ЩЕЛЬЮ

Задачам рассеяния электромагнитных волн на незамкнутых экранах посвящено много работ. Исследование таких задач представляет большой интерес как для практических приложений (антенная измерительная техника, радиолокация, связь), так и для теории дифракции и рассеяния волн [1]. Тесное ретическое изучение реальных физических процессов основано на создании адекватной модели рассматриваемого процесса и решении соответствующей математической задачи. Известно, что граничные электродинамические задачи в конечном счете сводятся к задачам математической физики, для решения которых одним из эффективных средств является аппарат интегральных уравнений [2].

В данной работе приведен алгоритм сведения задачи возбуждения сосредоточенными источниками полубесконечного идеально проводящего кругового конуса с продольной щелью к решению сингулярных интегральных уравнений с ядрами типа Коши и Гильберта или имеющими логарифмическую особенность.

Постановка задачи.

Полубесконечный идеально проводящий круговой конус с прорезанной вдоль образующей щелью в сферической системе координат (r, θ, φ) задается уравнением, $\theta = \gamma$ (рис. 1). Выбор сферической системы координат обусловлен тем, что коническая поверхность является одной из координатных поверхностей этой системы координат. Угловая ширина щели d равна величине двугранного угла, образованного плоскостями, проведенными через ось конуса (ось Oz) и ребра щели. Источник возбуждения (радиальный диполь) расположен в точке $Q_0(r_0, \theta_0, \varphi_0)$. Его поле меняется гармонически по закону $\exp(-i\omega t)$. Полное поле \mathbf{E} , \mathbf{H} удовлетворяет системе уравнений Максвелла вне конуса и источника, граничному условию обращения в нуль тангенциальной составляющей электрического поля на поверхности конуса Σ : $\theta = \gamma$ и $\frac{d}{2} < |\varphi| \leq \pi$, условию на бесконечности и условию ограниченности энергии. Представим \mathbf{E} и \mathbf{H} в виде

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_S, \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_S, \quad (1)$$

где \mathbf{E}_0 , \mathbf{H}_0 – поле источника, а \mathbf{E}_S , \mathbf{H}_S – поле, рассеянное конусом. Для решения граничных задач в сферической системе координат удобно ввести электрический $V^{(1)}$ и магнитный $V^{(2)}$ потенциалы Дебая, через которые выражаются компоненты электромагнитного поля [2]. При возбуждении конуса с продольной щелью электрическим диполем поле \mathbf{E} , \mathbf{H} определяется только потенциалом $V^{(1)}$, а в случае возбуждения магнитным диполем – потенциалом $V^{(2)}$. Так, в случае возбуждения электрическим радиальным диполем

$$\mathbf{E} = \nabla \times \nabla \times (\mathbf{r}V^{(1)}), \quad \mathbf{H} = -ik\nabla \times (\mathbf{r}V^{(1)}), \quad (2)$$

где k – волновое число, $\text{Im}k \geq 0$. Тогда электродинамическая задача сводится к граничным задачам для уравнения Гельмгольца

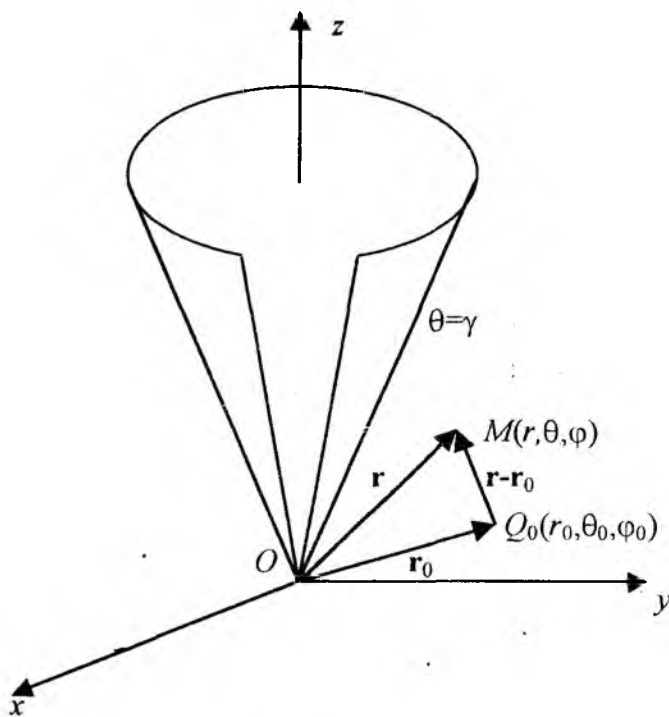


Рис. 1

$$\Delta V^{(j)} - q^2 V^{(j)} = 0, \quad (3)$$

$V^{(j)} = V^{(j)}(r, r_0)$, $q = -ik$, $j = 1; 2$, с условием Дирихле на конической поверхности

$$V^{(1)} \Big|_{\Sigma} = 0 \quad (4)$$

в случае возбуждения электрическим диполем и условием Неймана

$$\frac{\partial V^{(2)}}{\partial \theta} \Big|_{\Sigma} = 0 \quad (5)$$

в случае возбуждения магнитным диполем. В соответствии со структурой электромагнитного поля (1) потенциалы Дебая $V^{(j)}$ для полного поля запишем в виде

$$V^{(j)} = V_0^{(j)} + V_S^{(j)}, \quad (6)$$

где $V_0^{(j)} = \frac{|\mathbf{p}_0^{(j)}|}{r_0} \frac{e^{-q|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|}$ – потенциал Дебая, соответствующий полю источника, а $V_S^{(j)}$ – рассеянному полю, $\mathbf{p}_0^{(j)}$ – момент диполя. Для решения задачи используем интегральное преобразование Конторовича – Лебедева [3]

$$G(\tau) = \int_0^{+\infty} g(r) \frac{K_{i\tau}(qr)}{\sqrt{r}} dr; \quad (7)$$

$$g(r) = \frac{2}{\pi^2} \int_0^{+\infty} \tau \operatorname{sh} \pi\tau G(\tau) \frac{K_{i\tau}(qr)}{\sqrt{r}} d\tau, \quad (8)$$

где $K_{i\tau}(z)$ – функция Макдональда.

Искомый потенциал $V_S^{(j)}$ представим в виде интеграла Конторовича – Лебедева (8)

$$V_S^{(j)} = \frac{2}{\pi^2} \int_0^{+\infty} \tau \operatorname{sh} \pi\tau \sum_{m=-\infty}^{+\infty} a_{m\tau}^{(j)} \tilde{V}_{m\tau}^{(j)} \frac{K_{i\tau}(qr)}{\sqrt{r}} d\tau, \quad (9)$$

где

$$a_{m\tau}^{(j)} = \frac{\pi}{2r_0\sqrt{r_0}} e^{-im\varphi_0} \frac{(-1)^{m+1} \Gamma\left(\frac{1}{2} - m + i\tau\right)}{\operatorname{ch} \pi\tau \Gamma\left(\frac{1}{2} + m + i\tau\right)} K_{i\tau}(qr_0) P_{-1/2+i\tau}^m(-\cos\theta_0) \frac{d^{j-1}}{d\gamma^{j-1}} P_{-1/2+i\tau}^m(\cos\gamma),$$

$$\tilde{V}_{m\tau}^{(j)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} X_{m,n}^{(j)}(\tau) \cdot \frac{P_{-1/2+i\tau}^{m+n}(\pm\cos\theta)}{d^{j-1}} e^{i(m+n)\varphi}, \quad \Gamma(z) - \text{гамма-функция, } P_{\mu}^m(\cos\alpha) - \text{при-}$$

соединенная функция Лежандра 1-го рода. В представлении (9) $X_{m,n}^{(j)}$ – неизвестные коэффициенты, не зависящие от волнового числа, а верхние индексы аргументов у функции Лежандра соответствуют области $0 < \theta < \gamma$, нижние – $\gamma < \theta < \pi$.

Для нахождения функциональных соотношений, содержащих $X_{m,n}^{(j)}$, воспользуемся граничными условиями (4), (5), а также условием непрерывности поля в щели ($C\Sigma$). Последнее условие накладывает требование непрерывности в щели $V^{(j)}$ и $\frac{\partial V^{(j)}}{\partial \theta}$. В результате приходим к парным сумматорным уравнениям относительно неизвестных коэффициентов.

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} X_{m,n}^{(j)} e^{in\varphi} = 1, \quad \varphi \in \Sigma. \quad (10)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} |n|^{3-2j} \cdot \frac{|n|}{n} (1 - \varepsilon_{m,n}^{(j)}) X_{m,n}^{(j)} e^{in\varphi} = 0, \quad \varphi \in C\Sigma, \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} & |n|^{3-2j} \cdot \frac{|n|}{n} (1 - \varepsilon_{m,n}^{(j)}) = \\ & = \frac{(-1)^{n+j-1}}{\pi(\sin \gamma)^{2(j-1)}} \cdot \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2} + i\tau + n\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{2} + i\tau - n\right)} \cdot \frac{1}{\frac{d^{j-1}}{d\gamma^{j-1}} P_{-1/2+i\tau}^n(\cos \gamma) \frac{d^{j-1}}{d\gamma^{j-1}} P_{-1/2+i\tau}^n(-\cos \gamma)} \end{aligned} \quad (12)$$

Для $\varepsilon_{m,n}^{(j)}$ имеет место оценка $\varepsilon_{m,n}^{(j)} \sim \frac{\text{const}}{n^2} \sin^2 \gamma$, $n \gg 1$.

Сингулярные интегральные уравнения.

Электрический радиальный диполь.

В случае возбуждения конуса с продольной щелью электрическим радиальным диполем парные сумматорные уравнения (10), (11) имеют вид

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} X_{m,n}^{(1)} e^{in\varphi} = 1, \quad \varphi \in \Sigma. \quad (13)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} |n| (1 - \varepsilon_{m,n}^{(1)}) X_{m,n}^{(1)} e^{in\varphi} = 0, \quad \varphi \in C\Sigma. \quad (14)$$

$$|n| (1 - \varepsilon_{m,n}^{(1)}) = \frac{(-1)^n}{\pi} \text{ch } \pi\tau \cdot \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2} + i\tau + n\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{2} + i\tau - n\right)} \cdot \frac{1}{P_{-1/2+i\tau}^n(\cos \gamma) P_{-1/2+i\tau}^n(-\cos \gamma)}. \quad (15)$$

Обозначим

$$Y_{m,n}^{(1)} = |n| (1 - \varepsilon_{m,n}^{(1)}) X_{m,n}^{(1)}; \quad (16)$$

$$1 - \kappa_{m,n}^{(1)} = \frac{1}{1 - \varepsilon_{m,n}^{(1)}}.$$

Переписываем (13), (14) в этих обозначениях

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{|n|} \left(1 - \kappa_{m,n}^{(1)}\right) Y_{m,n}^{(1)} e^{in\varphi} = 1, \quad \varphi \in \Sigma. \quad (17)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} Y_{m,n}^{(1)} e^{in\varphi} = 0, \quad \varphi \in C\Sigma. \quad (18)$$

Рассмотрим функцию

$$F_1(\varphi) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} Y_{m,n}^{(1)} e^{in\varphi}, \quad \varphi \in [-\pi, \pi], \quad (19)$$

отсюда следует, что коэффициенты $Y_{m,n}^{(1)}$ определяются через $F_1(\varphi)$ по формуле

$$Y_{m,n}^{(1)} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} F_1(\varphi) e^{-in\varphi} d\varphi. \quad (20)$$

Исходная задача свелась к нахождению $F_1(\varphi)$, которая с точностью до множителя совпадает с радиальной (и единственной при возбуждении электрическим радиальным диполем) составляющей плотности поверхностного тока, наведенного на конусе. Согласно (18)-(20) имеем

$$F_1(\varphi) = 0, \quad \varphi \in C\Sigma; \quad (21)$$

$$Y_{m,n}^{(1)} = \frac{1}{2\pi} \int_{\Sigma} F_1(\varphi) e^{-in\varphi} d\varphi. \quad (22)$$

Подставим выражение для $Y_{m,n}^{(1)}$ из (22) в (17) и получим сингулярное интегральное уравнение (СИУ) первого рода относительно неизвестной функции $F_1(\varphi)$

$$\frac{1}{\pi} \int_{\Sigma} \ln \left| 2 \sin \frac{\psi - \varphi}{2} \right| F_1(\psi) d\psi - \frac{1}{2\pi} \int_{\Sigma} K_{m\tau}^{(1)}(\varphi - \psi) F_1(\psi) d\psi = -1, \quad \varphi \in \Sigma, \quad (23)$$

где

$$K_{m\tau}^{(1)}(\alpha) = A_{m\tau}^{(1)} - \sum_{n \neq 0} \frac{1}{|n|} \kappa_{m,n}^{(1)} e^{in\alpha}. \quad (24)$$

$$A_{m\tau}^{(1)} = \frac{1}{|n|} \left(1 - \kappa_{m,n}^{(1)}\right) \Big|_{n=0}, \quad \kappa_{m,n} \sim \frac{C}{n^2} \sin^2 \gamma, \quad n \gg 1.$$

Неизвестные коэффициенты $X_{m,n}^{(1)}$ находятся посредством формулы

$$X_{m,n}^{(1)} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{|n|} \left(1 - \kappa_{m,n}^{(1)}\right) \int_{\Sigma} F_1(\varphi) e^{-in\varphi} d\varphi. \quad (25)$$

СИУ (23) определено на конической поверхности Σ . Известны работы, например [4], где СИУ задано в щели и в качестве неизвестной содержит функцию, связанную с полем в щели. Получим СИУ в рассматриваемом случае возбуждения, но определенное в щели $C\Sigma$: $\theta = \gamma$, $|\varphi| < d/2$. Перепишем уравнения (13), (14) в виде

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \hat{Y}_{m,n}^{(1)} e^{in\varphi} = 0, \quad \varphi \in \Sigma; \quad (26)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} |n| \left(1 - \varepsilon_{m,n}^{(1)}\right) \hat{Y}_{m,n}^{(1)} e^{in\varphi} = -A_{m\tau}^{(1)}, \quad \varphi \in C\Sigma; \quad (27)$$

где

$$\hat{Y}_{m,n}^{(1)} = X_{m,n}^{(1)} - \delta_n^0, \quad \delta_n^0 = \begin{cases} 1, & n=0, \\ 0, & n \neq 0, \end{cases}, \quad A_{m\tau}^{(1)} = |n| \left(1 - \varepsilon_{m,n}^{(1)}\right) \Big|_{n=0} \quad (28)$$

Продифференцируем обе части (26) по φ и добавим дополнительное условие, которое получается из (26), полагая в нем $\varphi = \pi$.

$$i \sum_{n=-\infty}^{+\infty} n \hat{Y}_{m,n}^{(1)} e^{in\varphi} = 0, \quad \varphi \in \Sigma; \quad (29)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} |n| \left(1 - \varepsilon_{m,n}^{(1)}\right) \hat{Y}_{m,n}^{(1)} e^{in\varphi} = -A_{m\tau}^{(1)}, \quad \varphi \in C\Sigma; \quad (30)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-1)^n \hat{Y}_{m,n}^{(1)} = 0, \quad (\varphi = \pi). \quad (31)$$

Дополнительное условие (31) необходимо для определения коэффициентов, которые теряются при дифференцировании (26). Введем функцию

$$\hat{F}_1(\varphi) = \frac{d}{d\varphi} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \hat{Y}_{m,n}^{(1)} e^{in\varphi} = i \sum_{n=-\infty}^{+\infty} n \hat{Y}_{m,n}^{(1)} e^{in\varphi}, \quad \varphi \in [-\pi, \pi]. \quad (32)$$

Из (26), (31) и (32) следует, что

$$\hat{F}_1(\varphi) = 0, \quad \varphi \in \Sigma. \quad (33)$$

$$\hat{Y}_{m,n}^{(1)} = -\frac{i}{2\pi n} \int_{C\Sigma} \hat{F}_1(\alpha) e^{-in\alpha} d\alpha, \quad n \neq 0; \quad (34)$$

$$\hat{Y}_{m,0}^{(1)} = -\frac{1}{2\pi} \int_{C\Sigma} \alpha \hat{F}_1(\alpha) d\alpha. \quad (35)$$

Подставляя (34), (35) в (30), получаем СИУ

$$\frac{1}{\pi} \int_{C\Sigma} \frac{\hat{F}_1(\alpha)}{\alpha - \varphi} d\alpha + \frac{1}{\pi} \int_{C\Sigma} K_{m\tau}(\alpha - \varphi) \hat{F}_1(\alpha) d\alpha = A_{m\tau}^{(1)}, \quad \varphi \in C\Sigma; \quad (36)$$

где
$$K_{m\tau}(\xi) = \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \frac{\xi}{2} - \frac{1}{\xi} + \frac{1}{2} \alpha A_{m\tau}^{(1)} + \frac{1}{2i} \sum_{n \neq 0} \frac{|n|}{n} \varepsilon_{m,n}^{(1)} e^{-in\xi}.$$

Магнитный радиальный диполь.

В этом случае уравнения (10), (11) принимают вид

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} Y_{m,n}^{(2)} e^{in\varphi} = 0, \quad \varphi \in \Sigma; \quad (37)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{|n|} (1 - \varepsilon_{m,n}^{(2)}) Y_{m,n}^{(2)} e^{in\varphi} = -A_{m\tau}^{(2)}, \quad \varphi \in C\Sigma, \quad (38)$$

где $Y_{m,n}^{(2)} = X_{m,n}^{(2)} - \delta_n^0$;

$$\frac{1}{|n|} (1 - \varepsilon_{m,n}^{(2)}) = \frac{(-1)^{n+1}}{\pi \sin^2 \gamma} \cdot \operatorname{ch} \pi \tau \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2} + i\tau + n\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{2} + i\tau - n\right)} \cdot \frac{1}{\frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}^n(\cos \gamma) \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}^n(-\cos \gamma)};$$

$$A_{m\tau}^{(2)} = \frac{1}{|n|} (1 - \varepsilon_{m,n}^{(2)}) \Big|_{n=0}.$$

Определим функцию

$$\Phi_2(\varphi) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} Y_{m,n}^{(2)} e^{in\varphi}, \quad \varphi \in [-\pi, \pi]. \quad (39)$$

В силу (37) $\Phi_2(\varphi) = 0$, $\varphi \in \Sigma$. Неизвестные коэффициенты $Y_{m,n}^{(2)}$ выражаются через $\Phi_2(\varphi)$ (39) по формуле $Y_{m,n}^{(2)} = \frac{1}{2\pi} \int_{C\Sigma} \Phi_2(\varphi) e^{-in\varphi} d\varphi$. Повторяя преобразования, подобные случаю электрического диполя, приходим к СИУ

$$\frac{1}{\pi} \int_{\Sigma} \ln \left| 2 \sin \frac{\alpha - \varphi}{2} \right| \Phi_2(\alpha) d\alpha - \frac{1}{2\pi} \int_{\Sigma} K_{m\tau}^{(2)}(\varphi - \alpha) \Phi_2(\alpha) d\alpha = A_{m\tau}^{(2)}, \quad \varphi \in C\Sigma, \quad (40)$$

где $K_{m\tau}^{(2)}(\xi) = A_{m\tau}^{(2)} - \sum_{n \neq 0} \frac{1}{|n|} \varepsilon_{mn}^{(2)} e^{in\xi}$.

Задача возбуждения конуса с продольной щелью радиальным диполем свелась к решению сигнурного интегрального уравнения с логарифмической особенностью (23), (40) или особенностью типа Коши (36). В этих уравнениях $K_{m\tau}^{(1,2)}(\varphi, \alpha)$, $K_{m\tau}(\varphi, \alpha)$ являются непрерывными функциями в соответствующих областях. Решение СИУ в каждом случае может быть получено численно путем параметризации и дискретизации уравнения и применения квадратур [5, 6].

Список литературы: 1. Шестопалов В.П. Спектральная теория и возбуждение открытых структур. Киев: Наук. думка, 1987. 288 с. 2. Ильинский А.С., Кравцов В.В., Свешников А.Г. Математические модели электродинамики. М: Высш. шк., 1991. 224 с. 3. Лебедев Н.Н., Скальская И.П. Некоторые преобразования, родственные преобразованию Конторовича – Лебедева // В кн. Вопросы математической физики. Л.: Наука, 1976. С. 68-79. 4. Малин В.В. К теории ленточных решеток конечного периода // Радиотехника и электроника. 1963. Т. 8. № 2. С. 211-220. 5. Назарчук З.Т. Численное исследование дифракции волн на цилиндрических структурах. Киев: Наук. думка, 1989. 256 с. 6. Гандель Ю.В. Метод парных и сингулярных интегральных уравнений в задачах дифракции на ограниченных решетках // Электромагнитные явления. Харьков, 1998. Т.1, № 12. С. 220-232.

Харьковский государственный технический университет радиотехники

Поступила в редколлегию 20.10.99

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПРОДОЛЬНЫМИ ТОКАМИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ОБЛАСТЕЙ С ИМПЕДАНСНЫМИ ТОРЦЕВЫМИ ГРАНИЦАМИ

Как известно [1], в объемах с координатными границами задачу возбуждения электромагнитных волн сторонними токами удобнее всего решать с помощью функций Грина для векторных потенциалов Герца. Теория построения тензоров Грина таких областей систематически изложена в [2]. В частности, в этой работе при помощи функций Грина определены поля в бесконечном прямоугольном волноводе, возбуждаемом прямолинейным током, ориентированном вдоль продольной оси волновода. Вопросам построения функций Грина цилиндрических волноводов произвольного, прямоугольного и круглого сечений посвящен целый ряд и других работ. Среди них следует отметить работы [3,4], в которых тензорные функции Грина получены для волноводов и резонаторов, а также для других областей, имеющих границы частично или полностью совпадающие с координатными поверхностями ортогональных цилиндрических систем координат (в том числе прямоугольных). Как и в [2], здесь решения векторных уравнений для функций Грина строились в виде разложения в ряды по системе трех (продольной и двух поперечных) векторных функций, выраженных через скалярные собственные функции уравнения Гельмгольца.

Во всех указанных случаях построения функций Грина внутренние поверхности границ цилиндрических областей предполагались идеально проводящими. Однако, при разработке и оптимизации параметров СВЧ-устройств возникает необходимость характеризовать эти граничные поверхности или их участки распределенным поверхностным импедансом. Поэтому представляет интерес определение функций Грина цилиндрических областей при выполнении импедансных условий для электромагнитных полей на их граничных поверхностях.

В случае возбуждения цилиндрических электродинамических объемов с импедансными торцевыми границами продольными сторонними токами оказывается возможным получение функций Грина для векторных потенциалов Герца при использовании традиционного метода их построения [2,4]. Отметим, что именно таким методом в работе [5] была решена задача возбуждения полубесконечного прямоугольного волновода с импедансным торцом. Такой подход оказывается правомерным, поскольку при отражении от поперечной импедансной торцевой плоской границы структура электромагнитных волн, возбужденных продольными токами, сохраняется неизменной. Это определяет возможность построения полной системы независимых векторных функций [2,4] и самосогласованность в формулировке граничных условий.

В соответствии с работой [2] полная система собственных векторных функций в цилиндрической системе координат $(\eta_1; \eta_2; z)$ имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}\vec{L}(\vec{R}) &= \text{grad } \varphi(\vec{R}); \\ \vec{M}(\vec{R}) &= \text{rot}(\vec{z}^0 \psi(\vec{R})); \\ \vec{N}(\vec{R}) &= 1/k \text{ rot rot}(\vec{z}^0 \chi(\vec{R})).\end{aligned}\tag{1}$$

Коэффициент $1/k$ введен для сохранения размерности функции ($k = \omega \sqrt{\epsilon \mu}$ — волновое число), орт \vec{z}^0 направлен вдоль продольной оси цилиндрической системы, \vec{R} — радиус вектор.

Скалярные функции $\varphi(\vec{R})$, $\psi(\vec{R})$ и $\chi(\vec{R})$ удовлетворяют идентичным однородным уравнениям Гельмгольца. Граничные условия для них диктуются граничными условиями, которым должны удовлетворять собственные векторные функции (1), а следовательно, и разлагаемое в ряд по собственным функциям векторное поле.

Полную систему собственных векторных функций, зависящих только от координат поперечного сечения цилиндрической области $(\eta_1; \eta_2)$, получают из (1) путем представления скалярных функций $\varphi(\vec{R})$, $\psi(\vec{R})$ и $\chi(\vec{R})$ в виде произведений поперечных функций $\varphi_{mn}(\eta_1; \eta_2)$, $\psi_{mn}(\eta_1; \eta_2)$ и $\chi_{mn}(\eta_1; \eta_2)$, зависящих только от координат поперечного сечения, и функций, зависящих только от продольной координаты z .

В качестве исходного используем выражение для соответствующей рассматриваемому случаю продольных сторонних токов компоненты тензора Грина из работы [4]:

$$G_{zz}^{\varepsilon(M)} = \sum_{m,n} \chi_{mn}^{\varepsilon(M)}(\eta'_1; \eta'_2) \chi_{mn}^{\varepsilon(M)}(\eta_1; \eta_2) h_{mn}^{\varepsilon(M)}(z, z') / \lambda_{mn}^{\varepsilon(M)}, \quad (2)$$

где $(\eta'_1; \eta'_2; z')$ — координаты точки источника, а $(\eta_1; \eta_2; z)$ — координаты точки наблюдения; функции G_{zz}^{ε} , $\chi_{mn}^{\varepsilon}(\eta'_1; \eta'_2)$, $\chi_{mn}^{\varepsilon}(\eta_1; \eta_2)$ и $h_{mn}^{\varepsilon}(z, z')$ являются функциями электрического, а G_{zz}^M , $\chi_{mn}^M(\eta'_1; \eta'_2)$, $\chi_{mn}^M(\eta_1; \eta_2)$ и $h_{mn}^M(z, z')$ — магнитного типов; $\lambda_{mn}^{\varepsilon}$ и λ_{mn}^M — соответственно нормы собственных функций.

Функциональные коэффициенты в выражении (2) $\chi_{mn}^{\varepsilon(M)}(\eta_1; \eta_2)$ являются взаимно ортогональными собственными функциями двумерного уравнения:

$$\nabla^2 \chi_{mn}^{\varepsilon(M)}(\eta_1; \eta_2) + K_{mn}^{\varepsilon(M)} \chi_{mn}^{\varepsilon(M)}(\eta_1; \eta_2) = 0, \quad (3)$$

где $\nabla = \bar{n}_1^0 \frac{1}{h_1} \frac{\partial}{\partial \eta_1} + \bar{n}_2^0 \frac{1}{h_2} \frac{\partial}{\partial \eta_2}$, \bar{n}_1^0 и \bar{n}_2^0 — орты, а h_1 и h_2 — коэффициенты Ляме с граничными условиями $\chi_{mn}^{\varepsilon}(\eta_1; \eta_2) = \partial \chi_{mn}^M(\eta_1; \eta_2) / \partial n = 0$.

Функции $h_{mn}^{\varepsilon(M)}(z, z')$ в (2) удовлетворяют неоднородным дифференциальным уравнениям:

$$\partial^2 h_{mn}^{\varepsilon(M)}(z, z') / \partial z^2 + \left(\gamma_{mn}^{\varepsilon(M)} \right)^2 h_{mn}^{\varepsilon(M)}(z, z') = -4\pi \delta(z - z') \quad (4)$$

где $\delta(z - z')$ — дельта функция Дирака, а $\gamma_{mn}^{\varepsilon(M)} = \sqrt{k^2 - \left(K_{mn}^{\varepsilon(M)} \right)^2}$. Они находятся из (4) методом вариации произвольных постоянных с определенными граничными условиями на концах интервала по z .


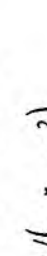

Предполагаем, что хотя бы на одном из концов этого интервала по торцевой граничной поверхности распределен импеданс величиной ξ , имеющий в общем случае комплексное значение. Это приводит к необходимости использования в решении задачи импедансных граничных условий Щуина-Леонтовича:

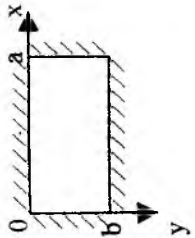
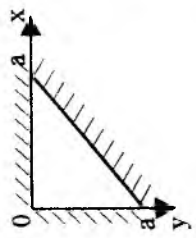
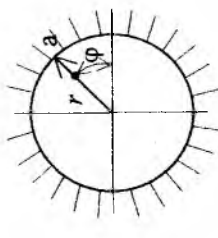
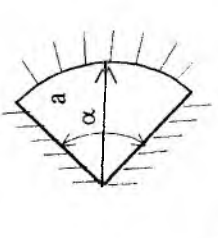
$$[\bar{n}, \vec{E}] = -\xi [\bar{n}, [\bar{n}, \vec{H}]], \quad (5)$$

где \vec{E} и \vec{H} — векторы напряженностей электрического и магнитного полей; \bar{n} — вектор нормали, направленный внутрь импедансной структуры. Нетрудно требования импедансного граничного условия (5) сформулировать и для функций $h_{mn}^{\varepsilon(M)}(z, z')$.

В таблице 1 приведены решения уравнения (4) для наиболее распространенных граничных условий а концах интервала по z . Случай 1 и 2 соответствуют полубесконечным областям, а случай 3 — резонатору с торцевыми импедансными стенками. Отметим, что при значении поверхностного импеданса, равного нулю, выражения для полученных функций $h_{mn}^{\varepsilon(M)}(z, z')$ совпадают с полученными ранее в [4] для идеально проводящих торцевых границ.

Таблица 1

N л/п	Интервал	Граничные условия на левом конце интервала	Граничные условия на правом конце интервала	Вид функции $h_{mn}^3(z, z')$	Вид функции $h_{mn}^M(z, z')$
1.	 <p>$z = 0$</p>	$\frac{\partial h_{mn}^3}{\partial z} = i\omega \varepsilon \xi h_{mn}^3$ $\xi \frac{\partial h_{mn}^M}{\partial z} = i\omega \mu h_{mn}^M$	$\begin{cases} (\omega \varepsilon \xi \sin \gamma z - i \gamma \cos \gamma z) F^3(z'), & z < z' \\ (\omega \varepsilon \xi \sin \gamma z' - i \gamma \cos \gamma z') F^3(z), & z > z' \end{cases}$ $F^3(u) = 4\pi e^{-i\gamma u} / (\omega \varepsilon \xi \gamma + \gamma^2);$	$\begin{cases} (\omega \mu \sin \gamma z - i \xi \gamma \cos \gamma z) F^M(z), & z < z' \\ (\omega \mu \sin \gamma z' - i \xi \gamma \cos \gamma z') F^M(z), & z > z' \end{cases}$ $F^M(u) = 4\pi e^{-i\gamma u} / (\omega \mu \gamma + \xi \gamma^2);$	
2.	 <p>$z = 0$</p>	$\frac{\partial h_{mn}^3}{\partial z} = -i\omega \varepsilon \xi h_{mn}^3$ $\xi \frac{\partial h_{mn}^M}{\partial z} = -i\omega \mu h_{mn}^M$	$\begin{cases} (\omega \varepsilon \xi \sin \gamma z' + i \gamma \cos \gamma z') \phi^3(z), & z < z' \\ (\omega \varepsilon \xi \sin \gamma z + i \gamma \cos \gamma z) \phi^3(z'), & z > z' \end{cases}$ $\phi^3(u) = -4\pi e^{i\gamma u} / (\omega \varepsilon \xi \gamma + \gamma^2);$	$\begin{cases} (\omega \varepsilon \sin \gamma z' + i \xi \gamma \cos \gamma z') \phi^M(z), & z < z' \\ (\omega \varepsilon \sin \gamma z + i \xi \gamma \cos \gamma z) \phi^M(z'), & z > z' \end{cases}$ $\phi^M(u) = -4\pi e^{i\gamma u} / (\omega \mu \gamma + \xi \gamma^2);$	
3.	 <p>$z = 0$ $z = c$</p>	$\frac{\partial h_{mn}^3}{\partial z} = i\omega \varepsilon \xi_1 h_{mn}^3$ $\xi_1 \frac{\partial h_{mn}^M}{\partial z} = i\omega \mu h_{mn}^M$	$\begin{cases} 4\pi(i\omega \varepsilon \xi_1 \sin \gamma z + \gamma \cos \gamma z) [\omega \varepsilon \xi_2 \sin \gamma (c - z') - i \gamma \cos \gamma (c - z')] / Q^3, & z < z' \\ 4\pi(i\omega \varepsilon \xi_1 \sin \gamma z' + \gamma \cos \gamma z') [\omega \varepsilon \xi_2 \sin \gamma (c - z) - i \gamma \cos \gamma (c - z)] / Q^3, & z > z' \end{cases}$ $\frac{\partial h_{mn}^3}{\partial z} = -i\omega \varepsilon \xi_2 h_{mn}^3$ $\xi_2 \frac{\partial h_{mn}^M}{\partial z} = -i\omega \mu h_{mn}^M$	$\begin{cases} 4\pi(i\omega \mu \sin \gamma z + \xi_1 \gamma \cos \gamma z) [\omega \mu \sin \gamma (c - z') - \xi_2 i \gamma \cos \gamma (c - z')] / Q^M, & z < z' \\ 4\pi(i\omega \mu \sin \gamma z' + \xi_1 \gamma \cos \gamma z') [\omega \mu \sin \gamma (c - z) - \xi_2 i \gamma \cos \gamma (c - z)] / Q^M, & z > z' \end{cases}$	
		$Q^3 = i\gamma [(\omega \varepsilon)^2 \xi_2 \xi_1 + \gamma^2] \sin \gamma c + \omega \varepsilon \gamma^2 (\xi_1 + \xi_2) \cos \gamma c$	$Q^M = i\gamma [(\omega \mu)^2 + \xi_2 \xi_1 \gamma^2] \sin \gamma c + \omega \mu \gamma^2 (\xi_1 + \xi_2) \cos \gamma c$	$\gamma = \gamma_{mn}$	$\gamma = \gamma_{mn}^M$

N п/п	Вид поперечного сечения	Функции $\chi_{mn}^{(3,M)}$ (η_1, η_2)	Нормы функций	Собственные значения	Вид разложения
1.		$\chi_{mn}^3 = \sin \frac{m\pi}{a} x \sin \frac{n\pi}{b} y$ $\chi_{mn}^M = \cos \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y$	$\lambda_{mn}^3 = \frac{ab}{\varepsilon_m \varepsilon_n}$ $\lambda_{mn}^M = \frac{ab}{\varepsilon_m \varepsilon_n}$	$K_{mn}^3 = K_{mn}^M = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}$	$\sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \dots$
2.		$\chi_{mn}^3 = \sin \frac{(m+n)\pi}{a} y \sin \frac{n\pi}{a} x - (-1)^m \sin \frac{(m+n)\pi}{a} x \sin \frac{n\pi}{a} y$ $\chi_{mn}^M = \cos \frac{(m+n)\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{a} y - (-1)^m \cos \frac{(m+n)\pi}{a} y \cos \frac{n\pi}{a} x$	$\lambda_{mn}^3 = \frac{1}{8} a^2$ $\lambda_{mn}^M = \frac{1}{8} a^2$	$K_{mn}^3 = K_{mn}^M = \sqrt{\left(\frac{m+n}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{a}\right)^2}$	$\sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \dots$
3.		$\chi_{mn}^3 = J_m \left(\frac{r}{\sigma_{mn}^3} \right) \cos(m\varphi)$ $\chi_{mn}^M = J_m \left(\frac{r}{\sigma_{mn}^M} \right) \sin(m\varphi)$	$\lambda_{mn}^3 = \frac{a^2 \pi}{\varepsilon_m} \left[1 - \left(\frac{m}{\sigma_{mn}^3} \right)^2 \right] J_m^2(\sigma_{mn}^3)$ $\lambda_{mn}^M = \frac{a^2 \pi}{\varepsilon_m} J_{m+1}^2(\sigma_{mn}^3)$	$K_{mn}^3 = \sigma_{mn}^3 / a$ $J_m(\sigma_{mn}^3) = 0$ $K_{mn}^M = \sigma_{mn}^M / a$ $J'_m(\sigma_{mn}^M) = 0$	$\sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \dots$
4.		$\chi_{mn}^3 = J_v \left(\frac{r}{\sigma_{mn}^3} \right) \sin v\varphi$ $v = \frac{m\pi}{\alpha}$ $\chi_{mn}^M = J_v \left(\frac{r}{\sigma_{mn}^M} \right) \cos v\varphi$	$\lambda_{mn}^3 = \frac{\alpha}{\varepsilon_m} \frac{d^2}{2} J_v^2(\sigma_{mn}^3) \left[1 - \left(\frac{v}{\sigma_{mn}^3} \right)^2 \right]$ $\lambda_{mn}^M = \frac{\alpha}{\varepsilon_m} \frac{d^2}{2} J_{v+1}^2(\sigma_{mn}^3)$	$K_{mn}^3 = \sigma_{mn}^3 / a$ $J_v(\sigma_{mn}^3) = 0$ $K_{mn}^M = \sigma_{mn}^M / a$ $J'_v(\sigma_{mn}^M) = 0$	$\sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \dots$

Что касается функций $\chi_{mn}^{\varepsilon(m)}(\eta_1; \eta_2)$: в работе [4] приведен целый ряд решений уравнения (3) для различных видов областей в цилиндрических системах координат. Представим в явном виде выражения для функций (наиболее важных с точки зрения практических приложений) замкнутых цилиндрических объемов, включая прямоугольные (см. таблицу 2). В таблице $\varepsilon_m = (2 - \delta_{om})$ и $\varepsilon_m = (2 - \delta_{on})$, где δ_{om} и δ_{on} — символы Кронекера; $J_m(u)$ — функции Бесселя, а $J'_m(u)$ — их производные.

Построенные таким образом функции Грина позволяют определить продольные компоненты электрического и магнитного векторов Герца $\Pi_z^{\varepsilon(m)}(\eta_1; \eta_2; z)$ в виде объемного интеграла:

$$\Pi_z^{\varepsilon(m)}(\eta_1; \eta_2; z) = \frac{1}{4\pi i \omega \varepsilon(\mu)} \int_V j^{\varepsilon(m)}(\eta'_1; \eta'_2; z') G_{zz}^{\varepsilon(m)} dV, \quad (6)$$

где V — в общем случае электродинамический объем, в котором распределены продольно ориентированные сторонние электрические и магнитные токи $j^{\varepsilon(m)}(\eta'_1; \eta'_2; z')$. Форма выражения для $G_{zz}^{\varepsilon(m)}$ определяется выражением (2) при использовании данных таблиц 1 и 2.

Построенные в работе функции Грина могут быть использованы при моделировании как отдельных СВЧ-устройств, конструктивным элементом которых является цилиндрическая секция с импедансными торцами, так и при условном структурном разбиении сложных СВЧ-трактов на частичные области.

Список литературы: 1. Марков Г.Т., Чаплин А.Ф. Возбуждение электромагнитных волн. М.: Радио и связь, 1983. 296 с. 2. Морс Ф., Фешбах Г. Методы теоретической физики. М. 1958. Т. 1. 520 с. 3. Марков Г.Т., Панченко Б.А. Тензорные функции Грина прямоугольных волноводов и резонаторов / Радиотехника. 1964. Т. 7. № 1. С. 34 — 41. 4. Панченко Б.А. Тензорные функции Грина уравнений Максвелла для цилиндрических областей // Радиотехника. Свердловск. 1970. № 15. С. 82 — 91. 5. Пенкин Ю.М. Проводимости щелей с координатными границами в полубесконечном прямоугольном волноводе с импедансным торцом // Вестн. Харьков. ун-та. Радиофизика и электроника. 1998. № 405. С. 42 — 47.

Национальная фармацевтическая академия
г. Харьков

Поступила в редколлегию 24.05.99

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНСНЫЙ ДИСК В КРУГЛОМ И ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЯХ

Одним из способов обеспечения электромагнитной совместимости радиоэлектронных средств является включение в их тракты фильтрующих устройств. Однако применение фильтров на основе стандартных волноводов в линиях СВЧ неизбежно ведет к увеличению массогабаритных параметров всего устройства в целом. Поэтому обнаружение резонансных эффектов в диэлектрических неоднородностях малых размеров по сравнению с длиной электромагнитной волны имело не только гносеологическое значение, но и создало определенные предпосылки к существенной миниатюризации устройств СВЧ на основе диэлектрических резонансных рассеивателей (ДРР).

Например, геометрические размеры закрытого диэлектрического резонатора в $\sqrt{\epsilon}$ раз меньше, чем размеры металлического объемного резонатора, настроенного на ту же самую частоту. Таким образом, выигрыш по объему при использовании ДРР составляет $\epsilon\sqrt{\epsilon}$ раз [1].

Малые размеры ДРР позволяют совмещать их с излучателями, в том числе и с волноводными. Хотя к настоящему времени свойства ДРР, расположенных в полубесконечных прямоугольных волноводах, исследованы теоретически и экспериментально, однако при их размещении в раскрытых волноводных излучателях и, особенно круглых, изучены недостаточно полно.

Целью данной работы является экспериментальное исследование резонансного рассеяния электромагнитных волн на диэлектрических дисках, расположенных в круглых и прямоугольных волноводных излучателях.

Диски, изготовленные из диэлектрика ($\epsilon = 92$, $\text{tg}\delta = 0,001$), размещались в геометрическом центре открытого конца стандартного волновода 3 см диапазона длин волн на подложке из пенополистирола. Возбуждение круглого волновода осуществлялось с помощью плавного перехода от волны H_{10} в прямоугольном волноводе к волне H_{11} в круглом. Поскольку данные поля (H_{11} в круглом волноводе и H_{10} в прямоугольном) являются основными типами полей и обладают сходством структуры, априори предполагалось, что и резонансные характеристики рассеяния волн на дисках в соответствующих волноводах будут аналогичными.

Изучались частотные характеристики коэффициентов стоячих волн ($K_{\text{ст}} U$) в зависимости от размеров дисков и их ориентации в волноводах, а также проводилось сопоставление характеристик рассеяния для дисков, расположенных в полубесконечном и открытом волноводах.

Результаты экспериментальных исследований приведены на рис. 1-3 и в таблицах 1-2. На рисунках показана соответствующая ориентация диска диаметром 6,31 мм и толщиной 2,8 мм в волноводах.

Как следует из полученных результатов, рассеяние электромагнитных волн на диэлектрическом диске в круглом волноводе, как и в прямоугольном, носит резонансный характер. Возникающие при рассеянии резонансы являются парными – вблизи резонансов отражения всегда находятся резонансы прохождения. При этом положение резонансов прохождения относительно резонансов отражения бывает двояким – либо со стороны коротковолновой области диапазона длин волн, либо со стороны длинноволновой. Такая особенность расположения резонансов прохождения позволила классифицировать резонансы отражения, у которых резонансы прохождения находятся с коротковолновой стороны, как электрические, а резонансы отражения с резонансами прохождения с длинноволновой стороны как магнитные в соответствии с методикой, разработанной в [2].

На приведенных рисунках 1-3 кривые 1 соответствуют дискам, расположенным в круглом волноводе, а кривые 2 – в прямоугольном. Из сопоставления этих кривых следует, что в случае диска, плоскости которого совпадают с плоскостью поперечного сечения волноводов (рис. 1), наблюдаются незначительные (0,7...1 %) смещения резонансов магнитного типа в длинноволновую область диапазона для диска в круглом волноводе по сравнению с его расположением в прямоугольном волноводе.

Резонанс отражения электрического типа ($\lambda = 2,58$ см) практически не смещается.

При ориентации диска в плоскости поляризации волноводов (рис.2) происходит более значительное смещение резонансов обоих типов в длинноволновую область для диска в круглом волноводе (кривая 1) по сравнению с аналогичным расположением в прямоугольном волноводе (кривая 2). Для резонанса электрического типа это смещение составляет 0,8 %, для магнитного – 1,7 %.

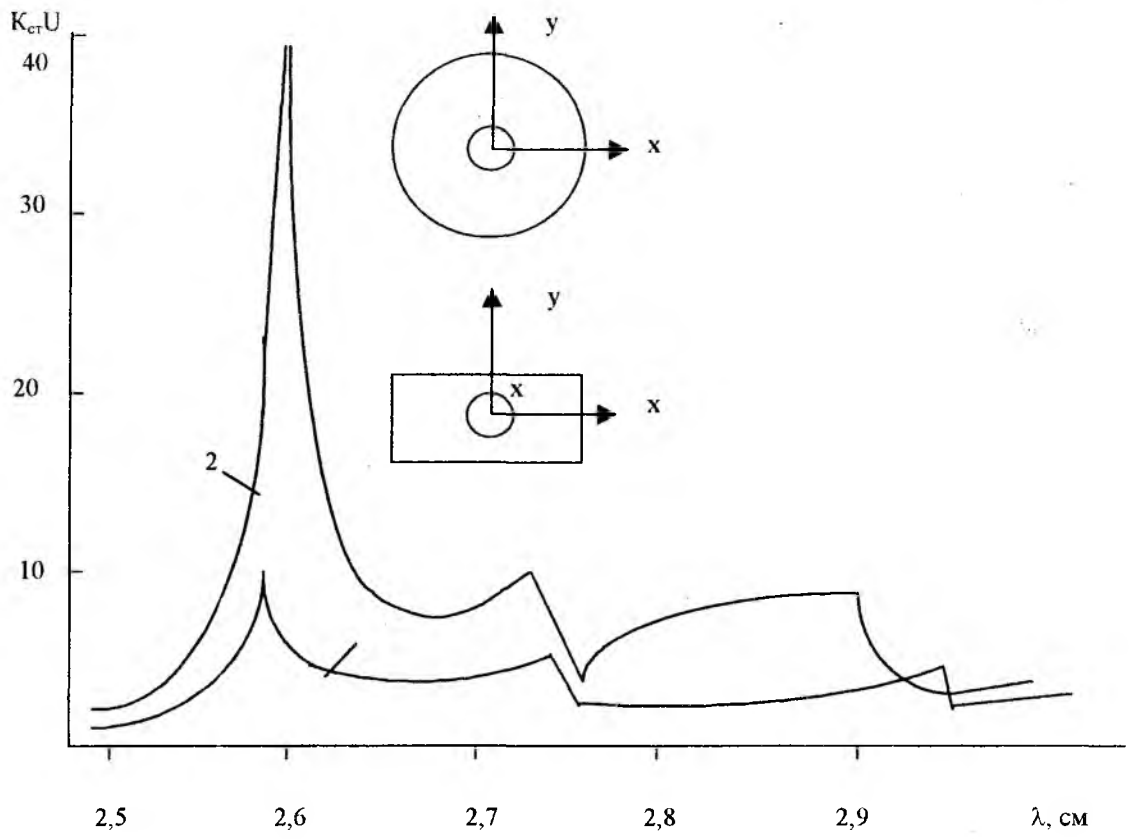


Рис. 1

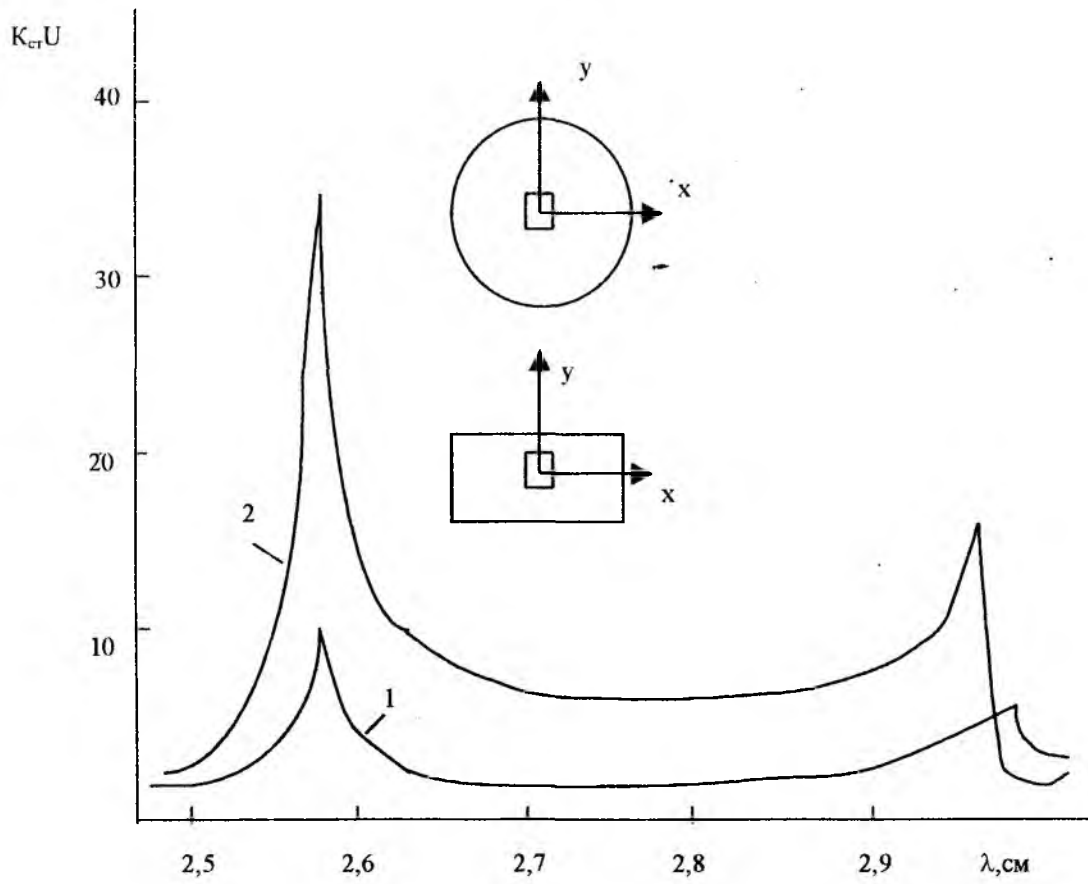


Рис. 2

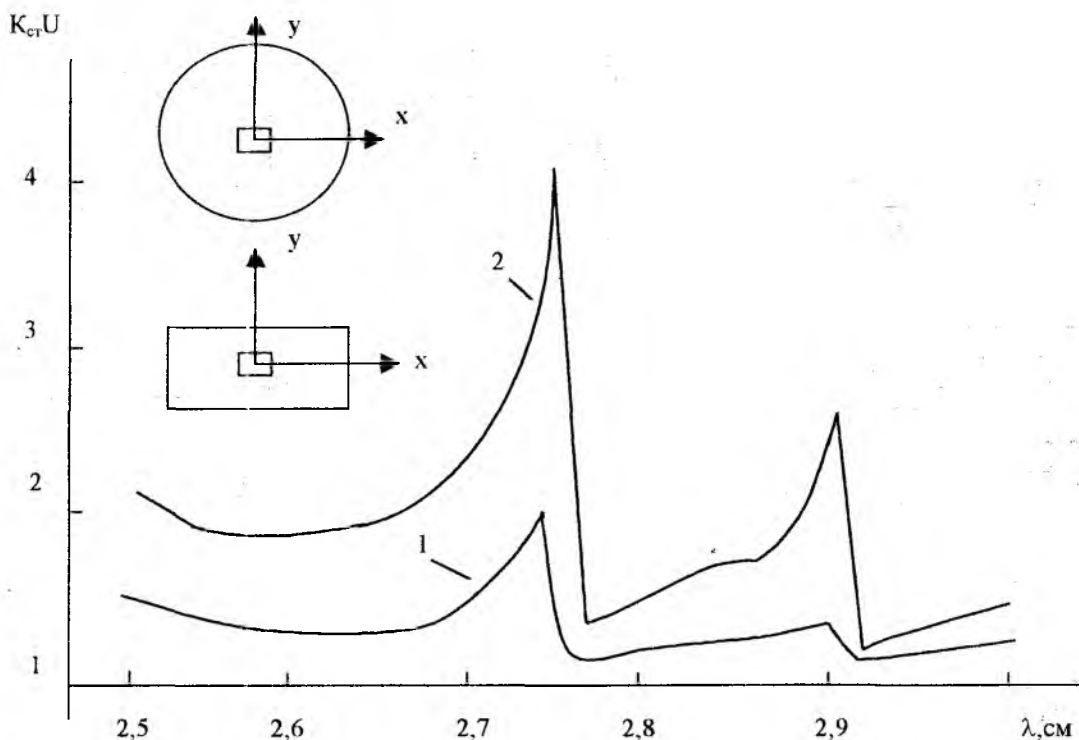


Рис. 3

Для такой ориентации диска в волноводах характерным является исчезновение резонанса магнитного типа на длине волны 2,72 см.

При ориентации диска в плоскости, перпендикулярной к плоскости поляризации волны (рис. 3) резонансы отражения и прохождения практически остаются неизменными и совпадают при расположении диска в круглом и прямоугольном волноводах.

Таким образом, для всех ориентаций дисков в волноводах наблюдаются либо незначительные изменения резонансных частот, либо частоты ДРР в круглом и прямоугольном волноводах остаются неизменными. Поэтому полученные ранее формулы для определения положения резонансов дисков в прямоугольных волноводах [3,4] могут быть использованы при расчете резонансных частот дисков, расположенных в круглых волноводах.

Такой характер рассеяния электромагнитных волн на ДРР в круглом и прямоугольном волноводах подтверждает правильность принятых априорных предположений. Сходство структур основных для данных волноводов волн H_{10} и H_{11} обуславливает совпадение качественных характеристик рассеяния и практическую неизменность резонансных частот ДРР.

Однако анализ кривых на рис. 1-3 показывает и существенные различия в резонансных значениях $K_{cr}U$ при расположении диска в круглом и прямоугольном волноводах. При этом $K_{cr}U$ на резонансных частотах дисков в прямоугольных волноводах всегда в несколько раз больше, чем при их аналогичных расположениях в круглом волноводе. Объясняется это, по-видимому, влиянием стенок волновода. При размещении ДРР в геометрическом центре поперечного сечения прямоугольного волновода он находится гораздо ближе к стенкам, чем при расположении в круглом волноводе. Аналогичные результаты были получены ранее при расположении ДРР в квадратных волноводах [5].

Было проведено сопоставление характеристик рассеяния для дисков, расположенных в полубесконечном волноводе сечением $10 \times 23 \text{ мм}^2$ и в открытом конце такого же волновода.

В таблицах 1,2 приведены измеренные резонансные длины волн и $K_{cr}U$ при резонансах для диска диаметром 6,31 мм, толщиной 2,8 мм, ориентированного так, что его плоскости были параллельны плоскости поперечного сечения волноводов. Диск располагался в геометрическом центре поперечного сечения волноводов.

Резонансы отражения												
D, мм	Полубесконечный волновод						Волноводный излучатель					
	f_1 , ГГц	$K_{от}U_1$	f_2 , ГГц	$K_{от}U_2$	f_3 , ГГц	$K_{от}U_3$	f_1 , ГГц	$K_{от}U_1$	f_2 , ГГц	$K_{от}U_2$	f_3 , ГГц	$K_{от}U_3$
4,44	12,24	6	9,63	4,2	7,98	7,8	12,23	5,8	9,65	5	7,99	8
5,67	11,71	16	11,37	7	10,89	4	11,68	15	11,40	6,8	10,89	2,8
6,31	11,65	38	11,02	8	10,39	6	11,64	40	11,05	10	10,38	7

Таблица 2

Резонансы прохождения												
D, мм	Полубесконечный волновод						Волноводный излучатель					
	f_1 , ГГц	$K_{от}U_1$	f_2 , ГГц	$K_{от}U_2$	f_3 , ГГц	$K_{от}U_3$	f_1 , ГГц	$K_{от}U_1$	f_2 , ГГц	$K_{от}U_2$	f_3 , ГГц	$K_{от}U_3$
4,44	12,49	1,1	9,77	1,4	-	-	12,50	1,5	9,74	2,1	-	-
5,67	12,0	1,23	11,24	1,73	10,78	1,78	12,17	1,18	11,25	1,56	10,81	1,36
6,31	12,05	1,21	10,9	2	10,25	1,7	11,97	1,58	10,91	2,1	10,26	1,95

Из приведенных результатов следует, что размещение диска в открытом конце волновода приводит к незначительным изменениям (не более 1,5 %) резонансных частот и резонансных значений $K_{от}U$ по сравнению с расположением диска в полубесконечном волноводе.

Таким образом, по результатам исследований можно сделать следующие выводы.

1. Рассеяние электромагнитных волн на диэлектрическом диске малых размеров, изготовленном из диэлектрика с большим значением ϵ и малым $\text{tg}\delta$ и расположенном в круглом волноводе, носит резонансный характер. Возникающие резонансы парные – отражения и прохождения.

2. Для диска в круглом волноводе, ориентированном в плоскости поперечного сечения или плоскости поляризации, наблюдаемые смещения резонансов не превышают 1,7 % по сравнению с рассеянием волн на диске в прямоугольном волноводе. При ориентации диска в плоскости, перпендикулярной к плоскости поляризации и плоскости поперечного сечения круглого волновода, резонансы практически совпадают по частоте с резонансами диска, расположенного в прямоугольном волноводе.

3. Резонансные значения коэффициентов стоячих волн для диска в круглом волноводе в несколько раз меньше аналогичных значений $K_{от}U$ для диска в прямоугольном волноводе.

4. Расположение диска в открытом конце волновода приводит к незначительным (не более 1,5 %) смещениям резонансов по сравнению с размещением диска в полубесконечном волноводе.

Список литературы: 1. Диэлектрические резонаторы / Ильченко М.Е., Взятыхшев В.Ф., Гассанов Л.Г. и др.; / под ред. М.Е. Ильченко. М.: Радио и связь, 1989. 328 с. 2. Козарь А.И., Хижняк Н.А. Отражение электромагнитных волн от резонансной диэлектрической сферы в волноводе // Укр. физ. журн. 1970. Т. 15, № 5. С. 847-849. 3. Украинец Н.И., Хижняк Н.А. Резонансное рассеяние электромагнитных волн на диэлектрических дисках в прямоугольном волноводе // Радиотехника. 1976. Вып. 37. С. 79-87. 4. Украинец Н.И., Хижняк Н.А. Диэлектрический резонансный цилиндр в прямоугольном волноводе // Вестн. Харьк. ун-та. 1978. № 163 : Радиофизика и электрон. С. 56-59. 5. Горобец Н.Н., Мокан Т.К., Украинец Н.И. Диэлектрические резонансные диски в волноводах прямоугольной геометрии // Антенны. сб. статей. Вып. 37. М.: Радио и связь, 1990. С. 11-16.

Харьковский государственный технический университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 14.05.99

ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В РЕЗОНАТОРЕ, ЗАПОЛНЕННОМ СРЕДОЙ С НЕСТАЦИОНАРНЫМИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ И МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЯМИ

Развитие современной техники и технологии, а также разработка новых материалов (сегнетомагнетики [1]) требует учета преобразования электромагнитных колебаний в электродинамических системах, таких как резонатор или волновод, заполненных нестационарными средами.

Почти все физические процессы нестационарны, но многие электродинамические задачи, описывающие эти процессы, поставлены таким образом, что их можно считать квазистационарными. Решение таких задач обычно проводят в частотной области. Для процессов, которые нельзя считать квазистационарными, проводится анализ во временной области.

Для явного исследования временных процессов, протекающих в резонаторе или волноводе с изменяющимися параметрами среды, очень важно получить решение в аналитическом виде. Получение таких решений для весьма широкого класса задач предоставляет метод модового базиса. Он разработан для решения широкого класса резонаторных [2] и волноводных [3] задач с учётом заполнения неоднородной, нестационарной или нелинейной средой. Метод основан на разложении напряженностей искомого поля (и других электромагнитных величин) по элементам базиса - вихревым и невихревым типам колебаний в резонаторе или волне в волноводе. Метод модового базиса особенно удобен тем, что задача о временной зависимости поля формально решается в общем виде, т.е. без ограничений на материальные уравнения.

В данной работе будут рассмотрены свободные электромагнитные колебания в резонаторе, заполненном нестационарной средой, диэлектрическая и магнитная проницаемости которой меняются со временем по экспоненциальному закону

$$\varepsilon(t) = \frac{\varepsilon_0}{1 - \varepsilon_1 e^{-t/T_1}}, \quad \mu(t) = \frac{\mu_0}{1 - \mu_1 e^{-t/T_2}}. \quad (1)$$

Графики изменения $\varepsilon(t)$, $\mu(t)$ представлены на рисунке 1 для разных параметров ε_1 , μ_1 и T_1 , T_2 .

Для случая нестационарных задач использование метода модового базиса приводит к представлению электромагнитных полей в резонаторе в виде модового разложения с разделением временной и пространственной зависимостей, т.е.

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_{n=1}^{\infty} e_n(t) \mathbf{E}_n(\mathbf{r}), \quad \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \sum_{n=1}^{\infty} h_n(t) \mathbf{H}_n(\mathbf{r}). \quad (2)$$

В нашем случае функции пространственных переменных есть элементы базиса, которые имеют физический смысл свободных вихревых колебаний резонатора. Они определяются как решения хорошо изученных граничных задач Дирихле и Неймана на собственные значения для Лапласиана. Уравнения для временных коэффициентов получаются путём проектирования уравнений Максвелла на базис. Для среды, диэлектрическая и магнитная проницаемости которой зависят от времени по закону (1), такие эволюционные уравнения в случае свободных вихревых колебаний имеют следующий вид:

$$\frac{dx}{dt} + 2\beta x(t) + i \frac{\omega_0}{\mu_0} y(t) = 2\beta \varepsilon_1 e^{-t/T_1} x(t) + i \frac{\omega_0}{\mu_0} \mu_1 e^{-t/T_2} y(t), \quad x(t)|_{t=0} = \varepsilon(0) e_n^0 = x_0; \quad (3)$$

$$\frac{dy}{dt} + i \frac{\omega_0}{\varepsilon_0} x(t) = i \frac{\omega_0}{\varepsilon_0} \varepsilon_1 e^{-t/T_1} x(t), \quad y(t)|_{t=0} = \mu(0) h_n^0 = y_0; \quad (4)$$

где $\beta = 2\pi\sigma / \varepsilon_0$, $\omega_0 = k_n c$ – собственная частота колебаний пустого резонатора, и введена замена $x(t) = \varepsilon(t)e_n(t)$, $y(t) = \mu(t)h_n(t)$, $e_n(t)$, $h_n(t)$ – временные компоненты разложения напряженностей электрического и магнитного полей соответственно, e_n^0 , h_n^0 – их значения в начальный момент времени (начальные условия).

Перепишем систему дифференциальных уравнений в матричной форме

$$\frac{d}{dt} Z(t) + AZ(t) = B(t)Z(t), \quad Z(t)|_{t=0} = Z_0, \quad (5)$$

где

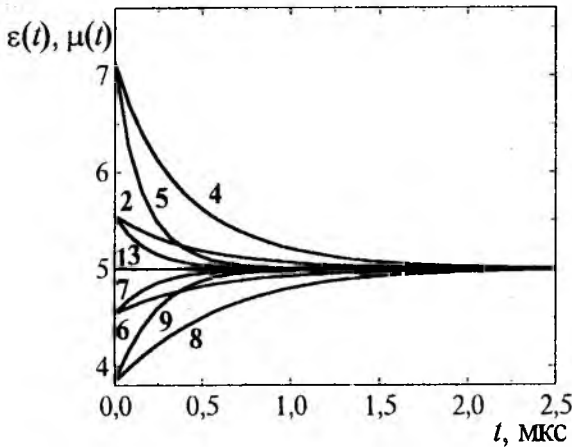


Рис. 1

Зависимость диэлектрической и магнитной проницаемости от времени:

- 1 - $\varepsilon_0 = \mu_0 = 5$, $\varepsilon_1 = \mu_1 = 0$; 2, 3 - $\varepsilon_1 = \mu_1 = 0.1$, $T_1 = T_2 = 0.05$ мкс, $T_1 = T_2 = 0.02$ мкс; 4, 5 - $\varepsilon_1 = \mu_1 = 0.3$, $T_1 = T_2 = 0.05$ мкс, $T_1 = T_2 = 0.02$ мкс; 6, 7 - $\varepsilon_1 = \mu_1 = -0.1$, $T_1 = T_2 = 0.05$ мкс, $T_1 = T_2 = 0.02$ мкс; 8, 9 - $\varepsilon_1 = \mu_1 = -0.3$, $T_1 = T_2 = 0.05$ мкс, $T_1 = T_2 = 0.02$ мкс;

$$Z(t) = \begin{pmatrix} x(t) \\ y(t) \end{pmatrix}, \quad Z_0 = \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \end{pmatrix},$$

$$A = \begin{pmatrix} 2\beta & i \frac{\omega_0}{\mu_0} \\ i \frac{\omega_0}{\varepsilon_0} & 0 \end{pmatrix},$$

$$B(t) = \begin{pmatrix} 2\beta\varepsilon_1 e^{-t/T_1} & i \frac{\omega_0}{\mu_0} \mu_1 e^{-t/T_2} \\ i \frac{\omega_0}{\varepsilon_0} \varepsilon_1 e^{-t/T_1} & 0 \end{pmatrix}.$$

Решение дифференциального уравнения (5) ищем в виде

$$Z(t) = e^{-tA} Z_0 + \int_0^t e^{-(t-t')A} B(t') Z(t') dt', \quad (6)$$

где используется экспоненциал с постоянной матрицей в аргументе. Эту функцию можно вычислить, используя теорему Сильвестра из теории матриц и получить интегральные уравнения. Они представляют собой систему линейных интегральных уравнений Вольтерра второго рода, решение которых мы получаем аналитически методом последовательных приближений. Выпишем ответ в терминах искомых временных коэффициентов из разложений напряженностей электромагнитного поля

$$e_n(t) = \frac{e^{-\beta t}}{\varepsilon(t)} \left\{ \varepsilon(0)e_n^0 \cos \left[\omega t - \frac{\omega_0}{2\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}} \phi(t) \right] - i \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \mu(0)h_n^0 \sin \left[\omega t - \frac{\omega_0}{2\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}} \phi(t) \right] \right\}, \quad (7)$$

$$h_n(t) = \frac{e^{-\beta t}}{\mu(t)} \left\{ \mu(0)h_n^0 \cos \left[\omega t - \frac{\omega_0}{2\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}} \phi(t) \right] - i \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \varepsilon(0)e_n^0 \sin \left[\omega t - \frac{\omega_0}{2\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}} \phi(t) \right] \right\}, \quad (8)$$

где

$$\omega = \sqrt{\frac{\omega_0^2}{\mu_0\varepsilon_0} - \beta^2}, \quad \phi(t) = \varepsilon_1 T_1 (1 - e^{-t/T_1}) + \mu_1 T_2 (1 - e^{-t/T_2}).$$

В ходе решения было введено следующее ограничение на параметры среды:

$$\frac{1}{T_{1,2}} \ll \omega, \quad |\varepsilon_1 T_1 + \mu_1 T_2| < \frac{2\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}}{\omega_0}.$$

Физически это соответствует медленности изменения диэлектрической проницаемости среды по сравнению с колебаниями электромагнитного поля в резонаторе для случая заполнения его стационарной средой с проницаемостями ε_0 и μ_0 .

Если среда однородная, но нестационарная, то зависимость поля от времени одинакова в каждой точке резонатора. Можно подобрать такие начальные условия, что значения e_n^0 , h_n^0 будут отличны от нуля только для некоторого фиксированного мода, который идентифицируется индексом n . В таком случае напряженности электрического и магнитного полей имеют явный вид

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_n(\mathbf{r}) \frac{e^{-\beta t}}{\varepsilon(t)} \left\{ \varepsilon(0) e_n^0 \cos \left[\omega t - \frac{\omega_0}{2\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}} \phi(t) \right] - \right. \\ \left. - i \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \mu(0) h_n^0 \sin \left[\omega t - \frac{\omega_0}{2\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}} \phi(t) \right] \right\}$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}_n(\mathbf{r}) \frac{e^{-\beta t}}{\mu(t)} \left\{ \mu(0) h_n^0 \cos \left[\omega t - \frac{\omega_0}{2\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}} \phi(t) \right] - \right. \\ \left. - i \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \varepsilon(0) e_n^0 \sin \left[\omega t - \frac{\omega_0}{2\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}} \phi(t) \right] \right\}.$$

Из решения эволюционных уравнений (7), (8) можно качественно проанализировать временные зависимости напряженностей электрического и магнитного полей. Это решение представляет собой колебание, амплитуда, фаза и частота которого изменяются со временем. На рисунках 2 и 3 представлены изменения со временем фазы и частоты колебания в резонаторе, для различных значений параметров среды, при значении h_n^0 выбранном равным нулю. На рис. 4 представлено изменение амплитуды колебаний со временем только для значений параметров $\varepsilon_1 = \mu_1 = -0.3, 0.3$, поскольку при $\varepsilon_1 = \mu_1 = -0.1, 0.1$ отличия амплитуды нестационарного колебания от амплитуды стационарного колебания незначительны.

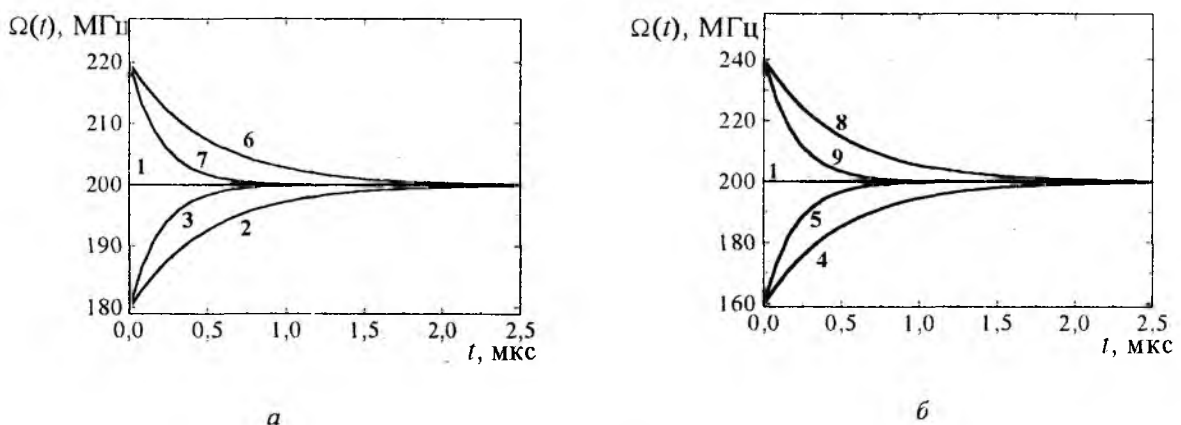
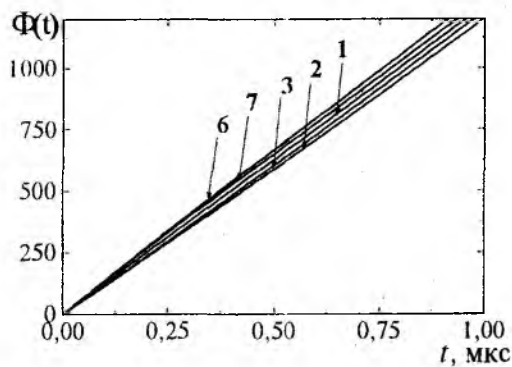


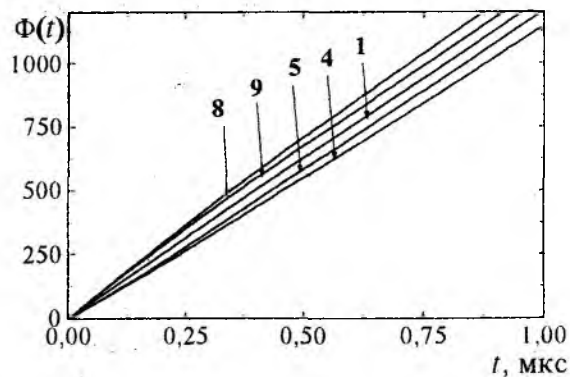
Рис. 2

Изменения со временем частоты колебаний

1 - $\varepsilon_0 = \mu_0 = 5$, $\varepsilon_1 = \mu_1 = 0$; 2, 3 - $\varepsilon_1 = \mu_1 = 0.1$, $T_1 = T_2 = 0.05$ мкс, $T_1 = T_2 = 0.02$ мкс; 4, 5 - $\varepsilon_1 = \mu_1 = 0.3$, $T_1 = T_2 = 0.05$ мкс, $T_1 = T_2 = 0.02$ мкс; 6, 7 - $\varepsilon_1 = \mu_1 = -0.1$, $T_1 = T_2 = 0.05$ мкс, $T_1 = T_2 = 0.02$ мкс; 8, 9 - $\varepsilon_1 = \mu_1 = -0.3$, $T_1 = T_2 = 0.05$ мкс, $T_1 = T_2 = 0.02$ мкс.



а



б

Рис. 3

Изменение со временем фазы колебаний

- 1 - $\epsilon_0 = \mu_0 = 5$, $\epsilon_1 = \mu_1 = 0$; 2, 3 - $\epsilon_1 = \mu_1 = 0.1$, $T_1 = T_2 = 0.05$ мкс, $T_1 = T_2 = 0.02$ мкс;
 4, 5 - $\epsilon_1 = \mu_1 = 0.3$, $T_1 = T_2 = 0.05$ мкс, $T_1 = T_2 = 0.02$ мкс; 6, 7 - $\epsilon_1 = \mu_1 = -0.1$,
 $T_1 = T_2 = 0.05$ мкс, $T_1 = T_2 = 0.02$ мкс; 8, 9 - $\epsilon_1 = \mu_1 = -0.3$, $T_1 = T_2 = 0.05$ мкс,
 $T_1 = T_2 = 0.02$ мкс.

Особенно интересен случай, когда ϵ_1 и μ_1 имеют одинаковые значения, но разные знаки (рис. 5), тогда частота колебаний не изменяется со временем (равна частоте колебаний в резонаторе, заполненном средой с ϵ_0 , μ_0), а амплитуда, в зависимости от знака ϵ_1 и величины T_1 будет больше или меньше стационарной.

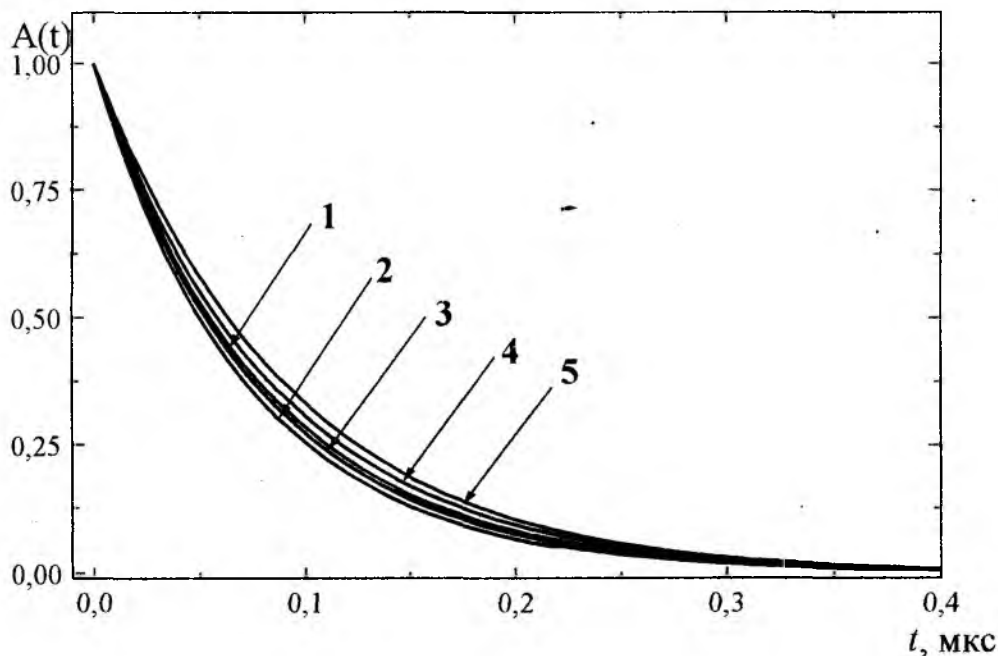
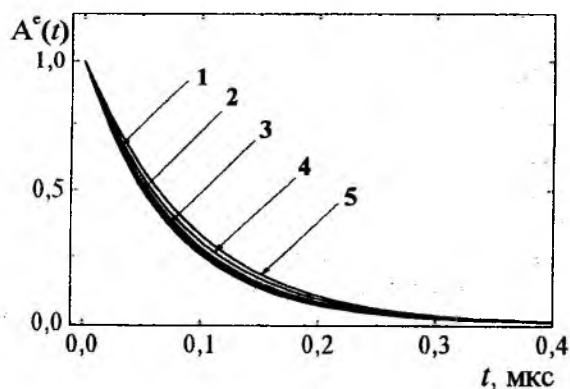


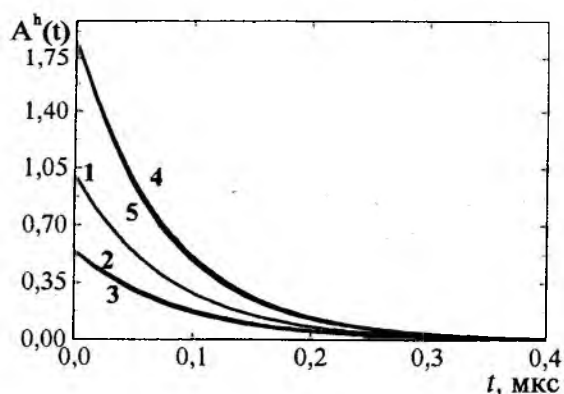
Рис. 4

Изменение со временем амплитуды колебаний

- 1 - $\epsilon_0 = \mu_0 = 5$, $\epsilon_1 = \mu_1 = 0$; 2, 3 - $\epsilon_1 = \mu_1 = -0.3$, $T_1 = T_2 = 0.02$ мкс, $T_1 = T_2 = 0.05$ мкс; 4, 5 -
 $\epsilon_1 = \mu_1 = 0.3$, $T_1 = T_2 = 0.05$ мкс, $T_1 = T_2 = 0.02$ мкс.



a



б

Рис. 5

Изменение со временем амплитуды колебаний

- 1 - $\varepsilon_0 = \mu_0 = 5$, $\varepsilon_1 = \mu_1 = 0$; 2, 3 - $\varepsilon_1 = -0.3$, $\mu_1 = 0.3$, $T_1 = T_2 = 0.02$ мкс, $T_1 = T_2 = 0.05$ мкс;
4, 5 - $\varepsilon_1 = 0.3$, $\mu_1 = -0.3$, $T_1 = T_2 = 0.05$ мкс, $T_1 = T_2 = 0.02$ мкс.

В работе методом модового базиса решена задача об электромагнитном поле в резонаторе, заполненном линейной нестационарной средой. Решение системы уравнений Максвелла сведено к решению двух более простых задач: граничной задачи Лапласа на собственные значения (для определения пространственной структуры поля) и системе эволюционных уравнений с начальными условиями (для определения его временной зависимости). Система эволюционных уравнений (обыкновенные дифференциальные уравнения первого порядка) сведена к системе интегральных уравнений. Для свободных колебаний в резонаторе с выбранной нестационарной средой получено аналитическое решение задачи Коши.

Список литературы: 1. Веневцев Ю.Н., Гагулин В.В., Любимов В.Н.. Сегнетомагнетики // М.: Наука, 1982.
2. Третьяков О.А. Метод модового базиса // Радиотехника и электроника, 1986. Т. 31, № 6. С. 1071-1082.
3. Третьяков О.А. Волноводные эволюционные уравнения // Радиотехника и электроника, 1989. Т. 34. № 5. С. 917-926. 4. Краснов М.Л., Кисилев А.И., Макаренко Г.И. Интегральные уравнения // М.: Наука, 1976.

Карьковский национальный университет
им. В.Н. Каразина

Поступила в редколлегию 2.06.99

ЧАСТОТНЫЕ СВОЙСТВА ДИССИПАТИВНЫХ ПОТЕРЬ В МНОГОВОЛНОВЫХ ВОЛНОВОДАХ

Создание датчиков и приборов с оптимальными характеристиками для измерения проходящей мощности СВЧ большого уровня, а также изучение нагрева стенок линий передачи требует определения диссипативных потерь электромагнитных волн в стенках и их зависимости от параметров стенки и частоты. В статье приведены результаты решения и анализа уравнений Максвелла для продольной составляющей вектора Герца отрезка СВЧ линии передачи с конечной проводимостью. На основе общего описания всех типов прямоугольных и круглых регулярных волноводов и произвольных типов волн в них получены общие выражения для удельной мощности потерь в стенках волновода. Найдены области на поверхности волноводов, где затухание слабо зависит от частоты.

Для определения удельной мощности потерь СВЧ энергии в поглощающей стенке на различных типах волн воспользуемся простыми формулами теории сильного скин-эффекта, согласно которым поток энергии, направленный внутрь металла и, следовательно, плотность мощности тепловых потерь P_S на элементе dS поверхности проводящего тела равна

$$P_S = \frac{1}{2} R_S |H_{tg}|^2, \quad R_S = \sqrt{\frac{\omega \mu_0}{2\sigma}}, \quad (1)$$

где R_S – вещественная часть импеданса, μ_0 – магнитная проницаемость стенок волновода (здесь не рассматриваются магнитные эффекты и μ_0 предполагается равной проницаемости вакуума), σ – проводимость стенок волновода, H_{tg} – тангенциальная составляющая магнитного вектора поля рассматриваемого типа волн на поверхности поглощающей стенки.

Под поглощающей стенкой (ПС) будем понимать часть передающего тракта, выполненного из материала с потерями, чаще с меньшей проводимостью, чем основной волновод (нихром, константан, никель, пермаллой). В большинстве случаев ПС выполняется тонкой (от нескольких до десятков скин-слоев).

В волноводе с ПС, как известно, распространяются гибридные волны. Однако при расчетах затухания для определения температурного поля на поверхности ПС с достаточной для практических целей точностью поле этих волн можно заменить полем волновода с идеально проводящими стенками [1]. Относительная погрешность вследствие этой замены имеет порядок, близкий по значению к коэффициенту отражения от границы материал волновода – материал ПС [2], составляющий доли процента [3]. Строгое доказательство этого из-за громоздкости здесь не приводится, хотя ясно, что как определение этого коэффициента отражения, так и определение погрешности упомянутой замены определяются одними и теми же коэффициентами переразложения и имеют одинаковый порядок величин.

Для единого описания всех типов регулярных волноводов и произвольных типов волн воспользуемся обобщенной цилиндрической системой координат, в которой координатная ось направлена вдоль оси регулярного волновода, а две другие координатные оси перпендикулярны ей. В декартовой системе координат это оси x и y , а в цилиндрической \vec{r} и $\vec{\phi}$ и представляя его в соответствии с методом разделения переменных в виде

$$G = D\psi\xi(z),$$

где D – постоянная нормировки, ψ – зависит только от поперечных координат, а ξ от продольной z , из уравнений Максвелла, получаем выражение для компонент \vec{E} и \vec{H} поля волн типа E, H и T через функции ψ и ξ :

$$\begin{aligned}\vec{E} &= D^e \left\{ \xi_z \nabla_{\perp} \psi \xi_z \vec{e}_z \right\} \\ \vec{H} &= D^e \left\{ -j\omega\varepsilon \xi \left[\nabla_{\perp} \psi \vec{e}_z \right] \right\};\end{aligned}\quad (2)$$

для поля Е-волн,

$$\begin{aligned}\vec{E} &= D^h j\omega\mu_0 \xi \left[\nabla_{\perp} \psi \vec{e}_z \right] \\ \vec{H} &= D^h \left\{ \xi_z \nabla_{\perp} \psi + k_{\perp}^2 \psi \vec{e}_z \right\};\end{aligned}\quad (3)$$

для поля Н-волн,

$$\begin{aligned}\vec{E} &= D^t \xi_z \nabla_{\perp} \psi; \\ \vec{H} &= -D^t j\omega\varepsilon \xi \left[\nabla_{\perp} \psi \vec{e}_z \right]\end{aligned}\quad (4)$$

для поля Т-волн.

Коэффициенты нормировки D определяются из условия равенства мощности P , переносимой падающей волной, потоку вектора Умова-Пойтинга через поперечное сечение волновода:

$$D^h = \sqrt{\frac{2P}{\omega\mu k_{//} N}}, \quad D^{e,t} = \sqrt{\frac{2P}{\omega\varepsilon k_{//} N}},\quad (5)$$

где N – геометрический фактор, определяемый поперечной структурой поля распространяющегося типа волны.

Для цилиндрической и декартовой систем координат значения D , выраженные через функцию ψ , равны:

$$\begin{aligned}N_{\psi} &= \int_{\Delta R}^1 \int_0^{2\pi} \left\{ \frac{1}{r^2} \left| \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} \right|^2 + \left| \frac{\partial \psi}{\partial r} \right|^2 \right\} r dr d\varphi; \\ N_{\psi} &= \iint_{00}^{ab} \left\{ \left| \frac{\partial \psi}{\partial x} \right|^2 + \left| \frac{\partial \psi}{\partial y} \right|^2 \right\} dx dy,\end{aligned}$$

где $\Pi = 3,14159\dots$

Подставляя в (1) выражения, описывающие структуру поля (4, 5) с учетом нормировки несложно найти общее выражение, описывающее удельную мощность потерь P_S в стенках регулярного волновода.

$$\begin{aligned}P_S^H &= P \frac{R_S}{\omega\mu_0 k_{//} N} \left\{ |\xi_z|^2 |\nabla_{\perp} \psi|^2 + k_{\perp}^4 |\xi|^2 |\psi|^2 \right\}, \\ P_S^{E,T} &= P \frac{R_S \omega\varepsilon}{k_{//} N} \left\{ |\xi_z|^2 |\nabla_{\perp} \psi \vec{e}_z|^2 \right\}.\end{aligned}\quad (6)$$

Подставляя в (6) конкретные значения функций ξ и ψ [1] и задаваясь значением координаты на поверхности волноводной стенки, получим конкретные выражения, описывающие распределение потерь в стенке. Для прямоугольных и круглых волноводов функции ψ^E и ψ^H , описывающие зависимость вектора Герца от поперечных координат Е и Н, описываются известными выражениями [4].

Для прямоугольного волновода функции ψ будут

$$\left. \begin{aligned}\Psi_{m,n}^E &= \sin(k_{\perp x}^m x) \sin(k_{\perp y}^n y) \quad m \neq 0; \quad n \neq 0 \\ \Psi_{m,n}^H &= \cos(k_{\perp x}^m x) \sin(k_{\perp y}^n y) \quad m, n \neq 0 \\ k_{\perp x}^m &= \frac{m\Pi}{a}; \quad k_{\perp y}^n = \frac{n\Pi}{b},\end{aligned}\right\} \quad (7)$$

где a и b – размер широкой и узкой стенок волновода; $k_{\perp}^2 = k_{\perp x}^2 + k_{\perp y}^2$; $N^E = \frac{1}{4} k_{\perp}^2 ab$;

$$N^H = \begin{cases} \frac{1}{4} k_{\perp}^2 ab & n \neq 0; \quad m \neq 0 \\ \frac{1}{2} k_{\perp}^2 ab & n = 0 \text{ или } m = 0, \end{cases}$$

и удельная мощность потерь по широкой и узкой стенкам для волн Е и Н соответственно будет определяться выражениями:

$$P_{SH}^{\text{III}} = \frac{R_{S0}}{z_0} P \sqrt{\frac{\omega}{\omega_0}} \frac{1}{\tilde{k}_{//} N^H} \left[\tilde{k}_{//}^2 F^- k_{\perp x}^2 \sin^2(k_{\perp x} x) + \frac{k_{\perp}^4}{k_0^2} F^+ \cos^2(k_{\perp x} x) \right];$$

$$P_{SH}^Y = \frac{R_{S0}}{z_0} P \sqrt{\frac{\omega}{\omega_0}} \frac{1}{\tilde{k}_{//} N^H} \left[\tilde{k}_{//}^2 F^- k_{\perp y}^2 \sin^2(k_{\perp y} y) + \frac{k_{\perp}^4}{k_0^2} F^+ \cos^2(k_{\perp y} y) \right];$$

$$P_{SH}^{\text{II}} = \frac{R_{S0}}{z_0} P \sqrt{\frac{\omega}{\omega_0}} \frac{1}{\tilde{k}_{//} N^e} F^+ k_{\perp y}^2 \sin^2(k_{\perp x} x);$$

$$P_{SH}^Y = \frac{R_{S0}}{z_0} P \sqrt{\frac{\omega}{\omega_0}} \frac{1}{\tilde{k}_{//} N^e} F^+ k_{\perp x}^2 \sin^2(k_{\perp y} y),$$

где $R_{S0} = \sqrt{\frac{\omega_0 \mu_0 \rho}{2}}$ – сопротивление стенки на частоте ω_0 , z_0 – волновое сопротивление вакуума

(377 Ом), $\tilde{k}_{//} = \sqrt{1 - k_{\perp}^2 / k_0^2}$ – отнесенная к продольной постоянной распространения волны в вакууме продольная составляющая распространения электромагнитной волны в волноводе,

$F^{\pm} \equiv \left(1 + |\Gamma|^2 \pm 2|\Gamma| \cos(2k_{//} z - \varphi) \right)$ – функция рассогласования, Γ – коэффициент отражения на грузки.

Для круглого волновода:

$$N = \begin{cases} \text{III} & \text{– при линейной поляризации,} \\ 2\text{III} & \text{– при круговой поляризации;} \end{cases}$$

$$I = \frac{\chi^2 - m^2}{2} I_m^2(\chi) + \frac{\chi^2}{2} I_m'^2(\chi);$$

$$\chi \equiv k_{\perp} R = \begin{cases} v_m^n & \text{(для Е волн), } I_m(v_m^n) = 0; \\ \chi_m^n & \text{(для Н волн), } I_m'(\chi_m^n) = 0. \end{cases}$$

и удельная мощность потерь на стенках для волн Е и Н с круговой поляризацией будет определяться выражением:

$$P_S^H = \frac{R_{S0}}{z_0} P \sqrt{\frac{\omega}{\omega_0}} \frac{2 \left(\tilde{k}_{\parallel}^2 m^2 F^- \sin m\phi + \frac{\chi^2}{k_0^2 R^2} F^+ \cos^2 m\phi \right)}{\Pi \tilde{k}_{\parallel} (\chi^2 - m^2) R^2};$$

$$P_S^E = \frac{R_{S0}}{z_0} P \sqrt{\frac{\omega}{\omega_0}} \frac{2}{\Pi \tilde{k}_{\parallel} R^2} \cos^2 m\phi F^+;$$

а для волн с линейной поляризацией следующими выражениями:

$$P_S^H = \frac{R_{S0}}{z_0} P \sqrt{\frac{\omega}{\omega_0}} \frac{k_{\parallel}^2 m^2 F^- + \frac{\chi^2}{k_0^2 R^2} F^+}{\Pi \tilde{k}_{\parallel} (\chi^2 - m^2) R^2};$$

$$P_S^E = \frac{R_{S0}}{z_0} P \sqrt{\frac{\omega}{\omega_0}} \frac{F^+}{\Pi \tilde{k}_{\parallel} R^2}.$$

Результаты расчетов приведены на рис. 1–7 для различных типичных случаев. Графики затухания на рис. 1 и 2 приведены для прямоугольного волновода 23×10 мм, стенки которого выполнены из нихрома, на рис. 3, 4 для круглого волновода. На рис. 1–3 вдоль верхней оси абсцисс отложено отношение размера a к λ_0 (λ в вакууме). В этих единицах графики рис. 1–2 справедливы для любого прямоугольного волновода, имеющего отношение $a/b = 2,3$. Вдоль левой оси ординат отложена нормированная мощность потерь $R_{S0} \frac{P}{z_0}$. В качестве опорной частоты для вычисления R_{S0} выбирается правая граничная частота диапазона, изображенная на рисунке. Вдоль правой оси ординат отложена удельная мощность потерь в мВт на Вт проходящей мощности.

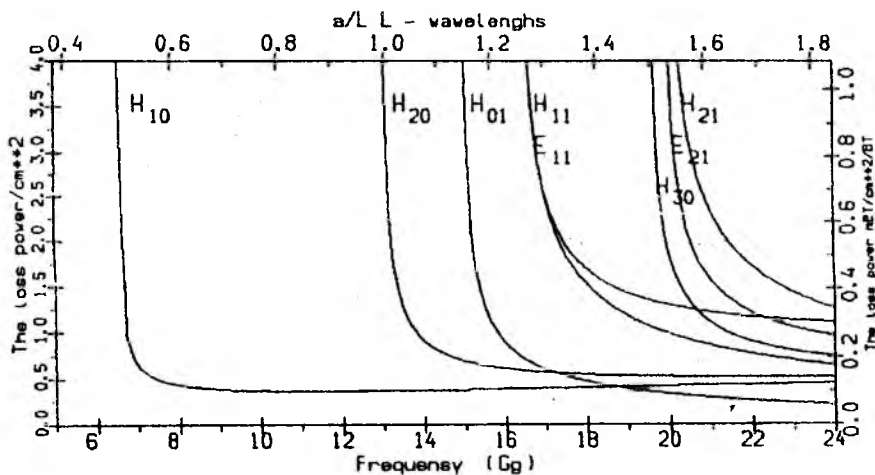


Рис. 1

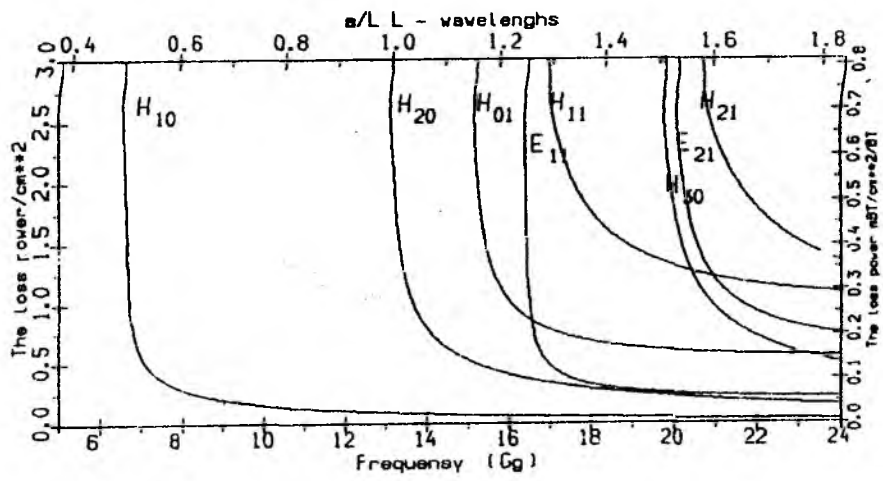


Рис. 2

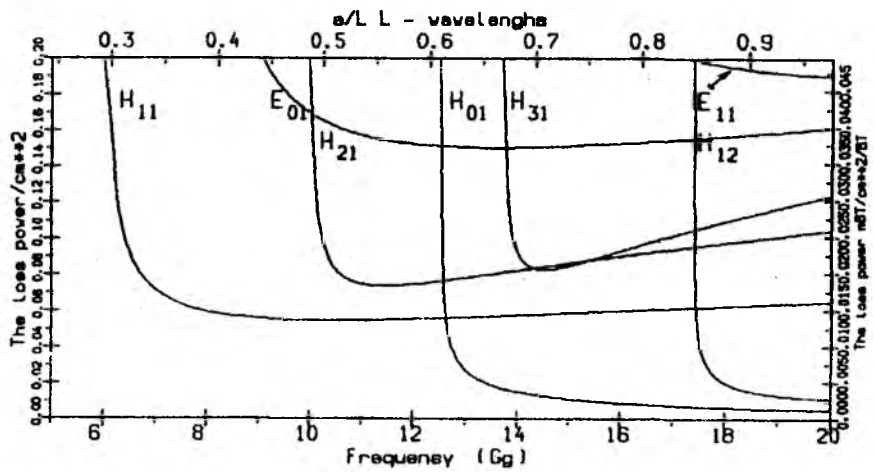
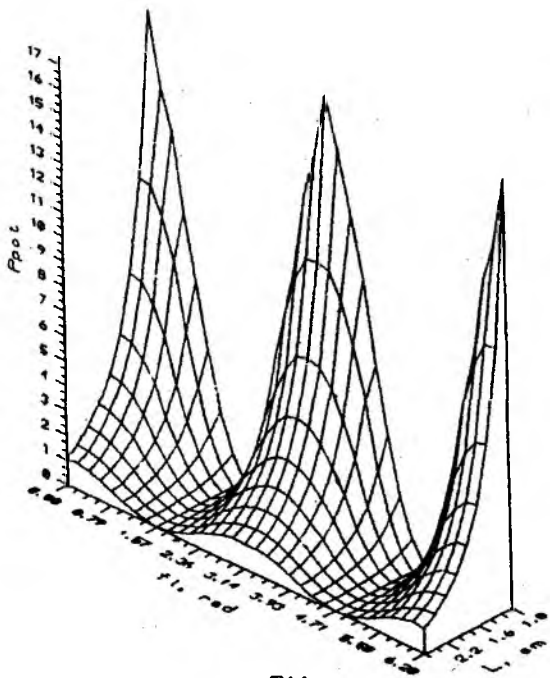


Рис. 3



E11

Рис. 4

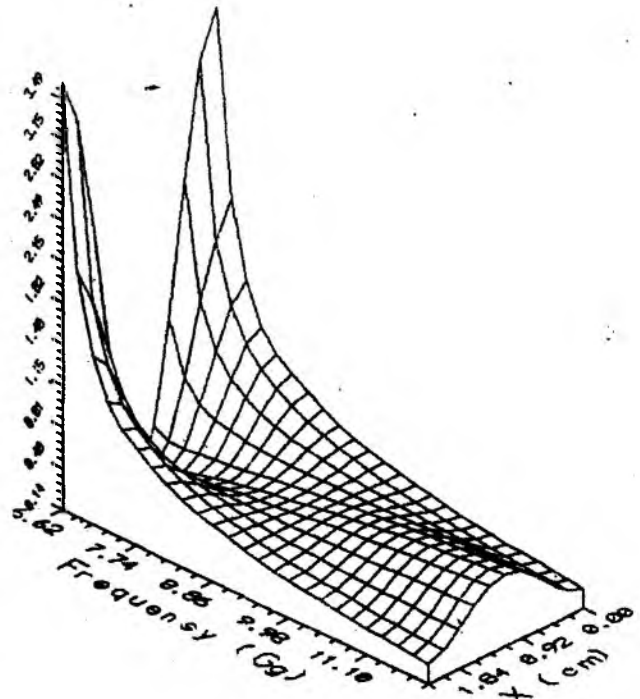


Рис. 5

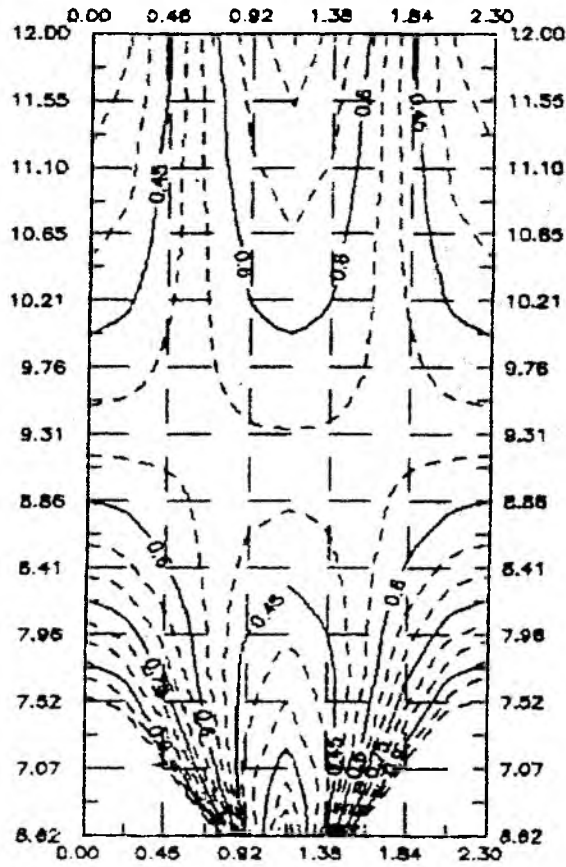


Рис. 6

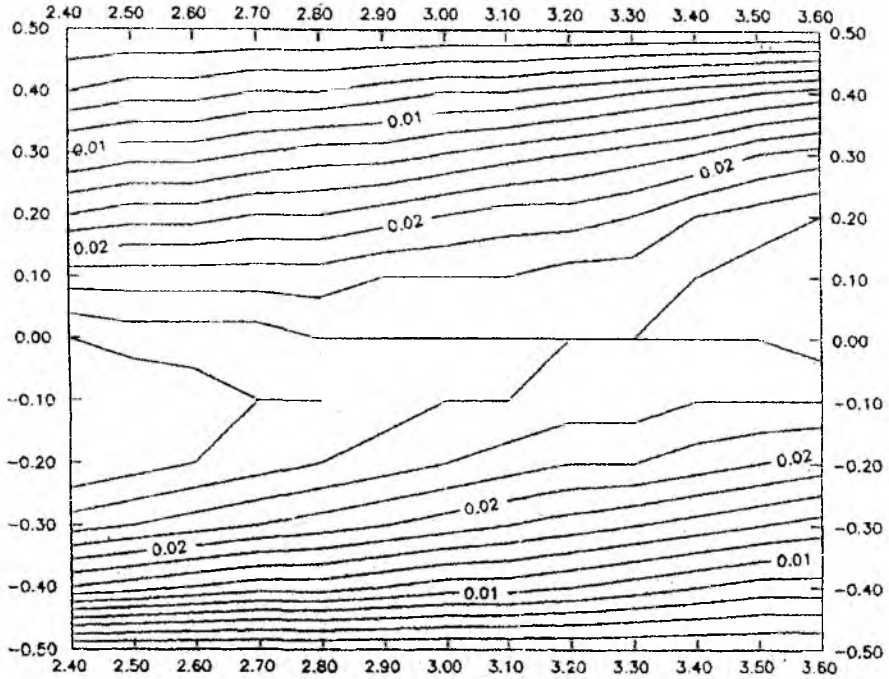


Рис. 7

На рис. 5, 6 приведены графики распределения удельной мощности потерь в широкой стенке прямоугольного волновода с волной H_{10} от частоты и координаты по a и по $0,5a$ (рис. 7), из которых можно увидеть, что в области $0,25a$ и $0,75a$ (рис. 7) мощность потерь слабо зависит от частоты.

а от 2,8 до 3,5 ГГц – не зависит от частоты. На рис. 8, 9, 10 приведены примеры расчетов зависимости удельной мощности потерь для прямоугольных волноводов в коротковолновой части сантиметрового и миллиметровом диапазоне с волнами H_{20} (рис. 8), H_{21} (рис. 9), H_{11} (рис. 10) на широкой и узкой стенках соответственно.

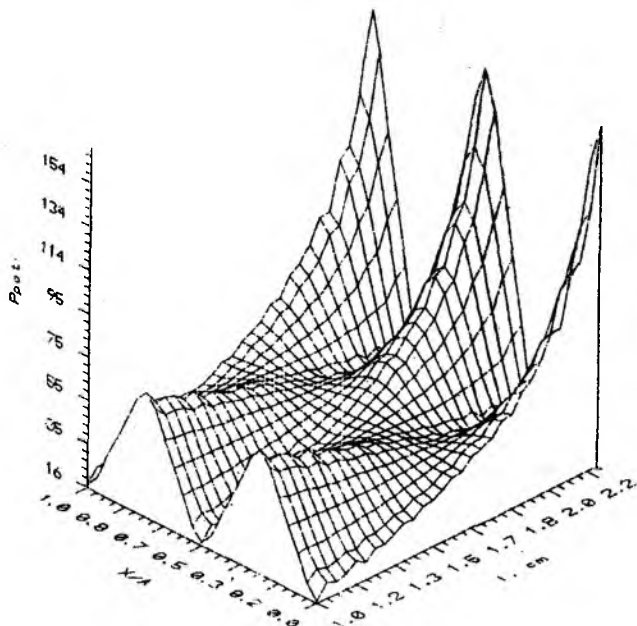


Рис. 8

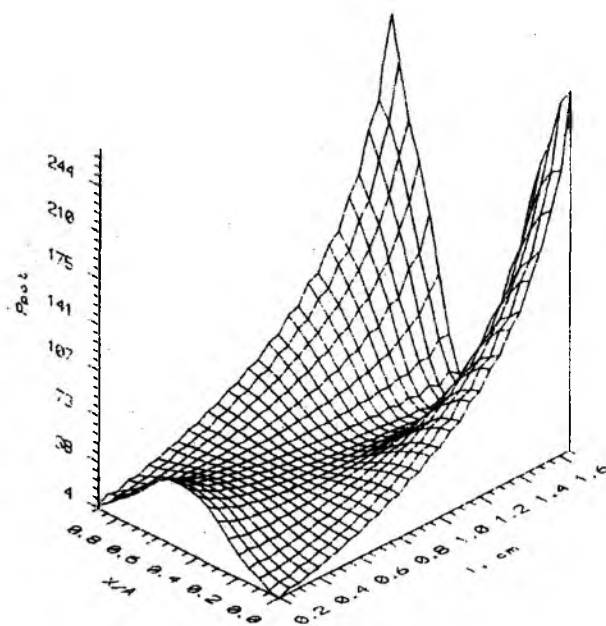


Рис. 9

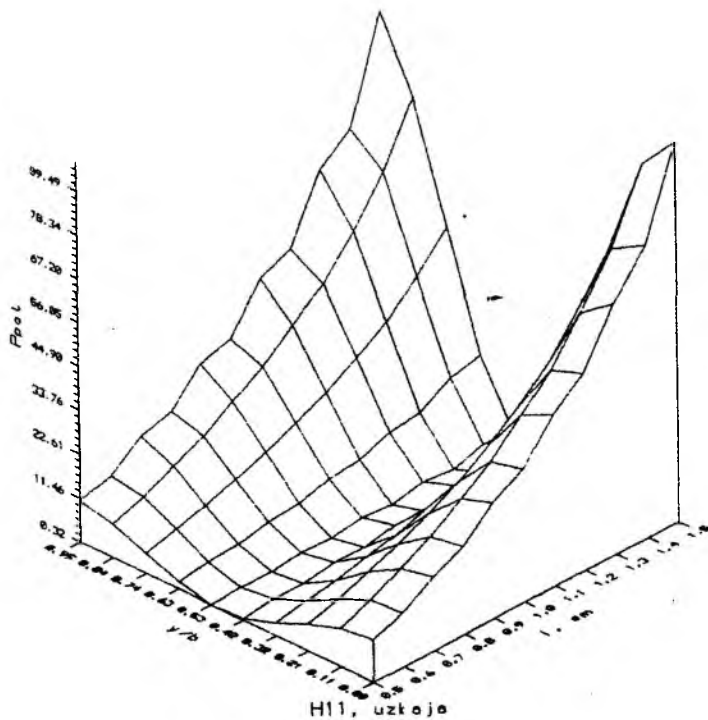


Рис. 10

Ценность полученных результатов заключается в разработке теории частотных свойств диссипативных потерь электромагнитных волн в волноводах, позволяющей выйти на проектирование широкополосных датчиков проходящей мощности СВЧ. На практике результаты теории подтверждены созданием ваттметра проходящей мощности [5] ИПМВ-20 (рис. 11, 12), перепад коэффициента пре-

образования у которого в рабочей полосе частот волновода 48×24 мм составляет $\pm 1,5\%$, измеряемые уровни мощности $0,1 \dots 5$ кВт.

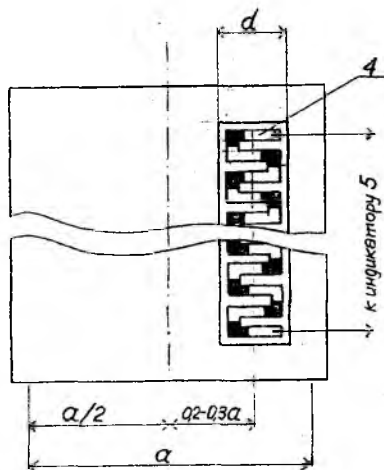


Рис. 11

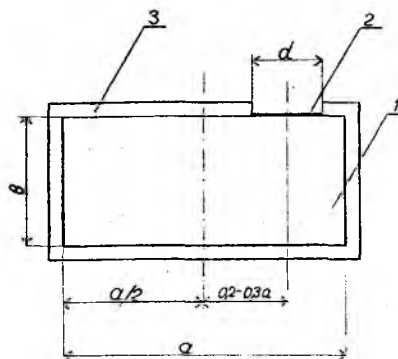


Рис. 12

Список литературы: 1. Волков В.М. Применимость теории сильного скин-эффекта при вычислении потерь в слабопроводящих стенках волноводов. Известия вузов. Радиоэлектроника. 1997. Т. 40, № 10. С. 67–69. 2. Рытов С.М. ЖЭТФ, 10. 1948. № 80. 3. Волков В.М., Мартыненко Л.Г., Кукуш В.Д., Ермилова Н.И. Коэффициент отражения датчика на основе поглощающей стенки в прямоугольном волноводе. "Радиотехника". Вып. 31, 1974. С. 125–128. 4. Григорьев А.Д. Электродинамика и техника СВЧ. М.: Высшая школа, 1990. 335 с. 5. Волков В.М., Мартыненко Л.Г., Кукуш В.Д., Лукьянчиков Н.И., Пархоменко А.Г. Устройство для измерения проходящей мощности СВЧ. Авт. свид. СССР № 1750371, кл. G01R 21/04.

Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 24.06.99

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ РАЗДЕЛИТЕЛЬ

В научном приборостроении, телевидении, радиосвязи широко используются пространственно-временные амплитудные, фазовые и частотные (спектральные) характеристики электромагнитных волн. Повысить достигнутый в настоящее время объем обрабатываемой информации можно путем использования и обработки состояния поляризации излучаемых и принимаемых волн. При этом для выделения электромагнитного излучения определенной поляризации можно использовать как линейно-поляризованные антенны на входе/выходе приборов и устройств, так и поляризационные разделители в трактах обработки сигнала. В настоящей статье рассмотрены результаты экспериментальных исследований поляризационного разделителя микроволнового диапазона для систем космического телевидения и связи.

К поляризационным разделителям предъявляются, помимо прочих, требования хорошего согласования всех каналов с линиями передачи сигналов, малые потери при передаче излучения между каналами с согласованной поляризацией и значительное затухание при передаче излучения между каналами с ортогональной поляризацией. В [1] рассмотрены различные схемы построения поляризационных разделителей на основе волноводов прямоугольного и круглого поперечного сечения, в которых для выделения излучения определенной поляризации используются либо различного вида решетки в волноводах, либо индуктивные диафрагмы в элементах связи между волноводами поляризационного разделителя. В [2] описан улучшенный поляризационный разделитель на основе сверхразмерного магистрального волновода прямоугольного поперечного сечения, в котором для увеличения развязки между ортогонально-поляризованными каналами используется их разнесение вдоль оси магистрального волновода. Однако, использование таких поляризационных разделителей в системах спутникового телевидения и связи требует применения переходов от прямоугольных волноводов в трактах обработки сигнала к круглым волноводам систем облучения зеркальных антенн, что увеличивает потери СВЧ мощности. Нами разработан и исследован поляризационный разделитель на основе круглого волновода со встроенными устройствами согласования и регулировки, в котором хорошие условия согласования и поляризационной развязки достигаются за счет выбора прямоугольных волноводов таким образом, что для волн ортогональной по отношению к согласованной поляризации они оказываются закритическими.

Ввиду этого можно ожидать малых значений коэффициента связи Γ между ортогонально-поляризованными каналами.

Конструкция поляризационного разделителя показана на рис. 1. Он выполнен на основе круглого волновода диаметром 19 мм, работающего на основном типе волны H_{11} и служащего для возбуждения конической рупорной антенны 6. Если на вход поляризационного разделителя поступает электромагнитное излучение вертикальной 1 и горизонтальной 2 поляризаций, то выходными каналами будут каналы 3 и 4 соответственно. Канал 4 выполнен на основе прямоугольного волновода размером $19 \times 9,5$ мм², подсоединенного перпендикулярно оси круглого

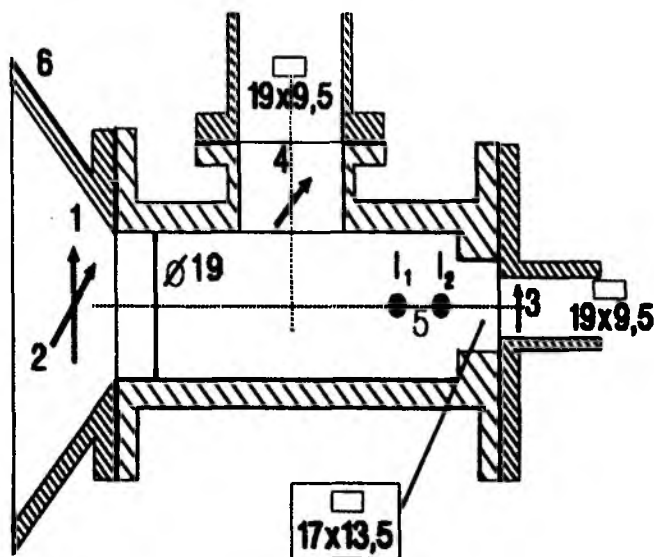


Рис. 1

волновода и ориентированного широкой стенкой вдоль образующей круглого волновода. Канал 3 выполнен также на основе прямоугольного волновода размером $19 \times 9,5 \text{ мм}^2$ и расположен соосно с круглым волноводом. При этом прямоугольные волноводы лежат во взаимно перпендикулярных плоскостях. Для согласования цилиндрического волновода, возбуждающего рупор 6, и прямоугольного волновода 3 служит согласующий трансформатор сопротивлений размером $17 \times 13,5 \text{ мм}^2$, выполненный в торце круглого волновода. Для настройки поляризационного разделителя служат два подвижных металлических штыря 5 диаметром 3 мм, расположенных на расстоянии 12,5 мм друг от друга. Перемещение штырей происходит перпендикулярно широкой стенке прямоугольного волновода канала 4. При возбуждении каждого из каналов 3, 4 они работают на основном типе волны.

С целью определения характеристик поляризационного разделителя были проведены экспериментальные исследования устройства в диапазоне частот $f = 10,7...12,0 \text{ ГГц}$. Исследования проводились включением поляризационного разделителя в волноводный измерительный тракт, причем круглый волновод подсоединялся к прямоугольному волноводу $19 \times 9,5 \text{ мм}^2$ через трансформатор полных сопротивлений, аналогичный применяемому для канала 3 поляризационного разделителя.

Выбор вертикального 1 или горизонтального 2 входных каналов осуществлялся поворотом устройства на 90° относительно возбуждающего волновода и согласованием поляризации электромагнитных волн в каналах 1-3 и 2-4 соответственно. Каналы 3 и 4 при измерениях нагружались на согласованные нагрузки с $K_{СВН} \leq 1,1$.

На рис. 2 – 5 приведены результаты измерений характеристик поляризационного разделителя для различных значений длин l_1 и l_2 настроечных стержней, при которых достигались лучшие варианты измеряемых характеристик устройства. Расшифровка и условные обозначения этих вариантов по каждому каналу приведены в таблице.

Как видно из рисунков, регулировка настроечными стержнями позволяет в значительных пределах изменять характеристики поляризационного разделителя. При этом следует отметить, что регулировочные стержни оказывают более сильное влияние на канал 3. Это объясняется тем, что для этого канала настроечные стержни параллельны вектору напряженности электрического поля, возбуждаемой в цилиндрическом волноводе поляризационного разделителя волны H_{11} и поэтому они сильно влияют на структуру волны в нем. (Заметим, что разделение каналов поляризационного разделителя на горизонтальный и вертикальный, показанное на рис. 1, является чисто условным, так как они вполне взаимозаменяемы. Это при данной конструкции поляризационного разделителя дает возможность производить настройку канала с требуемой поляризацией).

Таблица

Канал		$l_1, \text{ мм}$	$l_2, \text{ мм}$	Вариант настройки
1	■	0	0	Без регулировки
	х	7,7	11,2	Настройка на минимум КСВН на частоте 11,3 ГГц
	▲	5,0	3,6	Настройка на минимум передачи по ортогональному каналу на частоте 11,3 ГГц
	▼	5,4	13,8	Настройка на наименьший средний КСВН в диапазоне частот 10,9...11,7 ГГц
2	▲	0	0	Без регулировки, минимальный коэффициент передачи по ортогональному каналу и наилучший КСВН в диапазоне частот 10,9...11,7 ГГц
	■	0	15,6	Настройка по минимуму КСВН на частоте 11,3 ГГц

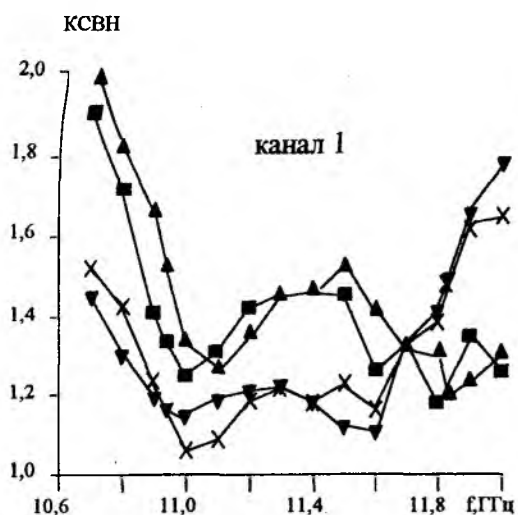


Рис. 2

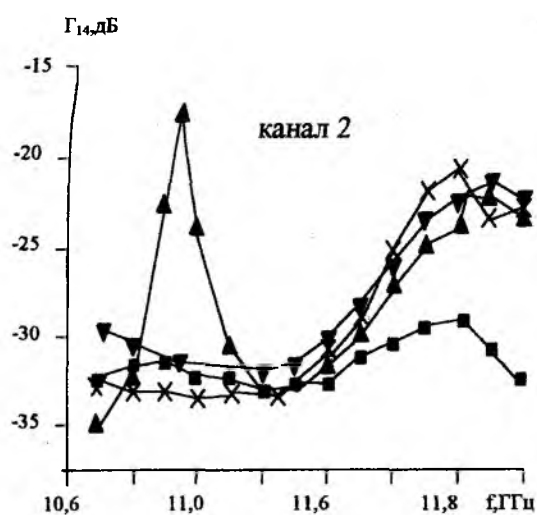


Рис. 3

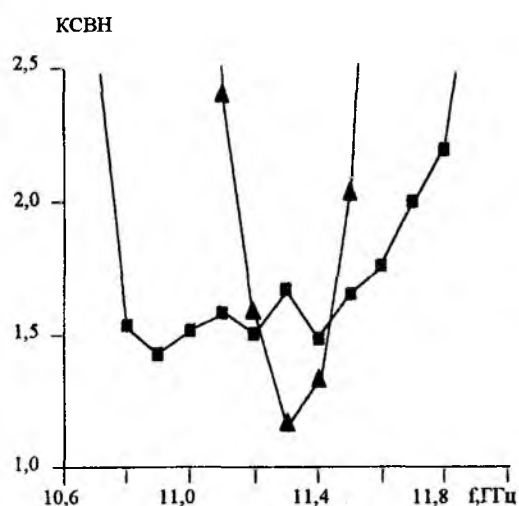


Рис. 4

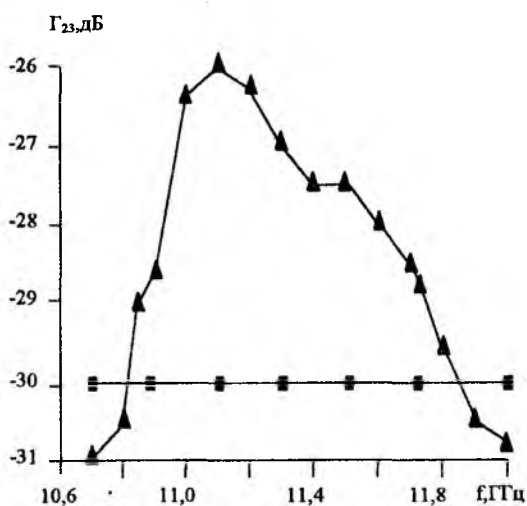


Рис. 5

Измеренные коэффициенты передачи по согласованным каналам Γ_{13} и Γ_{14} в диапазоне частот 10,9...11,7 ГГц не выше -0,1 дБ и уменьшаются до значений порядка -0,5 дБ на краях исследованного диапазона для большинства вариантов регулировки. Исключение составляет вариант с достижением минимума КСВН в канале 2 (КСВН=1,15 на частоте 11,3 ГГц на рис. 4), когда на частотах 10,85 ГГц и 11,73 ГГц Γ_{24} падает до -30 дБ.

Таким образом, проведенные исследования показали, что настройка поляризационного разделителя с помощью регулирующих штырей в одном из каналов позволяет снизить его КСВН в рабочем диапазоне частот 10,7...11,7 ГГц с 1,5 до 1,2 при сохранении коэффициента связи с каналом ортогональной поляризации на уровне -30 дБ. По второму каналу на частоте 11,3 ГГц достигнут минимум КСВН, равный 1,05, при коэффициенте связи с ортогональным каналом -27 дБ. На коэффициент связи между каналами с согласованной поляризацией настроечные штыри не влияют.

Список литературы: 1. Модель А.М. Фильтры СВЧ в радиорелейных системах. М., "Связь", 1967, 352 с. 2. Горобец Н.Н., Ляховский А.Ф., Розыкнов С.Ю. Увеличение развязки между каналами в волноводных поляризационных разделителях // Вестник Харьковского университета, № 371 Радиопизика и электроника, Харьков, 1992. С. 36-41.

Харьковский национальный университет
им. В.Н. Каразина

Поступила в редколлегию 4.10.97

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ И ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ ФИЛЬТРАЦИИ СИГНАЛОВ НА ФОНЕ КОРРЕЛИРОВАННЫХ ПОМЕХ

Постановка задачи. В современных радиотехнических системах (РТС) предпринимаются меры для успешного решения задач обнаружения и распознавания сигналов в условиях воздействия помех. Для преодоления маскирующего действия помех используют различные схемы пространственных и (или) поляризационных фильтров, элементами адаптации которых являются известные когерентные автокомпенсаторы помех [1]. В настоящее время большее распространение получили квадратурные автокомпенсаторы. Это обусловлено широкими возможностями микроминиатюризации и возможностью создания на основе квадратурных автокомпенсаторов адаптивных антенных решеток.

Управляющие сигналы или, с точностью до постоянного множителя, весовые коэффициенты квадратурного автокомпенсатора определяются выражениями [2]:

$$\begin{aligned} W_{\parallel} &= \rho_{\parallel} \frac{\sigma_x}{\sigma_y}; \\ W_{\perp} &= \rho_{\perp} \frac{\sigma_x}{\sigma_y}, \end{aligned} \quad (1)$$

где ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} – квадратурные составляющие нормированного коэффициента взаимной корреляции помеховых сигналов в каналах фильтра, σ_x и σ_y – среднеквадратические значения помехи в основном и вспомогательном каналах. Из выражений (1) следует, что весовые коэффициенты адаптивного фильтра определяются отношением среднеквадратических значений помех в каналах приема и могут изменяться в достаточно большом динамическом диапазоне, что может служить серьезным ограничением эффективности при фильтрации полезных сигналов на фоне помех.

В случае защиты РТС от помех, воздействующих по боковым лепесткам диаграммы направленности антенны, знаменатель выражений (1), как правило, превышает значение числителя. Это определяется требованием обеспечения достаточно высокой результирующей чувствительности приемного устройства РТС и реализуется предъявлением соответствующих требований к коэффициенту усиления вспомогательной антенны. Поэтому можно считать, что в этом случае максимальное значение весового коэффициента определяется единичным значением, а минимальное – находится в окрестности нуля. Более высокие требования предъявляются к автокомпенсаторам, используемым в качестве элемента адаптации в пространственных или поляризационных фильтрах, предназначенных для защиты РТС от помех, действующих по главному лучу диаграммы направленности антенны. Поэтому в дальнейшем произведем оценку существующих ограничений реальных схем адаптивных фильтров и определим методы повышения их эффективности.

Анализ ограничений. Для примера рассмотрим в некотором фиксированном поляризационном базисе электромагнитное поле помехи $\dot{\mathbf{E}}_{xy}(t)$, заданное матрицей вторых моментов \mathbf{M} . Изменение поляризационных параметров помехового сигнала в линейном базисе может быть описано унитарной матрицей

$$\mathbf{Q}_{\Theta} = \begin{vmatrix} \cos \Theta & \sin \Theta \\ -\sin \Theta & \cos \Theta \end{vmatrix}. \quad (2)$$

Электромагнитное поле помехи с учетом поворота базиса на угол Θ представляется

$$\mathbf{Q}_{\Theta} \cdot \dot{\mathbf{E}}_{xy}(t) = \dot{\mathbf{E}}'_{xy}(t) \quad (3)$$

или

$$\dot{\mathbf{E}}'_{xy}(t) = \begin{vmatrix} \dot{E}'_x(t) \\ \dot{E}'_y(t) \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \dot{E}_x(t) \cos \Theta + \dot{E}_y(t) \sin \Theta \\ -\dot{E}_x(t) \sin \Theta + \dot{E}_y(t) \cos \Theta \end{vmatrix}, \quad (4)$$

где $\dot{E}_x(t)$ и $\dot{E}_y(t)$ – прежние значения комплексных амплитуд поля, которое представлялось матрицей-столбцом $\dot{\mathbf{E}}_{xy} = \begin{vmatrix} \dot{E}_x(t) \\ \dot{E}_y(t) \end{vmatrix}$.

Известно [3], что эрмитову матрицу вторых моментов, которой является матрица \mathbf{M} , можно диагонализировать с помощью некоторой фундаментальной матрицы унитарного преобразования, т.е. всегда существует такая матрица \mathbf{D} со свойством унитарности

$$\mathbf{D}^* = \mathbf{D}^{-1}, \quad (5)$$

которая приводит к диагональной форме матрицу вторых моментов \mathbf{M}

$$\mathbf{M}_D = \mathbf{D} \mathbf{M} \mathbf{D} = \begin{vmatrix} \lambda_1 & 0 \\ 0 & \lambda_2 \end{vmatrix}, \quad (6)$$

где λ_1 и λ_2 характеристические корни эрмитовой матрицы \mathbf{M} , определяемые как

$$\lambda_{1,2} = \frac{1}{2} T_r \mathbf{M} \left[1 \pm \sqrt{1 - \frac{4 \det \mathbf{M}}{(T_r \mathbf{M})^2}} \right]. \quad (7)$$

Здесь $\det \mathbf{M}$, $T_r \mathbf{M}$ – соответственно, детерминант и след матрицы \mathbf{M} . При этом матрица вторых моментов может быть представлена следующим равенством

$$\mathbf{M}_D = \lambda_2 \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} + |\lambda_1 - \lambda_2| \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (8)$$

в котором первое слагаемое относится к неполяризованной компоненте поля, а второе – к полностью поляризованной. В случае полностью поляризованного поля первое слагаемое равно нулю, а второе дает представление об отношении дисперсий помехового сигнала в каналах приема. Так, если в базисе, представленном выражением (8), модуль весового коэффициента, в соответствии с выражениями (1), равен нулю, то в ортогональном поляризационном базисе

$$\mathbf{M}_D = |\lambda_1 - \lambda_2| \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

значение модуля весового коэффициента равно бесконечности.

В общем случае при повороте линейного базиса на произвольный угол Θ матрица вторых моментов комплексных случайных амплитуд может быть записана

$$\mathbf{M}_{x_\Theta y_\Theta} = \mathbf{Q}_\Theta \mathbf{M}_{xy} \mathbf{Q}_\Theta^\dagger, \quad (9)$$

где $\mathbf{M}_{xy} = \begin{vmatrix} M_{xx} & M_{xy} \\ M_{yx} & M_{yy} \end{vmatrix}$ – матрица вторых моментов случайных амплитуд поля в исходном базисе;

\dagger – знак эрмитового сопряжения.

Преобразовав выражение (9), получим корреляционную матрицу следующего вида:

$$\begin{aligned}
\dot{M}_{x_{\Theta}y_{\Theta}} &= \begin{bmatrix} \cos\Theta & \sin\Theta \\ -\sin\Theta & \cos\Theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} M_{xx} & M_{xy} \\ M_{yx} & M_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\Theta & -\sin\Theta \\ \sin\Theta & \cos\Theta \end{bmatrix} = \\
&= \begin{bmatrix} M_{xx}\cos^2\Theta + M_{yx}\sin\Theta\cos\Theta + M_{xy}\sin\Theta\cos\Theta + M_{yy}\sin^2\Theta \\ -M_{xx}\sin\Theta\cos\Theta + M_{yx}\cos^2\Theta + M_{xy}\sin^2\Theta + M_{yy}\sin\Theta\cos\Theta \\ -M_{xx}\sin\Theta\cos\Theta - M_{yx}\sin^2\Theta + M_{xy}\cos^2\Theta + M_{yy}\sin\Theta\cos\Theta \\ M_{xx}\sin^2\Theta - M_{yx}\sin\Theta\cos\Theta - M_{xy}\sin\Theta\cos\Theta + M_{yy}\cos^2\Theta \end{bmatrix} = \\
&= \begin{bmatrix} M_{x_{\Theta}x_{\Theta}} & M_{x_{\Theta}y_{\Theta}} \\ M_{y_{\Theta}x_{\Theta}} & M_{y_{\Theta}y_{\Theta}} \end{bmatrix}.
\end{aligned} \tag{10}$$

Интенсивность составляющих помехового сигнала в каналах адаптивного поляризационного фильтра в зависимости от угла Θ представляется значениями диагональных элементов матрицы (10)

$$\begin{aligned}
\sigma_{x_{\Theta}}^2 &= \sigma_x^2 \cos^2\Theta + \sigma_y^2 \sin^2\Theta + 2\sigma_x\sigma_y\rho_{xy} \sin\Theta\cos\Theta; \\
\sigma_{y_{\Theta}}^2 &= \sigma_x^2 \sin^2\Theta + \sigma_y^2 \cos^2\Theta - 2\sigma_x\sigma_y\rho_{xy} \sin\Theta\cos\Theta,
\end{aligned} \tag{11}$$

где ρ_{xy} – модуль нормированного коэффициента взаимной корреляции помеховых сигналов в каналах приема адаптивного фильтра.

Будем считать, что исходный базис соответствует согласованному. При этом выполняются условия:

$$\begin{aligned}
\sigma_x^2 &= \sigma_y^2; \\
\rho_{xy} &= \rho_{xy\max}.
\end{aligned} \tag{12}$$

Если выполнены условия (12), то выражения, определяющие зависимость нормированной мощности в каналах от угла поворота поляризационного базиса Θ , могут быть упрощены и записаны в следующем виде:

$$\begin{aligned}
\frac{\sigma_{x_0}^2}{\sigma_x^2} &= 1 + 2\rho_{xy\max} |\sin\Theta| \cos\Theta; \\
\frac{\sigma_{y_0}^2}{\sigma_y^2} &= 1 - 2\rho_{xy\max} |\sin\Theta| \cos\Theta.
\end{aligned} \tag{13}$$

Нормировка мощности помехи в каналах адаптивного фильтра также может быть выполнена по отношению к мощности собственных шумов с учетом неполяризованной составляющей внешнего поля.

На рис. 1 приведены такие зависимости $\frac{\sigma_x^2}{\sigma_{ш}^2}$ и $\frac{\sigma_y^2}{\sigma_{ш}^2}$ от степени рассогласования текущего базиса по отношению к согласованному. Расчет выполнен для уровня нормированных мощностей в исходном базисе равна 30 дБ (сплошная линия) и 40 дБ (пунктир). Очевидно, что при $\Theta = 45^\circ$ дисперсия помехи во вспомогательном канале стремится к нулю. При больших значениях дисперсии в основном канале, в соответствии с выражениями (1), это приводит к большим значениям весовых

коэффициентов фильтра. В работе [4] получено выражение и рассчитан теоретический предел эффективности поляризационного фильтра в зависимости от степени рассогласования текущего базиса по отношению к согласованному. Однако при работе реальных схем адаптивных фильтров, особенно при аналоговой реализации, накладываются дополнительные ограничения, обусловленные конечным диапазоном формируемых весовых коэффициентов.

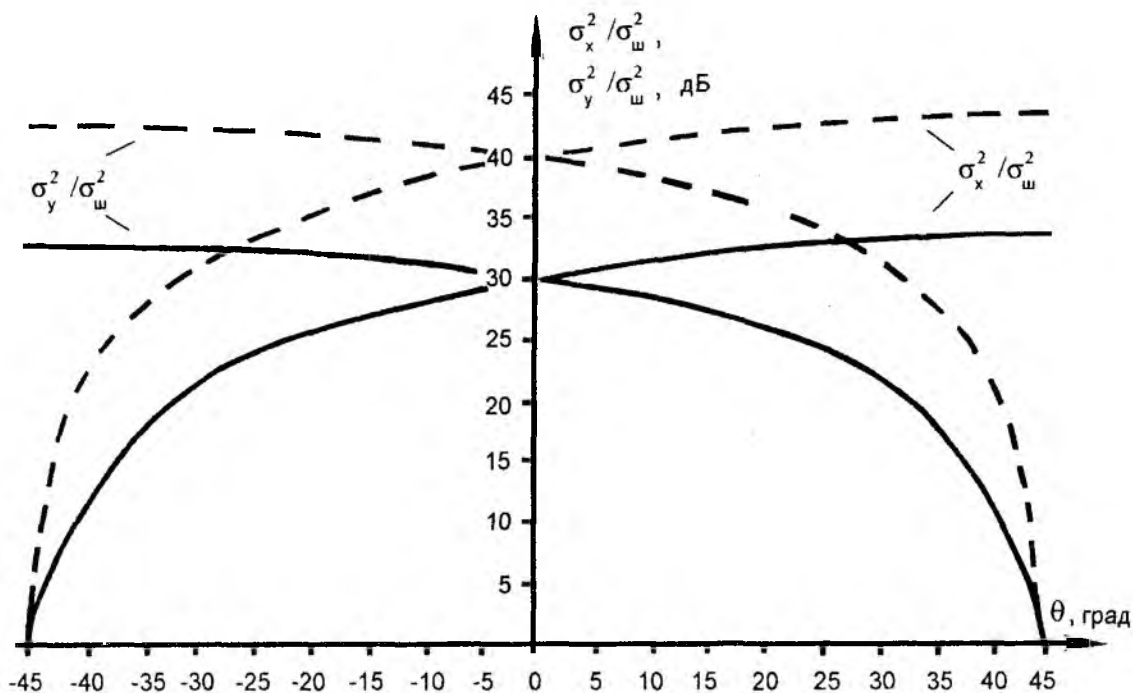


Рис. 1

В соответствии с [5], коэффициент подавления стационарной помехи с учетом ограничения весовых коэффициентов определяется следующим выражением

$$K_{\Pi} = -10 \lg \left[1 - 2\sqrt{2} \rho_{огр} \frac{\rho_{xy_{max}} \cos 2\Theta}{1 + \rho_{xy_{max}} |\sin 2\Theta|} + 2\rho_{огр}^2 \frac{1 - \rho_{xy_{max}} |\sin 2\Theta|}{1 + \rho_{xy_{max}} |\sin 2\Theta|} \right], \quad (14)$$

где $\rho_{огр}$ – уровень ограничения квадратурных составляющих весового коэффициента.

В интервале углов $\Delta\Theta$, где обеспечивается линейный режим работы поляризационного фильтра, ограничения весовых коэффициентов не происходит. В этом случае модуль комплексного коэффициента передачи вспомогательного канала в установившемся режиме

$$|\dot{W}| = \rho_{xy} \frac{\sigma_x}{\sigma_y} = \rho_{xy} \left[\frac{1 + \rho_{xy_{max}} |\sin 2\Theta|}{1 - \rho_{xy_{max}} |\sin 2\Theta|} \right]^{1/2}. \quad (15)$$

При этом выражение (14) упрощается и принимает вид:

$$K_{\Pi} = -10 \lg \left[1 - \frac{\rho_{xy_{max}}^2 \cos^2 2\Theta}{1 - \rho_{xy_{max}}^2 \sin^2 2\Theta} \right]. \quad (16)$$

По выражениям (14) и (16) выполнен расчет коэффициента подавления для уровня ограничения $\rho_{огр}$ действительной и мнимой составляющей весового коэффициента, равного единице. Результаты расчета для относительной интенсивности поляризованных составляющих помеховых сигналов в каналах приема, равных 30 и 40 дБ, приведены на рис. 2, соответственно кривыми 1 и 2. Из рис. 2 следует, что рассогласование базиса, при котором происходит ограничение весовых коэффициентов, при-

водит к резкому снижению эффективности поляризационного фильтра. Действительно, сопоставление данных, представленных на рис. 1 и 2, показывает, что при положительных значениях угла Θ остаточная дисперсия помехи на выходе фильтра существенно возрастает.

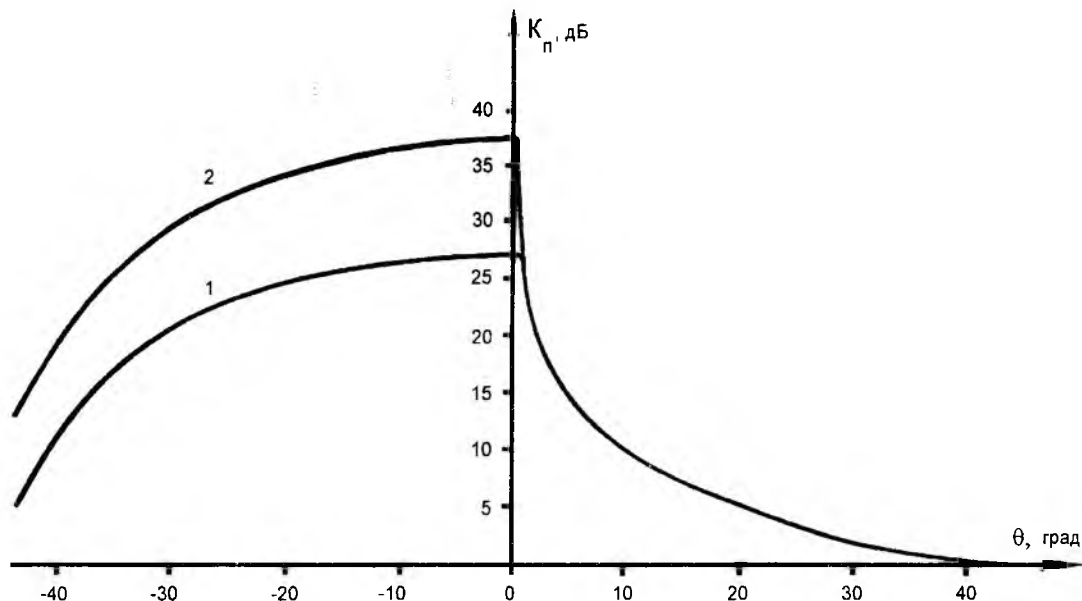


Рис. 2

Методы повышения эффективности. Очевидно, что повышение эффективности как пространственных так и поляризационных фильтров может быть обеспечено посредством процедуры минимизации отношения среднеквадратических значений помех, действующих на входах фильтров. Это позволяет уменьшить диапазон формируемых весовых коэффициентов адаптивных фильтров. Возможны различные варианты реализации такой процедуры. В частности, возможен алгоритм с непосредственным оцениванием мощностей помеховых сигналов в каналах приема с последующей нормировкой и выравниванием. Такой алгоритм апробирован на базе пространственного фильтра, предназначенного для защиты РТС от помех, воздействующих по боковым лепесткам диаграммы направленности антенны. Результаты оценок приведены на рис. 3. Кривая 1 на рис. 3 характеризует эффективность предложенного алгоритма с выравниванием помех при двух дискретах изменения коэффициента передачи вспомогательного канала. Значения отношений $\frac{\sigma_x}{\sigma_y}$, при которых дискретно

изменялось усиление, показано на рис. 3 стрелками. Кривой 2 показана зависимость установившегося значения коэффициента подавления фильтра от отношения среднеквадратических значений помеховых сигналов без предварительного выравнивания.

Другим возможным вариантом повышения эффективности пространственных и поляризационных фильтров является алгоритм с оценкой (15) текущего значения модуля формируемого весового коэффициента. Очевидно, что в результате такого оценивания также может быть реализовано управление коэффициентом усиления вспомогательного канала, обеспечивающего выравнивание помеховых сигналов на входах фильтра.

Применительно к поляризационным фильтрам наиболее предпочтительным вариантом повышения эффективности является алгоритм с оценкой текущего значения квадратурных составляющих весовых коэффициентов [6]. Это позволяет обеспечить оптимальное управление поляризационным базисом РТС по критерию максимального подавления помехи.

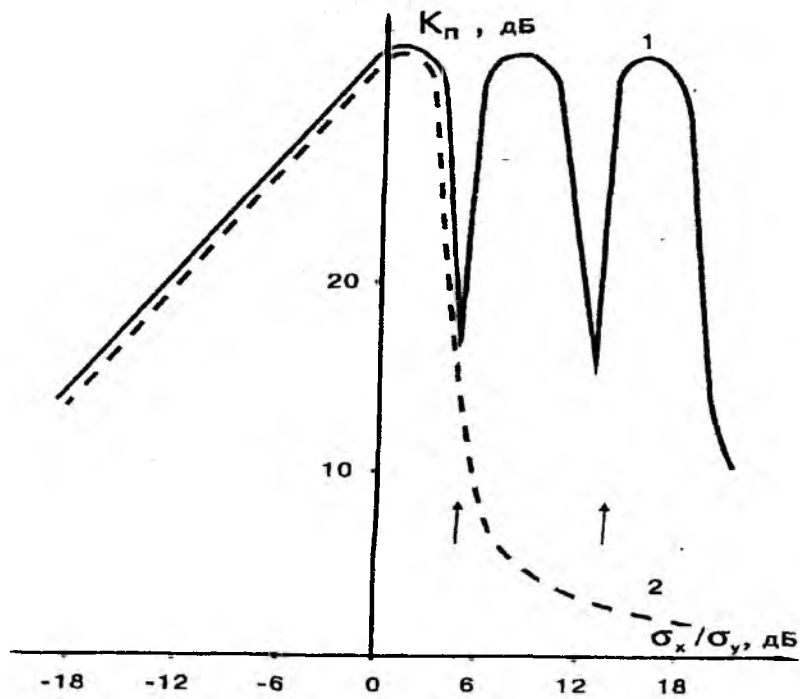


Рис. 3

Список литературы: 1. Южаков В.В. Принципы построения автокомпенсаторов сигналов активных помех // Зарубежная радиоэлектроника. 1986. № 2. С. 47-61. 2. Ширман Я.Д., Манжос В.Н. Теория и техника обработки радиолокационной информации на фоне помех. М.: Радио и связь, 1981. 416 с. 3. Канарейкин Д.М., Потехин В.А., Шишкин И.Ф. Морская поляриметрия. М.: Судостроение, 1968. 328 с. 4. Пиза Д.М. Эффективность адаптивных фильтров при произвольных параметрах помех // Проблемы управления и информатики. 1998. № 3. С. 110-114. 5. Пиза Д.М. Адаптация поляризационных фильтров с учетом ограничения весовых коэффициентов // Придніпровський науковий вісник / Проблеми технічної фізики. 1997. № 18. С. 18-21. 6. Пиза Д.М. Синтез быстродействующего поляриметра на базе адаптивного фильтра // Проблемы управления и информатики. 1998. № 1. С. 115-119.

Запорожский государственный университет

Поступила в редколлегию 17.01.00

СВЯЗЬ ПАРАМЕТРОВ ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК С КОЭФФИЦИЕНТАМИ ОПЕРАТОРНОЙ ФУНКЦИИ ЦЕПИ.

1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАЧАЛЬНЫХ ЗНАЧЕНИЙ

1 Постановка задачи

Решение многих вопросов как теории электрических цепей, так и теории радиотехнических сигналов и процессов требует знания временных характеристик цепи. К таким вопросам, в частности, относятся анализ переходных процессов, определение отклика цепи на сложное воздействие временным методом [1,2], синтез электрической цепи по временному отклику [3], комбинированный синтез [4], синтез цифровых фильтров по методу инвариантных импульсных характеристик [5] и другие.

Как известно, временные (переходную $h(t)$ и импульсную $g(t)$) характеристики электрической цепи можно определить классическим или операторным способами [1-3]. Первый способ требует определения начальных значений временных характеристик и их производных, второй – связан с необходимостью предварительного преобразования выражения операторной функции цепи $T(p)$. Для цепей второго порядка и выше указанные действия представляют собой трудоемкую операцию. Поэтому представляется актуальным решение задачи: используя связь начальных значений временных характеристик с полиномиальными вещественными коэффициентами передаточной операторной функции цепи, получить расчетные соотношения для параметров временных характеристик, что позволит в дальнейшем найти аналитические выражения как для $h(t)$, так и для $g(t)$.

Подобная задача для линейной электрической цепи n -го порядка рассматривалась в работе [4]. Однако, во-первых, в [4] исследовалась связь положения нулей и полюсов операторной функции с параметрами только переходной характеристики, во-вторых, процедура определения этих параметров по общей методике [4] для частного случая цепей первого и второго порядка весьма громоздкая.

В данной статье решение указанной задачи приведено для цепей первого и второго порядков с различными частотными характеристиками. Вместе с тем рассматриваемый подход может быть использован и для электрических цепей n -го порядка.

2 Определение начальных значений временных характеристик цепи

Для нахождения начальных значений переходной характеристики электрической цепи $h(t)$ воспользуемся связью предельных значений оригиналов и изображений [1,2]:

$$\lim_{p \rightarrow 0} pF(p) = \lim_{t \rightarrow \infty} f(t), \quad \lim_{p \rightarrow \infty} pF(p) = f(0), \quad (1)$$

что приводит к соотношениям

$$\lim_{p \rightarrow 0} T(p) = \lim_{t \rightarrow \infty} h(t); \quad \lim_{p \rightarrow \infty} T(p) = h(0). \quad (2)$$

Операторные передаточные функции электрических цепей с конечным числом сосредоточенных элементов представляют собой дробные рациональные функции комплексной переменной p [2]. Общий случай передаточной функции для звена первого порядка

$$T(p) = \frac{a_1 p + a_0}{b_1 p + b_0}, \quad \text{согласно (2),} \quad h(0) = \frac{a_1}{b_1};$$

для звена второго порядка

$$T(p) = \frac{a_2 p^2 + a_1 p + a_0}{b_2 p^2 + b_1 p + b_0}, \quad \text{тогда} \quad h(0) = \frac{a_2}{b_2}.$$

В частных случаях нулевые значения некоторых коэффициентов числителя $T(p)$ позволяют получить передаточные функции, соответствующие электрическим цепям с различными частотными характеристиками. Для фильтра нижних частот первого порядка (ФНЧ-1) $a_1 = 0$, второго порядка (ФНЧ-2) $a_2 = a_1 = 0$, следовательно, для ФНЧ $h(0) = 0$. Для фильтра верхних частот первого порядка (ФВЧ-1) $a_0 = 0$, значит $h(0) = a_1/b_1$, а для второго порядка (ФВЧ-2) $a_1 = a_0 = 0$, следовательно, $h(0) = a_2/b_2$. Звеньями второго порядка реализуется также полосовой фильтр (ПФ) и режекторный фильтр (РФ). Для ПФ $a_2 = a_0 = 0$, тогда $h(0) = 0$, для РФ $a_1 = 0$, следовательно, $h(0) = a_2/b_2$.

Кроме начального значения $h(0)$ в ряде случаев необходимо найти начальные значения производной $h'(0)$:

1) для звеньев первого порядка $h'(0)$ совпадает с начальными значениями импульсной характеристики $g(0)$ и может быть использовано для непосредственного определения $g(t)$ по формуле:

$$g(t) = Ae^{pt} + h(0)\delta(t), \quad (3)$$

где $A = g(0) = h'(0)$ – постоянная интегрирования; $\delta(t)$ – дельта-функция.

2) для звеньев второго порядка $h'(0)$ необходимо для определения аналитического выражения импульсной характеристики.

Воспользуемся известным соотношением, отражающим свойства преобразования Лапласа [2]:

$$f'(t) \div pF(p) - f(0) \quad \text{или}$$

$$h'(t) \div T(p) - h(0).$$

Тогда, используя (2), имеем

$$h'(0) = \lim_{p \rightarrow \infty} p[T(p) - h(0)].$$

Нетрудно убедиться в том, что для ФНЧ-1 $h'(0) = \bar{a}_0/b_1$, а для ФНЧ-2 $h'(0) = 0$, для ПФ $h'(0) = a_1/b_2$. Для ФВЧ-1 $h'(0) = \lim_{p \rightarrow \infty} p \left(\frac{a_1 p}{b_1 p + b_0} - \frac{a_1}{b_1} \right) = -\frac{a_1 b_0}{b_1^2}$, аналогично для ФВЧ-2 и для РФ

$$h'(0) = -\frac{a_2 b_1}{b_2^2}.$$

Таким образом, если известны коэффициенты операторной функции $T(p)$, можно непосредственно рассчитать начальные значения $h(0)$ и $h'(0)$, что позволит в дальнейшем определить окончательное выражение функции $h(t)$.

В ряде случаев для определения отклика цепи на сложное воздействие удобнее использовать не переходную $h(t)$, а импульсную характеристику цепи $g(t)$. Традиционно для определения $g(t)$ используют соотношения [2]:

$$g(t) = h'(t) + h(0)\delta(t) \quad \text{или} \quad g(t) \div T(p),$$

что связано с необходимостью вычисления $h(t)$, либо предварительного преобразования $T(p)$. Для непосредственного нахождения $g(t)$ необходимо рассчитать начальные значения $g(0)$ и $g'(0)$. Тогда предварительный расчет $h(t)$ не нужен.

Начальные значения $g(0)$ совпадают с $h'(0)$ и рассмотрены выше. Этим значений достаточно для определения $g(t)$ цепи первого порядка по (3). Для нахождения $g(t)$ цепи второго порядка, кроме значений $g(0)=h'(0)$, следует дополнительно определить значение $g'(0)=h''(0)$. Воспользуемся формулой для изображения производной второго порядка [2]:

$$f''(t) \div p[pF(p) - f(0)] - f'(0), \text{ или } h''(t) \div p[T(p) - h(0)] - h'(0).$$

Подставив значение $h''(t)$ в (1), получим

$$h''(0) = g'(0) = \lim_{p \rightarrow \infty} p\{p[T(p) - h(0)] - g(0)\}. \quad (4)$$

Используя значения $h(0)$, $h'(0)$ и проводя предельный переход согласно (4), вычислим начальные значения $g'(0)$ для звеньев второго порядка:

$$\text{для ФНЧ} \quad g'(0) = \frac{a_0}{b_2}; \quad \text{для ФВЧ} \quad g'(0) = \frac{a_2}{b_2} \left[\left(\frac{b_1}{b_2} \right)^2 - \frac{b_0}{b_2} \right];$$

$$\text{для ПФ} \quad g'(0) = -\frac{a_1 b_1}{b_2^2}; \quad \text{для РФ} \quad g'(0) = \frac{a_2}{b_2} \left[\left(\frac{b_1}{b_2} \right)^2 - \frac{b_0}{b_2} \right] + \frac{a_0}{b_2}.$$

Полученные соотношения для $g'(0)$ и $h'(0)$ справедливы как в случае вещественных, так и комплексно-сопряженных корней $p_{1,2}$ операторной функции $T(p)$. Если $p_{1,2} = -\delta \pm j\omega_{св}$, где $\delta = b_1 / 2b_2$; $\omega_0^2 = b_0 / b_2$, $\omega_{св}^2 = \omega_0^2 - \delta^2$, то часть выражений для начальных значений упростится:

$$\text{для ФВЧ (РФ)} \quad h'(0) = -2\delta \frac{a_2}{b_2}; \quad \text{для ПФ} \quad g'(0) = -2\delta \frac{a_1}{b_2}.$$

Установим связь начальных значений временных характеристик с характерными точками амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) цепи. Как известно [2], комплексная передаточная функция электрической цепи $T(j\omega)$ определяется по операторной функции $T(p)$ заменой $p = j\omega$. Найдем частоту минимума знаменателя функции $|T(j\omega)|^2$ ω_{\max} , которая соответствует частоте возможного максимума АЧХ звена второго порядка.

Решение уравнения

$$\frac{d}{d\omega} \left[(b_0 - b_2 \omega^2)^2 + (b_1 \omega^2) \right] = 0$$

дает значение

$$\omega_{\max} = \sqrt{\frac{b_0}{b_2} - \frac{1}{2} \left(\frac{b_1}{b_2} \right)^2} = \sqrt{\omega_{св}^2 - \delta^2}.$$

Частоту ω_{\min} , при которой АЧХ РФ обращается в нуль, найдем, приравняв нулю числитель $|T(j\omega)|$:

$$-a_2\omega_{\min}^2 + a_0 = 0, \text{ откуда } \omega_{\min} = \sqrt{\frac{a_0}{a_2}}$$

С учетом введенных обозначений получаем:

для ФВЧ
$$g'(0) = \frac{a_2}{b_2} (4\delta^2 - \omega_0^2) = -\frac{a_2}{b_2} (\omega_{\max}^2 - 2\delta^2);$$

для РФ
$$g'(0) = \frac{a_2}{b_2} \left(\frac{b_1^2 - b_2 b_0}{b_2^2} + \frac{a_0}{a_2} \right) = -\frac{a_2}{b_2} (\omega_{\max}^2 - \omega_{\min}^2 - 2\delta^2).$$

Все полученные выше результаты расчета начальных значений временных характеристик приведены в таблице:

Тип Звена	$h(0)$	$h'(0) = g(0)$		$h''(0) = g'(0)$	
		p_1, p_2	$p_{1,2} = -\delta \pm j\omega_{св}$	p_1, p_2	$p_{1,2} = -\delta \pm j\omega_{св}$
ФНЧ-1	0	a_0 / b_1		-	
ФВЧ-1	a_1 / b_1	$-(a_1 b_0) / b_1^2$		-	
ФНЧ-2	0	0		a_0 / b_2	
ПФ	0	a_1 / b_2		$-(a_1 b_1) / b_2^2$	$-2\delta a_1 / b_2$
ФВЧ-2	$\frac{a_2}{b_2}$	$-\frac{a_2 b_1}{b_2^2}$	$-2\delta \frac{a_2}{b_2}$	$\frac{a_2}{b_2} \left[\left(\frac{b_1}{b_2} \right)^2 - \frac{b_0}{b_2} \right]$	$-\frac{a_2}{b_2} (\omega_{\max}^2 - 2\delta^2)$
РФ				$\frac{a_2}{b_2} \left[\left(\frac{b_1}{b_2} \right)^2 - \frac{b_0}{b_2} \right] + \frac{a_0}{b_2}$	$-\frac{a_2}{b_2} (\omega_{\max}^2 - \omega_{\min}^2 - 2\delta^2)$

Выводы:

1. В работе получены расчетные соотношения для начальных значений временных характеристик и их производных для звеньев первого и второго порядка на основе связи этих характеристик с вещественными коэффициентами операторной функции цепи.

2. Установлена связь начальных значений временных характеристик с характерными точками АЧХ цепи.

3. Показано, что в случае использования импульсной характеристики не обязательно предварительно определять переходную характеристику.

Список литературы: 1. Атабеков Г.И. Линейные электрические цепи. М.: Энергия, 1978. 592 с. 2. Белецкий А.Ф. Теория линейных электрических цепей. М.: Радио и связь, 1986. 544 с. 3. Айзинов М.М. Избранные вопросы теории сигналов и теории цепей. М.: Связь, 1971. 349 с. 4. Айзинов М.М. Анализ и синтез линейных радиотехнических цепей в переходном режиме. Л.: Энергия, 1968. 376 с. 5. Баскаков С.И. Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Высшая школа, 1983. 536 с.

Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 2.09.99

ПОВЫШЕНИЕ БЫСТРОДЕЙСТВИЯ И ТОЧНОСТИ ЦИФРОВЫХ АРУ НА СВЧ p-i-n-ДИОДАХ

Устройства цифрового регулирования нашли широкое применение в больших радиотехнических системах различного назначения [1, 2]. К таким устройствам можно отнести и системы автоматического регулирования усиления (АРУ), функциональные возможности которых расширились за счет использования в них электрически регулируемых аттенуаторов (ЭУА). Коэффициент передачи K_a по мощности таких ЭУА зависит от регулирующего воздействия в виде тока I_p , подаваемого на управляющий вход аттенуатора. Именно этот фактор позволил перенести задачу поддержания номинального уровня сигнала в соответствующих сечениях радиотракта с канала промежуточной частоты в канал несущей частоты, т.е. на высокочастотный вход приемника, граничащий непосредственно с антенно-фидерной системой. Это достигается путем включения на этом входе ЭУА, что позволяет, например, при необходимости возложить на систему АРУ и ограничительные функции, обеспечивающие защиту чувствительных к перегрузкам малошумящих полупроводниковых приборов – смесительных, детекторных диодов и малошумящих СВЧ-транзисторов.

Формирование регулирующего воздействия на такой ЭУА может быть достигнуто за счет использования в системе известных принципов – принципа регулирования по возмущению, принципа регулирования по отклонению, либо при совмещении этих принципов, именуемого принципом комбинированного регулирования [1].

В работах [1, 2] описаны варианты цифровых АРУ на несущей частоте, в которых быстродействие t_y (время отработки рассогласования) ограничивается, как и в АЦП последовательного счета, числом nh шагов дискретной отработки, связанных с диапазоном регулирования D_1 , относительной ошибкой D_2 и длительностью периода T_T тактовой частоты:

$$t_y \approx \frac{D_1}{D_2 - 1} T_T. \quad (1)$$

Выражение (1) записано без учета инерционности ЭУА и инерционности элементов канала формирования воздействия I_p .

Относительная ошибка D_2 регулирования, численно равная изменению уровня выходного сигнала приемника $U_{вых}$ относительно его номинального уровня $U_{ном.}$, в цифровых АРУ определяется весом младшего разряда a_0 кода N_p , который формируется в информационном канале АРУ. Величина a_0 связана с шагом h_a изменения k_a в отработке рассогласования системой АРУ:

$$\frac{U_{вых}}{U_{ном}} = D_2 = h_a.$$

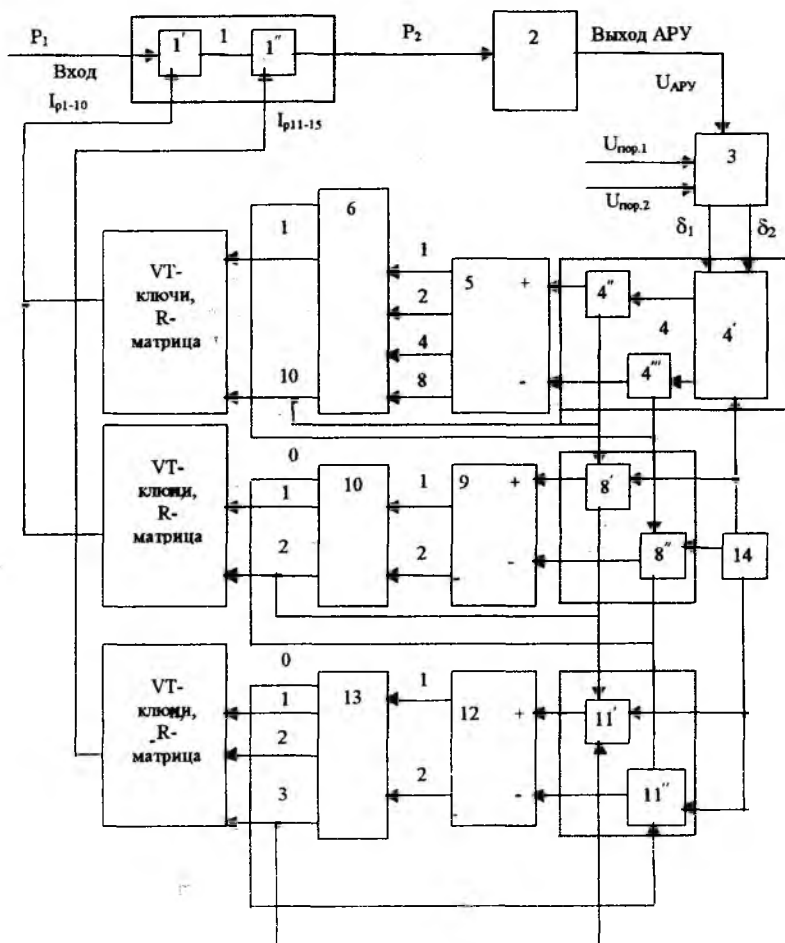
Для решения задач оптимизации и сравнительного анализа автоматических систем СВЧ в [1] был предложен комплексный критерий качества в виде мультипликативной целевой функции:

$$\Pi = \frac{N\eta}{t_y},$$

где N – некоторый функционал, характеризующий точность регулирования; η – запас устойчивости.

При параметрическом синтезе АРУ функция Π максимизируется в отношении одного, двух или трех показателей. В ряде описанных цифровых АРУ [1, 2] величина Π ограничивалась максимальным числом шагов $n_{ам} = 30-40$, используемых для отработки рассогласования, которые снижают как быстродействие, так и запас устойчивости.

В данной работе описана система АРУ, в которой величина Π максимизируется за счет снижения $n_{ам}$ и исключения периодического режима в точке равновесия системы. Такой результат достигается переходом к двухступенчатой (нониусной) отработке рассогласования и использованием двухпорогового релейного компаратора.



В системе равномерный шаг h_{α} обработки заменяется набором неравномерных шагов, из которых несколько шагов (например, h_1) первого этапа соответствует заданной погрешности регулирования $h_{\alpha 1}$, а остальные h_{α} второго этапа в целое число раз превышают $h_{\alpha 1}$.

В частности, при допустимой погрешности, не превышающей 10 дБ рассогласование по уровню входного сигнала P_2 приемника в данной системе обрабатывается на первом этапе десятью шагами по $h_{\alpha 1} = 1$ дБ в интервале вносимого ЭУА ослабления $K_{\alpha} = (0 \div 10)$ дБ, а на втором этапе – пятью шагами $h_{\alpha} = 10$ дБ каждый. Это в итоге дает возможность обработать рассогласование по входу на уровне $D_{1max} = 60$ дБ, причем время t_y не превышает одной трети времени, затрачиваемого на равномерную-последовательную шаговую обработку рассогласования.

Как видно из рисунка, сигнал P_2 на входе приемника 2 пропорционален сигналу P_1 на входе ЭУА и коэффициенту передачи K_{α} , зависящем от тока I_p . В схеме имеются два attenuатора 1' и 1'', включенные последовательно, поэтому величина P_2 равна

$$P_2 = K_{\alpha}(I_{p1}, I_{p2}) \cdot P_1. \quad (2)$$

Выходной сигнал цепи АРУ приемника U_{APV} через средство двухпорогового коммутатора 3 вырабатывает потенциальные сигналы δ_1 и δ_2 (уровни логических нулей U^0 и единиц U^1), которые однозначно определяются направлением движения системы при обработке рассогласования. При “набросе” P_1 $\delta_1 = U^0$ и $\delta_2 = U^1$, при “сбросе” P_1 $\delta_1 = U^1$ и $\delta_2 = U^0$. Система настраивается таким образом, что при изменениях P_1 в пределах $D_1 = 1 \div D_{1max}$ в установившемся состоянии выполняются условия:

$$P_{2min} \leq P_2 \leq D_2 P_{2min}, \quad U_{пор.1} < U_{APV} < U_{пор.2} \quad \text{и} \quad \delta_1 = \delta_2 = 0. \quad (3)$$

Краткий анализ работы системы удобно провести для случая максимальных скачков – ”наброса” и ”сброса”.

В случае наброса в момент t_0 на выходе 3 формируется $\delta_1 = U^0$ и $\delta_2 = U^1$, в результате чего тактовые импульсы ГТИ (обозначен 14) через схемы совпадений 4' и 4'' поступают на суммирующий вход счетчика 5. С каждым импульсом от ГТИ код счетчика N_i возрастает на единицу и на выходе дешифратора 6, соответствующем этому коду, формируется потенциальный сигнал, который через посредство ключа номера i создает ток $I_{pi} = E / R_i$ (i – текущий номер последовательности импульсов). В результате токи дискретно шаг за шагом увеличивают ослабление на 1 дБ, вносимое аттенуатором 1'. С поступлением 11-го импульса сигнал с 10-го выхода дешифратора 6 поступает на схему 2И 4'', ”закрывая” поступление импульсов на 5, а, поступая на схему 2И 8' – открывает поступление импульсов на счетчик 10, который 11-м и 12-м импульсами устанавливает последовательно ослабление (10+10) дБ, вносимые ЭУА 1''. Аналогичная смена работы этого канала происходит и при переходе на работу канала на счетчик 12 и дешифратор 13. С поступлением 15-го импульса общее ослабление в тракте составит 60 дБ, и наступит состояние, характеризуемое равенствами (3). При сбросе мощности сигнала P_1 , например, в момент t_1 , на выходе 3 устанавливаются сигналы $\delta_1 = U^1$ и $\delta_2 = U^0$, что приводит к подключению ГТИ через 4' и 4''' к вычитающему входу счетчика 5, в результате чего содержимое его убывает вплоть до полного обнуления, что сопровождается убыванием до нуля токов, регулирующих ослабление, вносимое ЭУА 1'. Одним словом, такой процесс полностью аналогичен процессу при ”набросе”, но только идет в обратном направлении и завершается полным снятием вносимого аттенуаторами ослабления. Следует отметить, что в момент времени t_1 сигнал P_2 становится исчезающе малым, цепь обратной связи размыкается, и лишь по истечении времени $t_y = 15T_1$ сигнал P_2 достигает номинального уровня. Анализ быстродействия и устойчивости системы, выполненный с учетом инерционности ЭУА, показал [1], что время t_y определяется соотношением

$$t_y = \frac{T_T \ln(\kappa_{\alpha 0} \cdot D_{1\max})}{1 - e^{-\beta} \ln D_{2M}}, \quad (4)$$

где $\beta = T_m / T_s$ (T_s – эквивалентная постоянная ЭУА); $\kappa_{\alpha 0}$ – начальное ослабление, вносимое обесточенными аттенуаторами.

Условие абсолютной устойчивости системы в малом получено с использованием Z-преобразования:

$$K < \frac{k^{-1} 2(1 - e^{-T/T_s})}{1 - e^{-T/T_s} + 2m_i(1 - e^{-T/T_s}) + 2e^{-T/T_s}(1 - \lambda)},$$

где K – коэффициент усиления; k – сектор релейной характеристики компаратора; m_i – число шагов, необходимых для отработки ”наброса” P_{1i} ; λ – коэффициент, учитывающий чистое запаздывание в системе в пределах длительности такта.

Для учета прохождения случайного сигнала в системе достаточно – в первом приближении – оценить влияние компаратора как основного нелинейного звена системы. Одним из возможных путей решения такой задачи является нахождение среднего значения длительности \bar{t}_g выброса сигнала обратной связи u_{APV} за пороговый уровень $u_{пор 2}$. В течении \bar{t}_g на вход счетчика поступает n_n помеховых импульсов, которые приводят к заметному ”дрожанию” уровня u_{APV} относительно его номинального значения.

С использованием результатов работы [3] выражение для \bar{t}_g принимает вид:

$$\bar{t}_g \approx \frac{2\sqrt{2\pi T_s} \sigma_{oc}}{\Delta} \quad (5)$$

где σ_{oc} – среднеквадратическое значение u_{APV} ; T_s – период верхней частоты спектра сигнала АРУ.

Число импульсов n_n получается из (5) делением последнего на период тактовой частоты T , и тогда среднеквадратическая ошибка

$$D_{2\sigma} \approx \frac{2\sqrt{2\pi} \cdot T_3}{T \cdot \Delta} \sigma_{oc} \cdot h_{\alpha 1}.$$

Например, при $\sigma_{oc} \approx 0,8\Delta$, $T_3/T \approx 1$ и $h_{\alpha} = 1,0$ дБ среднеквадратическая ошибка составит 2 дБ.

Рабочий образец системы в приемнике 8-мм диапазона, выполненный на цифровых элементах серии 133 и *p-i-n*-диодном ЭУА на диодах 2A513A(Б) при использовании схемы форсирования процессов рассасывания носителей в диодной структуре, обрабатывал рассогласование по входу на уровне $D_{\text{макс}} = 55$ дБ за время $t_y \approx 100 \div 150$ мкс. Разработаны анализ и методика полного расчета функциональной схемы данной системы АРУ.

Список литературы: 1. Царенко В.Т., Имшенецкий В.В., Борисов М.М. Автоматические устройства СВЧ. Справочник К.: Техника, 1983. 152 с. 2. Цифровые радиоприемные системы: Справочник / М.М. Жодзинский и др. М.: Радио и связь, 1990. 208 с. 3. Левин Б.Р. Теоретические основы статистической радиотехники. М.: Радио и связь, 1967. 747 с.

Украинская инженерно-педагогическая академия

Поступила в редколлегию 7.07.99

В.Г. КРЫЖАНОВСКИЙ, канд. физ.-мат. наук, И.Н. ШЕВЧЕНКО

ЭФФЕКТ СНИЖЕНИЯ ПОСТОЯННОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ В ТОКЕ КОЛЛЕКТОРА В ТРАНЗИСТОРНОМ УСИЛИТЕЛЕ СВЧ МОЩНОСТИ С ПОЛИГАРМОНИЧЕСКИМ РЕЖИМОМ РАБОТЫ

В диапазоне СВЧ для получения высоких КПД транзисторных усилителей мощности (ТУМ) СВЧ используются полигармонические режимы работы (классы F, F^{inv}, H [1 - 4]). В экспериментах зафиксировано снижение потребления постоянного тока усилителями при увеличении выходной мощности и КПД. В работе [5] при исследовании экспериментального образца ТУМ СВЧ по схеме с общим эмиттером класса С, в котором выходная согласующая цепь позволяла производить независимую настройку на первой и второй гармониках, был зафиксирован эффект снижения потребляемого тока на 30 мА (30 %) при росте КПД на 18,2 %. В [6] приведена общая теория возникновения постоянной составляющей в токе коллектора и общие рекомендации по ее снижению в импульсном режиме работы. Работа же мощного биполярного транзистора (БТ) в СВЧ диапазоне в ТУМ СВЧ с полигармоническим режимом имеет свои особенности, еще мало исследованные. Цель статьи – определить физические процессы, происходящие внутри транзистора и приводящие к снижению постоянной составляющей тока коллектора с ростом КПД в ТУМ СВЧ в полигармоническом режиме.

Рассмотрим ТУМ СВЧ класса С на транзисторе 2Т995А-2 [6] (рис.1). Т – эквивалентная схема собственно транзистора, в качестве которой использовалась модель первого порядка БТ [7]. 1 и 2 – цепи, содержащие паразитные элементы корпуса эмиттерного и коллекторного выводов [6], а также элементы согласования на основной частоте. U_s – источник сигнала с амплитудой 4 В, частотой 3,0 ГГц и внутренним сопротивлением $R_1 = 50$ Ом, U_0 – источник питания 14 В, нагрузка $R_3 = 50$ Ом. Контур RLC настроен на вторую гармонику основного сигнала. Чтобы исключить влияние корпуса и выводов БТ при моделировании, этот контур внесен внутрь корпуса транзистора и подключен непосредственно к коллектору. Целью введения такого контура является возможность варьирования уровня второй гармоники в токе коллектора кристалла транзистора путем изменения сопротивления контура R . Производя расстройку контура и изменяя его добротность, можно регулировать фазовые соотношения между гармониками тока и напряжения коллектора. Таким образом, проводится имитация воздействия выходных согласующе – трансформирующих цепей (СТЦ) в усилителе, работающем в полигармоническом режиме. Цепь 2 спроектирована так, чтобы в нагрузку попадала только первая гармоника коллекторного напряжения. Для этого последовательно к нагрузке включен фильтр-пробка, настроенный на удвоенную частоту входного сигнала.

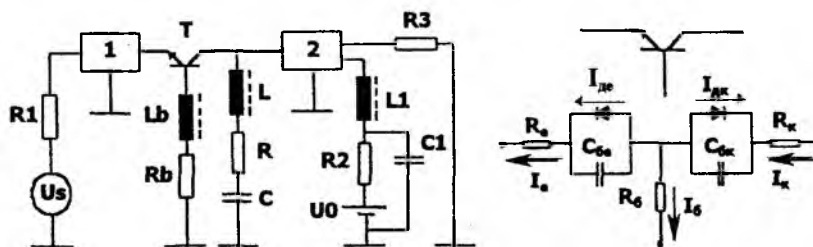


Рис. 1

В качестве исходного варианта усилителя принимается ТУМ класса С, в котором отключен контур RLC . Настройка входной и выходной СТЦ на максимум КПД и коэффициента передачи осуществлялась с помощью многопараметрической оптимизации методом прямого поиска. Достигнутые параметры такого усилителя: потребляемая мощность $P_0 = 3,41$ Вт, мощность в нагрузке $P_{L} = 0,98$ Вт, КПД $\eta = 0,29$ (29, %), коэффициент передачи $K_p = 3,4$ раз.

Для исследования полигармонического режима будем регулировать уровень второй гармоники в токе коллектора изменением сопротивления R контура RLC при его настройке в резонанс. Уровень второй гармоники в токе I_c будет определяться величиной второй гармоники одной из двух составляющих тока коллектора I_c (рис. 1) – тока I_s контура RLC . Для каждого из значений R оптимизируем величины элементов СТЦ 1 и 2 так, чтобы усилитель имел максимальные выходную мощность и КПД на частоте входного сигнала. Резонансная частота контура с учетом действия элементов внешних цепей всегда $2f_0$. Величина индуктивности L оптимизируется из условия максимальной амплитуды второй гармоники в токе I_s .

Зависимость основных параметров усилителя от величины сопротивления R контура RLC приведена на рис. 2, 3 – графики с номером 1. Полученные результаты показывают, что наличие нулевого импеданса на частоте второй гармоники в точке подключения коллекторного вывода к кристаллу транзистора не сопровождается повышением КПД и коэффициента передачи с одновременным снижением потребляемой мощности. Предполагая, что КПД может возрасти при реактивном характере нагрузки коллектора на частотах гармоник основного сигнала [4], продолжим оптимизацию элементов СТЦ 1 и 2 усилителя (рис. 1) на достижение максимального коэффициента передачи. При этом вместо варьируемого параметра – уровня второй гармоники в токе I_s , введем параметр – разность фаз между вторыми гармониками коллекторного тока и напряжения, которая определяется расстройкой контура RLC . Вариацией этого параметра будем максимизировать КПД усилителя. Результаты такого процесса приведены на рис. 2, 3 – графики 2.

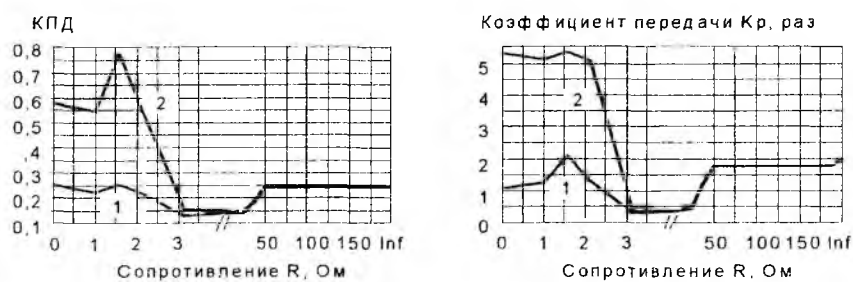


Рис. 2

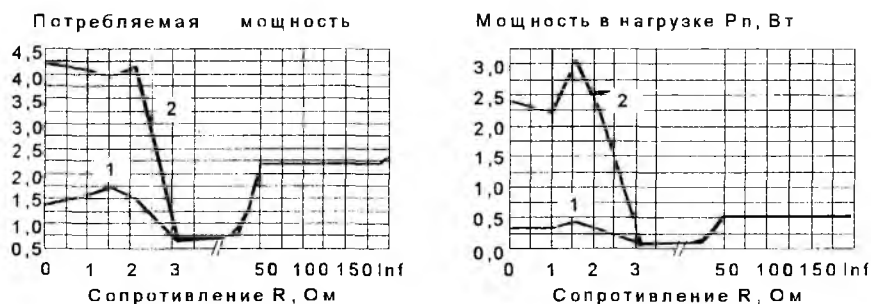


Рис. 3

Начиная с определенного значения R , КПД усилителя увеличился с 25 % ($R > 2,5$ Ом) до ~ 50 % ($R \leq 2,5$ Ом). В одной точке ($R = 1,5625$ Ом) КПД усилителя возрос до ~ 78 %. В этой точке высокого КПД проявляются эффекты, свойственные работе усилителя в полигармоническом режиме с повышенным КПД – увеличение КПД и выходной мощности на частоте входного сигнала при одновременном снижении потребляемой мощности. Результаты моделирования показали, что постоянная составляющая в коллекторном токе упала на ~15 мА (~ 5 %) при переходе от режима работы с КПД ~ 54 % к режиму с КПД ~ 78 %. Практически тот же уровень спада постоянной составляющей наблюдается и в эмиттерном токе. Чтобы разобраться в причинах этого эффекта, рассмотрим напряжение, действующее на переходе база-эмиттер (рис. 4) и ток неосновных носителей заряда (для базы) I_{0e} , формируемо-

го в эмиттерной цепи (рис. 5). Здесь и далее графики с номером 1 соответствуют режиму работы с КПД 54 %, с номером 2 – с КПД 78 %.

На этих графиках прослеживаются два эффекта: 1) снижение размаха и 2) сдвиг вершины импульса. Причиной могут служить снижение размаха импульсов напряжения U_{be} на переходе и/или изменение фазовых соотношений между составляющими тока I_{de} . Оба эти эффекта являются взаимозависимыми, так как составляющие тока I_{de} являются функцией U_{be} . Однако при анализе этих эффектов необходимо что-то брать за основу. Будем исследовать фазовые соотношения составляющих тока I_{de} . Если в качестве точки отсчета фазы принять положение минимума импульса напряжения база-эмиттер (рис. 4), то фаза вершины импульса тока I_{de} при КПД 54 % составила 2,306 рад, а при КПД 78 % – 2,705 рад, разность – 0,399 рад.

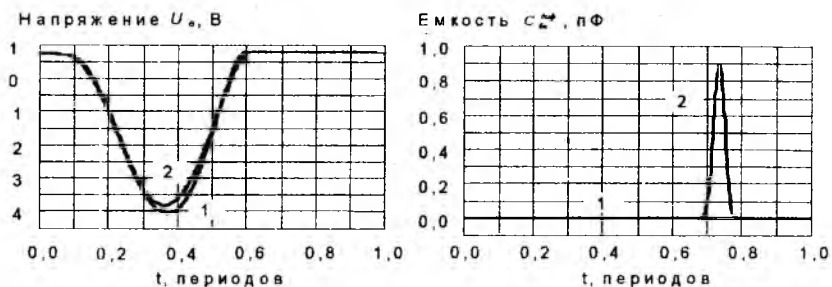


Рис. 4

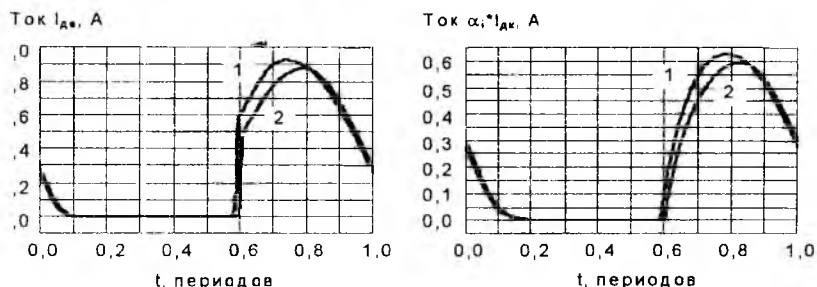


Рис. 5

Исследование тока $\alpha_i I_{de}$ (α_i – инверсный коэффициент передачи тока коллектора), инжектируемого из коллекторного перехода в эмиттерный, показало, что фаза вершины импульса этого тока относительно минимума напряжения U_{be} при режиме работы с КПД 54 % составила 2,501 рад, а в режиме с КПД 78 % – 2,917 рад, разность – 0,326 рад. Этот ток представлен на рис. 5. Такое дополнительное запаздывание импульса тока $\alpha_i I_{de}$ привело к несинхронному сложению составляющих тока I_{de} (рис. 5) и соответственно тока эмиттера I_e и тока емкости $C_{бэ}$. В результате размах импульса тока I_{de} уменьшился на 0,0525 А, тока I_e на 0,0425 А и тока емкости $C_{бэ}$ на 0,0739 А. Снижение тока емкости $C_{бэ}$, в свою очередь, приводит к снижению размаха импульса напряжения на переходе на 0,247 В. Косвенной причиной дополнительного набега фазы тока $\alpha_i I_{de}$ явилось увеличение напряжения $U_{бк}$. Как следует из рис. 6, в режиме с КПД 78 % напряжение $U_{бк}$ на малой части своего периода стало изменять знак.

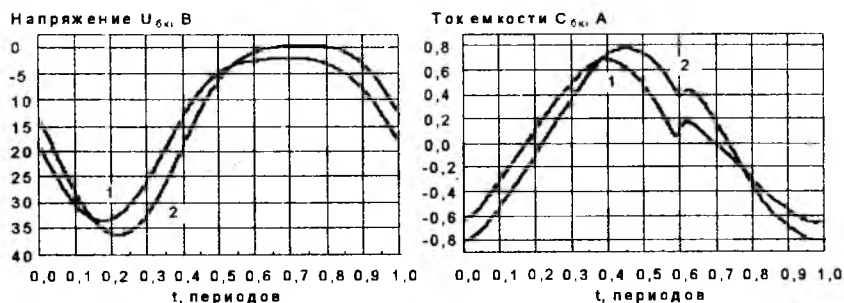


Рис. 6

Это является предпосылкой перехода БТ в инверсный режим работы с сопутствующим этому режиму накоплением зарядов в коллекторной области. Для проверки этого предположения было произведено усреднение диффузионной емкости коллекторного перехода (рис. 4) за период входного сигнала. И если в режиме с КПД 54 % ее среднее значение за период $\approx 0,0$ пФ, что является закономерным результатом, так как напряжение $U_{бк}$ не изменяет своего знака, а применяемая модель транзистора является моделью без накопления в коллекторе при работе транзистора в активной области и области отсечки [9]. То при КПД 78 %: $\bar{C}_{бк,д} \approx 0,06$ пФ. Это и послужило причиной дополнительно фазового запаздывания импульса тока $\alpha_i I_{де}$.

Сравнение работы реальных БТ в переключательном режиме и транзистора, описываемого моделью первого порядка [9], показало, что эта модель может применяться для моделирования БТ с однородным или неоднородным (скрытый n^+ -слой) коллектором, легированным золотом.

Рассмотрим связь эффекта накопления при работе БТ в режиме насыщения с уровнем и фазой второй гармоники тока коллектора I_k (рис. 1). При КПД 54 %: $I_k(\omega_0) = 0,97e^{i0.731}$ А, $I_k(\omega_0) = 0,0615e^{i2.452}$ А, при КПД 78 %: $I_k(\omega_0) = 1,09e^{i0.483}$ А, $I_k(\omega_0) = 0,14e^{i2.439}$ А. Разность фаз между первой и второй гармониками при КПД 54 % составила 1,721 рад, при 78 %: 1,608 рад. Амплитуда второй гармоники тока при КПД 78 % выросла в два раза по сравнению с КПД 54 %. Такие соотношения амплитуд и фаз гармоник тока приводят к росту импульса напряжения на коллекторе транзистора (амплитуда первой гармоники напряжения изменилась от $U_1 = 15,45e^{i2.003}$ В до $U_1 = 18,44e^{i1.755}$ В). Повышение напряжения увеличивает модуляцию барьерной емкости коллекторного перехода и увеличивает генерацию высших гармоник. В результате определенного значения выходного импеданса на высших гармониках это приводит к росту переменного напряжения на коллекторе. Этот процесс продолжается до тех пор, пока транзистор не начнет переходить в режим насыщения, в котором проявляется эффект накопления заряда в коллекторной области, приводящий к снижению постоянной составляющей тока коллектора.

Для усилителей на БТ, работающих в полигармоническом режиме, это может быть наиболее вероятным объяснением эффекта снижения постоянной составляющей потребляемого тока в режимах максимального КПД.

В работе исследованы процессы, происходящие в БТ при его работе в ТУМ СВЧ с полигармоническим режимом работы и приводящие к снижению постоянной составляющей в токе коллектора при одновременном повышении КПД и коэффициента передачи усилителя. Показано, что основной причиной эффекта снижения постоянной составляющей в токе коллектора является эффект накопления основных носителей в коллекторной области и связанная с этим дополнительная задержка в распространении импульса тока от коллектора к эмиттеру.

Список литературы: 1. Krauss H., Bostian C., Raab F. Solid-State Radio Engineering. New York: Wiley, 1980. 2. Mader, Bryerton E., Markovic M., Forman M., Popovic Z., "Switched-Mode High-Efficiency Microwave Power Amplifiers in a Free-Space Power-Combined Array" // IEEE Trans. on MTT, Vol. 46. N. 10. P. 1391-1398. 3. Бледнов И.И. Состояние и тенденции развития ИЭТ СВЧ для применения в АФАР. Обзоры по электронной технике. Серия 1. Электроника СВЧ. Вып. 18 (1590). 1990. 4. Крыжановский В.Г., Шевченко И.Н. Влияние форм тока и напряжения коллектора на КПД транзисторного усилителя СВЧ-мощности класса F(H) и учетом параметрических эффектов // Радиотехника. 1998. Вып. 108. С. 81-88. 5. Бондаренко Б.Н., Крыжановский В.Г., Макаренко И.Б. Транзисторный усилитель СВЧ-мощности с настройкой по второй гармонике // Радиотехника. 1987. Вып. 80. С. 128-132. 6. Агаханян Т.М., Основы транзисторной электроники. М.: Энергия, 1974. 255 с. 7. Перельман Б.Л., Петухов В.М. Новые транзисторы. Справочник. М.: "СОЛОН", "МИКРОТЕХ". Т. 1. 1994. 261 с. 8. Архангельская И.Т., Архангельский А.Я. Модель первого порядка переноса и накопления носителей заряда в полупроводнике и модель биполярного транзистора на ее основе. Изв. Вузov СССР. Радиоэлектроника. 1974. Т. XVII. № 6. С. 104-111. 9. Архангельский А.Я., Архангельская И.Т. Модель биполярных интегральных транзисторных структур. Электронная техника. Серия 3. Микроэлектроника. Вып. 2 (56). 1975. С. 67-72.

РОЗПОДІЛЕННЯ ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОГО ПОТЕНЦІАЛУ В ЦИЛІНДРИЧНОМУ МАГНЕТРОНІ

При визначенні аеро- та гідродинамічних характеристик літальних апаратів та суден, при вивченні дифракції електромагнітних хвиль, у задачах магнітної гідродинаміки, теплообміну, філь-трації ґрунтів, стійкості пластин та оболонок тощо виникає необхідність у обчисленні різноманітних полів — силових теплових, електромагнітних, гідродинамічних тощо.

Характерною особливістю полів є їх залежність не тільки від фізичних властивостей середовища, величин та характеру збудників поля, але й від їх геометричних форм, які мають у реальних задачах досить складну конфігурацію. Це створює специфічні труднощі при розробці методів обчислення полів, що пов'язано з необхідністю врахування геометричної інформації й додавання до неї обчислювального алгоритму [1].

Проектування та теоретичні дослідження систем зі схрещеними полями вимагають сумісного розв'язання рівнянь руху заряджених частинок, рівняння збудження та рівняння Пуасона.

Однак, спочатку, коли просторового заряду ще немає, замість рівняння Пуасона розподілення потенціалу в системі описується рівнянням Лапласа [2].

Таким чином у системах зі схрещеними полями для адекватного врахування статичних електричних полів та їх впливу на роботу системи в цілому необхідно вміти обчислювати такі поля, тобто вміти побудувати розв'язок рівняння Лапласа за складних межових умов.

З іншого боку через форму анодного блоку розподілення електростатичного поля у таких системах є просторово неоднорідним, найчастіше просторово-періодичним, що також впливає на роботу приладів зі схрещеними полями.

1 Формулювання задачі

Розглянемо рівняння Лапласа для системи, яка має форму, що наведено на рис. 1.

Рівняння Лапласа для такої системи, і взагалі для будь-якої циліндричної системи, має вигляд (тут обмежемося двовимірним випадком)

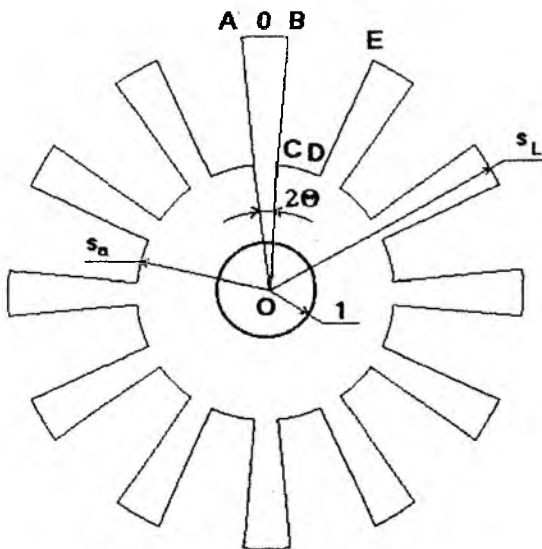


Рис. 1

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial U}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} = 0.$$

Для узагальнення системи на будь-які розміри доцільніше перейти до безрозмірних координат, тоді матимемо

$$\frac{1}{s} \frac{\partial}{\partial s} \left(s \frac{\partial U}{\partial s} \right) + \frac{1}{s^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} = 0, \quad (1)$$

де $s = r/r_0$

Таким чином необхідно здобути розв'язок рівняння (1) за таких межових умов

$$1. U(I) = 0; \quad (2)$$

$$2. U(I) = U_a,$$

де Γ — поверхня анодного блоку.

2 Доведення існування та розв'язку рівняння Лапласа

Перш ніж розпочинати розв'язання цього рівняння необхідно довести існування розв'язку та його єдиність. Доведення цих фактів здійснюємо за [3].

Хай існує область T , котра обмежена поверхнею Σ . Перша крайова задача в області T для рівняння Лапласа містить наступне.

Потрібно знайти таку функцію u , яка

- а) задовольняє в середині області T рівняння $\Delta u = 0$;
- б) визначена й неперервна у замкненій області $T + \Sigma$, вміщуючи й межу;
- в) дорівнює на межі значенням, що задано.

В умові а) припускається гармонічність функції в середині області T . Вимога гармонічності на межі є зайвою, через те, що вона потягнула б за собою додаткові обмеження для межових значень.

Умова неперервності у замкненій області (або будь-яка умова, що її замінює) є необхідною для єдиності. Якщо відмовитися від цієї умови, то будь-яку функцію, котра дорівнює сталій C в середині T та функції f , що задано на Σ , можна розглядати як розв'язок задачі, оскільки вона задовольняє умовам а), в).

Доведемо теорему єдиності:

– перша внутрішня крайова задача для задовільнення рівнянню Лапласа не може мати двох різних розв'язків.

Припустимо, що існують дві різні функції u_1 та u_2 , котрі є розв'язком задачі, тобто функції неперервні у замкненій області $T + \Sigma$, які задовольняють в середині області рівнянню Лапласа й які на поверхні мають однакове значення f .

Різниця цих функцій $u = u_1 - u_2$, має такі властивості:

- 1) $\Delta u = 0$ в середині області T ;
- 2) u є неперервною у замкненій області $T + \Sigma$;
- 3) $u/\Sigma = 0$.

Функція $u(M)$, таким чином, є неперервною та гармонічною в області T й дорівнює нулю на межі. Як відомо, будь-яка неперервна функція у замкненій області досягає свого максимального значення. Переконаємося у тому, що $u \equiv 0$. Якщо функція $u \neq 0$ й хоча б у одній точці $u > 0$, то вона мусить досягнути позитивного значення в середині області, що є неможливим. Точнісінько так доводиться, що функція u не може мати ніде в середині області T від'ємних значень. Звідси випливає, що $u \equiv 0$.

Повернемося до доведення неперервної залежності розв'язку першої крайової задачі від межових умов. Нагадаємо, що задача є фізично визначеною, якщо малій зміні умов, котрі визначають розв'язок задачі, у даному випадку межових умов, відповідає мала зміна самого розв'язку.

Хай u_1 та u_2 є неперервними в області $T + \Sigma$ й гармонічними в середині T функції, якщо модуль різниці межових значень не перевищує $\varepsilon > 0$. Доведемо, що $|u_1 - u_2| \leq \varepsilon$ всюди в області, яку розглядають.

Це твердження випливає з того, що $U \equiv \varepsilon$ є гармонічною функцією.

Таким чином доведено неперервну залежність розв'язку від межових умов та єдиність першої внутрішньої задачі.

Оскільки доведено, що розв'язок існує та є єдиним, то можна спробувати побудувати цей розв'язок.

3 Методи розв'язання рівняння Лапласа за складних межових умов

У формулюванні будь-якої межової задачі бере участь інформація двох видів: аналітична та геометрична. Аналітична інформація — це рівняння, за допомогою яких описується задача; геометрична інформація — форма області та її межі.

Звичайно, будь-який метод розв'язання межової задачі мусить враховувати обидва види інформації. У таких класичних методах, як, наприклад, метод Фур'є або метод інтегральних перетворень, геометрична інформація враховується через гарний вибір систем координат; у методі конформних перетворень — побудовою підходящої твірної функції. Однак такі підходи не завжди є можли-

вими. Зростаючі запити практики вимагають необхідності розгляду все більш складних межових задач, для розв'язання яких до тепер не існує точних методів.

Серед наближених методів розв'язання межових задач найпопулярнішими є сіткові та варіаційні методи. Ці методи мають універсальний характер, можуть застосовуватися для різноманітних диференціальних операторів, різноманітних областей та типів межових умов. У сіткових методах (кінцевих різниць, кінцевих елементів тощо) вся вихідна інформація, як аналітична, так і геометрична, перетворюється до цифрового вигляду й у результаті розв'язання задачі отримують числові масиви. У варіаційних методах врахування геометричної інформації здійснюється в процесі побудови так званих координатних послідовностей функцій, які задовольняють межовим умовам та мають необхідні властивості повноти та лінійної незалежності при обчисленні квадратур за областю, що розглядається.

До тепер вважалося, що питання про вибір координатних послідовностей для будь-яких складних областей є справою щасливого випадку, й навіть для найпростішого типу межової задачі — однорідної задачі Дирихле, де функція, яку визначають, на межі області повинна дорівнювати нулю, — не існувало будь-яких загальних методик та рекомендацій. Якщо ж складність форми області збігалася зі складністю межових умов, то задача побудови координатних функцій вважалася зовсім безнадійною. Ця обставина була однією з основних перепонів на шляху практичного застосування варіаційних методів, які подібно до методу Бубнова-Гальоркіна потребують задовільнення всіх межових умов.

Необхідно зауважити, що метод R-функцій, який також називають структурним методом [4 — 9], не припускає обов'язкового застосування саме варіаційних методів. Метод R-функцій — назва деякого загального підходу до конструювання на аналітичному рівні наближених розв'язань межових задач для областей складної форми зі складним характером межових умов. По-перше, тут мається на увазі розвиток засобів конструктивної теорії функцій, які базуються на застосуванні тих чи інших множин H -реалізованих функцій — більш загальних множин ніж традиційні лінійні оболонки тих чи інших послідовностей функцій [1].

Розв'язання крайових задач математичної фізики є одним з найважливіших й складніших етапів обрахунків фізичного приладу, системи, установки. До задач такого роду призводить визначення характеристик фізичних полів будь-якої природи: електромагнітних, теплових, пружних деформацій, гідродинамічних тощо. Математична формалізація фізичних явищ полягає тут у тому, що до рівнянь, які описують фізичне поле, необхідно додати співвідношення, що задовольняють характеристики поля на межі області, які обраховують. Останні співвідношення називаються крайовими або межовими умовами задачі. За наявності неоднорідностей властивостей середовища або нелінійного характеру залежності цих властивостей від величини самого поля коефіцієнти рівнянь поля починають залежати від координат або інтенсивності поля. В останньому випадку система рівнянь буде замкненою, якщо додати так звані “матеріальні рівняння”, котрі описують нелінійність середовища.

Отже, повна інформація, яка потрібна для розв'язання задачі, що поставлено, об'єднує рівняння поля, межові умови, матеріальні рівняння, а також опис геометрії та топології області, що обраховують. У тих випадках, коли характеристики джерел, які збуджують поле, залежать від часу, поле називається нестационарним, й вихідні дані мусять містити початкові умови, які описують розподілення поля в якийсь початковий момент часу. Такі задачі називають початково - крайовими.

4 Побудова розв'язку рівняння Лапласа за складних межових умов

Отже за прийнятний метод для нашої мети вибираємо метод розділення змінних.

У двовимірному випадку окремий розв'язок треба шукати у формі добутку тільки двох функцій

$$u = w(s) v(\varphi)$$

причому для v та u отримуємо рівняння

$$\frac{d^2 v}{d\varphi^2} = -\lambda^2 v,$$

$$\frac{d}{ds} \left(s \frac{dw}{ds} \right) - \frac{\lambda^2}{s} w = 0.$$

Інтеграли цих рівнянь мають вигляд

$$w = A_\lambda s^\lambda + B_\lambda s^{-\lambda}$$

$$v = C \ln s \text{ для } \lambda = 0 \quad \text{й} \quad v = M_{\lambda} e^{i\lambda\varphi} + N_{\lambda} e^{-i\lambda\varphi} \text{ для } \lambda \neq 0,$$

де $C, A_{\lambda}, B_{\lambda}, M_{\lambda}, N_{\lambda}$ — сталі [6]. Ці інтеграли стають нетривіальними за умови, що $\lambda = n$, де n — ціле число.

Отже, загальний розв'язок рівняння (1) з застосуванням методу розділення змінних має вигляд

$$u(s, \varphi) = A_0 \ln s + \sum_{n=1}^{\infty} (C_n s^n + D_n s^{-n}) (A_n \sin n\varphi + B_n \cos n\varphi). \quad (3)$$

Періодом анодної сповільнюючої системи магнетрону, як наведено на рис. 1, є кут АОЕ, або в кутовому обчисленні $2\pi/N$, де N - кількість резонаторів анодної системи. Тоді вираз (3) матиме вигляд

$$u(s, \varphi) = A_0 \ln s + \sum_{n=1}^{\infty} (C_n s^n + D_n s^{-n}) (A_n \sin Nn\varphi + B_n \cos Nn\varphi), \quad (4)$$

через те, що $2\pi / \frac{2\pi}{N} = N$.

Для знаходження конкретного вигляду виразу (4) необхідно застосувати межові умови.

1. Межові умови на катоді

$$u(1, \varphi) = 0.$$

Через це $C_n + D_n = 0$, звідси $D_n = -C_n$. Після визначення коефіцієнта D_n , розв'язок (2) матиме вигляд

$$u(s, \varphi) = A_0 \ln s + \sum_{n=1}^{\infty} C_n (s^{Nn} - s^{-Nn}) (A_n \sin Nn\varphi + B_n \cos Nn\varphi). \quad (5)$$

Межові умови на аноді

2. Дуга АВ

$$s = s_L$$

$$-\theta \leq \varphi \leq \theta$$

$$u(s, \varphi) = A_0 \ln s_L + \sum_{n=1}^{\infty} C_n (s_L^{Nn} - s_L^{-Nn}) (A_n \sin Nn\varphi + B_n \cos Nn\varphi).$$

3. Відрізок ВС

$$s_a \leq s \leq s_L$$

$$\varphi = \theta$$

$$u(s, \varphi) = A_0 \ln s + \sum_{n=1}^{\infty} C_n (s^{Nn} - s^{-Nn}) (A_n \sin Nn\theta + B_n \cos Nn\theta).$$

4. Дуга CD

$$s = s_a$$

$$\theta \leq \varphi \leq 2\pi/N - \theta$$

$$u(s, \varphi) \Big|_{\substack{s_a \leq s \leq s_L \\ \varphi = \theta}} = A_0 \ln s_a + \sum_{n=1}^{\infty} C_n (s_a^{Nn} - s_a^{-Nn}) (A_n \sin Nn\varphi + B_n \cos Nn\varphi) = U_a.$$

5. Відрізок DE

$$s_a \leq s \leq s_L$$

$$\varphi = 2\pi/N - \theta$$

$$u(s, \varphi) \Big|_{\substack{s_a \leq s \leq s_L \\ \varphi = \theta}} = A_0 \ln s + \sum_{n=1}^{\infty} C_n (s^{Nn} - s^{-Nn}) [A_n \sin Nn(\frac{2\pi}{N} - \theta) + B_n \cos Nn(\frac{2\pi}{N} - \theta)] =$$

$$A_0 \ln s + \sum_{n=1}^{\infty} C_n (s^{Nn} - s^{-Nn}) (-A_n \sin Nn\theta + B_n \cos Nn\theta) = U_a.$$

Порівняємо умови 3 та 5

$$A_0 \ln s + \sum_{n=1}^{\infty} C_n (s^{Nn} - s^{-Nn}) (A_n \sin Nn\theta + B_n \cos Nn\theta) =$$

$$A_0 \ln s + \sum_{n=1}^{\infty} C_n (s^{Nn} - s^{-Nn}) (-A_n \sin Nn\theta + B_n \cos Nn\theta).$$

Звідси випливає, що

$$\sum_{n=1}^{\infty} A_n C_n (s^{Nn} - s^{-Nn}) \sin Nn\theta = 0.$$

Позначимо $F_n = A_n C_n \sin Nn\theta$, тоді $\sum_{n=1}^{\infty} F_n (s^{Nn} - s^{-Nn}) = 0$, або $\sum_{n=1}^{\infty} F_n s^{Nn} = \sum_{n=1}^{\infty} s^{-Nn}$.

Для будь-якого фіксованого s це рівняння виконуватиметься за $F_n = 0$. Таким чином, остаточно маємо

$$u(s, \varphi) = A_0 \ln s + \sum_{n=1}^{\infty} A_n (s^{Nn} - s^{-Nn}) \cos Nn\varphi. \quad (6)$$

Отже, залишилося визначити коефіцієнти A_0 та A_n .

5 Визначення коефіцієнтів у розв'язанні рівняння Лапласа

Визначити коефіцієнти у виразі (6) можна за допомогою кількох методів: варіаційні методи, метод Л.В. Конторовича, метод Треффтца, методи Ритца та Гальоркіна, метод сіток тощо.

У низці випадків застосування методу Треффтца призводить до простіших обчислень у порівнянні з застосуванням методів Ритца та Гальоркіна, оскільки за методом в Треффтца обчислюються лише інтеграли по межі області, а не по самій області.

Для визначення коефіцієнтів виразу (6) скористаємося методом Треффтца. Метод Треффтца дещо є протилежним щодо методів Ритца та Гальоркіна. В останніх методах розв'язок задачі шукають у вигляді лінійної комбінації функцій, які задовільняють диференційному рівнянню, але не задовільняють межовим умовам.

Невизначені коефіцієнти, що входять до розв'язку задачі, за методом Треффтца визначаються таким чином, аби найточніше виконувалися межові умови; у методах Ритца та Гальоркіна невизначені коефіцієнти визначаються з умови найточнішого задовільнення диференційного рівняння задачі.

Переходячи до опису метода Треффтца, розглянемо рівняння

$$\Delta U = f(x, y) \quad (7)$$

за межевої умови: $U = \varphi$ на контурі C області.

Припустимо, що V є якимось окремим розв'язком неоднорідного рівняння (7), а V_k ($k = 1, 2, \dots, n$) — окремі розв'язки, які відповідають однорідному рівнянню

$$\Delta U = 0 \quad (\Delta V_k = 0).$$

Тоді

$$\bar{U} = V + \sum_{k=1}^n A_k V_k \quad (8)$$

також буде розв'язком неоднорідного рівняння (7). Сталі A_k у наближеному розв'язку \bar{U} необхідно підбирати таким чином, щоб найточніше виконувалася межева умова, якій задовільняє точний розв'язок задачі.

Для визначення коефіцієнтів A_k необхідно, щоб інтеграл

$$I = \int_C (\bar{U} - U)^2 dl = \int_C (\bar{U} - \varphi)^2 dl$$

був найменшим. Ця вимога призводить до умов

$$\frac{\partial I}{\partial A_m} = 2 \int_C (\bar{U} - \varphi) V_m dl = 0, \quad (m = 1, 2, \dots, n);$$

або після підстановки виразу \bar{U}

$$\sum_{k=1}^n A_k \int_C V_k V_m dl = \int_C (\varphi - V) V_m dl, \quad (m = 1, 2, \dots, n). \quad (9)$$

Система рівнянь (9) й визначає коефіцієнти A_k .

За Треффтцем, однак, коефіцієнти A_k визначаються по іншому. Позначимо через F різницю

$$F = \bar{U} - U.$$

Через те, що обидві функції \bar{U} та U задовільняють рівнянням

$$\Delta \bar{U} = f \quad \text{та} \quad \Delta U = f,$$

то функція F задовільняє рівнянню

$$\Delta F = 0.$$

Визначення функції, що задовільняє рівнянню $\Delta F = 0$ еквівалентне визначенню функції, яка призводить до мінімуму інтеграла

$$I = \int_S \left[\left(\frac{\partial F}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial y} \right)^2 \right] dS,$$

або

$$I = \int_S \left[\left(\frac{\partial(\bar{U} - U)}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial(\bar{U} - U)}{\partial y} \right)^2 \right] dS.$$

Умови обернення у мінімум останнього інтеграла становлять:

$$\frac{\partial f}{\partial A_m} = 2 \int_S \left[\left(\frac{\partial V}{\partial x} + \sum_{k=1}^n a_k \frac{\partial V_k}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial x} \right) \frac{\partial V_m}{\partial x} + \left(\frac{\partial V}{\partial y} + \sum_{k=1}^n a_k \frac{\partial V_k}{\partial y} - \frac{\partial U}{\partial y} \right) \frac{\partial V_m}{\partial y} \right] dS = 0.$$

Коротше, останні рівності можна записати таким чином:

$$\int_S \left(V + \sum_{k=1}^n A_k V_k - U \right) \nabla V_m dS = 0 \quad (m = 1, 2, \dots, n). \quad (10)$$

Для подальших перетворень скористаємося формулою Грина, яку переписано для площинного випадку:

$$\int_S (\psi \Delta \varphi + \nabla \psi \nabla \varphi) dS = \int_C \psi \frac{\partial \varphi}{\partial n} dl.$$

Припускаючи в цій формулі

$$\varphi = V_m, \quad \psi = V + \sum_{k=1}^n A_k V_k - U,$$

знайдемо

$$\begin{aligned} & \int_S \left(V + \sum_{k=1}^n A_k V_k - U \right) \Delta V_m dS + \int_S \left(V + \sum_{k=1}^n A_k V_k - U \right) \nabla V_m dS = \\ & \int_C \left(V + \sum_{k=1}^n A_k V_k - U \right) \frac{\partial V_m}{\partial n} dl. \end{aligned}$$

Перший з інтегралів у лівій частині рівняння, що отримано, зникає через те, що $\Delta V_m = 0$; другий інтеграл зникає через (10). Таким чином знаходимо

$$\int_C \left(V + \sum_{k=1}^n A_k V_k - U \right) \frac{\partial V_m}{\partial n} dl = 0, \quad (m = 1, 2, \dots, n);$$

або

$$\sum_{k=1}^n A_k \int_C V_k \frac{\partial V_m}{\partial n} dl = \int_C (U - V) \frac{\partial V_m}{\partial n} dl, \quad (m = 1, 2, \dots, n).$$

Через те, що на межі області функція U є відомою й дорівнює φ , ми отримаємо таке рівняння Треффца для визначення коефіцієнтів A_k :

$$\sum_{k=1}^n A_k \int_C V_k \frac{\partial V_m}{\partial n} dl = \int_C (\varphi - V) \frac{\partial V_m}{\partial n} dl, \quad (m = 1, 2, \dots, n) [10].$$

Застосуємо цей метод для знаходження розв'язків рівняння (1). Оскільки у даному випадку потенціал електростатичного поля визначається однорідним рівнянням $\Delta U = 0$, то необхідно припустити, що $V = 0$. Окремі розв'язки рівняння $\Delta U = 0$ треба вибрати таким чином, щоб вони задовільняли умовам симетрії задачі та межовим умовам (2).

Цим умовам задовільняють структурні функції, що отримано в (6):

$$\begin{aligned} V_1 &= \ln s, \\ \vec{V}_n &= \left(s^{(n-1)N} - s^{-(n-1)N} \right) \cos(n-1)N\varphi. \end{aligned} \quad (11)$$

Шукатимемо розв'язок рівняння (1) у вигляді

$$\bar{U} = \sum_{k=1}^n A_k V_k$$

й для визначення коефіцієнтів A_k скористаємося першим способом, для чого складемо рівняння типу (9).

У цих рівняннях під контуром C розуміємо повний контур області, який утворюється контурами анода та катода, й такий, котрий його обходять у напрямку, таким чином, що область, яка знаходиться між ними, залишається ліворуч від спостерігача, котрий рухається по контуру.

Враховуючи, що у випадку, що розглядають, $V = 0$, й розуміючи під C_2 внутрішній контур області, де $U = 0$, маємо

$$\sum_{k=1}^n A_k \int_C V_k V_m dl = U_0 \int_C V_m dl, \quad (m = 1, 2, \dots, n).$$

Або у розгорнутому вигляді система рівнянь, що отримано, можна записати таким чином:

$$\begin{aligned} A_1 \int_C V_1^2 dl + A_2 \int_C V_1 V_2 dl + A_3 \int_C V_1 V_3 dl + \dots + A_n \int_C V_1 V_n dl &= U_0 \int_{C_1} V_1 dl; \\ A_1 \int_C V_2 dl + A_2 \int_C V_2^2 dl + A_3 \int_C V_2 V_3 dl + \dots + A_n \int_C V_2 V_n dl &= U_0 \int_{C_1} V_2 dl; \\ &\dots \\ A_1 \int_C V_1 V_n dl + A_2 \int_C V^2 V_n dl + A_3 \int_C V_3 V_n dl + \dots + A_n \int_C V_n^2 dl &= U_0 \int_{C_1} V_n dl. \end{aligned} \quad (12)$$

Підставляючи у цю систему замість V_i значення структурних функцій з (11) та розв'язуючи отриману систему, визначимо коефіцієнти A_i , значення яких наведено в таблиці.

A_2	$-8.8195 \cdot 10^{-4}$	$-3.0827 \cdot 10^{-4}$	$-2.4145 \cdot 10^{-5}$	$-1.6387 \cdot 10^{-6}$
A_3	$-8.525 \cdot 10^{-6}$	$1.2561 \cdot 10^{-7}$	$8.5429 \cdot 10^{-10}$	$5.1289 \cdot 10^{-12}$
A_4	$6.4414 \cdot 10^{-8}$	$-4.0666 \cdot 10^{-11}$	$-2.3037 \cdot 10^{-14}$	$-1.3124 \cdot 10^{-17}$
A_5	$-2.4055 \cdot 10^{-10}$	$9.7948 \cdot 10^{-15}$	$4.4942 \cdot 10^{-19}$	$2.5999 \cdot 10^{-23}$
A_6	$5.7905 \cdot 10^{-13}$	$-1.7408 \cdot 10^{-18}$	$-6.1954 \cdot 10^{-24}$	$-3.8989 \cdot 10^{-29}$
A_7	$-9.5844 \cdot 10^{-16}$	$2.2502 \cdot 10^{-22}$	$5.6207 \cdot 10^{-29}$	$4.2132 \cdot 10^{-35}$
A_8	$1.102 \cdot 10^{-18}$	$-2.0354 \cdot 10^{-26}$	$-2.6915 \cdot 10^{-35}$	$-2.7632 \cdot 10^{-39}$

6 Доведення збіжності ряду

Розглянемо ряд з виразу (6). Аналізуючи коефіцієнти A_n з таблиці, можна припустити, що коефіцієнти ряду (6) є пропорційними $N^{2-N/2}$. Розглянемо загальний член ряду

$$a_n(s^{nN} - s^{-nN})\cos Nn\varphi \leq |a_n|/(s^{nN} - s^{-nN})\cos Nn\varphi \leq |a_n|/s^{nN} \cos Nn\varphi \leq |a_n|/s^{nN} \approx$$

$$\approx \left(\frac{s}{N}\right)^N \frac{1}{N^2} \leq \frac{1}{N \binom{N-2}{2}^n}$$

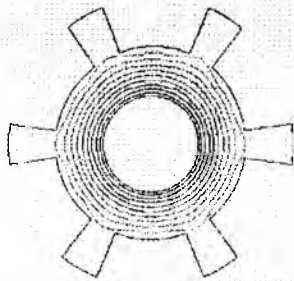


Рис. 2

Через те, що ряд з загальним членом, котрий наведено останнім, збігається зі збільшенням порядкового номеру, то ряд (6) також збігатиметься. Таким чином вираз (4) з коефіцієнтами, що визначено за допомогою системи (12) є розв'язком рівняння (1).

Як ілюстрацію на рис. 2 наведено розподілення електростатичного потенціалу в б-резонаторному магнетроні. Провисання еквіпотенціалей електростатичного потенціалу в щільні, що обумовлено сталою напругою аноду, призводить до зниження потенціалу в області щільни, а, отже, й ефективного анодного потенціалу, котрий діє на електронний потік.

Список літератури: 1. Рвачев В.Л. Методы алгебры логики в математической физике К., Наукова думка 1974 259 с.

2. Morishita Y. CAD of Microwave Tubes // Терекбидъон гаккай ші. 1978. — 32 — N 3. С. 182 – 188. — Яп. 3. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики Госиздат технической литературы М. 1953. 679 с. 4. Рвачев В.Л. К вопросу о построении координатных последовательностей. Дифференциальные уравнения, 1970. № 6. С. 1034 – 1047. 5. Рвачев В.Л. Применение R-функций к решению краевых задач математической физики. В кн.: Материалы семинара по численным методам решения внутренних краевых задач электродинамики СВЧ. Вып. 9 (35), “Электроника” М., 1971. 6. Рвачев В.Л., Шкляров Л.И. О применении метода Бубнова-Галеркина. Дифференциальные уравнения, 1965. № 11. С. 1537 – 1543. 7. Волков А.П., Манько Г.П., Рвачев В.Л. О решении одной краевой задачи методом R-функций. Дифференциальные уравнения, 1967. № 9. С. 1602 – 1605. 8. Манько Г.П., Рвачев В.Л., Шкляров Л.И. О построении последовательности координатных функций при решении задач Дирихле и Неймана методом R-функций для областей сложной формы. Дифференциальные уравнения, 1968. № 4. С. 702 – 713. 9. Калекин Ю.О., Подгорный А.М., Рвачев В.Л. Методы алгебры логики (R-функций) в краевых задачах механики для областей сложной формы. В кн.: Сборник аннотаций XIII Международного конгресса по теоретической и прикладной механике. “Наука”, М., 1972. С. 58 – 59. 10. Миролубов Н.Н., Костенко М.В., Левинштейн М.Л., Тиходеев Н.Н. Методы расчета электростатических полей. – М.: Высшая школа, 1963. – 415 с.

Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 18.01.00

АКУСТООПТИЧЕСКИЙ МОДУЛЯТОР

Перспективы использования акустооптических ячеек (АОЯ) в системах спектрального и корреляционного анализа радиосигналов, обоснование формулировки названия АОЯ по функциональному назначению в данных системах как акустооптический модулятор (АОМ), часть предлагаемой инженерной методики расчета АОМ были приведены в [1]. Согласно этой работе, методика инженерного расчета электроакустооптического тракта АОМ включает следующие этапы: выбор материалов светозвукопровода, электроакустического преобразователя, акустической нагрузки, связующих и согласующих слоев с учетом физико-химических свойств и совместимости; определение параметров электрической эквивалентной схемы электроакустического преобразователя (ЭАП), в качестве которого предполагается использовать пьезоэлектрические пластины (ПП) кристаллов или пьезоэлектрические пленки (ППл); определение размеров внешнего электрода ЭАП на основе ПП или ППл; расчет электрической цепи, согласующей ПП с источником радиосигнала (генератором); расчет электрооптических характеристик.

Определение параметров электрической эквивалентной схемы ЭАП, в качестве которого предполагается использовать пьезоэлектрические пластины (ПП) кристаллов и размеров внешнего электрода ЭАП на основе ПП, были представлены в [1]. Методика выбора материалов светозвукопровода, электроакустического преобразователя, акустической нагрузки, связующих и согласующих слоев изложены в [2].

Расчет электрической согласующей цепи. Размерные параметры четырехэлементной эквивалентной схемы, необходимые для расчета согласующей цепи, определим из следующих соображений. Статическая емкость пьезопреобразователя равна: $C_0 = \epsilon^s \epsilon_0 s / t$, где $t = V / (2f_0)$. Сопротивление излучения определяется $R = 1 / (\omega_0 C_0 k Q)$. Очевидно, что исходными данными для расчета являются:

- площадь внешнего электрода – s ;
- параметры четырехэлементной эквивалентной схемы ПП;
- волновое сопротивление передающего тракта R_{Γ} ;
- число звеньев согласующей цепи n (для определенности, примем $n = 2$);
- тип частотной характеристики рабочего затухания (например, Чебышева).

В результате расчетов определяются общие параметры согласования и параметры элементов согласующей цепи:

- максимально достижимая относительная полоса частотной характеристики рабочего затухания:

$$\Delta\Omega = 2\Delta f / f_0 = (k - 1/Q^2)^{0,5};$$

- абсолютная полоса по уровню максимального рабочего затухания:

$$2\Delta f = f_0 \Delta\Omega;$$

- нижняя граничная частота:

$$f_H = -\Delta f + [(\Delta f)^2 + f_0^2]^{0,5};$$

- верхняя граничная частота:

$$f_B = f_H + 2\Delta f;$$

- граничная обобщенная расстройка:

$$\xi_p = \pm(\Omega_{B,H} - 1/\Omega_{B,H})Q = \pm(kQ^2 - 1)^{0,5},$$

где $\Omega_B = f_B / f_0$, $\Omega_H = f_H / f_0$ – относительная верхняя и нижняя частоты;

– оптимальное внутренне сопротивление генератора $R'_Г$ определяемое из соотношения $H_0 = R'_Г / R_Г = (\xi^2 + 1)^{0,5} = (kQ^2)^{0,5}$, где H_0 равен максимальному коэффициенту стоячей волны напряжения $H_0 = KCBH_{\max}$, $R'_Г = R_Г H_0$;

– максимальный модуль коэффициента отражения:

$$|\Gamma|_{\max} = (H_0 - 1) / (H_0 + 1);$$

– частоты минимумов двугорбой частотной характеристики рабочего затухания:

$$\Omega_{\sigma, \mu \min} = \pm v_{\min} / 2 \pm [(v_{\min} / 2)^2 + 1]^{0,5};$$

$$v_{\min} = (\Omega_{\sigma, \mu} - 1 / \Omega_{\sigma, \mu}) = \pm [(H_0^2 - 1) / 2]^{0,5} / Q;$$

$$f_{\mu \min} = f_0 \Omega_{\mu \min}, f_{\sigma \min} = f_0 \Omega_{\sigma \min};$$

– максимальное рабочее затухание:

$$a_{P \max} = 10 \lg(1 - |\Gamma|_{\max}^2)^{-1};$$

– минимальный модуль коэффициента отражения:

$$|\Gamma|_{\min}^2 = \frac{(H_0^2 - H_0 - \xi_{\mu \min}^2)^2 + \xi_{\mu \min}^2 (H_0 - 1)^2}{(H_0^2 + H_0 - \xi_{\mu \min}^2)^2 + \xi_{\mu \min}^2 (H_0 + 1)^2};$$

– уровень неравномерности частотной характеристики рабочего затухания:

$$\Delta a_P = a_{P \max} - a_{P \min} = 10 \lg \left(\frac{1 - |\Gamma|_{\min}^2}{1 - |\Gamma|_{\max}^2} \right);$$

– величина индуктивности L_0 параллельной пьезопреобразователю: $L_0 = 1 / (\omega_0^2 C_0)$.

Так как требуемое сопротивление генератора $R'_Г$, часто отличается от волнового сопротивления передающего тракта $R_Г$ необходим трансформатор с полосой пропускания не уже чем у согласующей цепи. В области метрового и дециметрового диапазонов используют четвертьволновые трансформаторы на микроаксиальных кабелях. Перспективно применение трансформаторов типа длинной линии и неоднородных, на основе полосковых волноводов. Если требуется повышение сопротивления от генератора к согласующей цепи, а значение $L_0 > 1$ мкГ, целесообразно применение автотрансформатора на основе той же индуктивности.

Расчет электрооптической эффективности и углового режима дифракции проводится по уровню неравномерности частотной характеристики согласно выражения:

$$K_d = \bar{K}_d \min(k, Q, x_0, Q_{kk}, p, \Omega) A P_0 = \frac{\pi M_2 n \lambda_B^2}{4 h \lambda^3} P_0 \bar{K}_d \min.$$

При такой постановке последовательности инженерного расчета АОМ и учитывая возможности выходного метрологического контроля, предлагается сводить результаты в следующие группы его технических характеристик.

1. Электрооптические характеристики.

1.1. Тип электрооптической характеристики (ЭОЧХ).

1.2. Среднегеометрическая частота ЭОЧХ, $f_{ЭО}$.

1.3. Уровень неравномерности ЭОЧХ, $\Delta_{ЭО}$.

1.4. Абсолютная полоса рабочих частот, $2\Delta f_{ЭО}$.

1.5. Электрооптическая эффективность, $K_{d\min}$.

1.6. Электрооптическое затухание, $a_{ЭО\max}$.

1.7. Длительность обрабатываемого сигнала, T .

1.8. Параметр Кляйна-Кука, Q_{kk} .

1.9. Угол Брегга, Θ_B .

2. Электрические характеристики.

2.1. Тип согласующей цепи (например, двухзвенная, Чебышева).

2.2. Тип частотной характеристики рабочего затухания, равноволновая.

2.3. Максимальный КСВН в передающем тракте, $K_{СВН\max}$.

2.4. Волновое сопротивление передающего тракта, $R_{Г}$.

2.5. Максимальное рабочее затухание, $a_{P\max}$.

2.6. Неравномерность частотной характеристики рабочего затухания, Δa_P .

2.7. Среднегеометрическая частота характеристики рабочего затухания, f_0 .

2.8. Относительная полоса частотной характеристики рабочего затухания, $\Delta\Omega$.

2.9. Абсолютная полоса рабочих частот, $2\Delta f$.

3. Конструктивные характеристики.

3.1. Продольный размер внешнего электрода ЭАП, определяющий длину акустооптического взаимодействия, l .

3.2. Поперечный размер внешнего электрода, h .

3.4. Полуволновая толщина пьезоэлектрической пластины, d .

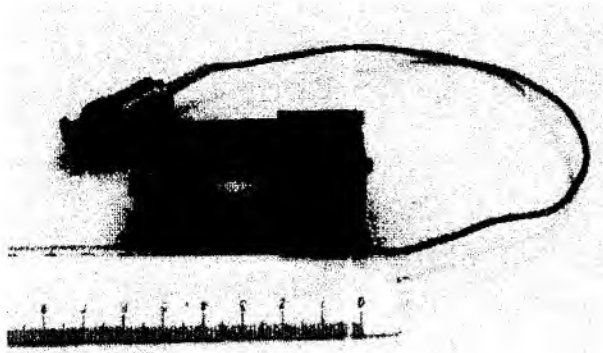
3.5. Размер оптической апертуры вдоль направления распространения акустической волны, D .

3.6. Долговременность обеспечения температурной стабильности электрооптических и электрических характеристик АОМ, t_1 .

3.7. Диапазон уровней вибрации, обеспечивающий стабильность электрооптических и электрических характеристик АОМ.

3.8. Диапазон уровней удара, обеспечивающий стабильность электрооптических и электрических характеристик АОМ.

По приведенной методике инженерного расчета в филиале кафедры радиофизики при Донецком НИИ комплексной автоматизации в течение 1992-1998 гг., были созданы ряд акустооптических модуляторов [3] для акустооптических анализаторов спектра аналогичных [4]. Один из вариантов, где в качестве трансформатора согласующего сопротивление $R_{Г'}$ и сопротивление передающего тракта $R_{Г}$ используется четвертьволновый трансформатор на микрокоаксиальном кабеле, показан на фото.



В заключение автор приносит благодарность профессорам В.В. Клузину, О.Б. Гусеву, вед. научному сотруднику В.В. Молотоку (Академия аэрокосмического приборостроения, г. Санкт-Петербург) за постоянное внимание и методическую помощь, оказанную при решении прикладных проблем по созданию акустооптических систем обработки радиосигналов.

Список литературы: 1. Данилов В.В. Акустооптический модулятор. Радиотехника. 1999. Вып. 113. С. 121-124.

2. Данилов В.В. Материалы и технология реализации акустооптических устройств. Материалы VI международной конференции "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии". Севастополь. 1996. С. 452-455.
3. Белик Т.В., Данилов В.В., Деркаченко Е.В. и др. Лазерное модуляционное устройство. Приборы и техника эксперимента. 1992. № 4. С. 236-237. 4. Андреев А.А., Гусев О.Б., Данилов В.В. и др. Акустооптический анализатор спектра. Приборы и техника эксперимента. 1992. № 6. С. 205.

Донецкий государственный университет

Поступила в редколлегию 16.06.99

МЕТОД БИНОКУЛЯРНОГО ИЗМЕРЕНИЯ ДАЛЬНОСТИ ОБЪЕКТОВ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫМИ СРЕДСТВАМИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РЕПЕРНОГО ПОЛЯ ПРИ АПРИОРНОЙ ОПРЕДЕЛЕННОСТИ ПОЛОЖЕНИЯ ОТДЕЛЬНЫХ РЕПЕРОВ

Предложен метод бинокулярного измерения дальности космических объектов комплексами оптикоэлектронных средств с большой базой. Особенностью предложенного метода является использование поля опорных звезд для повышения точности измерения параллактического расстояния между изображением объекта, интегрируемом в каждом из средств комплекса.

В настоящее время наблюдается расширение практики использования оптико-электронных средств (ОЭС) для мониторинга воздушно-космического пространства. При этом, учитывая невозможность или низкую точность прямого измерения дальности пассивными и полуактивными ОЭС, ведется поиск средств и методов решения данной задачи.

Метод бинокулярного дальномера, получивший достаточно широкое распространение, реализует принцип определения дальности, основанный на определении параллакса КО. Выражение для определения дальности КО методом бинокулярного дальномера имеет следующий вид:

$$H = \frac{B \times f}{p}, \quad (1)$$

где B — расстояние между средствами (база); f — фокусное расстояние объективов обоих средств; p — параллакс.

Дисперсию определения дальности этим методом можно вычислить следующим образом:

$$G_H^2 = \frac{H^4}{B^2 \times f^2} G_p^2 + \frac{H^2}{f^2} G_f^2 + \frac{H^2}{B^2} G_B^2, \quad (2)$$

G_H — СКО дальности; G_p — СКО параллакса; G_B — СКО базы; G_f — СКО фокусного расстояния.

Необходимым условием для обеспечения возможности реализации метода бинокулярного дальномера является нахождение наблюдаемого объекта в зоне стереоскопического наблюдения.

В то же время, из выражения (2) следует, что для повышения точности измерения дальности необходимо, прежде всего, увеличивать базу и фокусное расстояние оптической системы, а также повышать точность измерения параллакса.

Увеличение фокусного расстояния ведет к сужению поля зрения ОЭС, что вместе с увеличением базы приводит к существенному подъему нижней границы зоны стереоскопического наблюдения, в которой возможно наблюдение КО одновременно двумя средствами на фоне общего звездного узора. Если высота орбиты КО меньше минимальной высоты зоны стереоскопического наблюдения (H_{min}), то дальность КО не может быть определена данным комплексом ОЭС. Для обеспечения требуемой величины H_{min} необходимо увеличивать ширину поля зрения ОЭС. Таким образом возникает противоречие в выборе значений B и f для обеспечения высокой точности измерения дальности с одной стороны и выполнении условий реализации метода с другой.

Для разрешения данного противоречия в [4] был предложен метод, состоящий в искусственном расширении поля зрения ОЭС путем интеграции нескольких узких полей зрения в одном – создание интегрированного поля зрения ("электронного" кадра).

При реализации метода наблюдение осуществляется двумя разнесенными на известное расстояние. В (базу) многоканальными по пространству ОЭС. При этом дальность определяется на основании свойства наличия ненулевого положительного параллакса изображения конечно-удаленного КО на фоне изображений бесконечно удаленных звезд, имеющих нулевой параллакс при наблюдении КО в заданный момент времени в системе отсчета обоих средств. Задача формирования интегрированных полей зрения заключается в интеграции нескольких мгновенных полей зрения в одно, размеры которого удовлетворяют решению задачи с требуемой точностью.

Недостатком этого метода является низкая точность определения дальности объектов, обусловленная возрастанием ошибок измерения параллакса при формировании интегрированного кадра в зависимости от его размеров.

Для устранения указанного недостатка предлагается метод, в котором повышение точности измерения дальности объектов обеспечивается путем измерения координат изображений наблюдаемых объектов относительно ближайших к ним реперов (изображений источников излучения, которые входят в регистрируемый сюжет и координаты которых априорно известны с высокой точностью). Это позволит снизить влияние ошибок интеграции на точность измерения параллактического расстояния между изображениями.

Возможность реализации метода достигается путем измерения параллактического расстояния между изображениями объекта, зарегистрированными в одном и другом средствах относительно ближайших к объектам, при их регистрации каждым из средств, реперов, местоположение которых на момент регистрации известно с высокой точностью.

Произведем аналитическую оценку точности измерения параллакса при реализации предлагаемого метода.

Будем считать, что измеренные координаты изображенных опорных и "квазиопорных" звезд в формируемом составном кадре X_i, Y_i исправлены с учетом их смещения, рефракции, аббераций и искажений раstra и что координаты наблюдаемых звезд в формируемом логическом кадре ξ_i, η_i исправлены с учетом их собственного движения прецессии и нутации.

Тогда для приведения измеренных в составном телевизионном кадре координат X и Y обнаруженного объекта к масштабу ориентировки и положению начала системы координат обобщенного логического кадра ξ, η воспользуемся формулами, описывающими преобразование систем координат на плоскости:

$$\xi = Mx \cos \varphi + My \sin \varphi + \frac{1}{n} \times \left(-M \cos \varphi \sum_{i=1}^n + M \sin \varphi \sum_{i=1}^n + \sum_{i=1}^n \xi_i \right); \quad (3)$$

$$\eta = My \cos \varphi - Mx \sin \varphi + \frac{1}{n} \times \left(M \cos \varphi \sum_{i=1}^n + M \sin \varphi \sum_{i=1}^n + \sum_{i=1}^n \eta_i \right),$$

где M и φ — соответственно масштабный коэффициент и угол разворота координат систем связываемых кадров; n — число опорных (квазиопорных) звезд.

Дисперсии измерения координат центра тяжести изображений опорных звезд в системах координат связываемых кадров определяются из выражений:

$$\sigma_{\xi}^2 = \left(\frac{\partial \xi}{\partial M} \right)^2 \sigma_M^2 + \left(\frac{\partial \xi}{\partial \varphi} \right)^2 \sigma_{\varphi}^2 + \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right)^2 \sigma_x^2 + \left(\frac{\partial \xi}{\partial y} \right)^2 \sigma_y^2 + \left(\frac{\partial \xi}{\partial x_c} \right)^2 \sigma_{x_c}^2 + \left(\frac{\partial \xi}{\partial y_c} \right)^2 \sigma_{y_c}^2; \quad (4)$$

$$\sigma_{\eta}^2 = \left(\frac{\partial \eta}{\partial M} \right)^2 \sigma_M^2 + \left(\frac{\partial \eta}{\partial \varphi} \right)^2 \sigma_{\varphi}^2 + \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} \right)^2 \sigma_x^2 + \left(\frac{\partial \eta}{\partial y} \right)^2 \sigma_y^2 + \left(\frac{\partial \eta}{\partial x_c} \right)^2 \sigma_{x_c}^2 + \left(\frac{\partial \eta}{\partial y_c} \right)^2 \sigma_{y_c}^2.$$

Продифференцировав (3), получим выражения для оценки точности определения координат.

Подставляя значения частных производных в (4) и принимая $\sigma_{\kappa o}^2 = \sigma_{\xi}^2 + \sigma_{\eta}^2$ получаем

$$\sigma_{\kappa o}^2 = p^2 \sigma_M^2 + M^2 \sigma_{\varphi}^2 + M^2 \sigma_{\text{CM}}^2 + M^2 \sigma_{\text{CT}}^2, \quad (5)$$

где $\sigma_{\kappa o}$ — СКО определения координат КО; $\sigma_{\xi}, \sigma_{\eta}, \sigma_o$ — СКО определения координат изображений КА в текущем телевизионном кадре, в котором объект обнаружен; $\sigma_{\varphi}, \sigma_M, \sigma_{\text{CM}}, \sigma_{\text{CT}}$ — СКО

определения угла разворота масштабного коэффициента и координат центра тяжести звезд (опорных или квазиопорных) в совмещаемых кадрах; ρ — расстояние от изображения объекта до центра тяжести звездного узора.

Погрешностью координат КО за счет ошибки определения центра тяжести опорных каталожных звезд можно пренебречь ввиду ее малости (средняя систематическая ошибка каталога SAO составляет 0,5"). Дисперсию погрешности определения координат центра тяжести звездного узора в текущем кадре X_u, Y_u масштабного коэффициента M и угла разворота φ можно определить из выражений для X_u, Y_u и выражений для M и φ :

$$M = \sum_{s=1}^{\nu} (M_s P_s) \left(\sum_{s=1}^{\nu} P_s \right)^{-1}, \quad \varphi = \sum_{s=1}^{\nu} (\varphi_s P_s) \left(\sum_{s=1}^{\nu} P_s \right)^{-1},$$

где

$$M_s = \left\{ \frac{[(\xi_q - \xi_j)^2 + (\eta_q - \eta_j)^2]}{[(x_q - x_j)^2 + (y_q - y_j)^2]} \right\}^{\frac{1}{2}} \text{ — масштабный коэффициент, определяемый по координатам}$$

изображений j и q опорных звезд; $\varphi_s = \arctg [(y_q - y_j)^2 / (x_q - x_j)^2] - \arctg [(\eta_q - \eta_j)^2 / (\xi_q - \xi_j)^2]$ — угол разворота между системами координат совмещаемых кадров, определяемый по координатам изображений j и q опорных звезд; $\nu = n(n-1)/2$ — число независимых возможных пар между n изображениями опорных звезд; P_s — вес M_s .

Тогда, введя обозначение $\rho_s = [(x_q - x_j)^2 + (y_q - y_j)^2]$ — расстояния между изображениями j и q опорными звездами σ_j, σ_q — СКО определения координат в текущем изображении, а также принимая, что $\sigma_{x_i}^2 = \sigma_{y_i}^2 = \sigma_i^2$ и дифференцируя выражения для M_s и φ_s , принимая $P_s = \rho_s$; $\sigma_s^2 = \sigma_j^2 + \sigma_q^2$ и считая, что $\sigma_{CT}^2 = \sigma_{XT}^2 + \sigma_{YT}^2$, получим выражение для дисперсии погрешности определения масштабного коэффициента и угла разворота по координатам j и q опорных звезд, а также центра тяжести звезд в текущем кадре или составном телевизионном кадре.

Окончательное выражение для $\sigma_M^2, \sigma_\varphi^2, \sigma_{CT}^2$, определяются следующими формулами:

$$\sigma_M^2 = \sum_{s=1}^{\nu} \left[\frac{M_s^2}{2 \left(\sum_{s=1}^{\nu} P_s \right)^2} \sigma_s^2 \right]; \quad \sigma_\varphi^2 = \sum_{s=1}^{\nu} \left[\frac{1}{2 \left(\sum_{s=1}^{\nu} P_s \right)^2} \sigma_s^2 \right]; \quad \sigma_{CT}^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \sigma_i^2. \quad (6)$$

Подставив (6) в (5), находим выражение для дисперсии погрешности определения координат объектов:

$$\sigma_{КО}^2 = M \sigma_0^2 + \frac{M}{n} \sum_{i=1}^n \sigma_{\mu}^2 + p^2 \sum_{s=1}^{\nu} \left[\frac{M_s^2}{2 \left(\sum_{s=1}^{\nu} P_s \right)^2} \sigma_s^2 \right]. \quad (7)$$

Если при формировании составного телевизионного кадра приняты меры по стабилизации масштаба координатных систем кадров и приведении их к одному масштабу и учтены все члены второго порядка малости, так что с достаточной для практики точностью можно считать $M_s = M = 1$; то (7) можно преобразовать к виду:

$$\sigma_{\text{ко}}^2 = \sigma_0^2 + \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \sigma_{\mu}^2 + p^2 \sum_{s=1}^v \left[\frac{1}{2 \left(\sum_{s=1}^v P_s \right)^2} \sigma_s^2 \right], \quad (8)$$

где $\sigma_i = (\sigma_k)_i$ — СКО измерения координат изображения звезды в системе координат отдельных телевизионных кадров.

При формировании составного телевизионного кадра, как правило, нельзя пренебречь ошибкой приведения координатных систем отдельных телевизионных кадров к системе координат опорного кадра.

Для случая, когда эти ошибки определяются по показаниям датчиков положения осей монтировки формула (8) преобразуется к виду:

$$\sigma_{\text{ко}}^2 = \sigma_0^2 + \frac{1}{n_0} \sum_{i=1}^n (\sigma_k)_i^2 + \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^{n-1} (\sigma_c)_\mu^2 + \frac{1}{n-1} \times$$

$$\times \sum_{i=1}^{n-1} \left(\frac{1}{n_\mu} \sum_{i=1}^{n_\mu} (\sigma_k)_i^2 \right) + p^2 \sum_{s=1}^v \left[\frac{1}{2 \left(\sum_{s=1}^v P_s \right)^2} \sigma_s^2 \right], \quad (9)$$

где n_0 — число опорных звезд в опорном кадре; n_μ — число опорных звезд в μ -м кадре ($\mu = 1, 2, \dots, N-1$); $(\sigma_c)_\mu$ — СКО приведения координатной системы μ -го телевизионного кадра к координатной системе опорного кадра $\sigma_s^2 = \sigma_j^2 + \sigma_q^2$; $\sigma_j^2 = \sigma_q^2$ — дисперсии погрешности определения координат изображений j -й и q -й звезд в составном телевизионном кадре равные $(\sigma_k)_i^2$ — для опорного кадра и $(\sigma_k)_i^2 + (\sigma_n)_\mu^2$ — для μ -го кадра

Полагая, что все погрешности, вносимые в координаты изображений космического объекта и звезд являются независимыми случайными величинами и подчиняются нормальному закону распределения, дисперсии $\sigma_{\text{ко}}^2$ и $(\sigma_k)_i^2$ общей погрешности определения координаты их изображений могут быть определены, как суммы дисперсии отдельных составляющих.

При определении погрешности связи между отдельными телевизионными кадрами по координатам общих звезд в зоне перекрытия, формула для оценки с приемлемой для практики точностью может быть записана в виде:

$$\sigma_{\text{ко}}^2 = \sigma_0^2 + \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left[(\sigma_k)_i^2 + (\sigma_c)_i^2 \right] + p^2 \sum_{s=1}^v \left[\frac{1}{2 \left(\sum_{s=1}^v P_s \right)^2} \sigma_s^2 \right], \quad (10)$$

где n — число опорных звезд в составном кадре; $(\sigma_c)_i$ — СКО приведения координат системы телевизионного кадра, в котором находится изображение i -й звезды к координатной системе опорного кадра.

Анализируя (9), нетрудно увидеть, что при несимметричном построении составного кадра объект находится вне центра тяжести опорных звезд и в его координаты, при использовании метода Тернера, вносится дополнительная ошибка. Величина этой ошибки определяется пятым членом выражения (9).

Оценка $\sigma_{\text{ко}}$ по формуле (9) связана с определенными трудностями, вызванными наличием пятого члена. Чтобы сохранить адекватность в этом случае лучше воспользоваться моделированием.

При симметричном построении составного телевизионного кадра объект находится в непосредственной близости от центра тяжести опорных звезд, и ввиду малости p пятым членом в (9) можно

пренебречь. При этом зависимости СКО определения координат КО от числа n опорных звезд можно получить, как из результатов моделирования так и расчетным путем из выражения:

$$\sigma_{\text{ко}}^2 = \sigma_0^2 + \frac{1}{n_0} \sum_{i=1}^n (\sigma_k)_i^2 + \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^{n-1} (\sigma_c)_\mu^2 + \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^{n-1} \left(\frac{1}{n_\mu} \sum_{i=1}^{n_\mu} (\sigma_k)_i^2 \right). \quad (11)$$

Координатная система каждого последующего телевизионного кадра и координатная система предыдущего телевизионного кадра связана с ошибками определения углов, на которые перебрасываются визирные оси. Уменьшить эту ошибку можно, если более жестко связать между собой отдельные телевизионные кадры по общим звездам, обнаруженным в зоне перекрытия смежных кадров.

Оценим величину этой погрешности.

Погрешности координат звезд в системе координат составного кадра складываются из погрешности редукции и погрешности измерения координат звезд в отдельных кадрах. Погрешность редукции зависит от метода редукции. Оценим погрешность редукции смежных кадров ортогональным методом при числе звезд в зоне перекрытия $t > 2$.

Полагаем что приняты меры, обеспечивающие равенство масштабов систем координат. Их связь при использовании ортогональных методов может быть выражена формулами:

$$\xi_i = ax_i + by_i + c; \quad \eta_i = -bx_i + ay_i + f; \quad (12)$$

где $i = 1 \dots t$ ξ_i, η_i — координаты i -й звезды в $\mu+1$ кадре; x_i, y_i — координаты i -й звезды в μ -м кадре.

Если переписать (12) в виде

$$v_i = x_i a_1 + y_i a_2 + 1a_3 + 0a_4 + \xi_i$$

$$u_i = y_i a_1 + x_i a_2 + 0a_3 + 1a_4 + \eta_i$$

или в матричной форме

$$\vec{W} = \vec{X}\vec{a} + \vec{\gamma},$$

где X — матрица, состоящая из строк:

$$\{x_i \ y_i \ 1 \ 0\} \ \{y_i \ -x_i \ 0 \ 1\},$$

то решение системы уравнений будет таким:

$$\vec{a} = -\vec{T}\vec{L}, \quad (13)$$

где $a = (\cos\varphi \ \sin\varphi \ \xi_0^T \ \eta)$ — вектор оценок постоянных кадра

$$\vec{L} = \begin{bmatrix} [x\xi] + [y\eta] \\ [y\xi] + [x\eta] \\ [\xi] \\ [\eta] \end{bmatrix},$$

(14)

$$\vec{T} = \frac{1}{R} \begin{bmatrix} t & 0 & -[x] & -[y] \\ 0 & t & -[y] & [x] \\ -[x] & -[y] & [x^2] + [y^2] & 0 \\ -[x] & [x] & 0 & [x^2] + [y^2] \end{bmatrix};$$

$$R = t([x^2] + [y^2]) - [x^2] - [y^2],$$

где \vec{T} — матрица, обратная матрице нормальных уравнений, получаемых из условных уравнений (12) и приведенных к ортогональному виду.

Тогда координаты К-й звезды после редукции из кадра μ к кадру $\mu+1$ получим из (14) и выражений:

$$\xi_k = \bar{x}_k \bar{a}, \eta_k = \bar{y}_k \bar{a}. \quad (15)$$

Погрешности редукции $\Delta\xi$, $\Delta\eta$ при решении системы $2t$ уравнений с четырьмя неизвестными методом наименьших квадратов определяется дисперсией

$$\sigma^2(\Delta\xi) = \frac{[v^2]}{2(t-2)} P_1^{(\mu, \mu+1)}; \quad \sigma^2(\Delta\eta) = \frac{[u^2]}{2(t-2)} P_2^{(\mu, \mu+1)}, \quad (16)$$

где $P_1^{(\mu, \mu+1)}$, $P_2^{(\mu, \mu+1)}$ — весовые коэффициенты функции (15);

$$P_1^{(\mu, \mu+1)} = \bar{x}_k \bar{T} \bar{x}^T, \quad P_2^{(\mu, \mu+1)} = \bar{y}_k \bar{T} \bar{y}^T.$$

Окончательно погрешность координат К-й звезды в $\mu+1$ кадре при ее редукции из μ -го кадра определяется:

$$\sigma(\Delta\xi^{(\mu+1)}) = \sqrt{\frac{[v^2]}{2(t-2)} P_1^{(\mu, \mu+1)} + (\sigma_x^{(\mu)})^2}; \quad \sigma(\Delta\eta^{(\mu+1)}) = \sqrt{\frac{[u^2]}{2(t-2)} P_2^{(\mu, \mu+1)} + (\sigma_y^{(\mu)})^2}, \quad (17)$$

где $\sigma_x^{(\mu)}$, $\sigma_y^{(\mu)}$ — СКО измерения К-й звезды в μ -м кадре.

Иначе (17) можно записать в виде:

$$\sigma_{\xi_k}^{(\mu+1)} = \sqrt{\left(\sigma_{C(x)}^{(\mu, \mu+1)}\right)^2 P_1^{(\mu, \mu+1)} + (\sigma_x^{(\mu)})^2}; \quad \sigma_{\eta_k}^{(\mu+1)} = \sqrt{\left(\sigma_{C(y)}^{(\mu, \mu+1)}\right)^2 P_2^{(\mu, \mu+1)} + (\sigma_y^{(\mu)})^2}, \quad (18)$$

где $\left(\sigma_{C(x)}^{(\mu, \mu+1)}\right)^2$, $\left(\sigma_{C(y)}^{(\mu, \mu+1)}\right)^2$ — СКО приведения координатной системы μ -го кадра в системе координат $\mu+1$ кадра.

Поскольку редукция координат звезд из кадра $N-1$ к кадру с номером N (опорный кадр) осуществляется последовательно для всех кадров то, преобразование типа (18) нужно последовательно применить $N-1$ раз. Определив параметры редукции для всех смежных кадров согласно (18), запишем:

$$\sigma_{\xi_k}^{(N)} = \sqrt{\sum_{\mu=1}^{N-1} \left(\sigma_{C(x)}^{(\mu, \mu+1)}\right)^2 P_1^{(\mu, \mu+1)} + (\sigma_x^{(\mu)})^2}; \quad \sigma_{\eta_k}^{(N)} = \sqrt{\sum_{\mu=1}^{N-1} \left(\sigma_{C(y)}^{(\mu, \mu+1)}\right)^2 P_2^{(\mu, \mu+1)} + (\sigma_y^{(\mu)})^2}. \quad (19)$$

Таким образом, видно (19), что погрешность редукции звезд в системе координат опорного кадра растет пропорционально $\sqrt{N-1}$ и быстро убывает с увеличением числа t общих звезд в зонах перекрытия смежных кадров.

Список литературы: 1. Телевизионная астрономия / Под ред. В.В. Никонова. М.: Наука, 1984. 2. Ширман Я.Д. Теоретические основы радиолокации. ВИРТА, 1970. 3. Кулагин С.В., Дикарев В.Н., Мосгин Г.М., Лебедев Е.Н., Зубарев В.Е., Гоменюк А.С. Оптико-механические приборы. М.: Машиностроение, 1975. 4. Материалы описания к патенту Украины на изобретение "Спосіб визначення дальності" (Решение о выдаче патента по заявке № 98084103 от 6.08.1998 г.). 5. Киселев А.А. Теоретические основания фотографической астрономии. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат., 1989.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 27.10.99

**ЭЛЕКТРОХЕМИЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЙ ДВУХПОЛЮСНИК —
ЭЛЕМЕНТ ЖИДКОФАЗНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ**
**2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ОБРАЗОВАНИЯ ЭМИТТЕРА
ЭЛЕКТРОХЕМИЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В ПЛОСКО-ПАРАЛЛЕЛЬНОЙ ЯЧЕЙКЕ
ПРОИЗВОЛЬНОЙ ПРОТЯЖЕННОСТИ**

В предыдущих работах авторов [1-4] рассмотрены вопросы аналитического моделирования процессов, возникающих в жидкой проводящей среде при электролизе ее постоянным напряжением, прикладываемым к плоскопараллельной ячейке произвольной протяженности достаточным для образования ион-радикальных состояний рабочего вещества, рекомбинация которых в глубине раствора может привести к образованию электронно-возбужденных состояний, излучательный переход из которых реализуется в виде квантов электрохемилюминесценции (ЭХЛ). В результате расчетов получены соотношения для координатно-временного распределения реагирующих частиц, сила фарадеевского тока при потенциостатическом электролизе, а также — предельно возможную интенсивность ЭХЛ в ячейках с произвольным расстоянием между электродами. Полученные соотношения позволили предсказать поведение соответствующих величин в реальном эксперименте. Следует отметить, что полученные аналитические выражения справедливы лишь для некоторых частных случаев — коэффициенты диффузии реагентов и продуктов электролиза практически равны между собой, константа скорости бимолекулярного обмена электроном — достаточно высока, реагирующие продукты являются достаточно стабильными и др. Более полную и достоверную информацию о кинетике процессов в ЭХЛ-элементе можно получить, используя численные методы расчета.

В общем случае движущими силами электролитического переноса как заряженных, так и нейтральных частиц в ЭХЛ-элементе при поляризации его ступенькой напряжения $\bar{E}(t)$ с амплитудой, достаточной для образования ион-радикальных форм вещества, являются внешнее электрическое поле напряженностью $\bar{E}(t) = \bar{E}(t)/d$, (d — протяженность ячейки), градиент электрохимического потенциала $\tilde{\mu}_i$ и скорость движения среды \bar{V} [5]. Возникающий гидродинамический поток частиц \bar{J} для изобарно-изохорических процессов подчиняется уравнениям Навье-Стокса

$$\frac{\partial \bar{V}}{\partial t} + (\bar{V} \nabla) \bar{V} = \nu \nabla^2 \bar{V} + \frac{1}{\rho} \bar{E}(t), \operatorname{div} \bar{V} = 0 \quad (1)$$

и уравнениям переноса массы i -го компонента [6]

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_i}{\partial t} + \operatorname{div} \bar{J}_i \pm I_i \pm I_{ij} &= 0; \\ \bar{J}_i &= -RTU_i C_i \operatorname{grad} \tilde{\mu}_i + C_i \bar{V}; \\ \tilde{\mu}_i &= \mu_i + Z_i F \phi, \end{aligned} \quad (2)$$

а также уравнению Пуассона для электрического поля в ячейке

$$\operatorname{div} \bar{E} = \frac{4\pi r q}{\epsilon_0}, \quad q = \sum_j Z_j C_j, \quad (3)$$

где ρ — плотность среды, ν — кинематическая вязкость, C_i — концентрация i -й компоненты раствора, U_i — ее электролитическая подвижность, μ_i — химический потенциал, $\mu_i = \mu_i^0 + RT \ln a_i$, $a_i = f_i C_i$ — активность ионов, f_i — коэффициент активности, Z_i — заряд частицы, ϕ — внутренний электрический потенциал, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость среды, F —

постоянная Фарадея, I_j и I_{ij} — источники или стоки субстанции. Все переменные величины являются функциями координат и времени. Источники частиц (знак +) и стоки (знак -), порождаемые взаимодействием с другими частицами, будут характеризоваться либо временем жизни субстанции τ_j , либо константой скорости образования k_j , а процессы ион-радикальной рекомбинации I_{ij} - бимолекулярной константой скорости K_{bi} , так что уравнение переноса массы, в общем случае, будет иметь вид:

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} + \text{div} \vec{J}_i - \frac{C_i}{\tau_i} \pm K_{bi} C_i C_j \pm k_i C_i = 0. \quad (4)$$

Сила тока электролиза определяется как результирующий поток, через сечение произвольной поверхности S , всех носителей заряда:

$$i(t) = nFS \sum_j Z_j J_j. \quad (5)$$

Для исследуемой многокомпонентной системы в не перемешиваемых растворах ($\vec{V} = 0$) в случае одномерной задачи, система дифференциальных уравнений переноса заряда и массы принимает вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial C^+}{\partial t} - RTU_{C^+} C^+ \frac{\partial \tilde{\mu}_{C^+}}{\partial x} - \frac{C^+}{\tau_+} - K_{bi} C^+ C^- &= 0; \\ \frac{\partial C^-}{\partial t} - RTU_{C^-} C^- \frac{\partial \tilde{\mu}_{C^-}}{\partial x} - \frac{C^-}{\tau_-} - K_{bi} C^+ C^- &= 0; \\ \frac{\partial C^*}{\partial t} - RTU_{C^*} C^* \frac{\partial \tilde{\mu}_{C^*}}{\partial x} - \frac{C^*}{\tau^*} + K_{bi} C^+ C^- &= 0; \\ \frac{\partial B^+}{\partial t} - RTU_{B^+} B^+ \frac{\partial \tilde{\mu}_{B^+}}{\partial x} &= 0; \\ \frac{\partial B^-}{\partial t} - RTU_{B^-} B^- \frac{\partial \tilde{\mu}_{B^-}}{\partial x} &= 0; \\ C^+ + C^- + C^* + C_g = C_0, B^+ + B^- = B_0; \\ \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = -\frac{4\pi F}{\epsilon_0} (Z_{C^+} C^+ + Z_{C^-} C^- + Z_{B^+} B^+ + Z_{B^-} B^-) \end{aligned} \quad (6)$$

где C^+, C^-, C^*, C_g и C_0 - концентрации катион-, анион- радикалов, эмиттера ЭХЛ, молекул в основном состоянии и исходная концентрация люминофора A , B^+, B^-, B_0 - концентрации ионов электролита фона, общая концентрация B .

В качестве электролита фона используются вещества, область потенциалов разряда которых больше области разряда исследуемого вещества, так что ионы B практически не участвуют в гетерогенных реакциях переноса электрона и не вносят вклад в общую сумму протекающего фарадеевского тока, т.е. $i_B = nSF (Z_{B^+} J_{B^+} - |Z_{B^-} J_{B^-}|) = 0$. В этом случае для градиента потенциала можно получить соотношение вида:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{RT}{nF} \frac{\partial}{\partial x} \ln \frac{a_{B^-}^{t_{B^-}}}{a_{B^+}^{t_{B^+}}}, \quad (7)$$

или $\varphi(x) = \varphi_0 + \frac{RT}{nF} \ln \left(\frac{a_{B^-}^{t_{B^-}}}{a_{B^+}^{t_{B^+}}} \right)$, где a_{B^-}, a_{B^+} - активность ионов электролита, t_{B^-}, t_{B^+} - нормированные на величину заряда числа переноса анионов и катионов электролита. Полученные соотношения показывают, что даже в отсутствии тока разряда электролита создается градиент потенциала, который зависит от логарифма отношения активностей ионов электролита. Известно, что наибольшей активностью они обладают в пределах дебаевской длины λ^2 [7]:

$$\lambda^2 = \frac{8\pi F^2 B_0}{\varepsilon_0 RT}, \quad (8)$$

которая для обычно используемых концентраций $B_0 \approx 10^{-3} - 10^{-1}$ моль/л составляет десятки ангстрем, т.е. лишь в пределах плотной части двойного электрического слоя (ДЭС) наблюдается значительный градиент потенциала, где возможно протекание процессов разряда рабочего вещества в электрическом поле напряженностью порядка $10^5 - 10^6$ В/см [7]. За пределами плотной части ДЭС активности ионов электролита практически равны между собой, так что согласно (7) $\partial \varphi / \partial x \rightarrow 0$ и $\varphi \rightarrow \varphi_0$, т.е. присутствие ионов электролита необходимо для создания условий разряда рабочего вещества и ионного транспорта электричества. В дальнейшем будем считать, что $B_0 \gg C_0$ и процессы миграции - подавлены, так что движущими силами процессов переноса заряда остаются градиент химического потенциала соответствующей компоненты ЭХЛ — реакции. С целью упрощения расчетов исследуется поведение однозарядных ион - радикалов ($|Z_i| = 1$) в сильно разбавленных растворах ($C_0 \ll 10^{-3}$ моль/л), так что скорость переноса массы в основном будет лимитироваться процессами диффузионного транспорта. Для данного случая подвижность частиц подчиняется уравнению Нернста - Эйнштейна [7] $U_i = D_i / RT$, где D_i — коэффициент диффузии. Система уравнений (6) может быть трансформирована к виду:

$$\begin{aligned} \frac{\partial C^+}{\partial t} &= D_+ \frac{\partial^2 C^+}{\partial x^2} - K_{bi} C^+ C^- - \frac{C^+}{\tau_+}; \\ \frac{\partial C^-}{\partial t} &= D_- \frac{\partial^2 C^-}{\partial x^2} - K_{bi} C^+ C^- - \frac{C^-}{\tau_-}; \\ \frac{\partial C^*}{\partial t} &= D_* \frac{\partial^2 C^*}{\partial x^2} + K_{bi} C^+ C^- - \frac{C^*}{\tau_*}; \\ C^+ + C^- + C^* + C_g &= C_0 \end{aligned} \quad (9)$$

с начальными и граничными условиями:

$$\begin{aligned} t = 0 : 0 \leq x \leq d, C^+(x, 0) = C^-(x, 0) = C^*(x, 0) = 0; \\ t > 0 : x = 0, C^+(0, t) = C_0, C^-(0, t) = C^*(0, t) = 0; \\ x = d, C^+(d, t) = 0, C^-(d, t) = C_0, C^*(d, t) = 0, \end{aligned}$$

которые отражают тот факт, что в системе реализуется случай протекания предельных токов в условиях потенциостатического электролиза.

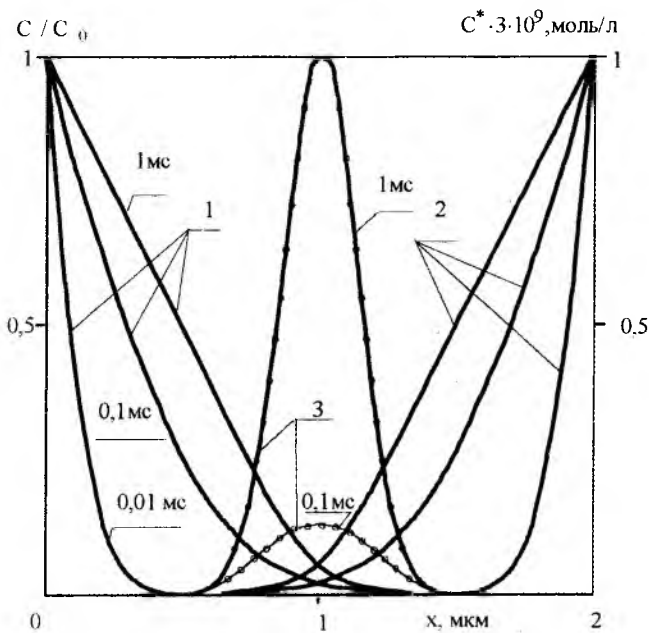


Рис. 1

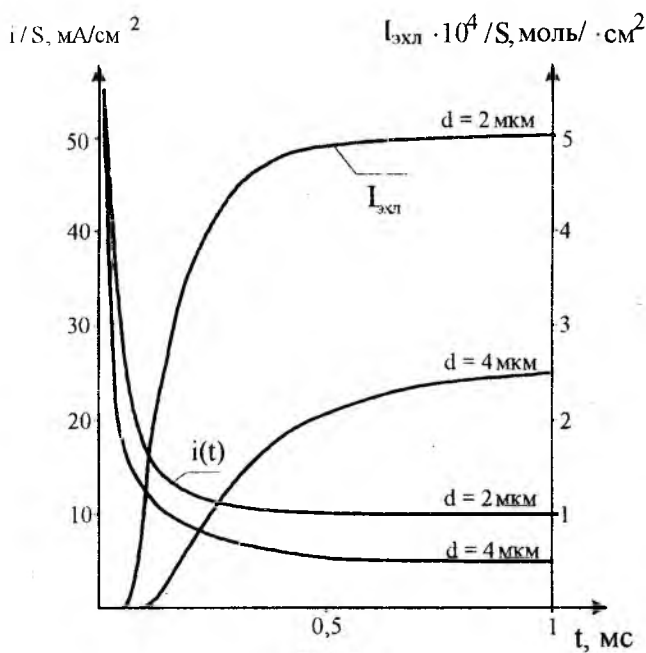


Рис. 2

В то же время интенсивность ЭХЛ развивается с некоторой задержкой во времени, вероятно обусловленной конечной скоростью доставки реагирующих частиц в зону реакции и также стремится к своему предельному значению

$$I_{\text{ЭХЛ}}^{np} = 2\varphi_{\text{ЭХЛ}} sDC_0 / d. \quad (12)$$

Между временами установления стационарных режимов тока электролиза и интенсивности ЭХЛ существует связь $i_{I_{\text{ЭХЛ}}}^{cm} \approx \pi i_i^{cm}$. Следует отметить, что с увеличением расстояния между рабочими электродами наблюдается снижение как $I_{\text{ЭХЛ}}$, так и i .

Поставленную задачу для уравнений параболического типа с источниками как на границе, так и в глубине раствора, осложненных межмолекулярным взаимодействием с переносом заряда между противоположно-заряженными частицами, целесообразно решать численными методами (методы конечных разностей) разработанных для задач данного типа [8]. В качестве дискретного аналога приведенных уравнений, использовалась система разностных уравнений составленных по неявной схеме (схема Кранка - Николсона), решение которых находилось методом прогонки, реализованного на языке Турбо - Паскаль (версия 6). Критерием достоверности численных результатов служили данные эксперимента [9] и значения предельного тока и интенсивности ЭХЛ, рассчитанные по соотношениям, приведенным в первой части данной работы.

На рис. 1 приведено координатно - временное распределение ион - радикалов и эмиттера ЭХЛ для $\tau_i \rightarrow \infty$, из которого видно, что с ростом длительности электролиза электрогенерированные частицы проникают в глубь раствора и вступают в гомогенные реакции переноса электрона с образованием электронно - возбужденного состояния одной из реагирующих частиц вблизи центра ячейки. Временные поведения интенсивности ЭХЛ и фарадеевского тока электролиза в ячейке, протяженностью d , иллюстрируются рис. 2. Как видно, в начальные моменты воздействия поляризующего напряжения, происходит быстрое изменение силы тока, полностью подчиняясь соотношению:

$$i(t) = \frac{nFsDC_0}{d} \left[\vartheta_0 \left(0, \frac{tD}{d^2} \right) + \vartheta_0 \left(\frac{1}{2}, \frac{tD}{d^2} \right) \right], \quad (10)$$

где $\vartheta_0(v, x)$ - тэта-функция [10] с последующим выходом на стационарное значение:

$$i_{cm}^{np} = 2FsDC_0 / d. \quad (11)$$

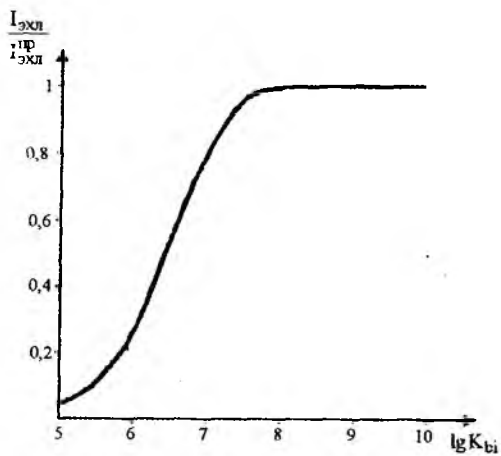


Рис. 3

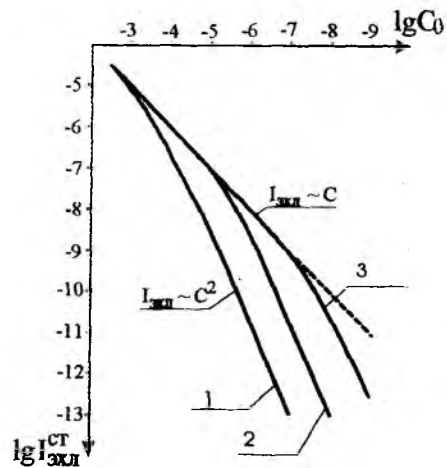


Рис. 4

Влияние величины константы скорости бимолекулярных процессов переноса электронов K_{bi} показано на рис.3. Как видно, что лишь для достаточно больших значений $K_{bi} > 10^7$ л/моль·с интенсивность ЭХЛ практически не зависит от величины последней. В том же случае, когда толщина кинетического реакционного слоя δ становится сравнимой с величиной d — ожидается снижение $I_{ЭХЛ}$ обусловленное, очевидно, участием электрогенерированных частиц в электродных реакциях с противоположно заряженным электродом и низкой эффективностью процессов парных рекомбинаций.

Концентрационная зависимость интенсивности свечения (рис.4) подчиняется либо линейному закону, либо квадратичному в зависимости от отношения d/δ . Когда толщина кинетического реакционного слоя приближается к размерам ЭХЛ - ячейки и $d/\delta \leq 7$, то зависимость — квадратичная если $\delta \rightarrow 0$ ($K_{bi} \rightarrow \infty$), то — линейная.

Наиболее сложные проявления в поведении как электрогенерированных частиц, так и эмиттера ЭХЛ наблюдаются при конечных временах жизни ион-радикалов (τ_+ , τ_-). Очевидно, что уменьшение времени жизни одной из реагирующих частиц приведет к асимметричному распределению их концентраций по длине ЭХЛ - ячейки. Более коротко живущие частицы будут сосредоточены вблизи той поверхности электрода, вблизи которой они генерируются. Вблизи этой же поверхности будет сосредоточено распределение эмиттера ЭХЛ, вследствие чего увеличивается время разгорания свечения, что обусловлено увеличением времени диффузионного транспорта частиц в зону рекомбинации и, как следствие, почти двукратный рост времени задержки в развитии свечения. Вышесказанное иллюстрируется рисунками 5 — 7, где приведены как координатное распределение реагентов и продуктов ЭХЛ-реакций, так и процесс развития интенсивности ЭХЛ. При этом наблюдается снижение интенсивности свечения, вызванное стоками

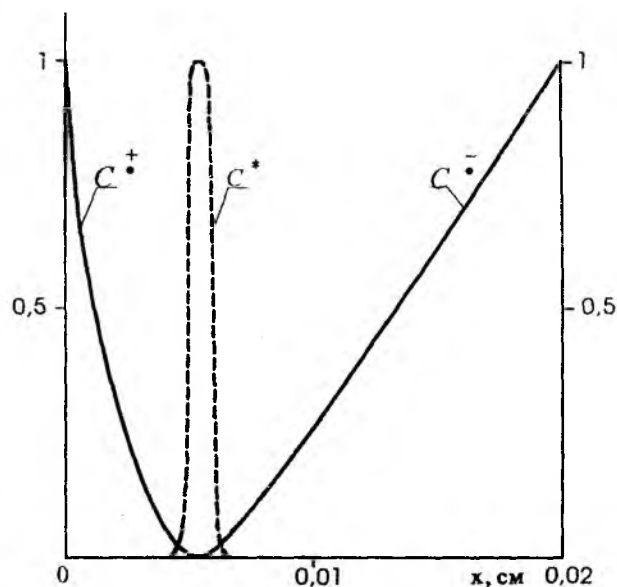


Рис. 5

в системе (необратимая гибель электрогенерированных частиц с характеристическими временами τ_+ , τ_-). В случае, когда $\tau_+ = \tau_-$, время задержки в развитии свечения практически не зависит от величин последних, а лишь изменяется амплитуда свечения. Последнее заметно сказывается для глубин проникновения l , значительно меньших $d/2$. Так для $D = 3,1 \cdot 10^{-6}$ см²/сод = $2 \cdot 10^{-2}$ см [9] существен-

ное снижение интенсивности ЭХЛ следует ожидать для времен жизни $\tau < 30$ с, что подтверждается данными расчета (рис. 6) и подчиняется соотношению вида:

$$I_{\text{ЭХЛ}} = \varphi_{\text{ЭХЛ}} C_0 s \sqrt{D/\tau} \cdot \text{cosech}\left[d/(2\sqrt{D\tau})\right]. \quad (13)$$

Если же время жизни одной из реагирующих частиц достаточно для преодоления всей протяженности ячейки, то не наблюдается значительного изменения в интенсивности свечения. Заметно лишь влияние на время разгорания свечения и, как следует из данных рис. 6, свечение может прижигаться к той поверхности, где генерируются менее стабильные ион - радикалы. Последнее подтверждается визуальным наблюдением за свечением в тонких слоях [9], где отмечено, что в зависимости от состава среды, а следовательно и параметров, влияющих на времена жизни частиц, свечение сосредотачивалось у различных поверхностей рабочих электродов.

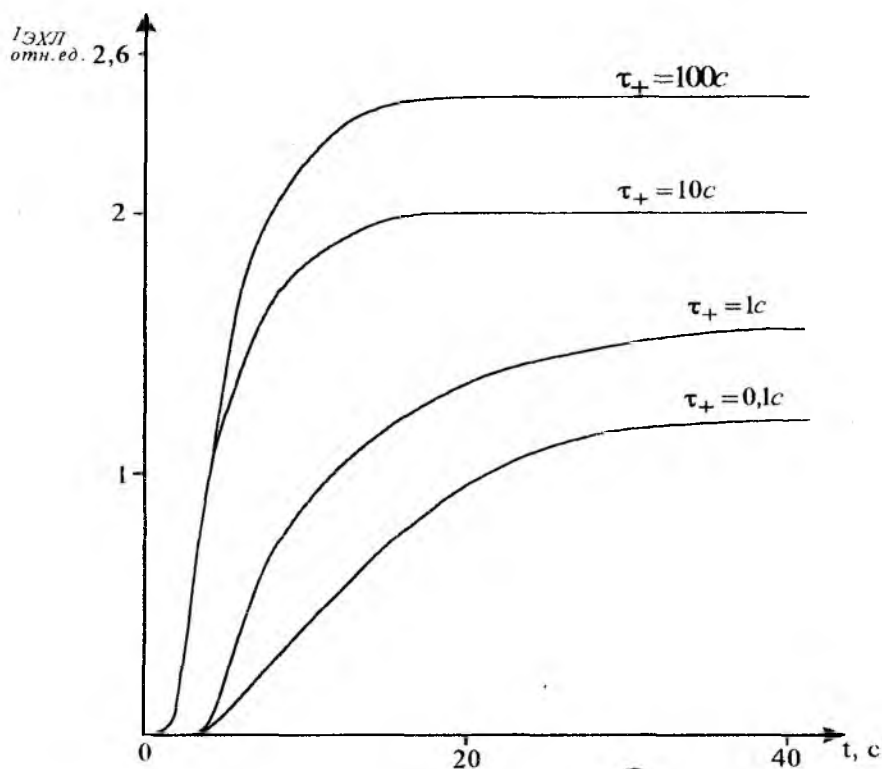


Рис. 6

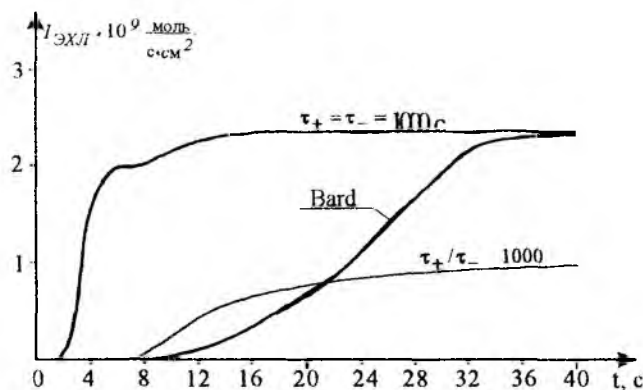


Рис. 7

В заключение отметим заметное различие во временах разгорания интенсивности свечения полученных в наших расчетах и данных эксперимента [9] (см. рис. 7), что, вероятно, обусловлено следующими причинами. Во-первых, расчеты проведены для потенциостатического электролиза без

учета времени формирования ДЭС ионами электролита фона, последние могут вносить заметный вклад в задержку во времени развития интенсивности свечения. Во-вторых, отсутствует информация о временах жизни ион - радикальных состояний реагирующих частиц в условиях конкретного эксперимента, что не учтено в расчетах. И в-третьих, в наших расчетах рассматривался механизм образования эмиттера ЭХЛ непосредственно в реакциях ионного обмена между ион - радикалами, минуя промежуточные стадии - например - консервации частиц либо ионами электролита, либо полярными молекулами растворителя, что может внести заметный вклад в значение величины времени разгорания интенсивности ЭХЛ. Так, проведенный нами расчет с участием частиц в триплетном состоянии не вносит заметного вклада в рассматриваемую величину. Однако учет других механизмов образования электронно - возбужденных состояний, возможно, позволит более точно описать процесс развития свечения в ячейках конечной протяженности.

Список литературы: 1. Головенко В.М., Рожницкий Н.Н., Свирь И.Б. Журнал прикладной спектроскопии. 1989. Т. 51. С. 773-777. 2. Бых А.И., Свирь И.Б. // Электромагнитные волны и электронные системы. (Россия, Москва) 1998, № 4. С. 37-42. 3. Svir I.B. and Golovenko V.M. // Inter. Conference on Reactive Intermediates and Reaction Mechanisms, July 12-17, 1998, Ascona, Switzerland. Book of Abstracts, p. 86. 4. Svir I.B., Rozhitskii N.N. and Bykh A.I. / 191-st Meeting of ESC - Montreal (Canada), 4-9 May, 1997. Book of Abstracts. P. 863. 5. Плесков Ю.В., Филиновский В.Ю. Вращающийся дисковый электрод. М.: Наука. 1972. 343с. 6. Лыков А.В. Тепломассообмен: (Справочник). М.: Энергия. 1978. 480 с. 7. Корыта И., Дворжак И., Богачкова В. Электрохимия. М. Мир. 1977. 471 с. 8. Самарский А.А. Введение в теорию разностных схем. М. 1971. 550 с. 9. Brilmyer G.H., Bard A.J. // J. Electrochem. Soc. 1980. Vol. 127. N 1. P. 104-110. 10. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М. 1970. С. 720.

*Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 17.06.99

В.М. БАКУМЕНКО, канд. физ.-мат. наук, Л.Д. ФЕСЕНКО, канд. физ.-мат. наук,
А.В. БАКУМЕНКО, В.И. ВАСИЛЬЕВ

ОПТИМИЗАЦИЯ ДИАПАЗОНА ДАВЛЕНИЙ ДЛЯ УМЕНЬШЕНИЯ МЕТОДИЧЕСКОЙ ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ РЕЛАКСАЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ МОЛЕКУЛ

При определении компонент колебательной релаксации многоатомных молекул, используемых в субмиллиметровых лазерах с оптической накачкой, путем измерения скорости затухания переходного процесса при ступенчатом сигнале накачки [1 - 3] имеет место методическая погрешность, содержащая систематическую и случайную составляющие.

Систематическая погрешность пропорциональна скорости накачки, снижение которой для уменьшения систематической погрешности привело бы к снижению уровня сигнал/шум и тем самым к увеличению случайной и инструментальной погрешностей. Методика, позволяющая исключить систематическую погрешность без снижения скорости накачки, предложена в работе [1] и исследована в работах [1, 2]. В данной работе исследуется методика снижения случайной погрешности.

В работах [1, 2] определение компонент колебательной релаксации производилось посредством графической обработки результатов измерений; в работе [3] производилась аналитическая обработка информации по методу наименьших квадратов; выражения для констант колебательной релаксации - скорости диффузии $\Gamma_{диф}$ и скорости колебательно-поступательной релаксации Γ_{V-T} и их абсолютных погрешностей $\Delta\Gamma_{диф}$ и $\Delta\Gamma_{V-T}$, полученные в этой работе, могут быть представлены в виде:

$$\Gamma_{диф} = \Delta_1/\Delta; \quad \Gamma_{V-T} = \Delta_2/\Delta;$$

$$\Delta\Gamma_{диф} = \frac{t_\alpha}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\Delta\lambda_{1i} p_i)^2}{n(n-1)}}; \quad (1)$$

$$\Delta\Gamma_{V-T} = \frac{t_\alpha}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\Delta\lambda_{1i}/p_i)^2}{n(n-1)}}. \quad (2)$$

Здесь

$$\Delta = \sum_{i=1}^n 1/p_i^2 \sum_{i=1}^n p_i^2 - n^2;$$

$$\Delta_1 = \sum_{i=1}^n \lambda_{1i}/p_i \sum_{i=1}^n p_i^2 - n \sum_{i=1}^n \lambda_{1i} p_i;$$

$$\Delta_2 = \sum_{i=1}^n 1/p_i^2 \sum_{i=1}^n \lambda_{1i} p_i - n \sum_{i=1}^n \lambda_{1i}/p_i,$$

где p - давление, n - число экспериментальных точек; t_α - коэффициент Стьюдента для выбранного значения надежности α ($\alpha = 0,95$); $\lambda_{1i} = \Gamma_{диф}/p + \Gamma_{V-T} p$ - скорость затухания компоненты переходного процесса, ответственной за колебательную релаксацию, состоящая из двух составляющих: диффузи-

онной Γ_{diff}/p и столкновительной $\Gamma_{V-T}p$; $\Delta\lambda_{li}$ – абсолютная погрешность измерения λ_{li} .

Для молекулы CH_3CN в диапазоне давлений (6...26 Па) были получены следующие результаты:

$$\Gamma_{diff} = (2,88 \pm 0,18) \text{ мс}^{-1} \text{ Па} (\alpha = 0,95); \quad \delta\Gamma_{diff} = \pm 6 \%;$$

$$\Gamma_{V-T} = (2,87 \pm 0,76) \text{ с}^{-1} \text{ Па}^{-1} (\alpha = 0,95); \quad \delta\Gamma_{V-T} = \pm 26 \%;$$

здесь $\delta\Gamma_{diff} = \Delta\Gamma_{diff}/\Gamma_{diff}$, $\delta\Gamma_{V-T} = \Delta\Gamma_{V-T}/\Gamma_{V-T}$ – относительные погрешности.

Если погрешность измерения скорости диффузии (± 6) сравнима с инструментальной погрешностью, составляющей ($\pm 4...10$ %), то погрешность измерения скорости колебательно-поступательной релаксации ($\delta\Gamma_{V-T} = \pm 26$ %) существенно ее превышает. Такой результат, как показано в работе [3], объясняется преимущественным влиянием на релаксационный процесс в рабочем диапазоне давлений диффузионной составляющей, поскольку давление, при котором составляющие одинаковы ($\Gamma_{diff}/p = \Gamma_{V-T}p$), равно 31,7 Па, т.е. находится за пределами верхней границы рабочего диапазона.

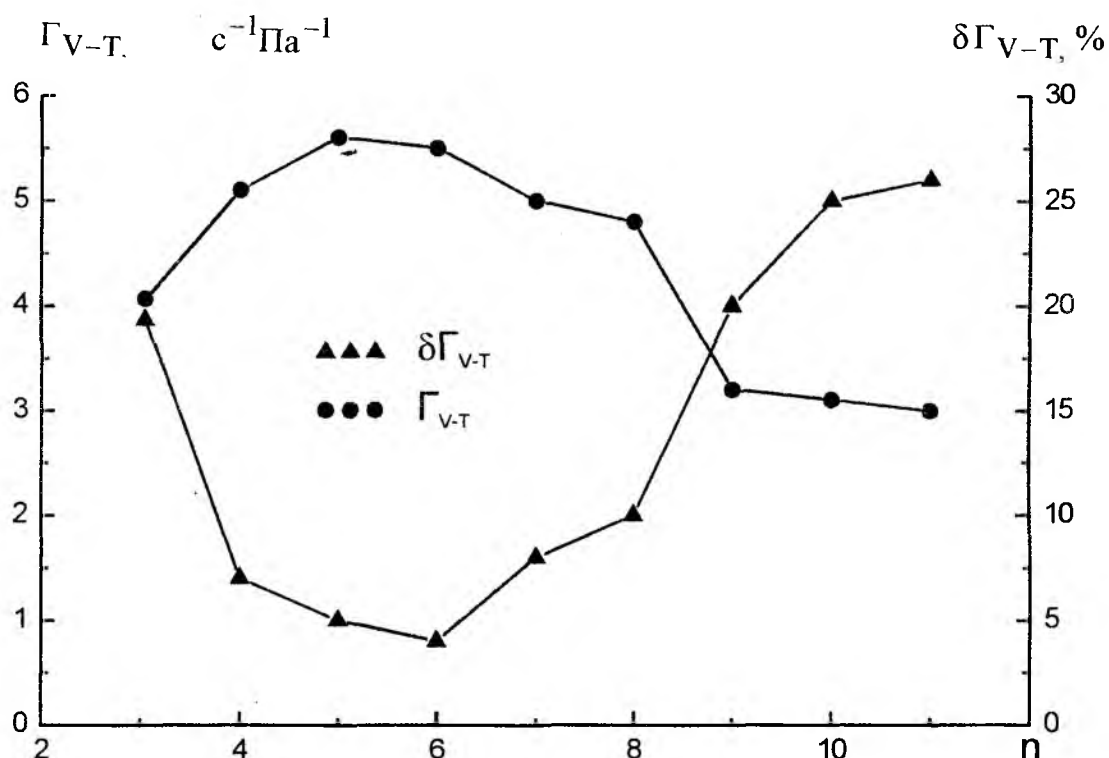


Рис. 1

Проанализируем возможность снижения $\Delta\Gamma_{V-T}$ и, соответственно, $\delta\Gamma_{V-T}$. Из выражения (2) следует, что поскольку $\Delta\Gamma_{V-T}$ обратно пропорциональна p , то ее можно уменьшить, смещаясь в область более высоких давлений, но с другой стороны при этом уменьшается число экспериментальных точек, что приводит к увеличению дисперсии и, соответственно, увеличению $\Delta\Gamma_{V-T}$. Для разрешения указанной проблемы были получены и исследованы зависимости $\Gamma_{V-T}(n)$, $\Delta\Gamma_{V-T}(n)$ и $\delta\Gamma_{V-T}(n)$ в диапазоне $n = 3...11$. Зависимости $\Gamma_{V-T}(n)$ и $\delta\Gamma_{V-T}(n)$ представлены на рис. 1, где $n = 11$ соответствует рабочему диапазону давлений (6...26 Па), а уменьшение n на единицу приво-

дит к смещению диапазона давлений на 2 Па от нижней границы. Из рис. 1 следует, что зависимость $\delta\Gamma_{V-T}(n)$ носит экстремальный характер: минимальное значение $\delta\Gamma_{V-T}$ имеет место при $n = 6$ ($i = 6 \dots 11, p = 16 \dots 26$ Па). Для $n = 6$ получаем:

$$\Gamma_{V-T} = (5,56 \pm 0,22) \text{ с}^{-1} \text{ Па}^{-1} (\alpha = 0,95); \quad \delta\Gamma_{V-T} = \pm 4 \%$$

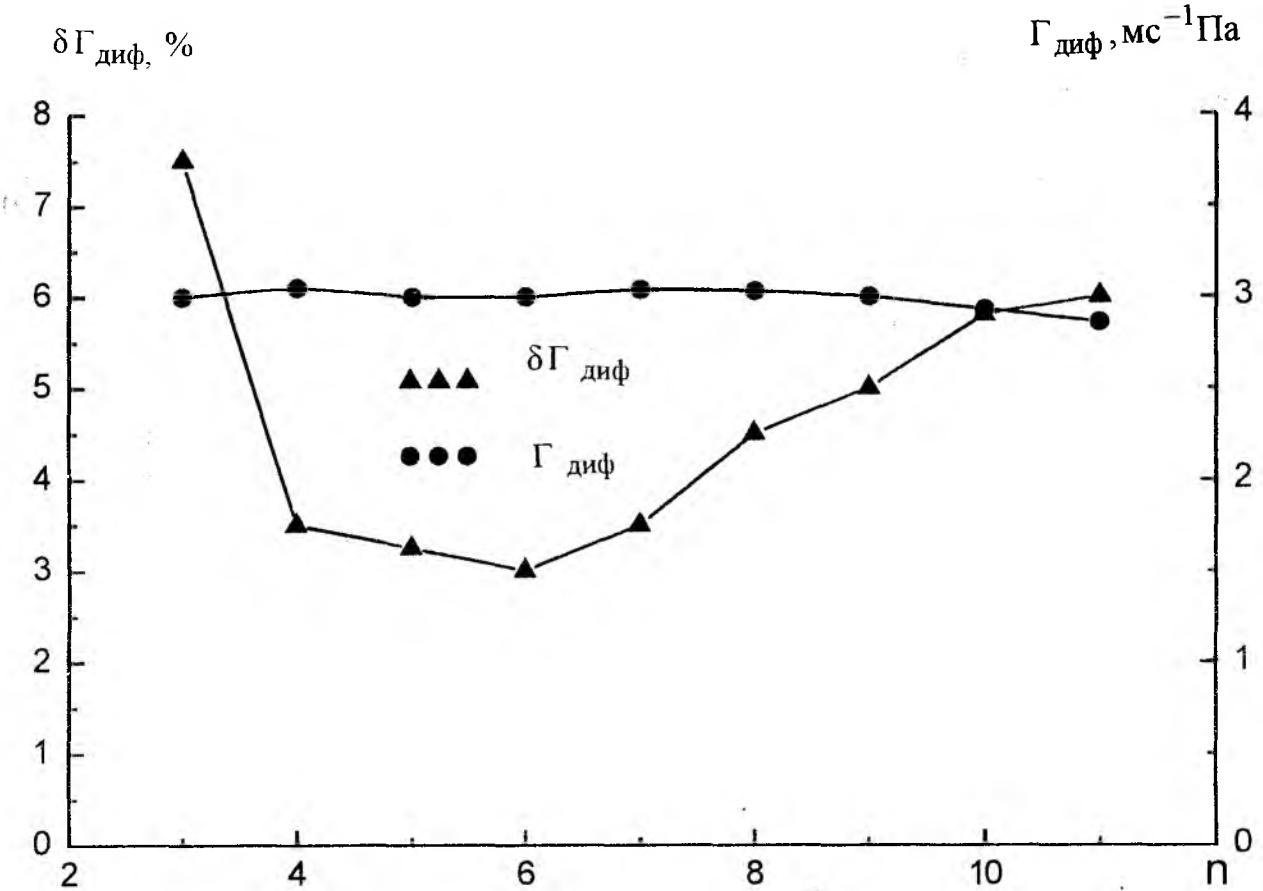


Рис. 2

Таким образом, оптимизация диапазона давлений привела как к изменению результата измерений Γ_{V-T} ($5,56 \text{ с}^{-1} \text{ Па}^{-1}$ вместо $2,87 \text{ с}^{-1} \text{ Па}^{-1}$), так и к существенному снижению случайной составляющей погрешности измерения скорости колебательно-поступательной релаксации ($\delta\Gamma_{V-T} = \pm 4 \%$ вместо $\pm 26 \%$ до оптимизации).

Аналогичные исследования были проведены и для скорости диффузии; сдвиг диапазона теперь производился в соответствии с формулой (1) в сторону низких давлений. Зависимости $\Gamma_{\text{диф}}(n)$ и $\delta\Gamma_{\text{диф}}(n)$ приведены на рис. 2, из которого видно, что как и в предыдущем случае $\delta\Gamma_{\text{диф}}$ достигает минимального значения при $n = 6$ ($i = 1 \dots 6$, а $p = 6 \dots 16$ Па); $\Gamma_{\text{диф}}$ при уменьшении диапазона давлений изменяется от $2,88 \text{ ms}^{-1}\text{Па}$ до $3,02 \text{ ms}^{-1}\text{Па}$, т.е. в меньшей степени, чем Γ_{V-T} . Для $n = 6$:

$$\Gamma_{\text{диф}} = (3,02 \pm 0,09) \text{ ms}^{-1} \text{ Па} (\alpha = 0,95); \quad \delta\Gamma_{\text{диф}} = \pm 3 \%$$

т.е. $\delta\Gamma_{\text{диф}}$ после оптимизации диапазона давлений снизилась с $\pm 6 \%$ до $\pm 3 \%$.

После уточнения параметров в итоге оптимизации получаем, что давление, при котором диффузион-

ная и столкновительная составляющие одинаковы, равно 23,2 Па, т.е. сдвинулось в сторону низких давлений и оказалось в рабочем диапазоне давлений вблизи его верхней границы, т.е. роль столкновительной составляющей оказалась более существенной, чем это следовало из вычислений до оптимизации.

Проведенные исследования показали, что при аппроксимации по методу наименьших квадратов экспериментальной зависимости функцией, нелинейно зависящей от параметра (в нашем случае таковым являлось давление), уменьшение погрешности измерений может быть достигнуто оптимизацией диапазона измерений параметра, т.е. целесообразней проводить кусочную аппроксимацию вместо аппроксимации во всем диапазоне изменения параметра.

Список литературы: 1. Бакуменко В.М., Фесенко Л.Д., Шевырев А.С. Исследование релаксационных характеристик CH_3Br -лазера с оптической накачкой // Известия вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30, № 8. С. 973 – 979. 2. Бакуменко В.М., Фесенко Л.Д., Бакуменко А.В., Шумейко Н.Ю. Определение релаксационных параметров молекулы HCOOH // Радиотехника. 1998. Вып. 105. С. 176 – 182. 3. Бакуменко В.М., Фесенко Л.Д., Бакуменко А.В. Определение релаксационных констант молекулы CH_3CN // Радиотехника. 1998. Вып. 108. С. 134 – 137.

*Украинская инженерно-педагогическая академия, г. Харьков
Харьковский национальный университет
им. В.Н. Каразина*

Поступила в редколлегию 23.07.99

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПОМЕЩЕНИИ ПРИ РАЗМЕЩЕНИИ В НЕМ ИСТОЧНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ

Для расчетов электромагнитного поля (ЭМП) важно выбрать математическую модель его источника. Если источник – электрический штырь или токовый виток с геометрическими размерами, гораздо меньшими длины волны λ , то он может быть представлен соответственно как электрический и магнитный диполь.

Широкий класс источников ЭМП представляют отверстия и щели в корпусах электронного и электротехнического оборудования. Они могут рассматриваться как электрически малые излучатели и описываться тремя ортогональными электрическими и тремя ортогональными магнитными дипольными моментами [1]. В работе [2] показано, что возбуждаемое электрически малым излучателем поле определяется тремя параметрами источника: дипольным электрическим моментом, дипольным магнитным и квадрупольным электрическим моментами. Однако основной вклад в ЭМП дает дипольный электрический момент.

При решении поставленной задачи следует учитывать, что в помещении две соседние стены взаимно перпендикулярны. Из теории антенн известно, что две взаимно перпендикулярные металлические плоскости представляют собой уголкового отражателя. При определенном расположении излучателя они могут в некоторых направлениях значительно усиливать или ослаблять ЭМП [3]. Поэтому при определенной проводимости стены помещения также будут представлять собой уголкового отражателя, который вносит существенный вклад в картину распределения ЭМП.

Расчет диаграммы направленности металлического уголкового отражателя обычно осуществляется методом "зеркальных изображений" [3]. Однако, если плоскости отражателя представляют собой материал с конечной объемной проводимостью, то решение такой задачи весьма затруднительно. Тем не менее, согласно [4], для горизонтального (относительно поверхности стен) диполя, расположенного над полубесконечным проводящим слоем, можно использовать приближенный метод "зеркальных изображений". В этом случае среда с конечной проводимостью эквивалентно заменяется плоской идеально проводящей поверхностью, опущенной на некоторую глубину $d/2$ относительно первоначальной границы раздела сред. Если диполь расположен над проводящим полупространством на высоте h , то его зеркальное изображение относительно границы раздела сред будет находиться на расстоянии $d+h$.

Для электрического диполя [4]:

$$d = d_E = -j\lambda / \pi \sqrt{(\epsilon_r - 1) - j60\sigma\lambda} . \quad (1)$$

Для магнитного диполя [4]:

$$d = d_H = -j\lambda \sqrt{(\epsilon_r - 1) - j60\sigma\lambda} / \pi(\epsilon_r - j60\sigma\lambda) , \quad (2)$$

где ϵ_r - относительная диэлектрическая проницаемость; σ - удельная проводимость.

Согласно [5], для заданных параметров среды σ , ϵ_r и длине волны λ толщина материала t , достаточная для того, чтобы проникающая внутрь проводящего материала волна "не чувствовала" конечности среды, выполняется при условии

$$t > 1 / \sqrt{\epsilon_r (2\pi/\lambda)^2 \left[-0,5 + 0,5 \sqrt{1 + \sigma^2 / \left(\frac{2\pi\epsilon_r}{\lambda Z_0} \right)^2} \right]} , \quad (3)$$

где $Z_0 = 120\pi$ – волновое сопротивление свободного пространства, Ом.

С учетом допущенных ограничений на толщину стен используем при решении поставленной задачи метод приближенных "зеркальных изображений". Предположим, что источники ЭМП могут быть представлены в виде электрического и магнитного диполей. В этом случае, согласно [6], в свободном пространстве ЭМП электрического диполя определяется уравнениями

$$\begin{aligned} \vec{E} &= j \frac{Z_0 I^e l}{2\lambda} \left\{ \vec{i}_\theta \sin \theta \left[1 - \frac{j}{k_0 R} - \frac{1}{(k_0 R)^2} \right] - \vec{i}_R \cos \theta \frac{j}{k_0 R} \left[\frac{j}{k_0 R} + \frac{1}{(k_0 R)^2} \right] \right\} \frac{\exp(-jk_0 R)}{R}, \quad (4) \\ \vec{H} &= j \frac{I^e l}{2Z_0 \lambda} \vec{i}_\theta \sin \theta \left[1 - \frac{j}{k_0 R} \right] \frac{\exp(-jk_0 R)}{R}, \end{aligned}$$

а магнитного диполя – уравнениями

$$\begin{aligned} \vec{H} &= j \frac{I^m l}{2Z_0 \lambda} \left\{ \vec{i}_\theta \sin \theta \left[1 - \frac{j}{k_0 R} - \frac{1}{(k_0 R)^2} \right] - \vec{i}_R \cos \theta \left[\frac{j}{k_0 R} + \frac{1}{(k_0 R)^2} \right] \right\} \frac{\exp(-jk_0 R)}{R}, \quad (5) \\ \vec{E} &= -j \frac{I^m l}{2\lambda} \vec{i}_\varphi \sin \theta \left[1 - \frac{j}{k_0 R} \right] \frac{\exp(-jk_0 R)}{R}, \end{aligned}$$

где I^e, I^m – токи соответственно электрического и магнитного диполей; l – длина диполя; $k_0 = 2\pi/\lambda$ – постоянная распространения в свободном пространстве; R – расстояние от точки наблюдения до центра диполя; $\vec{i}_\theta, \vec{i}_R, \vec{i}_\varphi$ – единичные орты в сферической системе координат; θ – угол места, отсчитываемый от вертикальной оси диполя.

В дальнейшем картину распределения ЭМП будем определять в плоскости, перпендикулярной оси диполя и проходящей через его центр, для которой $\theta = \pi/2$.

При исследовании уголкового отражателя в виде двух взаимно перпендикулярных стен поместим начало координат в вершине угла и расположим оси x и y в плоскости стен. Положение электрического диполя определим координатами x_0, y_0 . Рассматриваемый уголкового отражателя можно заменить идеально проводящим уголкового отражателем, плоскости которого сдвинуты в сторону отрицательных значений x и y на глубину $d/2$, определяемую формулой [1]. Согласно методу "зеркальных изображений", напряженность ЭМП в заданной точке (x, y) будет определяться полем решетки из четырех диполей, находящихся от точки наблюдения (x, y) на расстояниях R_1, R_2, R_3 и R_4 . Последние определяются соотношениями [7]

$$\begin{aligned} R_1 &= \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}; & R_2 &= \sqrt{(x + x_2)^2 + (y - y_0)^2}; \\ R_3 &= \sqrt{(x + x_2)^2 + (y + y_2)^2}; & R_4 &= \sqrt{(x - x_0)^2 + (y + y_2)^2}, \end{aligned}$$

где $x_2 = x_0 + d, y_2 = y_0 + d$.

Учитывая, что в зеркальном изображении вибратора ток сдвигается по фазе на 180° , напряженность ЭМП полученной решетки вибраторов в точке наблюдения (x, y) запишется в виде

$$E = \sum_{i=1}^4 E_i e^{j\varphi_i}, \quad (6)$$

где E_i – напряженность поля i -го вибратора, находящегося на расстоянии R_i от точки наблюдения,

определяемая по формуле (4); φ_i – фаза тока i -го вибратора ($\varphi_1 = \varphi_3 = 0$; $\varphi_2 = \varphi_4 = \pi$).

На рис. 1 представлена рассчитанная по формуле (6) результирующая напряженность поля углового отражателя, стены которого имеют различную проводимость. Точка наблюдения и излучатель располагались на биссектрисе угла и находились соответственно на расстояниях R и R_0 от вершины угла (начала координат). При этом значение $R = 6\lambda$ в процессе счета оставалось постоянным, а расстояние R_0 изменялось от $0,3\lambda$ до $1,7\lambda$. Результирующая напряженность ЭМП сравнивалась с напряженностью ЭМП диполя в свободном пространстве.

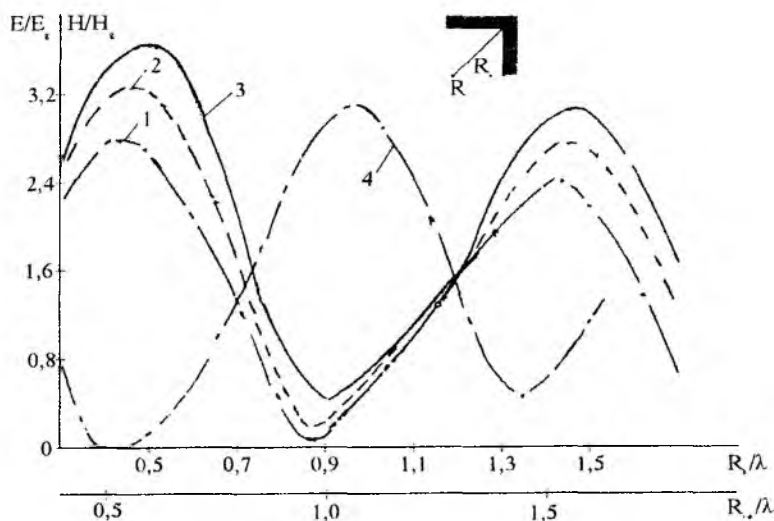


Рис. 1

На рис. 1 кривые 1, 2 и 3 соответствуют проводимостям стен σ , равным $0,05$ См/м, $0,2$ См/м и 3 См/м. Относительная диэлектрическая проницаемость стен $\epsilon_r = 2,5$, длина волны ЭМП $\lambda = 3$ м.

Как видно из рис. 1, при расположении диполя от вершины угла на расстояниях, примерно равных $0,5\lambda$ и $1,5\lambda$, наблюдается значительный рост напряженности ЭМП, который тем выше, чем больше проводимость стен. В то же время на расстояниях, примерно равных λ , наблюдается минимум напряженности поля. Если обратиться к теории уголкового антенн [3], то можно отметить, что такие антенны имеют максимальный уровень ЭМП в осевом излучении при расположении вибратора на расстояниях R_0 , равных $0,5\lambda$ и $1,5\lambda$, а минимальный уровень при $R_0 = \lambda$.

Если $R_{\text{ЭФ}}$ – расстояние до излучателя, отсчитываемое от вершины угла идеально проводящих плоскостей, расположенных на глубине $d/2$, то максимум и минимум напряженности ЭМП будет иметь место при расстояниях $R_{\text{ЭФ}}$, соответствующих приведенным значениям R_0 . Для наглядности это демонстрируется на рис. 1 осью абсцисс $R_{\text{ЭФ}}/\lambda$, которая соответствует случаю проводимости стен $\sigma = 0,05$ См/м. Значение $R_{\text{ЭФ}}$ определяется по формуле

$$R_{\text{ЭФ}} = \sqrt{2} |x_0 + d/2| . \quad (7)$$

Таким образом, при расположении излучателя на биссектрисе угла на расстояниях от вершины $R_{\text{ЭФ}}$, кратных нечетному числу полуволн, стены помещения представляют собой уголкового отражатель и существенно усиливают напряженность поля излучателя.

Рассмотрим теперь влияние проводимости стен на картину распределения ЭМП в помещении при наличии в нем излучателя в виде горизонтального (относительно стен) электрического диполя. Для этой цели в качестве модели помещения выберем прямоугольной формы полый цилиндр с бесконечно протяженными по оси Oz гранями. Начало координат поместим в центр помещения на уровне расположения электрического диполя.

Предположим, что стены помещения имеют удельную проводимость σ и относительную диэлек-

трическую проницаемость ϵ . Длина помещения равна A_0 , его ширина – B_0 , толщина стен удовлетворяет условию (3). Излучатель создает ЭМП с длиной волны λ .

Данное помещение представим как помещение с идеально проводящими стенами, сдвинутыми относительно прежних границ на глубину $d/2$. Полученное эквивалентное помещение будет иметь длину $A = A_0 + 2d$ и ширину $B = B_0 + 2d$. Для расчета поля в этом помещении можно воспользоваться методом "зеркальных изображений". Если электрический диполь расположен в точке с координатами (x_0, y_0) , то его зеркальные изображения, согласно [8], будут находиться в точках с координатами (x_α, y_β) . Последние определяются уравнениями

$$x_\alpha = \alpha A + (-1)^\alpha x_0; \quad y_\beta = \beta B + (-1)^\beta y_0,$$

где α и β – целые числа от $-\infty$ до $+\infty$.

Если точка наблюдения имеет координаты (x, y) , то расстояние до нее от диполя, расположенного в точке (x_α, y_β) определяется уравнением

$$R_{\alpha,\beta} = \sqrt{(x - x_\alpha)^2 + (y - y_\beta)^2}. \quad (8)$$

Поскольку зеркально изображенный диполь имеет противофазный ток возбуждения, то фаза возбуждающего тока диполя в точке (x_α, y_β) определяется уравнением

$$\varphi_{\alpha,\beta} = (|\alpha| + |\beta|)\pi.$$

С учетом изложенного суммарная напряженность ЭМП, создаваемая решеткой зеркально изображенных диполей, определяется уравнением

$$E = \sum_{\alpha=-N}^{+N} \sum_{\beta=-N}^{+N} E_{\alpha,\beta} e^{j\varphi_{\alpha,\beta}}, \quad N \rightarrow \infty, \quad (9)$$

в котором $E_{\alpha\beta}$ находится из (4) при условии, что $R = R_{\alpha\beta}$.

Предположим, что в помещении расположен источник ЭМП, который создает опасную зону излучения в свободном пространстве в радиусе 2λ от источника. В этом случае рассчитанная на ЭВМ по формуле (9) опасная зона излучения для различных мест расположения источника представлена на рис. 2 и на рис. 3.

Расчет производился для помещения с размерами $A_0 = 30$ м, $B_0 = 15$ м следующим образом. Вся площадь помещения покрывалась сеткой с шагом $0,05A_0$ и $0,05B_0$, в узлах которой определялась напряженность ЭМП. Те области, где эта напряженность превышала значение, определяемое на расстоянии 2λ от диполя в свободном пространстве ($\lambda = 3$ м), считались опасными зонами. Как показали расчеты, бесконечный в строгом смысле ряд (9) с точностью до двух десятичных знаков после запятой может быть ограничен значением $N = 20$.

На рис. 2 показана картина распределения опасной зоны излучения (заштрихованная область) для помещения с удельной проводимостью стен $\sigma = 0,2$ См/м и относительной диэлектрической проницаемостью $\epsilon_r = 2,5$. Такие параметры имеют выпускаемые промышленностью радиоэкранирующие кирпичи типа "Морион". Положение источника ЭМП обозначено на рис. 2 крестиком. Здесь же для сравнения показаны очерченные окружностью радиусом 2λ зоны опасного излучения того же самого источника ЭМП в свободном пространстве. На рис. 2, а источник расположен посередине широкой стены помещения на расстоянии от нее, равном λ , на рис. 2, б – на расстоянии $\lambda/4$. На рис. 2, в картина распределения ЭМП соответствует расположению излучателя на биссектрисе угла на расстоянии $0,88\lambda$ от его вершины. Рис. 3 соответствует случаю, когда излучатель расположен на биссектрисе угла на расстоянии $0,48\lambda$ от его вершины.

Если обратиться к рис. 1, то видно, что этим случаям соответствует минимальный и максимальный уровень осевого излучения уголкового отражателя. Если проводимость стен будет уменьшаться, принимая

значения, равные 0,2, 0,05, 0,005 См/м, то, как видно из рис. 3, опасная зона излучения также уменьшается. Таким образом, уменьшить уровень ЭМП в помещении можно, если располагать наиболее мощные источники излучений на биссектрисе угла при расстояниях от его вершины $R_{эф} = \lambda$.

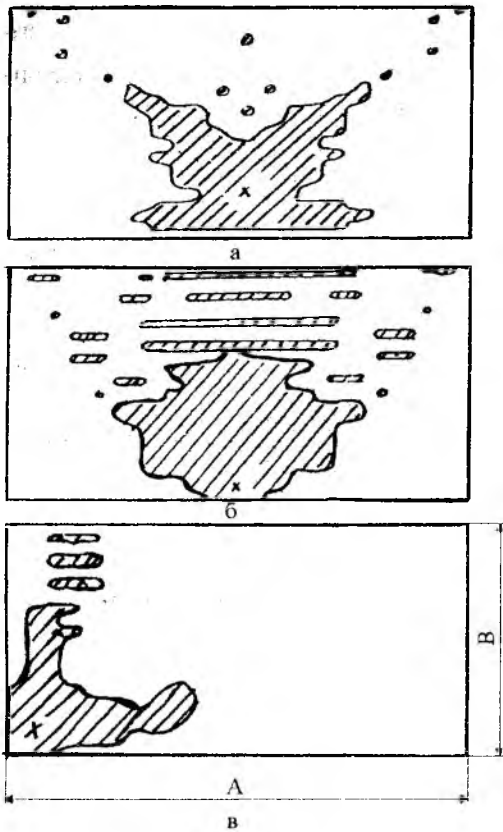


Рис. 2

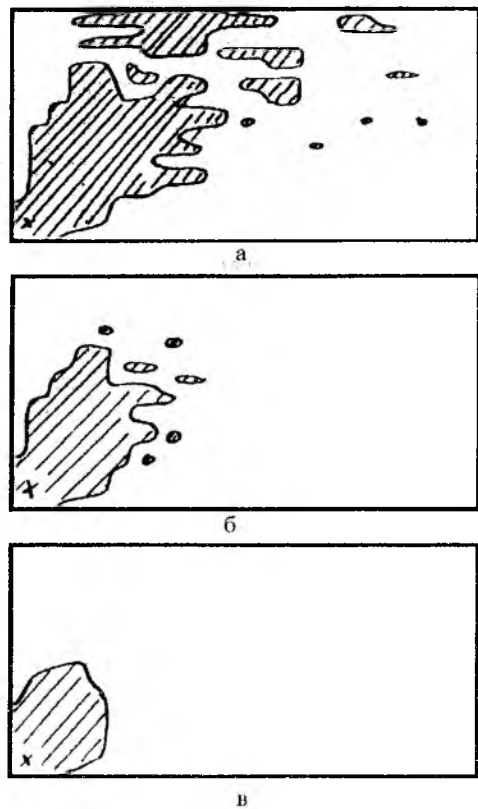


Рис. 3

В этом случае опасная зона излучения составляет 18 % площади помещения. При расположении источника ЭМП в середине помещения на расстоянии $\lambda/4$ от широкой стены размер опасной зоны максимален и составляет 36,7 % площади помещения. Другой способ снижения уровня ЭМП заключается в уменьшении проводимости стен, то есть уменьшении их отражательных свойств.

Если в помещении расположен источник ЭМП, который можно характеризовать магнитным диполем, то картина распределения поля в помещении изменяется. В этом случае расчет ЭМП для горизонтального (относительно плоскости стен) магнитного диполя можно производить с учетом уравнения (6) по формулам (6-9). Для этого необходимо величины E , E_i , $E_{эф}$ заменить соответственно на H , H_i и $H_{эф}$. При этом необходимо учесть, что $\varphi_i = \varphi_{эф} = 0$, а $d \rightarrow d_H$.

Результаты расчетов представлены на рис. 4. Из него видно, что для магнитного диполя картина распределения ЭМП в помещении меняется на противоположную. В частности, как показывает кривая 4 на рис. 1 при расположении магнитного диполя на биссектрисе угла на расстоянии от его вершины

$$R_0 = 0,44\lambda \text{ и } R_0 = 0,96\lambda$$

(что соответствует $R_{эф} = 0,5\lambda$ и $R_{эф} = \lambda$) наблюдаются соответственно минимальный и максимальный уровни осевого излучения ЭМП. Расчет производился для тех же самых значений $\lambda = 3\text{м}$, $\sigma = 0,2 \text{ См/м}$, $\epsilon_r = 2,5$. Точка наблюдения находилась на расстоянии от вершины угла $R = 10\lambda$.

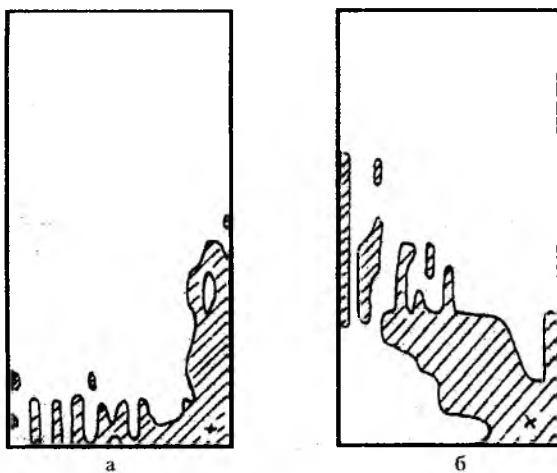


Рис. 4

в соответствии с этим изменяется и картина распределения ЭМП в помещении, что наглядно представлено на рис. 4. Минимальная площадь зоны опасного излучения (18,25 % от площади помещения) наблюдается при расположении магнитного диполя на расстоянии $R = 0,44 \lambda$ от вершины угла (рис. 4, а), а на расстоянии $R = 0,96\lambda$ (рис. 4, б) площадь опасной зоны излучения составляет 28 %.

Список литературы: 1. Ма М.Т., Кенке Г.Х. Измерение характеристик непреднамеренного электромагнитного излучения // ТРШЭР. 1986. Т. 4 № 1. С. 124-125. 2. Токалы В.И. Параметры источника непреднамеренных излучений электрически малых размеров // Исследование в области радиотехнических измерений: Сб. научн. трудов / НПО ВНИИФТРИ. М. 1988. С. 30-37. 3. Корбанский И.И. Антенны. М.: Энергия, 1973. 336 с. 4. Vanister P.R. The Image. Theory Electromagnetic Fields of a Horizontal Electric Dipole in the Presence of a Conducting Half Space // Radio Science. 1982. Vol. 17. N 5. P. 1095-1102. 5. Гринев А.Ю. Характеристики полупроводниковой вибраторной антенны // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1990. Т. 33. № 2. С. 48-52. 6. Сазонов Д.М. Антенны и устройства СВЧ. М.: Высш. шк., 1988. 432 с. 7. Сахацкий В.Д., Запорожцев С.Ю., Нефедова А.Л. Графоаналитический метод моделировать электромагнитной обстановки вблизи фасада здания // Автоматизированные системы управления и приборы автоматики. 1997. Вып. 105. С. 86-90. 8. Черномордик Д.А. Расчет поля излучателей радиопомех в экранированном помещении // Труды НИИР. 1982. № 4. С. 94-99.

Харьковская государственная академия городского хозяйства
Украинская инженерно-педагогическая академия

Поступила в редколлегию 1.12.99

В.И. ДОЛГОВ, д-р техн. наук, И.В. ЛИСИЦКАЯ, канд. техн. наук,
С.А. ГОЛОВАШИЧ, Р.В. ОЛЕЙНИКОВ

ПРИНЦИПЫ ЗАЩИТЫ АЛГОРИТМА DES ОТ АТАК ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО КРИПТОАНАЛИЗА

Настоящая работа снова возвращается к стандарту шифрования DES. Этот алгоритм сегодня считается недостаточно надежным. Виной этому (кроме малой длины ключа и шифруемого блока) стали известные атаки дифференциального и линейного криптоанализа. Названные атаки, родившиеся при изучении стойкости DES, сегодня стали одним из основных инструментов проверки надежности и других используемых и разрабатываемых симметричных шифров. В этих условиях сохраняет значительный научный и практический интерес изучение особенностей и условий проведения успешных криптоаналитических атак в том числе и в уже известных случаях и применительно к известным алгоритмам с целью определения путей и изучения возможностей их перекрытия. В этой работе внимание сосредоточивается на принципах осуществления дифференциального криптоанализа шифра DES.

Известно, что показатели стойкости и возможности проведения криптоаналитических атак для шифра DES и ряда других DES-подобных шифров в первую очередь определяются свойствами используемых в них таблиц подстановок (S блоков). Известны также некоторые критерии отбора S блоков, которыми пользовались разработчики стандарта. Однако даже эти требования даны без разъяснений (разработчики стандарта считают их своим секретом).

Здесь мы хотим высказать свою версию обоснования требований к отбору S блоков, использованных разработчиками стандарта, так как считаем, что нам стали понятны "секреты" построения S блоков для этого шифра.

Поскольку изложение материала будет опираться на известные требования к отбору S блоков стандарта, полезно будет сразу их напомнить. Мы здесь сформулируем эти требования, опираясь на работу [1]. Критерии отбора S блоков здесь изложены в такой редакции:

1. Каждый S блок имеет 6 входных и 4 выходных бита.
2. Нет выходного бита S - блока, который может быть связан функцией, близкой к линейной с входными битами.
3. Если зафиксированы самый левый и самый правый биты в S блоке и меняется 4 средних бита, то каждый из возможных 4-х битовых выходов получается точно один раз.
4. Если два входа S блока отличаются точно одним битом, то выходы должны отличаться не менее чем в 2-х битах.
5. Если два входа S блока отличаются точно в двух средних битах, то выходные биты должны отличаться не менее чем двумя битами.
6. Если два входа S блока отличаются своими первыми двумя битами и имеют совпадающими 2 последних бита, то выходные биты не должны быть теми же самыми.
7. Для любых ненулевых 6-ти битовых различий между входами не более чем 8 из 32 пар входов могут показывать одни и те же выходные различия.
8. Критерий, подобный вышеизложенному, должен выполняться и в случае трех активных S блоков.

Будет показано, что подавляющее большинство из этих требований (шесть из восьми) подчинено именно стремлению обеспечить защиту от атак дифференциального криптоанализа.

Для более подробного знакомства с идеями дифференциального криптоанализа отошлем читателя к работам [1,2], а также некоторым разъяснениям [3,4,5]. Заострим сразу внимание на одном из принципиальных моментов: эффективность дифференциальной атаки для алгоритма DES в значительной мере определяются свойствами так называемых таблиц распределения побитовых разностей S блоков.

Для построения этих таблиц используется следующая методика: перебираются все возможные пары 6-битных чисел (от 0 до 63), которые подаются на вход S блока. Соответственно на выходе получаются различные комбинации 4-битных чисел от 0 до 15. Далее вычисляются поразрядные суммы по модулю 2 соответствующих пар входных и выходных значений. Полученные числа (входные и выходные разности) являются индексами входов в ячейки таблицы размером 64×16 соответственно по строкам и по столбцам. Сама таблица распределения побитовых разностей формируется заполне-

нием ячеек числами, соответствующими количествам попаданий в каждую из них при вариации по всему множеству значений входов S блока (для фиксированной входной разности).

Элемент таблицы характеризует вероятность появления некоторой побитовой разности на выходе S блока (разности для пары выходов) при поступлении на его вход фиксированной входной разности. А уже по вероятностям выходных разностей S блоков для каждой из них приписываются вероятности отдельным битам ключа (оказывается, что для любой заданной входной разности не все значения выходных разностей являются равновероятными [1]). В работах [1-5] взаимосвязь входов с выходами нескольких S блоков названа характеристикой, которая может быть распространена на несколько циклов (в последнем случае мы ее будем называть также дифференциальной характеристикой). Пока вероятность соответствующей характеристики меньше некоторого порогового значения, дифференциальный криптоанализ неэффективен (его сложность получается большей, чем прямой перебор всех ключей). Как только находится характеристика с вероятностью, большей пороговой, дифференциальный криптоанализ становится атакой, с которой уже надо считаться.

Дальнейшие рассуждения ведутся в предположении, что читатель знаком с отмеченными ранее работами. Основой развиваемого подхода станет детальное изучение самой техники реализации дифференциальных атак. Сейчас нас будет интересовать процесс построения дифференциальных характеристик для некоторого заданного набора S блоков.

Будем сразу ориентироваться на вариант атаки на 16-циклоый DES, описанной в [3]. Эта атака использует итеративную характеристику, строящуюся с помощью "обнуляющего" разностного преобразования. Так мы назвали выполнение одноциклового преобразования, при котором ненулевая разность на входе цикловой функции F преобразуется в нулевую разность на ее выходе. Если обозначить разность на входе S блока $\bar{\Delta}$, то речь идет о характеристиках, для которых входная разность $\bar{\Delta} \neq \bar{0}$ с некоторой вероятностью $p \neq 0$ преобразуется в выходную разность $F(\bar{\Delta}) = \bar{0}$. В сочетании с тривиальным циклом (в котором входная и выходная разности равны нулю) такое преобразование позволяет реализовать двухцикловую характеристику вида $\Omega_P = (\bar{\Delta}, \bar{0}) \rightarrow \Omega_T = (\bar{0}, \bar{\Delta})$, представленную на рис. 1. Здесь мы пользуемся символикой и обозначениями, введенными в работе [3]: Ω_P и Ω_T обозначены соответствующие значения разностей, а (x, y) – конкатенация разностей для левого и правого полублоков, данных на входе и выходе рассматриваемых циклов.

Приведенная характеристика может быть циклически продолжена необходимое количество раз. Именно в этом случае при проведении атаки удастся реализовать максимально возможное число тривиальных циклов, что, позволяет осуществить эффективную атаку на 16-циклоый DES (в атаке

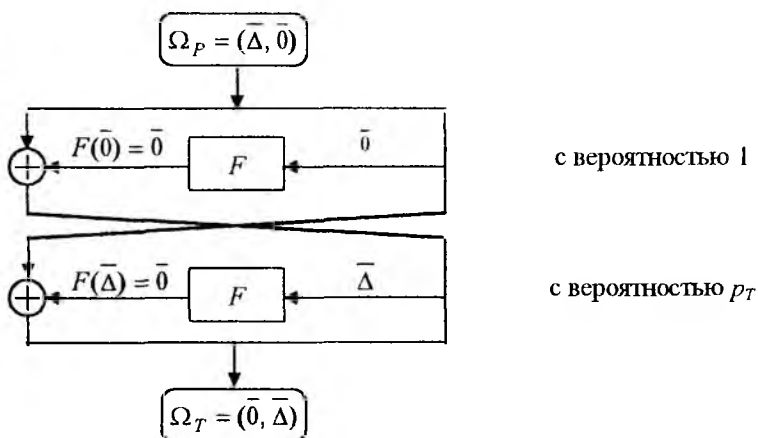


Рис. 1

применяется 13-цикловая характеристика на циклах со 2-го по 14-й со специально подобранным первым циклом и последующая $2R$ -атака на 15-м и 16-м циклах). Как уже отмечалось ранее в [5], в этой атаке на каждом цикле используется одновременно три активных S блока. Если вероятность трехблочной 2-циклоой (с учетом тривиального преобразования) характеристики обнуляющего типа обозначить p_T , то для вероятности 13-циклоой характеристики, получающейся в результате итеративного повторения трех-

блочной характеристики шесть с половиной раз при $p_T = \frac{1}{234}$, получается результат [3]

$$(p_T)^{\frac{n-4}{2}} = p_T^6 = 2^{-47,2}. \quad (1)$$

Этот результат позволяет Эли Бихаму, имея $\approx 2^{48}$ отобранных открытых текстов, предложить эффективную процедуру определения ключей шифрования, которая оказывается существенно менее сложной, чем их прямой перебор (заметим, что все расчеты здесь ведутся в предположении статистической независимости 6-битных входных разностей смежных S блоков).

Нашей ближайшей задачей и будет изучение свойств таблиц побитовых разностей для S блоков стандарта и установление связи их показателей с достижимыми вероятностями дифференциальных характеристик.

Покажем прежде всего, что для таблиц, использованных в DES, характеристики с меньшим числом активных S блоков, по мнению разработчиков (на момент создания стандарта), либо нереализуемы, либо сложность дифференциального криптоанализа превышает прямой перебор всех ключей.

Для большей наглядности изложения полезно будет сразу привязаться к реальному виду таблиц побитовых разностей S блоков для шифра DES. Ниже приведен пример построения такой таблицы для первого S блока стандарта (отметим, что расположение строк в нашей таблице несколько иное, чем в оригинальной работе [2]). Обозначения входов в таблицу представлены в шестнадцатеричной системе счисления, адаптированной к правилам пользования таблицами стандарта, описанным в [6]. Вход по строкам таблицы ab_x соответствует 6-битному вектору входной разности $\bar{\Delta} = (\Delta_1, \Delta_2, \Delta_3, \Delta_4, \Delta_5, \Delta_6)$, где a представляет собой шестнадцатеричную запись двоичного числа $\Delta_1\Delta_6$, а b — числа $\Delta_2\Delta_3\Delta_4\Delta_5$.

Таблица 1

Входная разность	Выходная разность															
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	a	b	c	d	e	f
0	64	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1	0	0	0	8	0	4	4	4	0	6	8	6	12	6	4	2
2	0	0	0	6	0	10	10	6	0	4	6	4	2	8	6	2
3	0	4	2	4	8	2	6	2	8	4	4	2	4	2	0	12
4	0	0	0	12	0	8	8	4	0	6	2	8	8	2	2	4
5	0	8	6	2	2	8	6	0	6	4	6	0	4	0	2	10
6	0	0	0	8	0	6	6	0	0	6	6	4	6	6	14	2
7	0	4	8	8	6	6	4	0	6	6	4	0	0	4	0	8
8	0	0	0	0	0	0	2	14	0	6	6	12	4	6	8	6
9	0	8	4	2	6	6	4	6	6	4	2	6	6	0	4	0
a	0	8	8	0	10	0	4	2	8	2	2	4	4	8	4	0
b	0	8	10	8	0	2	2	6	10	2	0	2	0	6	2	6
c	0	6	6	0	8	4	2	2	2	4	6	8	6	6	2	2
d	0	6	4	0	4	6	6	6	6	2	2	0	4	4	6	8
e	0	10	10	6	6	0	0	12	6	4	0	0	2	4	4	0
f	0	2	6	0	14	2	0	0	6	4	10	8	2	2	6	2
10	0	0	0	6	0	2	4	4	0	10	12	4	10	6	2	4
11	14	4	2	2	10	6	4	2	6	4	4	0	2	2	2	0
12	4	8	6	2	2	4	4	2	0	4	4	0	12	2	4	6
13	2	4	10	4	0	4	8	4	2	4	8	2	2	2	4	4
14	10	2	4	0	2	4	6	0	2	2	8	0	10	0	2	12
15	2	4	0	10	2	2	4	0	2	6	2	6	6	4	2	12
16	6	6	4	8	4	8	2	6	0	6	4	6	0	2	0	2
17	2	0	2	4	4	6	4	2	4	8	2	2	2	6	8	8
18	6	8	2	4	6	4	8	6	4	0	6	6	0	4	0	0

Продолжение таблицы 1

Входная разность	Выходная разность															
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	a	b	c	d	e	f
19	2	4	4	6	2	0	4	6	2	0	6	8	4	6	4	6
1a	0	4	6	4	2	2	4	10	6	2	0	10	0	4	6	4
1b	4	4	6	0	10	6	0	2	4	4	4	6	6	6	2	0
1c	2	6	2	4	0	8	4	6	10	4	0	4	2	8	4	0
1d	4	4	2	4	10	6	6	4	6	2	2	4	2	2	4	2
1e	4	2	4	0	8	0	0	2	10	0	2	6	6	6	14	0
1f	2	4	10	6	2	2	2	8	6	8	0	0	0	4	6	4
20	0	0	0	10	0	12	8	2	0	6	4	4	4	2	0	12
21	10	4	6	2	2	8	2	2	2	2	6	0	4	0	4	10
22	12	0	0	2	2	2	2	0	14	14	2	0	2	6	2	4
23	0	0	4	10	10	10	2	4	0	4	6	4	4	4	2	0
24	12	2	2	8	2	6	12	0	0	2	6	0	4	0	6	2
25	4	2	4	6	0	2	8	2	2	14	2	6	2	6	2	2
26	4	2	2	4	0	2	10	4	2	2	4	8	8	4	2	6
27	6	6	2	2	0	2	4	6	4	0	6	2	12	2	6	4
28	0	4	6	0	12	6	2	2	8	2	4	4	6	2	2	4
29	4	2	6	4	4	2	2	4	6	6	4	8	2	2	8	0
2a	0	8	16	6	2	0	0	12	6	0	0	0	0	8	0	6
2b	2	6	2	2	8	0	2	2	4	2	6	8	6	4	10	0
2c	0	6	2	2	2	0	2	2	4	6	4	4	4	6	10	10
2d	6	4	6	4	6	8	0	6	2	2	6	2	2	6	4	0
2e	0	10	4	0	12	0	4	2	6	0	4	12	4	4	2	0
2f	4	8	2	2	2	4	4	14	4	2	0	2	0	8	4	4
30	0	4	2	4	4	8	10	0	4	4	10	0	4	0	2	8
31	0	4	4	8	0	2	6	0	6	6	2	10	2	4	0	10
32	6	4	4	12	4	4	4	10	2	2	2	0	4	2	2	2
33	10	4	2	0	2	4	2	0	4	8	0	4	8	8	4	4
34	4	2	2	10	0	2	4	0	0	14	10	2	4	6	0	4
35	12	2	2	2	4	6	6	2	0	2	6	2	6	0	8	4
36	6	2	6	2	8	4	4	4	2	4	6	0	8	2	0	6
37	2	2	2	2	2	6	8	8	2	4	4	6	8	2	4	2
38	4	8	2	10	2	2	2	2	6	0	0	2	2	4	10	8
39	4	4	6	2	10	8	4	2	4	0	2	2	4	6	2	4
3a	2	2	4	0	8	0	0	0	14	4	6	8	0	2	14	0
3b	2	2	12	4	2	4	4	10	4	4	2	6	0	2	2	4
3c	6	2	2	4	12	6	4	8	4	0	2	4	2	4	4	0
3d	2	6	4	0	0	2	4	6	4	6	8	6	4	4	6	2
3e	0	8	6	2	2	6	0	8	4	4	0	4	0	12	4	4
3f	4	8	4	2	4	0	2	4	4	2	4	8	8	6	2	2

Рассмотрим некоторый произвольно взятый S блок. Пусть $\bar{\Delta} = (\Delta_1, \Delta_2, \Delta_3, \Delta_4, \Delta_5, \Delta_6)$ – разность на входе S блока, где $\Delta_i, i = \overline{1,6}$ – отдельные биты этой разности. Легко убедиться в том, что цикловая функция $F(\bar{\Delta}) = \bar{0}$ с одним активным S блоком для таблиц, составленных из перестановок (что гарантирует выполнение требования 3, использованного разработчиками стандарта), вообще неосуществима.

Действительно, в соответствии с таблицей расширения E первый, второй, пятый и шестой биты входов каждого из S блоков становятся входными битами и соседних S блоков, и их ненулевые значения всегда активизируют соседние S блоки. В результате можно сделать вывод, что одноблочную характеристику в рассматриваемом случае можно пытаться строить лишь для значений входных разностей (6-битных входов S блоков) вида $\bar{\Delta} = (0, 0, x, y, 0, 0)$. Но входные разности этого вида определяются парами входов в таблицы S блоков, которые формируют их выходы путем выбора различных элементов из одной и той же строки таблицы подстановок ($a = 0$). Очевидно, что для строки в

виде перестановки (размещения без повторений элементов) все 64 возможные пары входов, формирующих разность $\bar{\Delta}$ (три допустимых варианта входных различий: $(0, 0, 0, 1, 0, 0) \rightarrow 2_x$, $(0, 0, 1, 0, 0, 0) \rightarrow 4_x$ и $(0, 0, 1, 1, 0, 0) \rightarrow 6_x$), будут давать несовпадающие выходы. Поэтому вероятности этих переходов для одного активного S блока равны нулю (в табл. 1 для входных разностей $2_x, 4_x, 6_x$ число возможных нулевых выходных разностей равно 0). Следовательно, обнуляющую характеристику $F(\bar{\Delta}) = \bar{0}$ с одним активным S блоком и ненулевой вероятностью для таблиц, состоящих их перестановок, построить нельзя. Заметим, что использование числовых конструкций типа перестановок обеспечивает во всех таблицах побитовых разностей только ненулевые выходные разности для всех входных разностей от 1_x до F_x . Отметим также следствие из полученного результата: многоблочные характеристики, использующие "обнуляющее" разностное преобразование, могут строиться только из смежных или групп смежных S блоков.

Рассмотрим теперь возможность построения атаки, использующей один активный S блок при $F(\bar{\Delta}) \neq \bar{0}$. Опять нас должны интересовать входные разности S блоков вида $\bar{\Delta} = (0, 0, x, y, 0, 0)$. В этом случае снова возможны три ненулевых значения входов (опять это входы $2_x, 4_x, 6_x$).

Очевидно, что во всех этих случаях для построения одноблочных характеристик допустимыми являются только однобитные переходы (переходы в однобитные выходные разности), так как из-за завершающей цикловую функцию P перестановки два и более битов на выходе любого S блока будут активизировать на следующем цикле сразу несколько S блоков. Причем этот один бит при проходе S блоков на разных циклах не должен попадать на входы, общие для двух соседних S блоков. Приведем для иллюстрации (см. рис. 2) возможные варианты прохождения битов через S блоки,

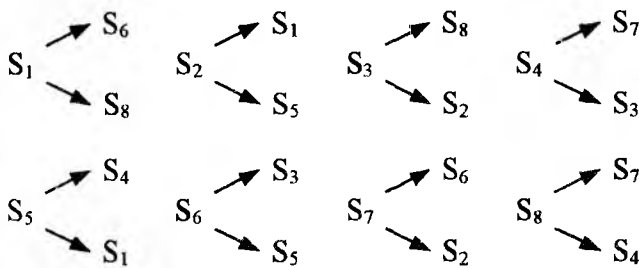


Рис. 2

учитывающие конкретный вид P перестановки [6] и отмеченное выше ограничение.

Легко видеть, что для шифра DES характеристику с однобитными переходами построить не удастся, так как однобитный выход текущего S блока, объединяясь через цепь Фестеля с однобитным входом S блока предыдущего цикла, всегда будет приводить к двухбитной разности на входе очередного цикла, т.е. будут активизироваться сразу два S блока.

Перейдем к изучению условий реализации двухблочных характеристик. Опять рассмотрим сначала характеристики, строящиеся с помощью "обнуляющего" разностного преобразования. Их, как уже отмечено выше, можно пытаться строить только для смежных S блоков. Для характеристики с двумя активными соседними S блоками необходимо уже рассматривать 10-битные входные разности

$$\bar{\Delta} = \left(\underbrace{\Delta_1, \Delta_2, \Delta_3, \Delta_4, \Delta_5, \Delta_6}_{\text{входы левого } S \text{ блока}}, \underbrace{\Delta_7, \Delta_8, \Delta_9, \Delta_{10}}_{\text{входы правого } S \text{ блока}} \right)$$

Здесь опять из условия сохранения на каждом цикле именно двух активных S блоков необходимо рассматривать входные разности, удовлетворяющие условию: $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta_9 = \Delta_{10} = 0$. Далее легко убедиться, что для получения двухблочной обнуляющей характеристики необходимо, чтобы $\Delta_5 = \Delta_6 = 1$, так как при одном из ненулевых значений этих битов вероятность дифференциальной обнуляющей характеристики одного из S блоков равна нулю (для таблиц дифференциальных разностей S блоков с перестановками вероятности переходов всех входов от 1_x до F_x в выходную разность 0_x равны нулю). Тогда для получения двухблочной характеристики можно использовать только входные разности вида $(0, 0, x, y, 1, 1, z, t, 0, 0)$. Это будут 16 вариантов сочетаний двух входов (входных разностей), представленные в табл. 2.

Следовательно, для полного запрещения двухблочных характеристик, строящихся с помощью "обнуляющего" разностного преобразования, достаточно таблицы построить таким образом, чтобы по крайней мере для входных разностей $11_x, 13_x, 15_x, 17_x$ либо для входных разностей $28_x, 2A_x, 2C_x, 2E_x$ были запрещенными нулевые выходные разности. В стандарте S блоки как раз выбраны так, что для входных разностей $28_x, 2A_x, 2C_x, 2E_x$ нулевые выходные разности запрещены (соответствующие пары входов не имеют совпадающих выходов, см. требование 6). Поэтому двухблочных характеристик обнуляющего типа для шифра DES также построить нельзя.

Рассмотрим теперь процесс образования двухблочных характеристик при $F(\bar{\Delta}) \neq \bar{0}$. В этом случае удобно будет воспользоваться достаточно очевидным утверждением.

Таблица 2

Входные разности первого S блока	Входные разности второго S блока
$(0, 0, 0, 0, 1, 1) \rightarrow 11_x$	$(1, 1, 0, 0, 0, 0) \rightarrow 28_x$
$(0, 0, 0, 1, 1, 1) \rightarrow 13_x$	$(1, 1, 0, 1, 0, 0) \rightarrow 2A_x$
$(0, 0, 1, 0, 1, 1) \rightarrow 15_x$	$(1, 1, 1, 0, 0, 0) \rightarrow 2C_x$
$(0, 0, 1, 1, 1, 1) \rightarrow 17_x$	$(1, 1, 1, 1, 0, 0) \rightarrow 2E_x$

Утверждение. Пусть при построении дифференциальной характеристики на текущем цикле активизируется некоторое заданное число S блоков. Тогда для сохранения этого же числа активных S блоков на следующем цикле побитовая сумма по модулю два выходов S блоков текущего цикла со входами S блоков предыдущего цикла должна активизировать это же число S блоков.

Справедливость утверждения следует непосредственно из правил построения цикловой функции

самого шифра DES (см. конструкцию цикловой функции шифра DES, например, [6]). Выходом цикловой функции шифра DES является сумма по модулю два результата шифрования на текущем цикле правого входного полублока (результата его сложения с ключом и последующего прохождения через S блоки и P перестановку) с левым полублоком, являющимся входом цикловой функции предыдущего цикла. Но это же правило будет справедливо и для разностей (побитовых сумм по модулю два) входных и выходных блоков цикловой функции (при этом исключается явная зависимость от битов ключа).

Из этого утверждения приходим к следствию: если на текущем цикле активизируется некоторое заданное число S блоков, то для того, чтобы на следующем цикле дифференциальной характеристики получить тривиальное преобразование, выходы активизированных S блоков текущего цикла должны совпадать со входами активизированных S блоков предыдущего цикла.

Пользуясь приведенными правилами, легко убедиться, что можно пытаться строить двухблочные дифференциальные характеристики двух типов:

- с использованием тривиальных переходов (переходов с вероятностью единица);
- без использования тривиальных переходов.

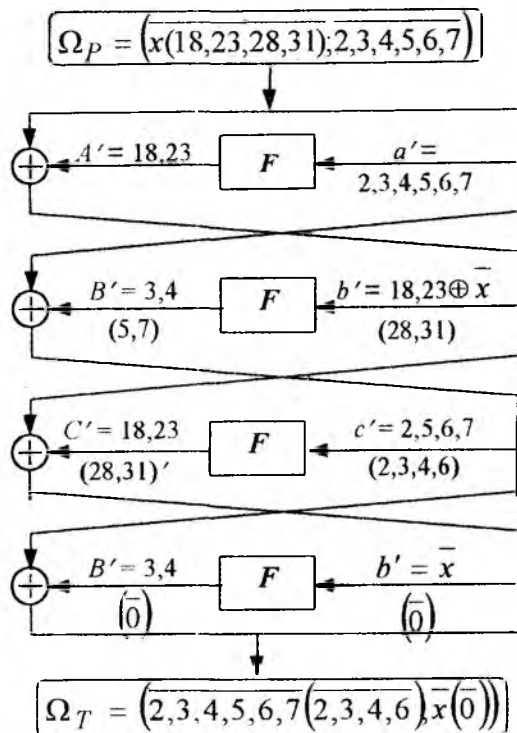
Действительно, рассмотрим процесс построения произвольной характеристики с двумя активными S блоками. Пусть для конкретности это будут два первых S блока S_1 и S_2 , как это показано на рис. 3. Потенциально в активизации этих двух S блоков могут участвовать 2, 3, 4, 5, 6 и 7-ой биты 32-битной разности правых полублоков, участвующих в шифровании. На выходе этих S блоков (S_1 и S_2) в принципе могут быть задействованными 2, 9, 13, 17, 18, 23, 28, 31 биты (один или два, в зависимости от того, сколько S блоков следующего цикла активизирует каждый из них). В соответствии с правилами P и E преобразований DES из этих битов могут активизировать именно два первых S блока (если стремиться прийти к тривиальному преобразованию) только вполне определенные биты (9, 17, 18, 23, 28, 31).

Пусть для конкретности используются ненулевые выходы S блоков S_1 и S_2 , формирующие 18 и 23 биты (на промежуточном цикле активизируются S блоки S_5 и S_6).

В соответствии с приведенным утверждением ненулевое значение \bar{x} в данном случае может включать в себя либо биты, подтверждающие входы S блоков S_5 и S_6 (19, 20, 21 и 22 биты), либо биты, компенсирующие один из двух битов 18 или 23 или оба сразу и вводящие вместо них новые биты, активизирующие иную пару S блоков (например, 5, 6, 18, 23).

В первом случае на очередном цикле снова активизируются S блоки S_1 и S_2 , и естественно получается подтверждение (или компенсация) входных битов предыдущих циклов. Во втором - активизируется новая пара S блоков (в рассмотренном примере S блоки S_7 и S_8). Видно также, что приведенная на рис. 3 характеристика во всех случаях допускает итеративное продолжение. Формированию тривиального перехода в рассматриваемом примере соответствуют условия: либо $\Omega_P = (\bar{0}, \bar{3}, \bar{4})$ и тогда

мы приходим к 6-цикловой итеративной характеристике с двумя тривиальными циклами (две различные 3-цикловые характеристики, каждая содержащая тривиальный цикл), либо для много битного входа $\Omega_P = (\overline{0}; 2, 3, 4, 5, 6, 7)$ мы приходим к 8-цикловой итеративной характеристике с двумя



Вероятность 16-цикловой характеристики:

$$(p_D)^{2.5} = (p_D)^{10}, \text{ если } \Omega_P = (\overline{0}; 3, 4)$$

и

$$(p_D)^{3.4} = (p_D)^{12}, \text{ если } \Omega_P = (\overline{0}; 2, 3, 4, 5, 6, 7).$$

Для $p_D = \left(\frac{16}{64}\right)^2$ имеем

$$\left(\left(\frac{16}{64}\right)^2\right)^{2.5} = 2^{-40}.$$

Рис. 3

тривиальными циклами (две 4-цикловые характеристики, содержащие тривиальный цикл каждая (для входа $\Omega_P = (\overline{18,23}; 2,3,4,5,6,7)$ вторым можно получить тривиальный цикл, при этом вход следующего за тривиальным циклом будет $\Omega_{P'} = (\overline{0}; 2,3,4,5,6,7)$ и далее ситуация сводится к рассмотренному выше случаю. Точнее, если правый полублок поступающий на вход цикловой функции, содержит более двух битов, инициирующих заданную пару S блоков, то, как следует из рис. 3, имеется возможность построить итеративную двухблочную характеристику с двумя тривиальными циклами.

Формирование тривиального цикла при $\bar{x} = \bar{0}$ (биты левого полублока являются нулями) констатирует приведенное выше следствие. Действительно, таблица P перестановки шифра DES разрешает в этом случае для входа в различные S блоки следующего цикла использовать только по одному выходному биту каждого из S блоков текущего цикла или два выходных бита одного из S блоков текущего цикла (каждый бит на выходе любого S блока попадает на входы различных S блоков следующего цикла). В результате на выходе двух S блоков можно использовать либо один бит (если он после E перестановки оказывается общим для входов сразу двух S блоков), либо два бита (если каждый их битов инициирует свой S блок). Условию подтверждения исходных входов S блоков S_1 и S_2 (входов предыдущего цикла) на выходе текущего цикла в рассматриваемом случае удовлетворяют только 18 и 23 биты (S блоки S_5 и S_6), и никакие другие биты этому условию не удовлетворяют. В результате формируется вход в S блоки очередного цикла, равный нулю, т.е. мы приходим на очередном цикле к использованию тривиального преобразования типа $F(\bar{0}) = \bar{0}$.

Как показывает анализ, главной особенностью характеристик первого типа является неперемное использование при их построении циклов, у которых входы в пары активизируемых S блоков содержат не более двух отличающихся битов (иначе не получится эффект компенсации битов при получении тривиального цикла). При этом либо различия с однобитными переходами используются уже на первом (начальном) цикле (у каждого из активизированных S блоков начального цикла ис-

используется однобитное выходное различие), либо на первом цикле у одного из S блоков используется двухбитное выходное различие (а у второго используется переход в ноль), но эти два бита, поступающие всегда на входы различных S блоков очередного цикла, а у тех в свою очередь активизируются однобитные выходы (выходные различия). В результате во всех случаях при построении двухблочных характеристик с тривиальными переходами используются циклы с однобитными переходами (переходами однобитных различий в однобитные).

Теперь становится понятным, что для того, чтобы сделать не реализуемыми двухблочные (на каждом цикле) характеристики, содержащие тривиальные циклы, необходимо, чтобы были запрещены все однобитные переходы. Этому и служит требование 4, использованное разработчиками стандарта (если два входа S блока отличаются точно одним битом, то выходы должны отличаться не менее чем в 2-х битах).

Во втором случае двухблочные характеристики можно строить без тривиальных циклов, для чего достаточно использовать входы в S блоки (в два активизируемых S блока), содержащие более двух единичных битов при этом $\bar{x} \neq 0$ (тогда никогда не получится "компенсация" единичных битов на входе цикловой функции).

В рамках рассматриваемого примера на первом цикле уже используется многобитный вход. Для того чтобы уйти от однобитного перехода на втором цикле, можно взять левый полублок \bar{x} , содержащий биты, опадающие на те же входы S блоков (S блоки S_5 и S_6), что и использованные ранее входы – 18 и 23 бита (должна сохраниться идея активизации на каждом цикле не более двух S блоков). Это могут быть 19, 20, 1, 22 бита. В итоге можно сформировать 3-цикловую характеристику с двумя активными S блоками $\Omega_P = 19, 20, 21, 22, 2, 3, 4, 5, 6, 7 \rightarrow \Omega_T = 19, 20, 21, 22, 2, 5, 6, 7$, которая также допускает "итеративное" продолжение (3, 4 и 18, 23 бита попарно то компенсируются, то возникают снова). Таким способом могут быть реализованы двухблочные характеристики с переходами $F(\bar{\Delta}) \neq 0$.

Разработчики стандарта ясно представляли опасность двухблочных характеристик второго типа для защиты шифра от атак, использующих эти характеристики, наложили ограничение на максимально возможное значение выходов таблиц побитовых разностей. Этому служит требование 7, в соответствии с которым допустимое значение выходов таблиц побитовых разностей ограничено значением 16 (не более 8 из 32-х пар 6-битных входов могут показывать одни и те же выходные различия). Следует однако заметить, что разработчики стандарта при разработке требований к отбору S блоков еще не владели (либо считали, что другие не владеют) всеми тонкостями проведения дифференциального криптоанализа (речь идет об уменьшении числа циклов до 13, предложенном позднее в атаке Ихама) и в своих расчетах ориентировались на 16-цикловые атаки. Именно этим можно объяснить выбор максимально допустимого значения для таблиц побитовых разностей равному 16. Действительно, если воспользоваться расчетом вероятности реализации двухблочной 16-цикловой характеристики для самого "благоприятного" с точки зрения криптоаналитика и практически невероятного случая, когда в каждом цикле удастся использовать характеристику с максимальной вероятностью,

то для шифра DES можно прийти к оценке

$$\frac{8}{32} = \frac{16}{64}$$

$$\left(\frac{16}{64}\right)^{2 \times 16} = \left(\frac{1}{2^2}\right)^{32} = 2^{-64}$$

чего казалось бы вполне достаточно для запрещения двухблочных атак.

Однако, если ориентироваться на теперь уже отработанную атаку в виде 13-цикловой характеристики со специально подобранным первым циклом и последующей $2R$ атакой на последних двух циклах, то надо было бы вести расчет так:

$$\left(\frac{16}{64}\right)^{2 \times 13} = \left(\frac{1}{2^2}\right)^{26} = 2^{-52}$$

Это хуже, чем прямой перебор.

Теперь мы подошли к трехблочным характеристикам. Здесь должны рассматриваться 14-битные входы цикловой функции вида $(0, 0, x, y, z, 1, t, p, 1, q, l, m, 0, 0)$, причем биты z и q не могут быть одновременно равными нулю (т.к. переход в 0 для входной разности вида $(0, x_1, x_2, x_3, x_4, 0)$ невозможен). Заметим опять, что в атаке могут участвовать только связанные (смежные) S блоки. В табл. 3 представлены все возможные варианты входов S блоков и таблиц разностей, которые могут участво-

вать в формировании трехблочной характеристики (характеристики с тремя активными S блоками). Всего получается $64 \times 3 = 192$ варианта атаки для каждой тройки таблиц, а для шифра в целом $192 \times 8 = 1536$ вариантов.

Расчеты показывают, что необходимо "перекрыть" все трехблочные обнуляющие характеристики, так как при $p_T = \left(\frac{16}{64}\right)^3 = 2^{-6}$ вероятность 16-цикловой характеристики, составленной из 2-цикловых характеристик обнуляющего типа (см. рис. 1), получается равной $(p_T)^8 = 2^{-48}$.

Таблица 3

Участие S блоков в формировании входной разности при трехблочной характеристике $(0, 0, x, y, z, 1, t, p, 1, q, l, m, 0, 0)$					
z	Входы первого S блока	z	Входы второго S блока	q	Входы третьего S блока
0	$(0, 0, 0, 0, 0, 1) \rightarrow 10_x$	0	$(0, 1, 0, 0, 1, 1) \rightarrow 19_x$	0	$(1, 0, 0, 0, 0, 0) \rightarrow 20_x$
	$(0, 0, 0, 1, 0, 1) \rightarrow 12_x$		$(0, 1, 0, 1, 1, 1) \rightarrow 1B_x$		$(1, 0, 0, 1, 0, 0) \rightarrow 22_x$
	$(0, 0, 1, 0, 0, 1) \rightarrow 14_x$		$(0, 1, 1, 0, 1, 1) \rightarrow 1D_x$		$(1, 0, 1, 0, 0, 0) \rightarrow 24_x$
	$(0, 0, 1, 1, 0, 1) \rightarrow 16_x$		$(0, 1, 1, 1, 1, 1) \rightarrow 1F_x$		$(1, 0, 1, 1, 0, 0) \rightarrow 26_x$
1	$(0, 0, 0, 0, 1, 1) \rightarrow 11_x$	1	$(1, 1, 0, 0, 1, 0) \rightarrow 29_x$	1	$(1, 1, 0, 0, 0, 0) \rightarrow 28_x$
	$(0, 0, 0, 1, 1, 1) \rightarrow 13_x$		$(1, 1, 0, 1, 1, 0) \rightarrow 2B_x$		$(1, 1, 0, 1, 0, 0) \rightarrow 2A_x$
	$(0, 0, 1, 0, 1, 1) \rightarrow 15_x$		$(1, 1, 1, 0, 1, 0) \rightarrow 2D_x$		$(1, 1, 1, 0, 0, 0) \rightarrow 2C_x$
	$(0, 0, 1, 1, 1, 1) \rightarrow 17_x$		$(1, 1, 1, 1, 1, 0) \rightarrow 2F_x$		$(1, 1, 1, 1, 0, 0) \rightarrow 2E_x$
		1	$(1, 1, 0, 0, 1, 1) \rightarrow 39_x$		
		1	$(1, 1, 1, 0, 1, 1) \rightarrow 3D_x$		
		1	$(1, 1, 0, 1, 1, 1) \rightarrow 3B_x$		
			$(1, 1, 1, 1, 1, 1) \rightarrow 3F_x$		

Для перекрытия этих характеристик разработчики шифра DES пошли двумя путями. Основную массу трехблочных обнуляющих характеристик они просто запретили с помощью требования 6 (входы $28_x, 2A_x, 2C_x, 2E_x, 10_x$ и 20_x во всех таблицах побитовых разностей выбраны с нулевыми вероятностями переходов в выходную разность ноль). В результате из 192 вариантов осталось перекрыть 48 возможных характеристик для каждой тройки смежных таблиц.

Решению задачи перекрытия оставшихся 48 вариантов должно было служить требование ограничивающее число нулевых выходных разностей для трех активных S блоков. Конечно, это требование уже нужно относить не к 6-битным парам входов одного S блока, а к 14-битным парам входов сразу трех активных S блоков, и оно эквивалентно ограничению на максимально допустимое значение вероятностей хотя бы для одной из одноблочных характеристик, участвующих в формировании трехблочной 3-цикловой характеристики, (рис. 1) Как показывает анализ таблиц побитовых разностей S блоков стандарта, при их построении выполнено дополнительное ограничение, в соответствии с которым вероятность хотя бы одного из одноблочных обнуляющих переходов, участвующих в формировании трехблочной характеристики, ограничена значением $\frac{8}{64} = \frac{1}{8}$. При этом значении для ве-

роятности трехблочной 16-цикловой характеристики обнуляющего типа (опять для самого "благоприятного" с точки зрения криптоаналитика случая, когда в каждом цикле удастся использовать характеристику с максимальной вероятностью), приходим к результату

$$\left(\left(\frac{16}{64} \right)^2 \cdot \frac{8}{64} \right)^8 = 2^{-56},$$

что сложнее прямого перебора ключей.

Это ограничение используется также для перекрытия трехблочных характеристик с переходами

$F(\bar{\Delta}) \neq \bar{0}$, причем речь идет о характеристиках смешанного типа, когда удастся сформировать итеративную 3-цикловую характеристику, включающую один цикл с тремя активными S блоками, второй цикл с двумя активными S блоками и третий цикл тривиального типа. Расчет вероятности такой 15-цикловой характеристики при использовании только ограничения на максимальное значение вероятностей таблиц побитовых разностей приводит к оценочному результату

$$\left(\left(\frac{16}{64} \right)^3 \cdot \left(\frac{16}{64} \right)^2 \right)^5 = 2^{-50},$$

т.е. от этих характеристик действительно тоже надо защищаться (анализ показывает, что с учетом ранее рассмотренных ограничений остается только две характеристики такого типа).

Таким образом, нам удалось объяснить практически все требования, использованные разработчиками при построении таблиц стандарта (имеющие отношение к дифференциальному криптоанализу), за исключением требований 5 и 8 (конечно, и они имеют непосредственное отношение к защите от атак дифференциального криптоанализа, но выходят за рамки настоящей работы).

В результате можно сделать вывод, что уже выполнение при построении S блоков требований 3, 4, 6 и 7 вместе с отмеченным дополнительным ограничением, позволяло на время появления стандарта считать его неуязвимым к атакам дифференциального криптоанализа.

Сегодня, однако, предложенных разработчиками стандарта ограничений к отбору S блоков (в том числе и требований 5 и 8) уже оказывается явно недостаточно для безопасности шифра DES, о чем и свидетельствуют расчеты, приведенные в начале статьи.

Понимая теперь слабости S блоков и критериев отбора, предложенных разработчиками стандарта, а также то, что эти слабости обусловлены субъективными причинами (уровнем владения техникой выполнения дифференциальных атак на момент разработки шифра DES, или желанием не делать таблицы с запасом на стойкость), безусловно можно теперь ставить и решать задачи дальнейшего совершенствования методики отбора таблиц S блоков, приведения ее к уровню современной техники выполнения дифференциальных атак.

Представленные в работе результаты позволяют наметить ряд направлений продвижения по этому пути. В качестве таковых видятся следующие:

- снижение допустимого (максимального) значения выходов таблиц побитовых разностей;
- полное запрещение трехблочных характеристик обнуляющего типа;
- введение дополнительных ограничений на трехблочные характеристики с тривиальными переходами;
- оценка дополнительных мер защиты для характеристик с четырьмя активными S блоками;
- учет при оценке опасности атак зависимости от ключевых битов.

Представляется, что исследования в отмеченных направлениях могут позволить повысить устойчивость шифра DES к атакам дифференциального криптоанализа.

Список литературы: 1. Schneier B. Applied Cryptography. Second Edition: protocols, algorithms, and Source code in C. Published by John Wiley & Sons, Inc, New York: Chichester Brisbane Toronto Singapore, 1996. 758 p. 2. Biham E., Shamir A. Differential Cryptanalysis of the Data Encryption Standard. Springer Verlag, Berlin. 1993. 3. Biham E., Shamir A. Differential Cryptanalysis of the full 16-round DES. Technical Report-Computer Science Department, Technion, Israel, 1993. 4. Лисицкая И.В., Головашич С.А., Олешко О.И., Олейников Р.В., Коряк А.С. Построение таблиц подстановок для стандарта шифрования данных // Проблемы бионики. Вып. 50. С. 185-194. 5. Лисицкая, И.В., Олейников Р.В., Головашич С.А., Коряк А.С., Олешко О.И. Анализ стойкости DES - подобных алгоритмов шифрования при использовании таблиц подстановок случайного типа. Радиоэлектроника и информатика 1999. С. 77-81. 6. Барсуков В.С., Дворянкин С.В., Шеремет И.А. Безопасность связи в каналах телекоммуникаций. М.: Россия, 1993. Т. 20. 123 с.

Харьковский государственный технический университет радиотехники

Поступила в редколлегию 15.07.99

АНАЛИЗ ТРЕБОВАНИЙ К СТРУКТУРНЫМ И КОРЕЛЛЯЦИОННЫМ СВОЙСТВАМ НЕЛИНЕЙНЫХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ

Опыт разработки и эксплуатации различных систем, в которых используются нелинейные последовательности, показывает [1], что нередки ситуации, когда излишнее усложнение и запутывание схемы получения нелинейных последовательностей приводит к снижению стойкости системы. Поэтому введение нелинейных функций в схемы генерации нелинейных последовательностей сопровождается тщательным анализом их свойств.

В [2] показано, что одним из требований, предъявляемых к нелинейным последовательностям, является требования к их корреляционным и структурным свойствам.

Сформулируем требования к структурным и корреляционным свойствам нелинейных последовательностей.

Пусть уровень боковых лепестков периодической автокорреляции нелинейной последовательности $\{W\}$ с числом элементов L ограничен значениями $R_{\min}(l) \div R_{\max}(l)$, где l - номер циклического сдвига функции корреляции. Тогда система неравенств, определяющая границы области $\{W\}$ нелинейной последовательности имеет вид

$$\begin{cases} R(0) = w_1 w_1 + w_2 w_2 + \dots + w_k w_l; \\ R_{\min}(1) \leq w_1 w_2 + w_2 w_3 + \dots + w_k w_1 \leq R_{\max}(1); \\ R_{\min}(1) \leq w_1 w_3 + w_2 w_4 + \dots + w_k w_2 \leq R_{\max}(2); \\ \vdots \\ R_{\min}(L-1) \leq w_1 w_L + w_2 w_1 + \dots + w_L w_{l-1} \leq R_{\max}(L-1), \end{cases} \quad (1)$$

где w_i - элемент дискретной нелинейной последовательности $\{W\}$, $w_i \in \{\pm 1\}$.

Требуется определить w_i , удовлетворяющих (1) с учетом взаимокорреляционных и ансамблевых характеристик нелинейной последовательности, т.е. определить множество нелинейных последовательностей $\{W^j\}$, где $j = \overline{1, \mu}$; μ - размерность ансамбля нелинейной последовательности с заданными авто- и взаимокорреляционными свойствами.

Запишем условие того, что нелинейные последовательности w^k и w^j имеют периодическую функцию взаимной корреляции, ограниченную значениями $R_{\min}^{kj}(l) \div R_{\max}^{kj}(l)$ в виде системы нелинейных неравенств

$$\begin{cases} R_{\min}^{kj}(0) \leq w_1^k w_1^j + w_2^k w_2^j + \dots + w_L^k w_L^j \leq R_{\max}^{kj}(0) \\ R_{\min}^{kj}(1) \leq w_1^k w_2^j + w_2^k w_3^j + \dots + w_L^k w_1^j \leq R_{\max}^{kj}(1) \\ R_{\min}^{kj}(2) \leq w_1^k w_3^j + w_2^k w_4^j + \dots + w_L^k w_2^j \leq R_{\max}^{kj}(2) \\ \vdots \\ R_{\min}^{kj}(L-1) \leq w_1^k w_L^j + \dots + w_2^k w_1^j + \dots + w_L^k w_{L-1}^j \leq R_{\max}^{kj}(L-1). \end{cases} \quad (2)$$

Проведенные исследования показали [1], что система (1) при условии (2) в зависимости от L и $R(l)$ может иметь либо μ решений, либо вообще не имеет решений.

Рассмотрим ограничения, накладываемые на L и $R(l)$, т.е. определим необходимые условия существования двоичных дискретных нелинейных последовательностей с заданными свойствами. С этой целью выразим $R(l)$ через λ_l как число произведений вида $(+1)(+1)$ в выражении (1) для заданного l . Тогда

число произведений вида $(-1)(+1)$ равно $[L - (b - \lambda_l)]$, а число произведений $(-1)(-1)$ равно $[L - 2(b - \lambda_l) - \lambda_l]$. Учитывая, что произведения вида $(+1)(+1) = (-1)(-1)$, по аналогии с [2] получим:

$$\begin{cases} R_1 = L - 4(b - \lambda_1); \\ R_2 = L - 4(b - \lambda_2); \\ \vdots \\ R_n = L - 4(b - \lambda_n); \\ \lambda_1 n_1 + \lambda_2 n_2 + \dots + \lambda_n n_n = b(b - 1); \\ n_1 + n_2 + \dots + n_n = L - 1, \end{cases} \quad (3)$$

где R_i – i -й уровень бокового лепестка периодической функции автокорреляции $R_{\min}(l) \leq R_i \leq R_{\max}(l)$; причем R_i значение имеет место n_i раз.

Анализ выражения (3) показывает, что λ_i также будет принимать n_i различных значений.

Решая систему (3) относительно b , получим:

$$\begin{aligned} & \frac{R_i - L + 4b}{4} [L - (n - 2)n_2 - (y_2 + \dots + y_{n-1}) - 1] + \left(\frac{R_i - L + 4b}{4} \right) n_2 + \\ & + \left(\frac{R_i - L + 4b}{4} + Z_1 + Z_2 \right) (n_2 - y_2) + \dots + \left(\frac{R_i - L + 4b}{4} + Z_1 + Z_2 + \dots + Z_{n-1} \right) \times \\ & \times [(n - 1)n_n + (y_2 + y_3 + \dots + y_{n-1})] - b^2 + b = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

После преобразований получим:

$$\begin{aligned} & L + \{L(R_{i+1}) - R_i + 4Z_1 n_1 + 4(n_2 + y_2)(Z_1 + Z_2) + \\ & + \dots + 4[(n - 1)n_2 + (y_2 + y_3 + \dots + y_{n-1})](Z_1 + Z_2 + \dots + Z_{n-1})\}^{1/2} = 2b. \end{aligned} \quad (5)$$

По условию b – натуральное число, следовательно выражение в фигурных скобках также натуральное число Q , удовлетворяющее условию $Q \equiv a \pmod{2}$ [3].

Тогда полагая, что $L = 4x + a$, а n_i принимает целые положительные значения, определим область допустимых значений Q , имеем

$$4(4x + a)[(n - 1)Z_1 + \dots + Z_{n-1}] - 4[(n - 1)Z_1 + \dots + Z_{n-1}] + 4R_i x - R_i a - 4x - a < Q. \quad (6)$$

Если теперь определить значения Z_i , что выражение (6) определяет необходимые условия существования нелинейной последовательности с заданными свойствами.

Таким образом необходимые условия достаточно эффективно сужают множество нелинейных последовательностей, которые могут иметь функцию корреляции с n - уровнями и заданным значением R_i .

Достаточное условие существования нелинейной последовательности с заданной функцией корреляции заключается в том, чтобы существовало разностное множество, сбалансированное на n - уровнях.

Разностное множество, сбалансированное на n -уровней характеризуется параметрами $L, b, \lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$ и обозначается $B(L, b, \lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n)$.

Проведенный анализ возможных методов решения системы (1) с учетом (2) показал, что необходимые и достаточные условия существования нелинейных последовательностей не учитывают их структуру.

Приведенные утверждения определяют зависимость корреляционных и структурных свойств нелинейных последовательностей.

Утверждение 1 [1]. Если число элементов в нелинейной последовательности L , то уровень боковых лепестков периодической функции автокорреляции кратны в зависимости от L , следующим значениям:

$$\begin{aligned}
L &\equiv 0 \pmod{4}, R(l) = 0 \pmod{4}; \\
L &\equiv 4x + 3 \pmod{4}, R(l) \equiv \pm 1 \pmod{4}; \\
L &\equiv 4x + 2 \pmod{4}, R(l) \equiv \pm 2 \pmod{4}; \\
L &\equiv 4x + 1 \pmod{4}, R(l) \equiv \pm 3 \pmod{4}.
\end{aligned} \tag{7}$$

Утверждение 2 [1]. Пусть $\{W\}$ квазиортогональная нелинейная последовательность с числом элементов $L = 4x + 5$ содержит b -единиц, причем квазиортогональная нелинейная последовательность с уровнями боковых лепестков функции корреляции $R_1 = -3$ и $R_2 = 1$, если существует разностное множество с параметрами

$$b = 2(x + 1) - q, \tag{8}$$

где q – разность между числом минус единиц и единиц в нелинейной последовательности.

$$\begin{aligned}
\lambda_1 &= X - q; \quad \lambda_2 = X - q + 1; \\
n_1 &= 2(X + 1) - q(q + 1); \\
n_2 &= 2(X + 1) + q(q + 1).
\end{aligned} \tag{9}$$

Утверждение 3 [1]. Пусть $\{W\}$ квазиортогональная нелинейная последовательность с числом элементов $L = 4x + 6$ содержит $b \leq L/2$ единиц. Тогда может быть синтезирована квазиортогональная нелинейная последовательность с уровнем боковых лепестков функции корреляции $R_1 = -2$; $R_2 = 2$, если существует разностное множество с параметрами:

$$\begin{aligned}
b &= (2x + 3) - q; \\
\lambda_1 &= (x + 1) - q; \quad \lambda_2 = (x + 2) - q; \\
n_1 &= (3x + 4) - q^2; \quad n_2 = (x + 1) - q^2; \\
3x + 4 &> q^2 \geq 0.
\end{aligned} \tag{10}$$

Утверждение 4 [1]. Пусть $\{W\}$ квазиортогональная нелинейная последовательность с числом элементов $L = 4x + 7$ содержит $b \leq L/2$ единиц. Тогда может быть синтезирована квазиортогональная нелинейная последовательность с уровнем боковых лепестков функции корреляции $R_1 = -1$; $R_2 = 3$, если существует разностное множество с параметрами

$$\begin{aligned}
b &= (x + 1) - q; \\
\lambda_1 &= x - q; \quad \lambda_2 = (x + 1) - q; \\
n_1 &= 4(x + 1) - q(q + 3); \quad n_2 = (q + 1)(q + 2); \\
4(x + 1) &> q(q + 3) \geq 0.
\end{aligned} \tag{11}$$

Утверждение 5 [1]. Пусть $\{W\}$ квазиортогональная нелинейная последовательность с числом элементов $L = 4x + 8$ содержит $b \leq L/2$ единиц. Тогда может быть синтезирована квазиортогональная нелинейная последовательность с уровнем боковых лепестков функции корреляции $R_1 = -4$; $R_2 = 0$, если существует разностное множество с параметрами

$$\begin{aligned}
b &= 2(x + 2) - q; \\
\lambda_1 &= (x + 1) - q; \quad \lambda_2 = (x + 2) - q; \\
n_1 &= (x + 2) - q^2; \quad n_2 = (3x + 5) + q^2; \\
x + 2 &> q^2 \geq 0.
\end{aligned} \tag{12}$$

Утверждение 6 [1]. Пусть $\{W\}$ квазиортогональная нелинейная последовательность с числом элементов $L = 4x + 8$ содержит $b \leq L/2$ единиц. Тогда может быть синтезирована квазиортогональная нелинейная последовательность с уровнем боковых лепестков функции корреляции $R_1 = 0$; $R_2 = 4$, если существует разностное множество с параметрами

$$\begin{aligned} b &= 2(x+2) - q; \\ \lambda_1 &= (x+2) - q; \quad \lambda_2 = (x+3) - q; \\ n_1 &= (5x+9) - q^2; \quad n_2 = q^2 - (x+2); \\ 5x+9 &> q^2 \geq x+2. \end{aligned} \tag{13}$$

Утверждение 7 [1]. Пусть $\{W\}$ квазиортогональная нелинейная последовательность с числом элементов $L = 4x + 8$ содержит $b \leq L/2$ единиц. Тогда может быть синтезирована квазиортогональная нелинейная последовательность с уровнем боковых лепестков функции корреляции $R_1 = -4$, $R_2 = 0$, $R_3 = 4$ если существует разностное множество с параметрами

$$\begin{aligned} b &= 2x + 4 - q; \\ \lambda_1 &= x + 1 - q; \quad \lambda_2 = x + 2 - q; \quad \lambda_3 = x + 3 - q; \\ n_1 &= a_1x + r_1; \quad n_2 = a_2x + r_2; \quad n_3 = a_3x + r_3; \\ x + 1 &> q \geq 0; \quad - \\ a_1 &= 1; a_2 = 3; \quad a_3 = 0; \quad r_1 = 2; \quad r_2 = 5; \quad r_3 = 0; \\ a_1 &= 2; a_2 = 1; \quad a_3 = 1; \quad r_1 = 3; \quad r_2 = 3; \quad r_3 = 1; \\ a_1 &= 2; a_2 = 1; \quad a_3 = 1; \quad r_1 = 4; \quad r_2 = 1; \quad r_3 = 2. \end{aligned} \tag{14}$$

Таким образом, установлена взаимосвязь между структурными и корреляционными свойствами, что позволяет снизить время синтеза нелинейных последовательностей.

Список литературы: 1. Дядюнов Н.Г., Сенин А.И. Ортогональные и квазиортогональные сигналы. М., Связь, 1977. 224 с. 2. Стасев Ю.В. Необходимые и достаточные условия существования сигналов с n -уровневой функцией корреляции // Радиотехника. 1992. Вып. 96. С. 21-24. 3. Виноградов И.М. Основы теории чисел. М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы. 1981. 176 с.

Харьковский военный университет
Научно-метрологический центр (военных эталонов)

Поступила в редколлегию 1.09.99

УЧЕТ ВЗАИМНОГО ВЛИЯНИЯ АНТЕННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

Реализация потенциальной эффективности адаптивной пространственной обработки сигналов (АПОС) как максимизация отношения сигнал/(помеха + шум) (ОСПШ) на выходе адаптивной антенной решетки (ААР) возможна только при наличии точных априорных данных о пространственной структуре сигнала. В случае же, когда пространственная структура сигнала известна неточно, например, априорные данные о сигнале представлены в виде включения

$$R_{ss} \in G_y, \text{rad } G_y = \delta_0,$$

где R_{ss} – корреляционная матрица (КМ) полезного сигнала; G_y – множество возможных значений R_{ss} ; $\delta_0 \in R_+$, применение известных в рамках существующей теории методов АПОС не гарантирует даже повышения отношения сигнал/(помеха + шум) на выходе ААР по сравнению со значением ОСПШ на выходе отдельного антенного элемента. Поэтому в качестве основного требования к алгоритмам АПОС сигналов с неточно известными параметрами используется условие

$$\eta(\vec{W}) \geq \eta_0 - \Delta\eta \quad \forall R_{ss} \in G_y, R_{xx} \in G_x,$$

где \vec{W} – вектор весовых коэффициентов (ВВК) соответствующего алгоритма; η_0 – потенциально достижимое значение ОСПШ; $\Delta\eta$ – достижимое снижение ОСПШ; R_{xx} – корреляционная матрица входного сигнала; гарантирующее близость ОСПШ на выходе ААР к потенциально достижимой величине, по крайней мере, для заданного множества сигнально-помеховых ситуаций G_x . Удовлетворяющие данному условию алгоритмы АПОС являются G -робастными.

Взаимная связь антенных элементов (АЭ) может существенно ограничивать качество традиционной АПОС [1,2]. При этом деструктивное воздействие взаимной связи АЭ проявляется как в виде уменьшения глубины подавления помех, так и в виде непреднамеренного подавления полезного сигнала. Снижение глубины подавления помех зависит от их спектральных характеристик и при выполнении условия пространственно-временной узкополосности не превышает 1 дБ [1]. Вместе с тем полезный сигнал иногда может быть непреднамеренно подавлен на 10 дБ и более [1]. В этой связи обычно применяют различные “защитные” меры, которые, в конечном счете, приводят к усложнению технической реализации, синтезируемых в рамках традиционной теории, алгоритмов АПОС [1]. Поэтому достаточно очевидно, что исследования чувствительности к взаимной связи АЭ G -робастных алгоритмов АПОС важны не только в теоретическом, но и в прикладном плане.

Исходя из того, что методы уменьшения деструктивного воздействия взаимной связи АЭ достаточно хорошо изучены, ограничимся здесь лишь кратким сопоставительным анализом G -робастных и традиционных алгоритмов АПОС. С этой целью, используя результаты [1], вектор входных сигналов представим в виде

$$\vec{X}'(t) = M\vec{X}(t), \quad (1)$$

где $\vec{X}(t) = \vec{S}(t) + \sum_{i=1}^L \vec{P}_i(t) + \vec{\Pi}(t)$; $\vec{S}(t)$, $\vec{P}_i(t)$, $\vec{\Pi}(t)$ – векторы соответственно полезного сигнала, помех, шума на входе АЭ; M – $(N \times N)$ – матрица коэффициентов взаимной связи $M = Z^{-1}$, Z – матрица собственных и взаимных импедансов АЭ, N – количество АЭ, L – число помех ($L < (N-1)$).

На основании (1) в свою очередь получим

$$R'_{xx} = MR_{xx}M^H = MR_{ss}M^H + \sum_{i=1}^L MR_{ii}M^H + MR_{\text{шш}}M^H, \quad (2)$$

где $R'_{xx} = E\{\bar{X}'(t)\bar{X}^H(t)\}$; $R_{xx} = E\{\bar{X}(t)\bar{X}^H(t)\}$; $R_{ss} = E\{\bar{S}(t)\bar{S}^H(t)\}$;

$R_{ii} = E\{\bar{P}_i(t)\bar{P}_i^H(t)\}$; $R_{uu} = E\{\bar{\Pi}(t)\bar{\Pi}^H(t)\}$, $E\{\cdot\}$ – обозначение операции математического ожидания, H – знак эрмитового сопряжения.

Положим $MR_{uu}M^H = \sigma_u^2 I$, где σ_u^2 – дисперсия шума, и, анализируя (2), приходим к следующему: если $F\{\cdot\}$ – сжимающий оператор, такой что ВВК

$$\bar{W}_p = \bar{Q}\left(\lambda_{\max}\left(F\left\{R_{xx}^{-1}R_{yy}\right\}\right)\right), \quad (3)$$

где $\bar{Q}(\lambda_{\max}(\cdot))$ – собственный вектор, соответствующий максимальному собственному числу (СЧ) $\lambda_{\max}(\cdot)$ матрицы $R_{xx}^{-1}R_{yy}$, R_{yy} – матрица, сформированная с учетом предполагаемого угла прихода полезного сигнала; для некоторых $\Delta\eta$, G_y , G_x . Тогда существуют непустые множества

$$G_M = \left\{M \left\| M^H M^H - I \right\|_{l_2} \leq \sigma_M, \sigma_M \leq R_+, \text{ и } G'_x = \left\{R_{xx} \left| \min_i \|R_{ss} - R_{ii}\|_{l_2} \leq \delta_s, \delta_s \in R_+\right.\right\},$$

такие что ВВК равен

$$\bar{W}'_p = \bar{Q}\left(\lambda_{\max}\left(F\left\{R_{xx}^{-1}R_{ss}\right\}\right)\right) \quad (4)$$

и обеспечивает выполнение условия

$$\eta(\bar{W}'_p) \geq \eta_0 - \Delta\eta \quad \forall M \in G_M, R_{xx} \in G'_x. \quad (5)$$

Докажем это. При учете взаимной связи антенных элементов ВВК, оптимальный по критерию максимума отношения сигнал/помеха (МОСП), принимает вид

$$\bar{W}_o = \bar{Q}\left(\lambda_{\max}\left(R_{xx}^{-1}R'_{ss}\right)\right) = \bar{Q}\left(\lambda_{\max}\left(R'_{ss} - \lambda_N R'_{xx}\right)\right), \quad (6)$$

где λ_N – максимальное СЧ пучка $L_2(\lambda) = R'_{ss} - \lambda R'_{xx}$. С учетом предположения $MR_{uu}M^H = \sigma_u^2 I$, из сопоставления (6) и соответствующего (4) “исходного” вектора весовых коэффициентов $\bar{W}'_o = \bar{Q}\left(\lambda_{\max}\left(R_{xx}^{-1}R_{ss}\right)\right)$ непосредственно следует, что достаточное условие существования G_M можно представить в виде

$$(M \in G_M) \Rightarrow \left(R'_{ss} \in G'_y = \left\{R'_{ss} \left\| R_{ss} - R'_{ss} \right\|_{l_2} \leq \delta'_o\right\}\right), \quad (7)$$

а достаточное условие существования G_x – в виде равенства

$$\text{rank } R'_{ii} = \text{rank } R_{ii}, \quad i = \overline{1, L}. \quad (8)$$

Для того чтобы убедиться в справедливости (7) на основании (2), запишем

$$\left\| R_{ss} - R'_{ss} \right\|_{l_2} = \left\| R_{ss} - MR_{ss}M^H \right\|_{l_2} = \left\| R_{ss} (I - M^H M) \right\|_{l_2}. \quad (9)$$

Очевидно, что поскольку в (4), (6) можно положить $\left\| R_{ss} \right\|_{l_2} = \left\| R'_{ss} \right\|_{l_2}$, то из (9) непосредственно следует справедливость (7). В свою очередь, поскольку согласно (2) $R'_{ii} = MR_{ii}M^H$, то, полагая $R_{ii} = \bar{V}_i \bar{V}_i^H$, на основе известного неравенства $\text{rank}(AB) = \min(\text{rank}(A), \text{rank}(B))$ [3] сразу же убеждаемся в справедливости условия (8). (Заметим, что условие (8) гарантирует, что ВВК (3), (4) обеспечи-

вают одинаковую глубину подавления помех и, вообще говоря, не является необходимым для существования непустого множества G'_x .)

Из приведенного выше непосредственно следует важный методологический вывод, что G – робастные алгоритмы АПОС вида

$$\bar{W}'_p = \bar{Q} \left(\lambda_{\max} \left(F \left(R'_{xx}{}^{-1} R'_{yy} \right) \right) \right) \quad (10)$$

принципиально менее чувствительны к взаимной связи антенных элементов, чем традиционные МОСП - процедуры

$$\bar{W}_o = \beta R'_{xx}{}^{-1} \bar{V}_y. \quad (11)$$

В качестве иллюстрации на рис. 1, 2 показаны построенные с использованием ВВК (10) (для конкретизации мы полагаем $\bar{W}'_p = \bar{Q} \left(\lambda_{\max} \left(R'_{yy} - \lambda_N R'_{xx} - \lambda_o A \right) \right)$ и (11) зависимости ОСПШ на выходе 3-х элементной линейной эквидистантной ААР с $d = \lambda/2$ (λ – длина волны) от входного отношения сигнал/шум (рис. 1 – $L = 0$, рис. 2 – $L = 1$). При построении зависимостей мы полагали, что элементы матрицы коэффициентов взаимной связи имеют вид $(M)_{11} = (M)_{22} = (M)_{33} = 1$, $(M)_{12} = (M)_{21} = 0,5 \exp(j2,57)$, $(M)_{13} = (M)_{31} = 0,5 \exp(j5,14)$, $(M)_{23} = (M)_{32} = 0,5 \exp(j2,57)$ и использовали следующие предположения о параметрах, характеризующих сигнально-помеховую обстановку: направление прихода сигнала $\Theta_s = 25^\circ$, помехи – $\Theta_i = 50^\circ$; – несущие частоты сигнала и помехи тождественны; входное отношение помеха/шум $10 \lg(P/\sigma_{ш}^2) = 20$ дБ; предполагаемое направление прихода сигнала $\Theta_y = \Theta_s - 2^\circ$.

На рис 1, 2 цифрами 1, 2 обозначены зависимости, построенные с использованием алгоритмов (10), (11). Для сравнения на этих же рисунках представлены зависимости, соответствующие случаю ААР, состоящей из невзаимодействующих антенных элементов (кривая 3 – алгоритм (10), кривая 4 – (11)).

Из графиков видно, что в случае “сильного” взаимного влияния АЭ G- робастные алгоритмы могут обеспечивать значения выходного ОСПШ более чем на 12дБ превышающее значение ОСПШ, реализуемое с помощью традиционных процедур АПОС. При фиксированной (достаточно малой) ошибке в задании направления прихода сигнала указанные различия возрастают с ростом входного отношения сигнал/шум.

Таким образом, во многих практически важных ситуациях G- робастные алгоритмы АПОС могут применяться без введения дополнительных мер по уменьшению деструктивного воздействия взаимной связи АЭ. Кроме того, в условиях “сильной” взаимной связи АЭ эти процедуры следует использовать даже при наличии сравнительно точных априорных данных о параметрах, определяющих пространственную структуру сигнала.

В заключение обратим внимание на определенную “инвариантность” к взаимному влиянию антенных элементов алгоритмов АПОС, основанных на использовании оценок векторов входных сигналов. Действительно, поскольку оценивание осуществляется непосредственно с использованием сигналов, наблюдаемых на выходах АЭ, то результатом оценивания являются векторы вида

$\bar{V}'_i = M \bar{V}_i$, $i = \overline{1, L}$. Очевидно, что проекторы, построенные с использованием векторов \bar{V}'_i , “автоматически” учитывают взаимную связь АЭ, а поскольку по условию все сигналы узкополосные в пространственно-временном смысле, то глубина подавления мешающих сигналов не зависит от элементов матрицы M .

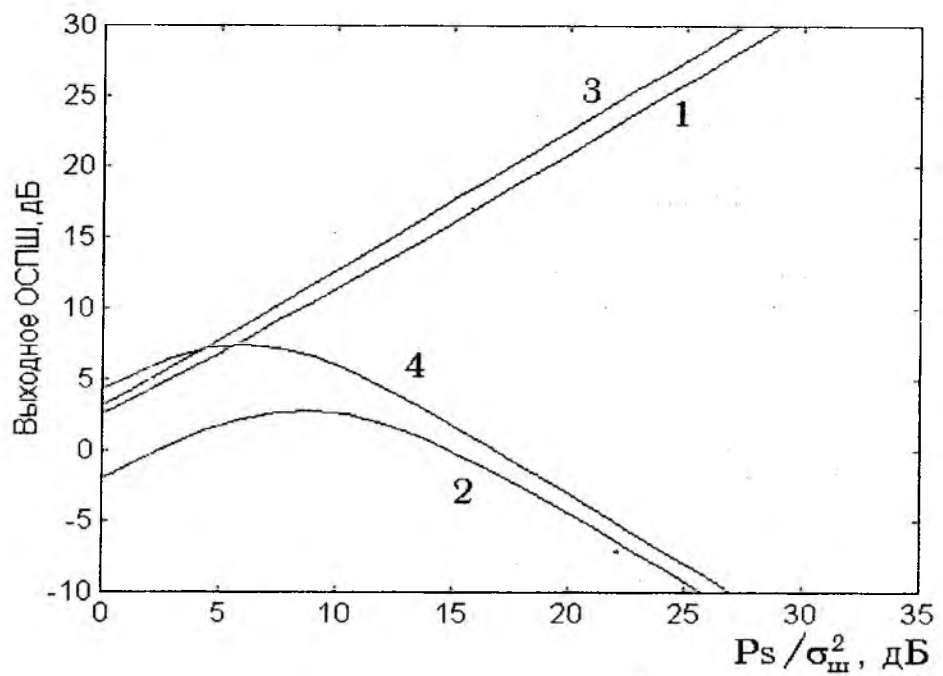


Рис. 1

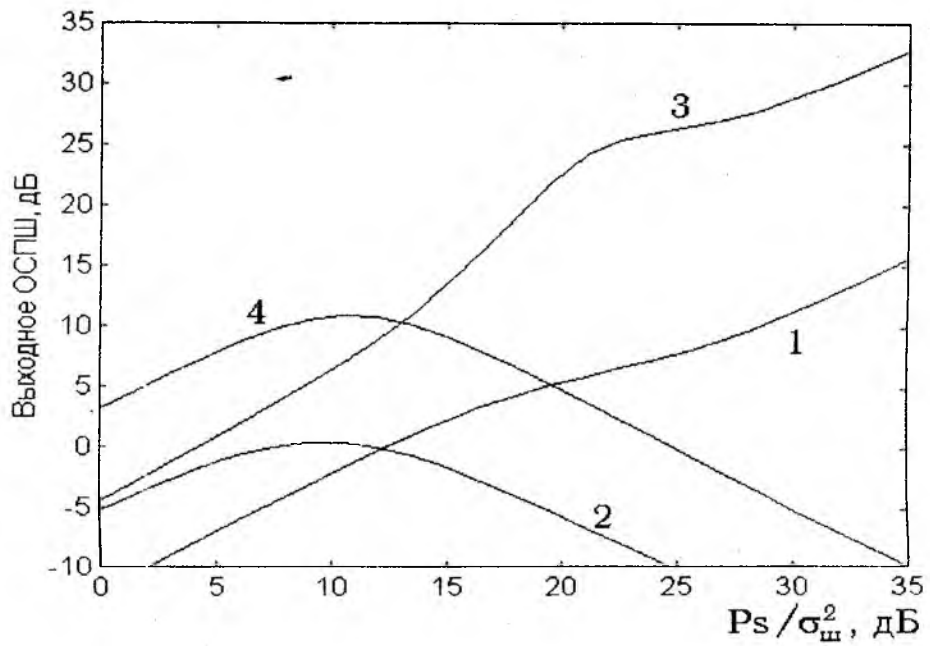


Рис. 2

Список литературы: 1. Марчук Л.А. Пространственно-временная обработка сигналов в линиях радиосвязи. Л.: ВАС, 1991. 136 с. 2. Gooch R., Shynk J. Wide - band adaptive arrays processing using pole-zero digital filters // IEEE Trans. Antennas and Propag., 1986, Vol. 34, № 3. P. 355 - 367. 3. Беллман Р. Введение в теорию матриц. М.: Наука, 1976. 351 с.

Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 21.04.99

УСТАНОВКА ДЛЯ СИНТЕЗА ВЕКТОРНОГО СИГНАЛА

Ранее * был описан способ синтеза микроволнового векторного сигнала, позволяющий значительно повысить информативность формируемого сигнала.

Структурная схема установки, реализующей предложенный способ синтеза векторного сигнала, представлена на рис. 1. Она содержит источник несущего микроволнового колебания 1, волноводные тройники 2,3,4, после которых в каждом k -м базисном канале расположены тройники 5,6,7,8, затем аттенюаторы 9,10,11,12,13,14,15,16, фазовращатели 17,18,19,20, 21, 22,23, 24 и амплитудные балансные модуляторы 25, 26, 27, 28,29,30,31, 32.

Источники модулирующих НЧ-колебаний 33,34 соединяются с соответствующими модуляторами в каждом канале через тройники 35,36 и тройники в каждом базисе 37,39 и 38,40, через регуляторы амплитуды 41, 42, 45, 46, 43, 44, 47, 48 и регуляторы фазы 49,50, 53, 54,51,52, 55, 56.

В каждом k -м базисном канале a - и b -формирующие звенья после модуляторов соединены с коллинеарными тройниковыми сумматорами 57,58,59,60. Выходы сумматоров 57,58 соединены со входами базисного коллинеарного сумматора 61, а выходы коллинеарных сумматоров 59,60- со входами базисного коллинеарного сумматора 62. Выходы базисных коллинеарных сумматоров 61 и 62 соединены со входами ортогонального сумматора 63, имеющего выход на коническую рупорную или другую не деполяризирующую микроволновое излучение антенну.

При экспериментальной реализации способа элементы структурной схемы имели следующие параметры. Генератор несущих микроволновых колебаний частотой $f_0 = 10$ ГГц и мощностью до 8 мВт. Волноводные тройники и волноводы – сечением 23×10 мм², волноводные аттенюаторы с ослаблением до 40 дБ, волноводные фазовращатели – с изменением фазового угла $0 \leq \varphi_0 \leq 180^\circ$, балансные волноводные модуляторы – на детекторах Д401 или Д 403В. В качестве источников модулирующих НЧ-колебаний использованы стандартные звуковые генераторы. Низкочастотные регуляторы амплитуды и фазовращатели были применены электронные, изменяющие амплитуды до 20-30 дБ, а фазы от 0 до 180° . В качестве коллинеарных сумматоров на выходах модуляторов a - и b -формирующих звеньев в каждом базисе были использованы обычные или двойные волноводные тройники, они же были использованы для коллинеарного суммирования составляющих зеркальных пар разных частот.

На установке несущее микроволновое колебание, генерируемое источником 1, частотой f_0 с помощью волноводных тройников 2,3,4 равномерно по мощности разделяется на N составляющих (в данном случае $N = 4$) несущих колебаний, по две составляющие в каждом базисе. Далее каждая составляющая несущих колебаний также равномерно по мощности уже с помощью разделителей 5,6,7,8 разделяется на a - и b -формирующие звенья несущих колебаний. В каждом a - и b -формирующем звене x - и y -базисов с помощью соответствующих аттенюаторов и фазовращателей уравниваются амплитуды и фазы несущих колебаний, а затем устанавливаются амплитуды формирующих несущих колебаний в соответствии со следующим соотношением:

$$U_{kox,y}^{a,b} = \left| U_{kox,y}^{a,b} \right| = \left| \left(\frac{1,j}{m_{kx,y}^{a,b}} \right) \left(\dot{E}_{(-k)p,s} \pm \dot{E}_{(+k)p,s} \right) \right|,$$

где $U_{kox,y}^{a,b}$ – комплексные амплитуды формирующих несущих колебаний; $\dot{E}_{(\mp k)p,s}$ – комплексные амплитуды зеркальных составляющих заданного векторного сигнала, выраженного p - и s -базисами, соответствующими x - и y -базисам формируемого сигнала.

* Горобец Н.Н., Чекалин Г.М. Синтез векторного сигнала // Радиотехника. 1999. Вып. 109. С. 46-51.

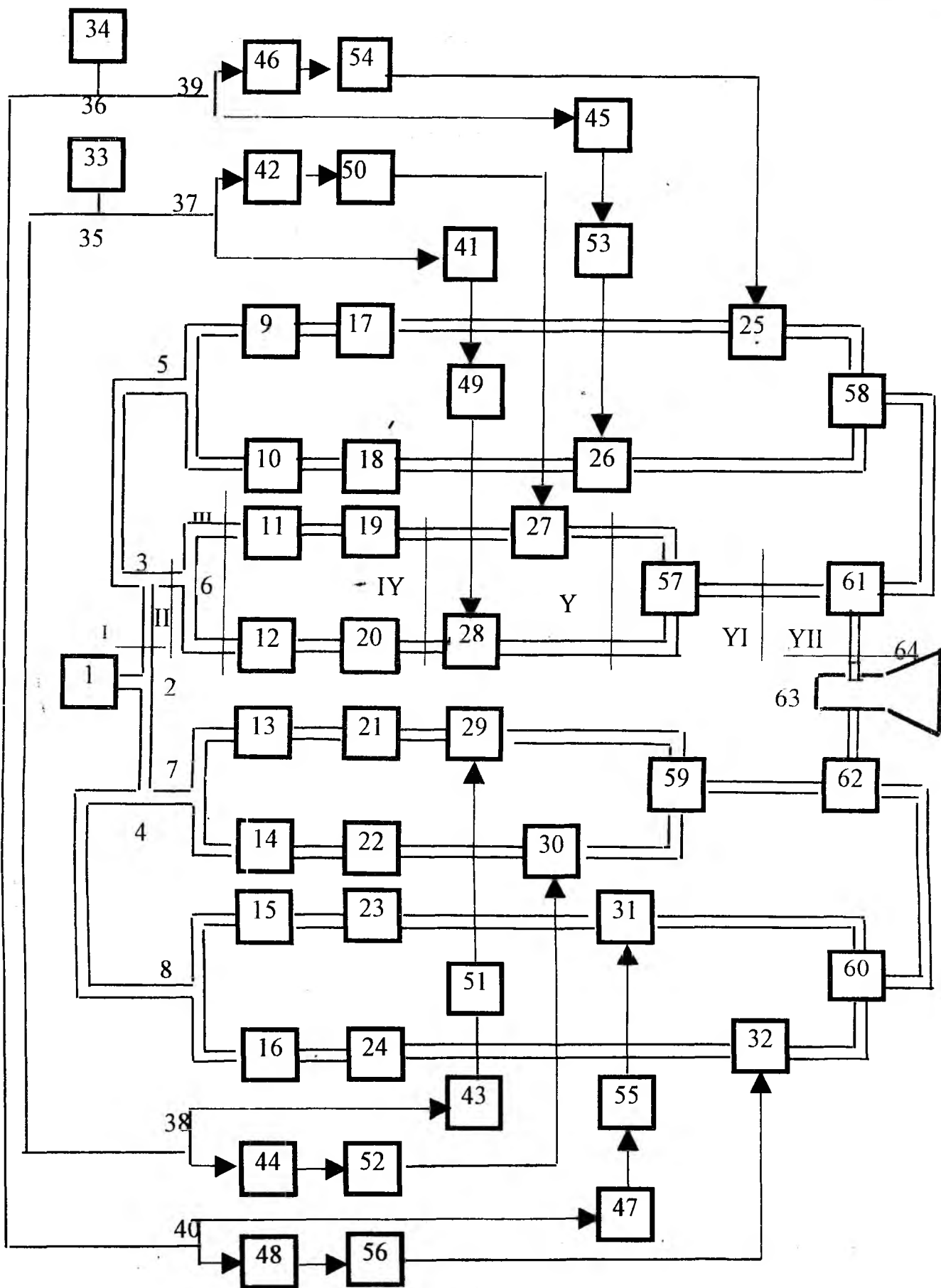


Рис. 1

$m_{kx,y}^{a,b}$ – коэффициент глубины модуляции, а начальные фазы формирующих несущих колебаний устанавливаются согласно формуле

$$\varphi_{kox,y}^{a,b} = \arg U_{kox,y}^{a,b},$$

где k – количество пар зеркальных составляющих ($k = 2$).

Формирующие несущие колебания после вышеописанных операций в каждом а- и б- формирующем звене каждого k -го канала обоих базисов модулируются в соответствующих амплитудных модуляторах низкочастотными колебаниями одинаковой частоты F_k . Перед подачей на модуляторы НЧ-колебания от каждого из генераторов частоты F_k с помощью тройников 35, 36 разделяются на базисные колебания, каждое из которых с помощью тройников 37, 38 и 39, 40 разделяются в каждом k -том канале на а- и б- формирующие цепочки модулирующих колебаний.

Амплитуды НЧ-модулирующих колебаний с помощью соответствующих регуляторов амплитуд устанавливаются в соответствии с соотношением

$$A_{kx,y}^{a,b} = \frac{1}{2} m_{kx,y}^{a,b} U_{kox,y}^{a,b},$$

а с помощью фазовращателей в соответствующих базисах вводятся сдвиги по фазе согласно соотношению:

$$\Delta\Phi_k = \Phi_k^b - \Phi_k^a = \frac{\pi}{2}.$$

После модуляции полученные в а- и б- звеньях формирующие сигналы коллинеарно складываются с помощью тройников 57, 58, 59, 60 в каждом k -м канале каждого из базисов, затем суммируются в каждом базисе все N формирующих сигналов с помощью коллинеарных сумматоров 61, 62. Наконец, каждый из сформированных базисных сигналов подается на ортогональные плечи сумматора 63, где они суммируются ортогонально в пространстве, а сформированный векторный сигнал подается в антенну 64. При этом орты \vec{x}^0, \vec{y}^0 сформированного векторного сигнала совмещаются с ортами \vec{p}^0, \vec{s}^0 заданного векторного сигнала.

Рассмотрим пример получения требуемых параметров схемы реализации по микроволновому сигналу с заданными параметрами мощности и поляризации. Пусть задана одна пара зеркальных векторных составляющих: \vec{E}_1 и \vec{E}_2 , мощности которых не одинаковы $I_2 = 2I_1$, а параметры поляризации следующие: $r_1 = r_2 = 0,5$, $\beta_1 = 0$, $\beta_2 = \frac{\pi}{2}$. Найденные амплитуды и фазы формирующих несущих колебаний равны:

$$U_{10x}^a = 2,4, \quad U_{10x}^b = 0,4, \quad U_{10y}^a = 2,7, \quad U_{10y}^b = 1,3;$$

$$\varphi_{10x}^a = 0, \quad \varphi_{10x}^b = \frac{\pi}{2}, \quad \varphi_{10y}^a = -\frac{\pi}{2}, \quad \varphi_{10y}^b = \pi.$$

Несущее колебание частоты f_0 после деления на базисные колебания делителем 2 и формирующие колебания представлены на рис. 2 - 5 своими амплитудами в сечениях I-IV одного k -го канала х- базиса для сигнала с двумя парами зеркальных составляющих. За единицу измерения взята амплитуда несущей U_{0x} в сечении I (рис. 1). На рис. 2 U_{0x} показана слева. Справа показана амплитуда несущей U_{10x} для формирования первой пары зеркальных составляющих, имеющая место в

сечении II. На рис. 3 представлены амплитуды несущих U_{10x}^a и U_{10x}^b , действующих в сечениях IIIa и IIIb волноводного тракта (до установки требуемых величин амплитуд и фаз для формирования векторного сигнала по заданному сигналу). На рис. 4 и 5 изображены (уже в другом масштабе) величины амплитуд несущих в требуемом отношении $\frac{U_{10x}^a}{U_{10x}^b} = 6$. Они действуют в сечениях IVa и IVb.

На рис. 6 и 7 представлены амплитуды зеркальных составляющих, действующих в сечениях Ya и Yb после балансной модуляции. Необходимо заметить, что в каждом из формирующих a- и b- сигналов амплитуды зеркальных составляющих одинаковы – как закон амплитудной модуляции и отсутствие несущей – как пример балансной модуляции. На рис. 8 изображены зеркальные составляющие k -го канала ($k=1$) после коллинеарного сложения a- и b- формирующих сигналов в сечении VI (рис. 1). Заметим, что амплитуды зеркальных составляющих уже различны. На рис. 9 изображены амплитуды зеркальных составляющих в сечении VII после коллинеарного сложения двух формирующих сигналов ($N=2$). Все амплитуды на рис. 2-9 представлены для x- базиса. Для y-базиса амплитуды будут иметь аналогичный вид.

Таким образом, использование предложенного способа синтеза векторного сигнала позволяет:

1. Формировать векторный микроволновый сигнал с произвольно поляризованными зеркальными составляющими произвольной мощности.

2. Формировать произвольный заданный векторный микроволновый сигнал.

Все это расширяет возможности передающих систем за счет повышения информативности векторного сигнала при его использовании в передающих системах.

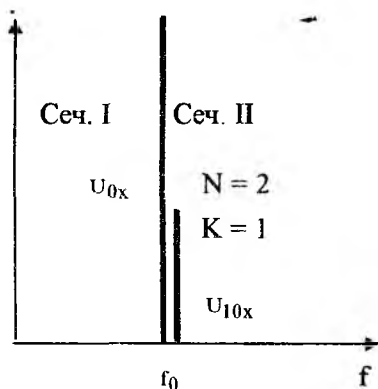


Рис. 2

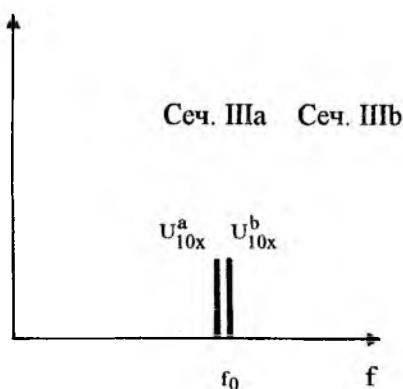


Рис. 3

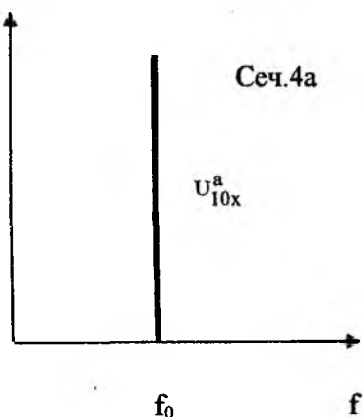


Рис. 4

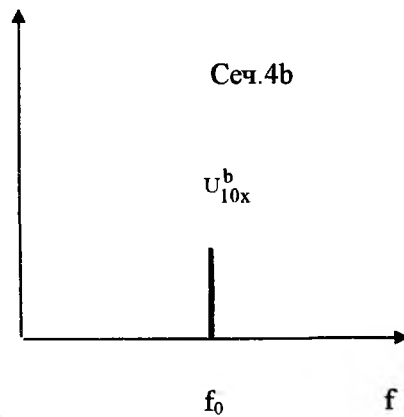


Рис. 5

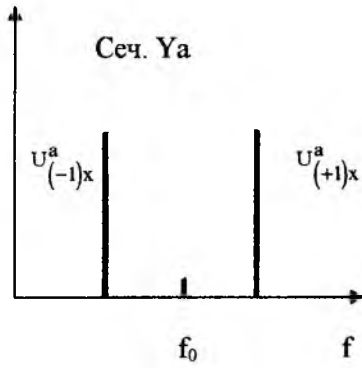


Рис. 6

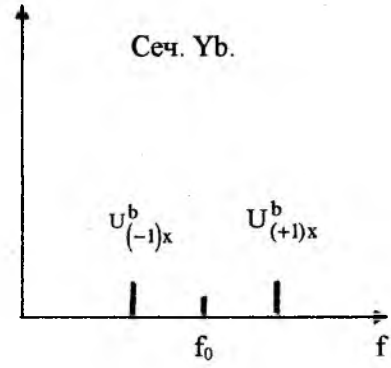


Рис. 7

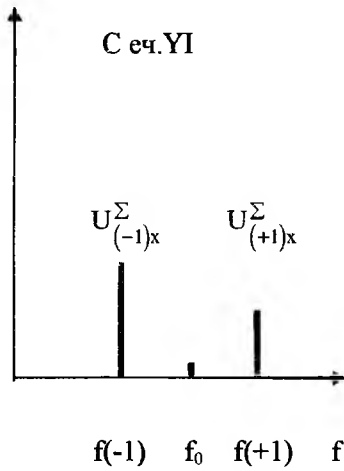


Рис. 8

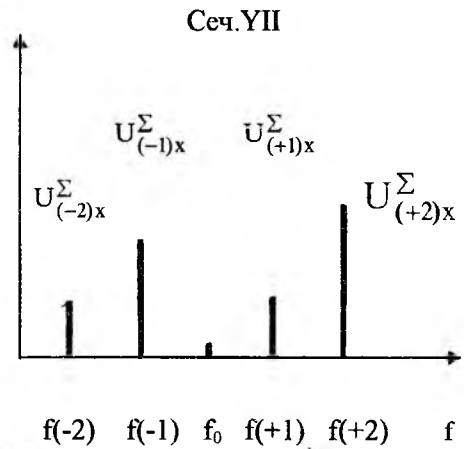


Рис. 9

Харьковский национальный университет
им. В.Н. Каразина

Поступила в редколлегию 22.11.99

ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕМЕНТНОЙ БАЗЫ РЭА

Электромагнитные излучения естественной и искусственной природы во многих случаях являются определяющим фактором, влияющим на работоспособность и надежность функционирования РЭА [1]. Основу элементной базы РЭА и вычислительных средств составляют полупроводниковые приборы, которые являются наиболее восприимчивыми к воздействию внешних электромагнитных полей. Проблема постоянно обостряется в связи с созданием в последнее время интегральных схем сверхбольшой степени интеграции на основе нанотехнологий. Обеспечение надежной работы радиоэлектронных и вычислительных устройств на основе современной элементной базы требует учета электродинамических характеристик полупроводниковых элементов при разработке аппаратуры.

Характер взаимодействия радиоэлемента с электромагнитным полем определяется как параметрами излучения - мощностью, напряженностью электрического и магнитного полей, длиной волны, длительностью в случае импульсного излучения, так и особенностями объекта, на который падает электромагнитная волна (ЭМВ) – геометрическими размерами, взаимной ориентацией элементов объекта относительно векторов электрического и магнитного полей, а также диэлектрической и магнитной проницаемостью материалов объекта. Результатом взаимодействия поля и радиоэлемента может быть возникновение электрических перегрузок, вызывающих в свою очередь временные либо устойчивые нарушения функционирования РЭА, вплоть до полного выхода ее из строя.

В основу рассмотрения процесса взаимодействия поля с объектом положена антенная модель, в соответствии с которой характерные геометрические элементы объекта представляются элементарными антеннами, нагруженными на элементы его внутренней структуры [2]. Таким образом, если в качестве объекта выступает, например, полупроводниковая интегральная схема (ИС) с длиной выводов корпуса l , схему падения ЭМВ с произвольно ориентированными компонентами векторов E и H можно представить как воздействие поля на многоэлементную дипольную антенну. При этом очевидно, что величина энергии, которая выделяется на элементах внутренней структуры ИС, определяется не только геометрическими характеристиками рассматриваемой системы, но и существенным образом зависит от схемотехнической реализации ИС.

Ввиду сложности и разнообразия конструкций и монтажа РЭА аналитическое описание процессов взаимодействия ЭМВ с РЭА можно провести лишь в самом общем случае. Вместе с тем экспериментальные исследования позволяют определить некоторые важные параметры электродинамической задачи и выбрать оптимальные элементы для проектирования.

Экспериментальные исследования электродинамических характеристик элементной базы РЭА проводились с помощью панорамного волноводного измерителя КСВ Я2Р-67. В качестве объектов испытаний выбирались полупроводниковые интегральные схемы и транзисторы различных типов, изготовленные в корпусах различной модификации (планарный, металлокерамический, пластмассовый, круглый металлостеклянный и др.).

Исследуемый радиоэлемент располагался в предварительно откалиброванном волноводном тракте на диэлектрическом основании, обеспечивающем гальваническую развязку металлического корпуса и внутренней поверхности волновода. В таком положении радиоэлемента производились измерения КСВ и коэффициента отражения волноводного тракта с расположенными внутри объектами в полосе согласования 3,5 - 4,5 ГГц и 2,8 - 3,1 ГГц с неравномерностью 0,25 дБ.

Для исследования влияния взаимной ориентации компонентов векторов поля и выводов радиоэлемента корпус его разворачивался относительно осей выбранной системы координат в волновом тракте. При измененном положении заново производились измерения КСВ и коэффициента отражения. На рис. 1 изображена картина размещения радиоэлемента в волновом тракте и характерные положения, при которых производились измерения.

На рис. 2 приведены характерные частотные зависимости КСВ (1, 2 – ИС К1НТ591 в положениях 4 и 3 соответственно, 3 – ИС К1КТ241 в положении 2, 4 – транзистор МП 26Б). Как видно, транзисторы и ИС в разных корпусах имеют существенно различные электродинамические характеристики.

ки. Наиболее важным является наличие резонансных частотных зависимостей КСВ и коэффициента ослабления для радиоэлементов различных типов.

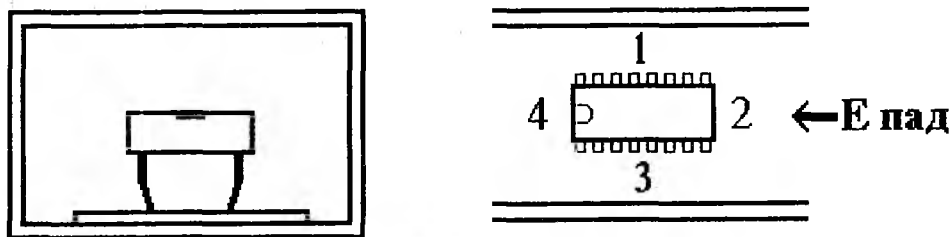


Рис. 1

Перечень рассмотренных радиоэлементов и основные результаты экспериментов приведены в таблице:

Тип корпуса	Тип радиоэлемента	Результат испытания (вид частотной характеристики)	f_p , ГГц	Перепад КСВ, дБ
Металлокерамический планарный	1533ИР3	Однородная	–	0,6
Металлостеклянный круглый	К140УД16	Осциллирующая	–	0,7
	К2ЖА375	Резонансная	3,58	6,3
	К1НТ591	Однородная		
	Микросборка	Резонансная	2,3	50
Металлический	К1КТ241	Резонансная	4,16; 4,4	0,4
Пластмассовый	556РТ1	Резонансная	3,88; 4,45	0,6
	К155ИД1	Однородная	–	0,6
	К155ИЕ4	Однородная	–	0,2
	К155ИЕ6	Резонансная	3,83	0,8
	К155ИЕ7	Резонансная	–	0,4
	К155ЛР3	Однородная	–	0,2
	КМ155ИЕ2	Однородная	–	0,2
	КТ814В	Резонансная	–	0,8

Заметное влияние оказывает также ориентация радиоэлемента в волноводе. Изменение положения ИС в прямоугольном корпусе приводит как к изменению абсолютных минимумов резонансных кривых, так и к изменению значений резонансной частоты. Аналогичная картина наблюдается и для ИС в круглых корпусах, несмотря на то, что расположение выводов при повороте корпуса остается симметричным. Более того, для некоторых элементов в круглых корпусах с симметричным расположением выводов изменение ориентации приводит к принципиальному изменению частотных зависимостей (резонансная либо однородная). Такой эффект с точки зрения антенной модели можно объяснить более значительным влиянием резонансных свойств нагрузки элементарных антенн. Частоты резонансов соответствуют режиму оптимального согласования антенны с нагрузкой, при котором наблюдается эффективное “вытягивание” энергии поля падающей волны.

Более значительные флуктуации КСВ и коэффициента отражения наблюдались при испытаниях в длинноволновом диапазоне. Как видно из рис. 3 (кривая 1) размах колебаний КСВ достигает 35 дБ, что свидетельствует о существенном взаимодействии поля с объектом испытаний. С помощью последовательного исключения выводов корпуса интегральных схем определялся наиболее восприимчивый элемент схемы. Исключение соответствующего вывода приводило к значительному изменению частотной зависимости КСВ (кривая 2 на рис. 3).

Для определения энергетических характеристик воздействия излучения важно учитывать условия согласования, при которых мощность, передаваемая в интегральную схему, будет максимальной. Рассмотрим падение электромагнитной волны на электронный прибор в корпусе из проводящего материала, в котором имеются различные щели и отверстия.

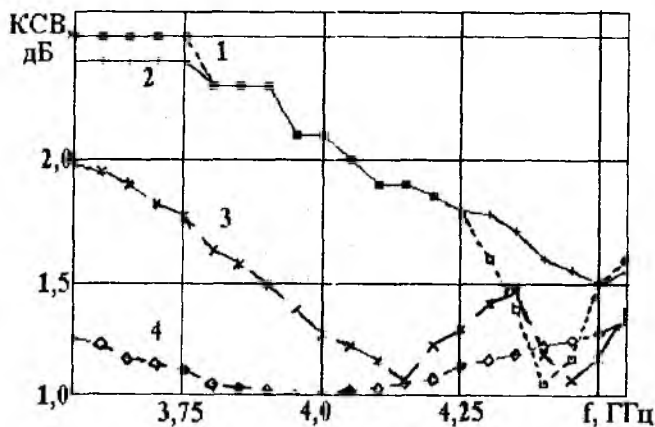


Рис. 2

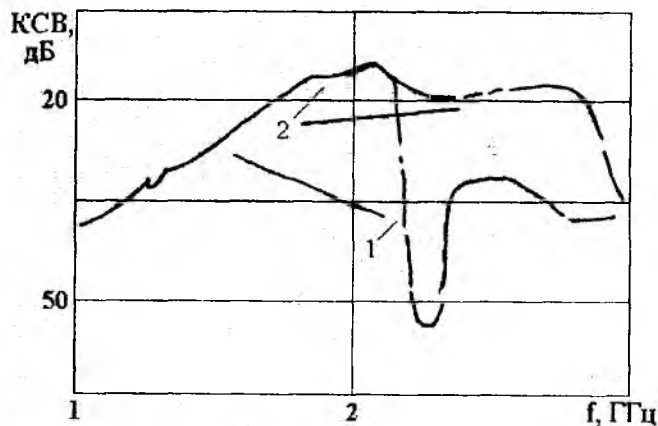


Рис. 3

Эквивалентную схему в этом случае можно представить в виде двух контуров (рис. 4). Источник энергии представляет собой первичный преобразователь падающей электромагнитной волны (например, щелевая или круговая апертура). Излучение, создаваемое этим источником, через волноведущий тракт (например, металлизация на печатной плате) попадает на нагрузку (интегральную схему). При этом передача максимальной мощности будет иметь место при согласовании тракта не с антенной, а с нагрузкой [3], т.е. $R_H = Z_B$. Таким образом, при анализе энергетических характеристик и результата воздействия наиболее важное значение имеет расположение и ориентация рецептора излучения (корпуса интегральной схемы).

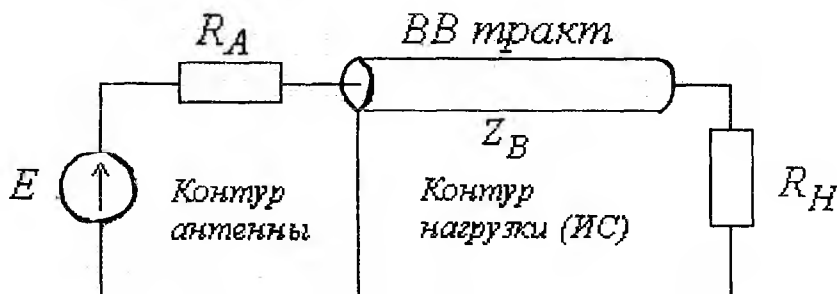


Рис. 4

Результаты проведенных экспериментов показывают, что характер взаимодействия электромагнитного излучения с элементами и компонентами РЭА в общем вписывается в рамки антенной модели. Взаимодействие излучения с полупроводниковыми элементами может иметь резонансный характер, причем резонансная частота зависит как от геометрических параметров элемента, так и от его внутренней структуры. Определение электродинамических характеристик радиоэлементов и измерение резонансных частот для различных элементов составляют дополнительные исходные данные для проектирования РЭА, удовлетворяющей условиям электромагнитной совместимости, а также позволяют проанализировать причины отказов радиоэлементов, вызванные электрическими перегрузками.

Список литературы: 1. Кравченко В.И., Болотов Е.А., Летунова Н.И. Радиоэлектронные средства и мощные электромагнитные помехи. М.: Радио и связь, 1987. 256 с. 2. Чумаков В.И. Модель воздействия электромагнитного излучения на элементную базу РЭА // Радиотехника. 1998. Вып. 106. С. 120–123. 3. Фельд Я.Н. О мощности, извлекаемой приемной антенной из падающей на нее волны // Препринт ИРЭ АН СССР, 1984, № 37 (409). 15 с.

Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 1.12.99

Ю.Е. ГОРДИЕНКО, д-р физ.-мат. наук,
А.Ю. ПАНЧЕНКО, канд. физ. - мат. наук, А.А. РЯБУХИН

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ РЕЗОНАТОРНОГО СВЧ ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ТОРОИДАЛЬНОГО ТИПА

Для измерения электрофизических параметров материалов применяются закрытые и открытые резонаторные измерительные преобразователи (РИП). В закрытых образец полностью помещается внутрь резонирующего объема, в открытых – связь с образцом осуществляется через измерительную апертуру. В данной работе рассматривается более простой закрытый тороидальный резонатор, являющийся удобной моделью более распространенного РИП с коаксиальной измерительной апертурой.

В работе [1] проведено исследование тороидального резонатора с целью оценки возможности его применения в измерителе диэлектрической проницаемости в СВЧ диапазоне. Теоретическое исследование основывается на методе частичных областей, при котором внутренний объем резонатора разбивается в продольном направлении на две области, как показано на рис. 1, а. Рассматривается возбуждение резонатора на E_{010} типе колебаний. Азимутальная составляющая магнитного поля в каждой из областей выражается через функции Грина и источники, расположенные на границе между областями. В качестве источников используется тангенциальная составляющая электрического поля на границе. Стенки резонатора считаются идеально проводящими, на них тангенциальная составляющая электрического поля равна нулю. Из условия непрерывности полей на границе получается характеристическое уравнение резонатора. При переходе к практической реализации измерения диэлектрической проницаемости возникает необходимость вытачивания из исследуемого материала шайбы и помещение ее под центральным стержнем резонатора, что требует применения конструктивных элементов для ее фиксации, которые могут вызвать искажение электромагнитного поля. Более удобным является резонатор, в котором образец занимает весь объем под центральным стержнем (рис. 1, б).

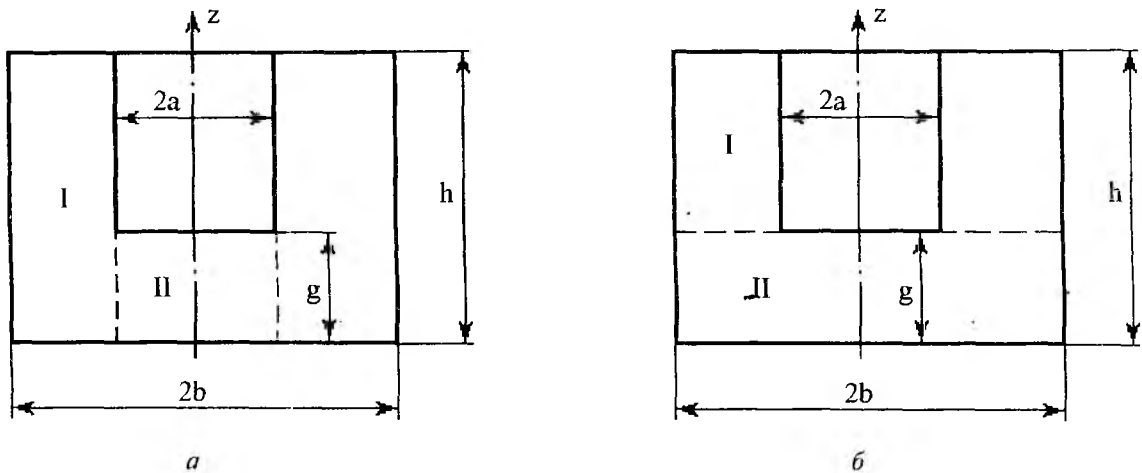


Рис. 1

В отличие от [1] разделим резонансную полость на две области поперечной поверхностью $z = g$. Магнитное поле в каждой из областей возбуждается магнитными токами, эквивалентными тангенциальной составляющей электрического поля в сечении

$$\begin{aligned}
 H_{\varphi}^I(g_{+0}, r) &= j \cdot \omega \cdot \varepsilon_0 \cdot \int_a^b G^I(g, g, r, r') \cdot E_r(g, r') \cdot r' dr', & g < z < h; \\
 H_{\varphi}^{II}(g_{-0}, r) &= -j \cdot \omega \cdot \varepsilon_0 \cdot \tilde{\varepsilon}^{II} \cdot \int_a^b G^{II}(g, g, r, r') \cdot E_r(g, r') \cdot r' dr', & 0 < z < g,
 \end{aligned} \quad (1)$$

где $G^I(g, g, r, r')$ и $G^{II}(g, g, r, r')$ – функции Грина соответствующих областей резонатора, $E_r(g, r')$ – радиальная составляющая электрического поля, тангенциальная сечению $z = g$, $\tilde{\epsilon}^{II}$ – комплексная диэлектрическая проницаемость среды (образца) в области II, ω – круговая частота.

Функция Грина для первой области имеет вид [2, 3]

$$G^I(g, g, r, r') = \frac{1}{r \cdot r' \cdot \ln(b/a)} \cdot \frac{\text{cth}(\gamma_0^I \cdot (h-g))}{\gamma_0^I} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\chi_n^I(r) \cdot \chi_n^I(r')}{\Delta_n^I} \cdot \frac{\text{cth}(\gamma_n^I \cdot (h-g))}{\gamma_n^I}, \quad (2)$$

где $\chi_n^I(r) = Y_0(k_{0n}^I \cdot a) \cdot J_1(k_{0n}^I \cdot r) - Y_1(k_{0n}^I \cdot r) \cdot J_0(k_{0n}^I \cdot a)$;

$$\gamma_0^I = \sqrt{-k_0^2}, \quad \gamma_n^I = \sqrt{(k_{0n}^I)^2 - k_0^2}, \quad n = 1, 2, \dots;$$

$$\Delta_n^I = \frac{b^2}{2} \cdot [Y_0(k_{0n}^I \cdot a) \cdot J_1(k_{0n}^I \cdot b) - Y_1(k_{0n}^I \cdot b) \cdot J_0(k_{0n}^I \cdot a)]^2 - \frac{a^2}{2} \cdot [Y_0(k_{0n}^I \cdot a) \cdot J_1(k_{0n}^I \cdot a) - Y_1(k_{0n}^I \cdot a) \cdot J_0(k_{0n}^I \cdot a)]^2,$$

k_{0n}^I – n-й корень уравнения $Y_0(k_{0n}^I \cdot b) \cdot J_0(k_{0n}^I \cdot a) - Y_0(k_{0n}^I \cdot a) \cdot J_0(k_{0n}^I \cdot b) = 0$.

Для второй области

$$G^{II}(g, g, r, r') = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_1(k_{0n}^{II} \cdot r) \cdot J_1(k_{0n}^{II} \cdot r')}{\Delta_n^{II}} \cdot \frac{\text{cth}(\gamma_n^{II} \cdot g)}{\gamma_n^{II}}, \quad (3)$$

где $\gamma_n^{II} = \sqrt{(k_{0n}^{II})^2 - \tilde{\epsilon}^{II} \cdot k_0^2}$, $n = 1, 2, \dots$;

$$\Delta_n^{II} = \frac{b^2}{2} \cdot J_1^2(k_{0n}^{II} \cdot b);$$

k_{0n}^{II} – n-й корень уравнения $J_0(k_{0n}^{II} \cdot b) = 0$.

Тангенциальная составляющая электрического поля в сечении раскладывается в полный ортонормированный на интервале (a, b) ряд функций

$$E_r(g, r) = \frac{c_0}{r \cdot \sqrt{\ln(b/a)}} + \sum_{k=1}^{\infty} c_k \cdot \frac{Y_0(k_{0k}^I \cdot a) \cdot J_1(k_{0k}^I \cdot r) - Y_1(k_{0k}^I \cdot r) \cdot J_0(k_{0k}^I \cdot a)}{\sqrt{\Delta_k^I}}. \quad (4)$$

Используя условие непрерывности тангенциальной составляющей магнитного поля на границе раздела областей

$$H_{\varphi}^I(g_{+0}, r) - H_{\varphi}^{II}(g_{-0}, r) = 0 \quad (5)$$

и осуществляя процедуру по схеме метода Галеркина и последующие преобразования, получаем бесконечную систему однородных алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов c_k

$$\sum_{k=0}^{\infty} c_k \cdot w_{k,j} = 0, \quad (6)$$

где элементы матрицы $[w]$ имеют следующий вид:

$$w_{0,0} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0^2(k_{0n}^{\text{II}} \cdot a) \cdot \tilde{\varepsilon}^{\text{II}}}{\Delta_n^{\text{II}} \cdot (k_{0n}^{\text{II}})^2 \cdot \ln(b/a)} \cdot \frac{\text{cth}(\gamma_n^{\text{II}} \cdot g)}{\gamma_n^{\text{II}}} + \frac{\text{cth}(\gamma_0^{\text{I}} \cdot (h-g))}{\gamma_0^{\text{I}}};$$

$$w_{0,j} = w_{j,0} = \frac{X_j^{\text{I}}}{\sqrt{\Delta_j^{\text{I}}}} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a \cdot J_0^2(k_{0n}^{\text{II}} \cdot a) \cdot \tilde{\varepsilon}^{\text{II}}}{\Delta_n^{\text{II}} \cdot \sqrt{\ln(b/a)} \cdot [(k_{0n}^{\text{II}})^2 - (k_{0j}^{\text{I}})^2]} \cdot \frac{\text{cth}(\gamma_n^{\text{II}} \cdot g)}{\gamma_n^{\text{II}}};$$

$$w_{k,j} = \frac{X_k^{\text{I}} \cdot X_j^{\text{I}}}{\sqrt{\Delta_k^{\text{I}}} \sqrt{\Delta_j^{\text{I}}}} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a^2 \cdot (k_{0n}^{\text{II}})^2 \cdot J_0^2(k_{0n}^{\text{II}} \cdot a) \cdot \tilde{\varepsilon}^{\text{II}}}{\Delta_n^{\text{II}} \cdot [(k_{0n}^{\text{II}})^2 - (k_{0k}^{\text{I}})^2] \cdot [(k_{0n}^{\text{II}})^2 - (k_{0j}^{\text{I}})^2]} \cdot \frac{\text{cth}(\gamma_n^{\text{II}} \cdot g)}{\gamma_n^{\text{II}}} +$$

$$+ \delta_{k,j} \cdot \frac{\text{cth}(\gamma_j^{\text{I}} \cdot (h-g))}{\gamma_j^{\text{I}}};$$

$$X_k^{\text{I}} = Y_0(k_{0k}^{\text{I}} \cdot a) \cdot J_1(k_{0k}^{\text{I}} \cdot a) - Y_1(k_{0k}^{\text{I}} \cdot a) \cdot J_0(k_{0k}^{\text{I}} \cdot a).$$

Из равенства нулю определителя этой системы вытекает характеристическое уравнение торoidalного резонатора

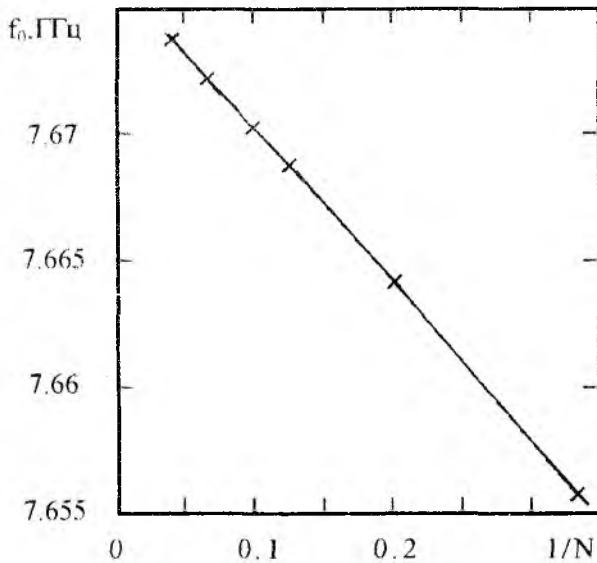


Рис. 2

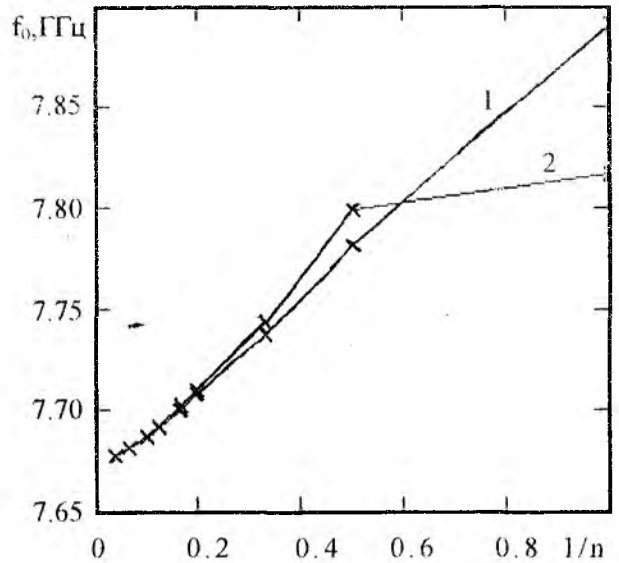


Рис. 3

На рис. 2 приведены графики расчетных значений частот для представленных на рис. 1 обоих разбиений резонатора в зависимости от числа уравнений при постоянном количестве собственных функций $n = 50$. Как и в [1] зависимость $f_0(1/N)$ для поперечного разбиения, согласно вариационному методу Вайнштейна монотонно стремится к конечному пределу. Причем для обоих вариантов разбиения совпадение результатов настолько хорошее, что показать их различие в данном масштабе невозможно. Однако при этом необходимо, чтобы число собственных функций было достаточно большим, что составляет существенные вычислительные трудности. На рис. 3 показаны зависимости расчетного значения резонансной частоты от числа собственных функций n для резонатора с $a = 5$ мм, $b = 10$ мм, $g = 5$ мм, $h = 10$ мм при условии, что число уравнений N равно числу собственных функций n , поскольку в этом случае существенно минимизируется объем вычислений. Серия точек 1 – для продольного разбиения, серия 2 – для поперечного. В отличие от зависимостей, показанных на рис.

2, эти зависимости убывают при увеличении n , так как не учитываются высшие типы волн, которые существуют на границах раздела и запасают часть реактивной энергии. При их исключении эквивалентное значение индуктивности и емкости резонатора будет меньше, что приводит к более высокому значению резонансной частоты. При $n = 1$ расчет для поперечного разбиения дает более точное значение, так как поле в поперечном сечении более точно совпадает с распределением в ТЕМ волне. С ростом n результаты для обоих разбиений так же стремятся к одному значению. Скорость приближения к конечному значению в этом случае выше. Численный метод расчета заслуживает более глубокого анализа, но в первом приближении можно предположить, что его эффективность будет максимальной при $N = n$.

На рис. 4 представлены графики расчетного значения резонансной частоты пустого резонатора в зависимости от соотношений геометрических размеров.

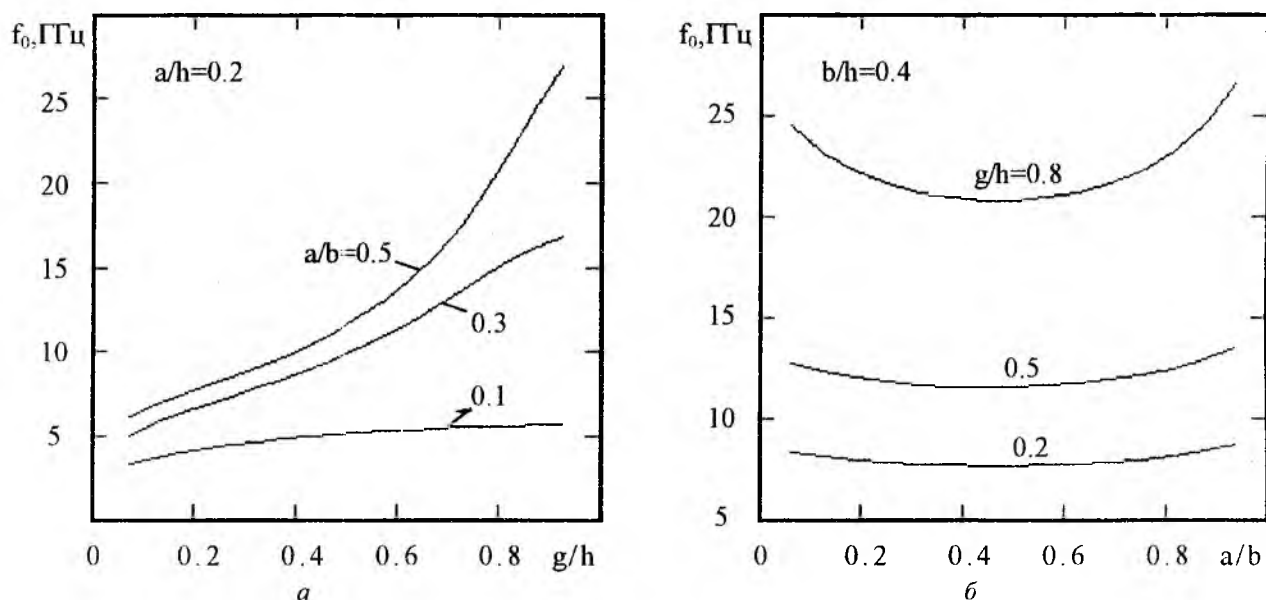


Рис. 4

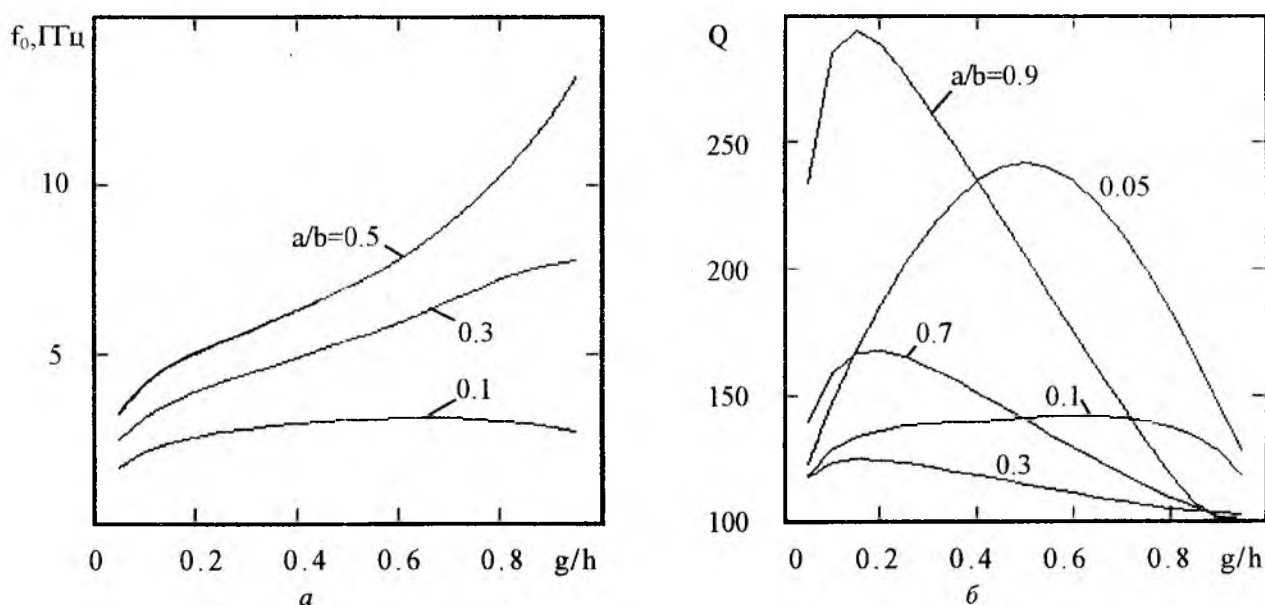


Рис. 5

Зависимости расчетного значения резонансной частоты и добротности резонатора с $a = 2$ мм, $h = 10$ мм от толщины образца для диэлектрика с $\epsilon'' = 5$, $\text{tg}\delta'' = 10^{-3}$ показаны на рис. 5. Поведение резонансной частоты, в этом случае, соответствует ее поведению для пустого резонатора (рис. 4, а).

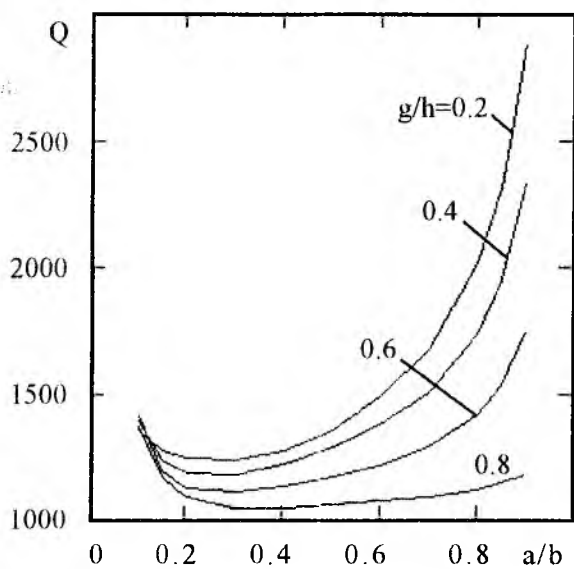


Рис. 6

Добротность резонатора (рис. 5, б) при всех отношениях a/b имеет максимум. Уменьшение добротности при малой толщине образца обусловлено тем, что электрическое поле сосредоточивается под центральным стержнем, в объеме, занимаемом образцом с потерями. По мере увеличения толщины большая часть линий электрического поля замыкается на стенках, поэтому добротность максимальна. Дальнейшее увеличение толщины образца приводит к перераспределению поля, при заполнении образцом большей части резонатора электромагнитное поле перемещается в диэлектрик, что снова приводит к уменьшению добротности.

Зависимость добротности от отношения внешнего радиуса резонатора к радиусу центрального стержня представляет практический интерес. На рис.6 показана эта зависимость для $\epsilon'' = 5$, $\text{tg}\delta'' = 10^{-3}$, $h = 10$ мм. Максимальное влияние образца на поле резонатора достигается при $a/b = 0,2-0,4$. В этом случае наибольшая часть линий Е-поля проходит через образец. При $a/b \sim$

1 поле сосредоточивается в узкой области, непосредственно у края центрального стержня. При уменьшении радиуса стержня электрическое поле смещается в коаксиальную часть, что вновь приводит к росту добротности. Зависимости расстройки резонансной частоты и добротности резонатора с $a = 2$ мм, $h = 10$ мм, $a/b = 0,5$ от тангенса угла диэлектрических потерь образца с $\epsilon'' = 5$ представлены на рис. 7.

Для практической реализации резонансного измерителя диэлектриков с $\text{tg}\delta < 1$ можно использовать простые асимптотические зависимости. Расчеты в более широком диапазоне $\text{tg}\delta$ показывают, что при $\text{tg}\delta > 1$ поведение кривых существенно меняется и устройство теряет резонансные свойства.

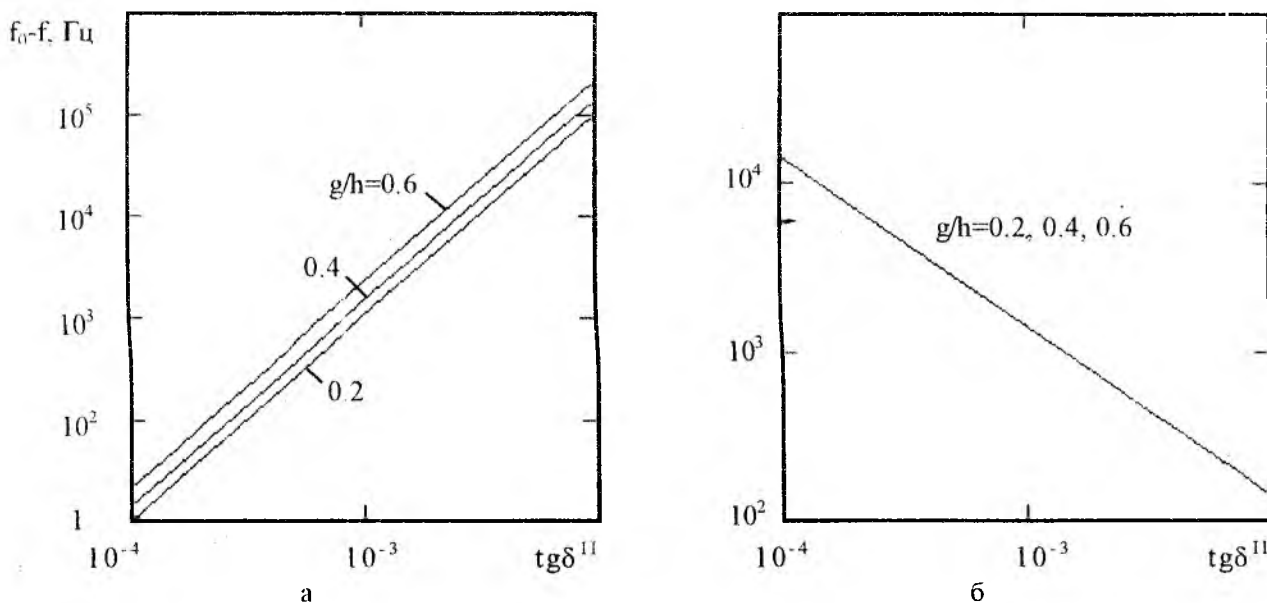


Рис. 7

Графики зависимостей добротности резонатора с $a = 2$ мм, $h = 10$ мм от диэлектрической проницаемости образца приведены на рис. 8.

Для различных отношений a/b и g/h с увеличением ϵ'' добротность стремится к конечной величине, определяемой $\text{tg}\delta$, потому что с увеличением ϵ'' эквивалентная схема резонатора приближается по параметрам к цепи с сосредоточенными элементами, в которой емкость заменяет участок диэлектрика под центральным стержнем. В этом участке сосредоточены все потери системы, которые определяют добротность.

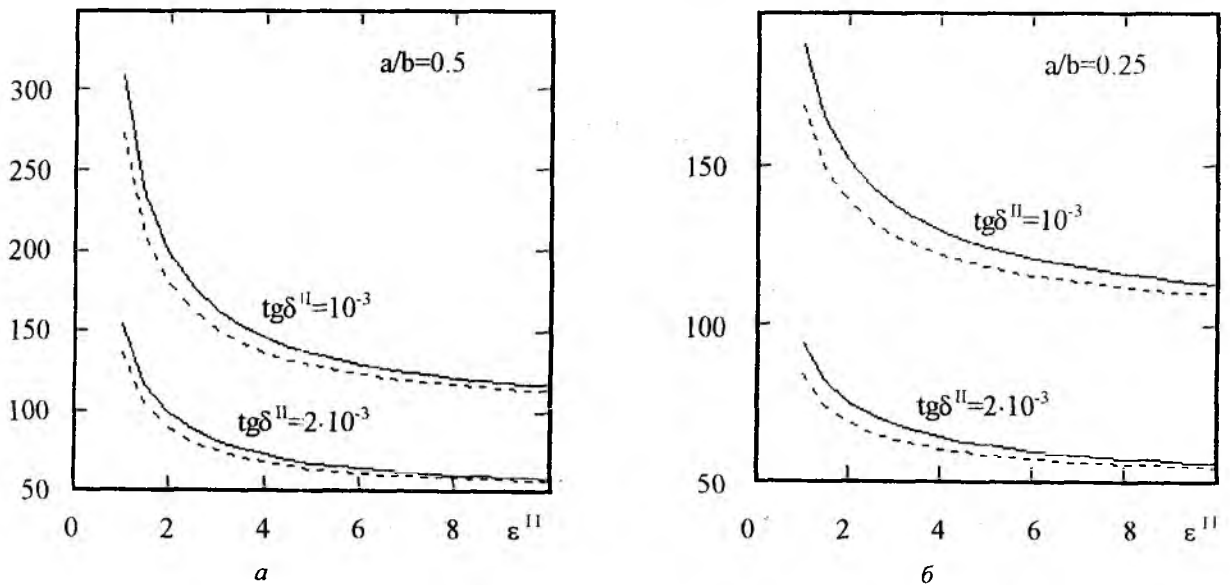


Рис. 8

Дополнительные расчеты для $g/h \rightarrow 0$, $a/b \rightarrow 1$ показали, что метод функций Грина позволяет производить расчеты в области умеренных значений соотношений геометрических размеров. В иных случаях лучшие результаты дают асимптотические формулы.

Список литературы: 1. *Jaworski M.* On the resonant frequency of a reentrant cylindrical cavity // IEEE Transactions on microwave theory and techniques. 1978. Vol. MTT-26, N4. P. 256-260. 2. *Панченко Б.А.* Тензорные функции Грина уравнений Максвелла для цилиндрических областей // Радиотехника. 1970. Вып. 15. С. 82-91. 3. *Chen-To Tai.* Dyadic Green's functions for a coaxial line // IEEE Transactions on antennas and propagation. 1983. Vol. AP-31, N2. P. 355-358.

Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 12.10.99

ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ПЕЧАТНЫХ ПЛАТ И ПОДЛОЖЕК МИКРОСБОРОК ПРИМЕНИТЕЛЬНО К КОНЦЕПЦИИ ЕДИНОЙ АВТОМАТИЧЕСКОЙ ЛИНИИ

Одно из основных требований, предъявляемых к технологическим процессам (ТП) в производстве печатных плат (ПП) и интегральных микросхем (ИМС) – получение заданного процента выхода годных изделий, определяемого, прежде всего, высокой точностью проведения данного процесса с экономически приемлемыми показателями. Выполнение этого требования затрудняется сложностью технологии, обусловленной большим числом параметров, которые необходимо обеспечить с высокой точностью, а также большим числом взаимосвязей между физическими характеристиками изделий и технологическими факторами производства.

Поэтому для анализа ТП в процессе создания той или иной структуры изделия необходимо осуществить взаимосвязь технологических параметров, составить модель установившегося во времени ТП (статическое моделирование) или неустойчившегося, например при переходе от одного режима к другому (динамическое моделирование).

Полная математическая модель ТП включает характеристики основных технологических факторов процесса, связи между этими факторами, ограничения на процесс, критерии оптимизации, функции оптимизации связей между основными технологическими факторами в динамике.

Технологические процессы изготовления радиоэлектронной аппаратуры и, в частности, ПП обычно настолько сложны, что исходя из наибольшей целесообразности, они изучаются с помощью экспериментально-статистических методов, позволяющих выявить наиболее существенные технологические факторы, определить характер их влияния на качество изделия и построить модель исследуемого процесса.

Одним из методов математической статистики для исследования технологических процессов является дисперсионный анализ.

Дисперсионный анализ состоит в оценке отношения дисперсии S_{ϕ}^2 , связанной с действием исследуемых факторов (или фактора), к дисперсии S_{γ}^2 , обусловленной техникой эксперимента. Обе дисперсии определяются следующими выражениями:

$$S_{\phi}^2 = \frac{n \sum_{i=1}^l (\bar{x}_i - \bar{x})^2}{l-1}; \quad (1)$$

$$S_{\gamma}^2 = \frac{\sum_{i=1}^l \left[\sum_{j=1}^n (x_{ij} - \bar{x}_i)^2 \right]}{N-l}, \quad (2)$$

где n – число наблюдений; l – число уровней фактора; \bar{x}_i – частная средняя; \bar{x} – общая средняя; $l-1$ – число степеней свободы дисперсии S_{ϕ}^2 ; $N = ln$ – общее число результатов наблюдений; $N-l$ – число степеней свободы дисперсии S_{γ}^2 .

$$\bar{x}_i = \frac{\sum_{j=1}^n x_{ij}}{n}, \quad (3)$$

$$x = \frac{\sum_{i=1}^l \sum_{j=1}^n x_{ij}}{ln} \quad (4)$$

Подставив (3) и (4) в (1) и (2), получим:

$$S_{\phi}^2 = \frac{n \sum_{i=1}^l \left(\frac{\sum_{j=1}^n x_{ij}}{n} - \frac{\sum_{i=1}^l \sum_{j=1}^n x_{ij}}{ln} \right)^2}{l-1}; \quad (5)$$

$$S_{\sigma}^2 = \frac{\sum_{i=1}^l \left[\sum_{j=1}^n \left(x_{ij} - \frac{\sum_{j=1}^n x_{ij}}{n} \right)^2 \right]}{N-l} \quad (6)$$

Сравнение S_{ϕ}^2 и S_{σ}^2 производится с помощью критерия Фишера (F – критерия):

$$F_{расч} = \frac{S_{\phi}^2}{S_{\sigma}^2} \quad (7)$$

Полученное значение $F_{расч}$ сопоставляется с теоретическим (табличным) $F_{табл}$. Если $F_{расч} \geq F_{табл}$, можно сделать вывод, что изучаемый технологический фактор влияет на качество изделия.

Для многофакторного процесса дисперсионный анализ позволяет оценить дисперсии, вызванные каждым фактором в отдельности, и выявить технологические факторы, оказывающие влияние на выходные параметры изделия. Однако степень и характер этого влияния могут быть определены только с помощью корреляционно-регрессионного анализа.

Очень часто при изучении сложных технологических процессов из-за воздействия случайных факторов трудно или невозможно расшифровать механизм тех или иных явлений, происходящих при изготовлении изделия. В этом случае функциональная зависимость

$$Y = f(X_1, X_2, \dots, X_n) \quad (8)$$

превращается в корреляционную, а полином

$$y = b_0 + \sum_{i=1}^k b_i x_i + \sum_{i \neq j} b_{ij} x_i x_j + \sum_{i=1}^k b_{ii} x_i^2 + \dots, \quad (9)$$

связывающий выходной и входные параметры процесса, – в уравнение регрессии.

Коэффициенты полинома $b_i, b_{ij}, b_{ii}, \dots$ – коэффициенты ряда Тейлора, т. е. значения частных производных в точке, вокруг которой производится разложение неизвестной функции:

$$b_i = \frac{df}{dx_i}; \quad b_{ij} = \frac{d^2 f}{dx_i dx_j}; \quad b_{ii} = \frac{d^2 f}{dx_i^2} \quad (10)$$

При исследовании технологических процессов достаточно ограничиться линейной аппроксимацией функции (14):

$$y = b_0 + b_1 x_1 + b_2 x_2 + \dots + b_n x_n \quad (11)$$

В этом случае коэффициенты регрессии оценивают по результатам двух экспериментов в окрестности исходной точки, причем приращение функции Δy , соответствующее приращению Δx_i , принимают пропорциональным значению частной производной, т. е.

$$\frac{dy}{dx_i} \approx \frac{\Delta y}{\Delta x_i} = b_i. \quad (12)$$

Регрессионный анализ применим лишь при условии, если независимые переменные можно

считать неслучайными величинами.

Нахождение же связи между случайными величинами – задача корреляционного анализа. В этом случае устанавливается не только форма корреляционной связи (по виду уравнения регрессии), но и степень её, которая оценивается корреляционным соотношением

$$\theta = \sqrt{1 - \eta} \quad (13)$$

при

$$\eta = \frac{(n-t) \cdot S_y^2}{(n-1) \cdot S_x^2}, \quad (14)$$

где θ – показатель степени корреляционной связи; t – число коэффициентов в уравнении регрессии.

Из (13) и (14) видно, что чем меньше доля дисперсии S_y^2 в общей дисперсии S_x^2 , тем больше θ , т. е. сильнее связь между Y и X_i . При $\theta=1$ можно говорить о функциональной зависимости между параметрами.

Хорошо известно, что оценка влияния какого-либо фактора на выходной параметр тем точнее при ошибке эксперимента, чем больше исследуемая область.

Таким образом, с ростом числа одновременно исследуемых факторов растет радиус исследуемой области и повышается точность оценки влияния каждого из факторов на выходной параметр, а следовательно, возрастает эффективность многофакторного эксперимента.

Математическое описание или построение модели – основной этап оптимизации технологического процесса. Однако, чтобы иметь возможность вести процесс при наиболее благоприятных режимах, кроме математического моделирования, необходимо продолжать исследование технологического процесса и в производственных условиях.

Основные методы изготовления печатных плат и подложек подразделяются на два класса: 1) субтрактивный метод, основанный на травлении фольгированных диэлектриков; 2) аддитивный метод, основанный на применении нефольгированных материалов.

Субтрактивный метод в настоящее время самый распространенный и лучше освоен технологически. Несмотря на то, что многие из стадий субтрактивного метода требуют специальных технологий,

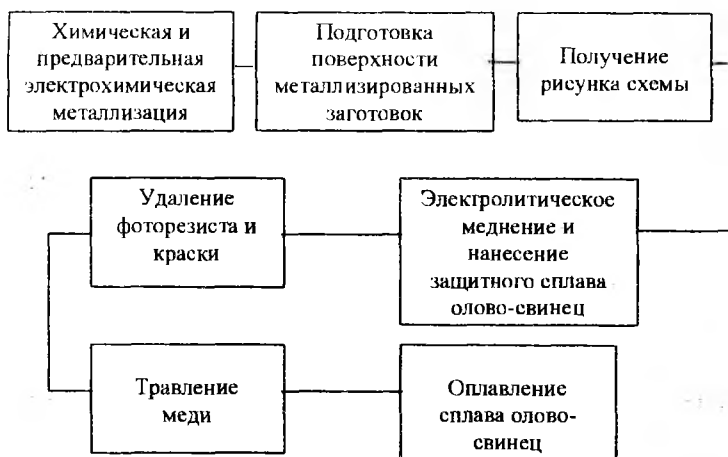


Рис. 1

химические процессы и поток материалов во многих установках уже сегодня таковы, что было бы возможным осуществление процесса, при котором любая технологическая операция реализовалась бы в зависимости от другой. Общим правилом интеграции операций является признак – осуществление процесса по мокрому способу. На примере технологического процесса изготовления ПП позитивным комбинированным способом, приведенном на рис. 1, анализируем возможности сочленения различных технологических операций с точки зрения осуществления их на единой автоматической линии.

Нетрудно заметить, что технологические операции связанные с нанесением рисунка, расчлениают процесс на две части, которые никаким образом не могут быть реализованы совместно на одной линии. Этот разрыв является характерным для любой субтрактивной технологии. Кроме этого объективно обоснованного разрыва нет никаких серьезных оснований разбивать химические процессы на более мелкие технологии. Фрагмент технологической схемы изготовления ПП позитивным комбинированным методом приведен на рис. 2,3.

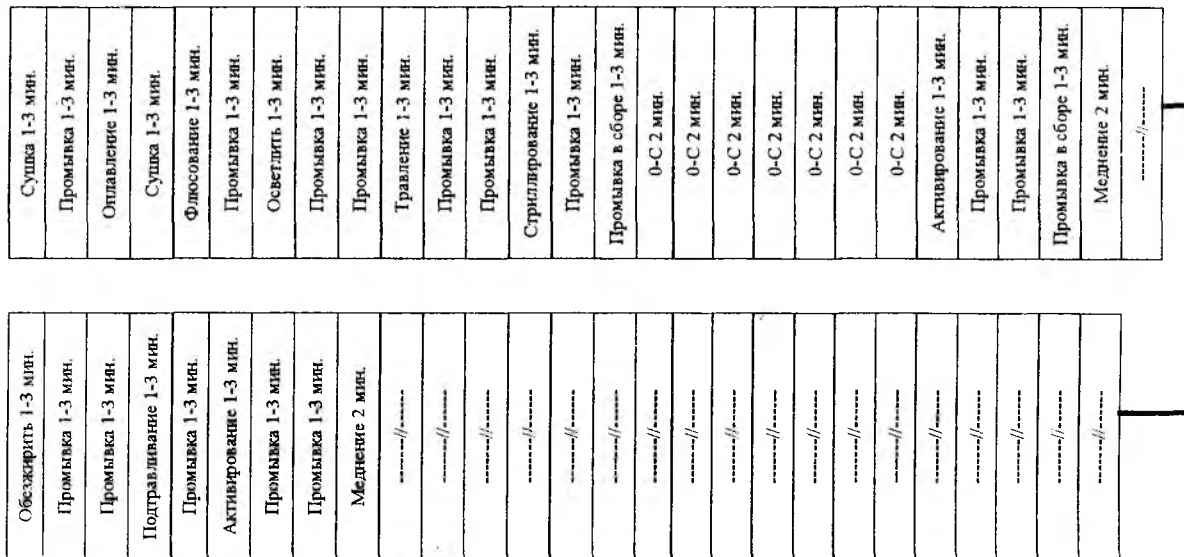


Рис. 2

Большинство технологических операций рассматриваемых техпроцессов протекает за 2-3 минуты, за исключением гальванического меднения и нанесения покрытия олово-свинец. Это вызывает принципиальные затруднения при компоновке автоматической линии. Если при времени выдержки 2 мин для реализации приведенных на рис. 2, 3 операций понадобится по одному модулю на каждую операцию, то для

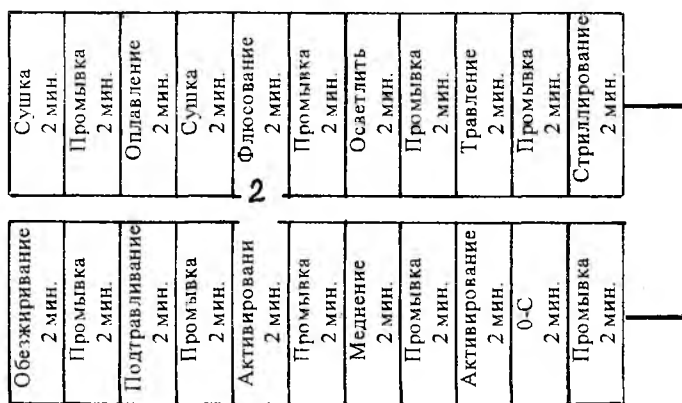


Рис. 3

осуществления гальванического меднения необходимо будет двадцать модулей, а для ПОСа – восемь. Такой путь ведет к резкому увеличению размеров линии. Отсюда следует очень важный вывод – для создания единой автоматической линии, для субтрактивных технологий, необходимо значительно интенсифицировать операции гальванического осаждения. То, что возможность такой интенсификации реальна, свидетельствует опыт многих зарубежных фирм. Возможность увеличения скорости, например гальванического меднения, в 10-20 раз сейчас не вызывает сомнения. Для этого: во-первых – необходимо создать

специальное технологическое оборудование с принудительной циркуляцией раствора, во-вторых – использовать специальные добавки к растворам электролитов [1].

Несмотря на то, что методы изготовления печатных плат, основанные на травлении фольгированного диэлектрика, вследствие высокого уровня их оснащенности, занимают доминирующее положение в массовом производстве, имеются серьезные тенденции исключить субтрактивный метод ввиду ряда его недостатков. Возможность для этого представляет аддитивный метод, приобретающий все большее значение. Впервые аддитивная технология была широко использована в Японии, когда фирма "Хитаси" купила у компании "Фотоцикус" США, лицензию на аддитивную технологию СС-4. В последнее время появился ряд модификаций этой технологии, например метод АР-П, отличающийся использованием обычных нефольгированных материалов с адгезионным слоем (в отличие сенси-

лизированных фотополимеров в СС-4); полуаддитивная технология Т-1; фотоаддитивная технология Т-2, включающая фотоселективную активацию, технология АР-11, отличающаяся проведением оцесса активирования и др. В Японии по этим технологиям изготавливается более 30 % плат.

В последнее время возрос интерес к аддитивной технологии и Западной Европе. На международной конференции в Нью Ульме, посвященной перспективам развития аддитивной технологии от-чалось, что в ФРГ изготовление печатных плат аддитивным методом составляет около 50 %.

Основной причиной такого роста является сужение ширины проводников, увеличение плотности нтажа и возможность миниатюризации печатных плат за счет использования аддитивных методов.

По данным фирмы IBM, приведенным в журнале «Kupkuists manuф», использование СС-4 обес-чивает получение проводников шириной 30-40 мкм, высокую адгезию /выше чем у фольгирован-их диэлектриков/. Равномерность толщины металлизации в отверстиях малого диаметра с соотно-нием высоты к диаметру 15:1.

В целом преимущества аддитивной технологии могут быть сведены к следующему:

- более высокая надежность, так как проводники и металлизация отверстий получены в еди-ном процессе;
- упрощение технологического процесса, нет гальваники, нет травления;
- экономическая эффективность: стоимость получаемых плат на 30 - 40 % ниже обычных.
- экологическая чистота и снижение затрат на нейтрализацию сточных вод;
- экономия материалов, в частности фольгированного диэлектрика, химикатов для травления;
- возможность автоматизации всего процесса.

На последнем пункте следует остановиться более подробно. На рис. 4 приведена схема химиче-ских операций изготовления печатных плат фотоаддитивным методом.

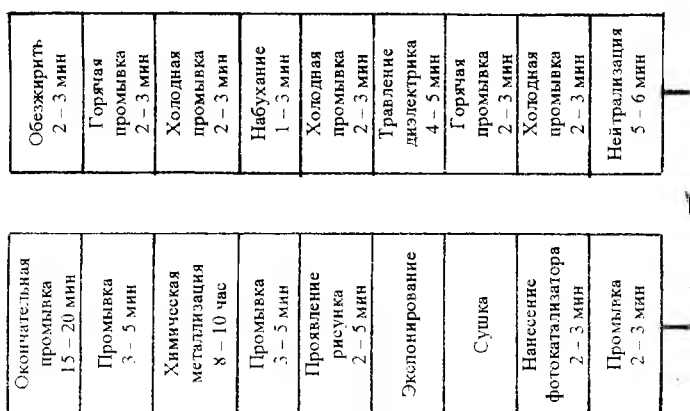


Рис. 4

ских операций изготовления печатных плат фотоаддитивным методом. Все приведенные операции выполняются мокрыми методами и по этому признаку могут быть сведены в единый техпроцесс реализуемый в одной технологической линии.

При получении рисунка единст-венной сухой операцией является со-вмещение и экспонирование.

Отсутствие применения фоторе-зистов позволяет выполнение и этих операций включить в единую автома-тическую линию.

Длительность протекания всех обработок кратна 2-3 мин, что позво-

ляет каждую операцию выполнять в одной, максимум в двух ячейках; это значительно сокращает длину линии и не требует интенсификации ни одного из используемых процессов, за исключением

химического меднения. Интенсифика-ция процесса химического меднения является особой технологической про-блемой и здесь рассматриваться не бу-дет. Следует только отметить, что ре-шение этой проблемы, путем использо-вания перемешивания, не может быть достигнуто. Однако длительность опе-рации химического меднения - до 10 час., не является принципиальным за-труднением для реализации концепции единой автоматической линии [2]. Про-блема успешно может быть решена конструктивно. Например, использо-ванием вращающейся карусельной уста-новки химического меднения удастся реализовать весь процесс без сколь-

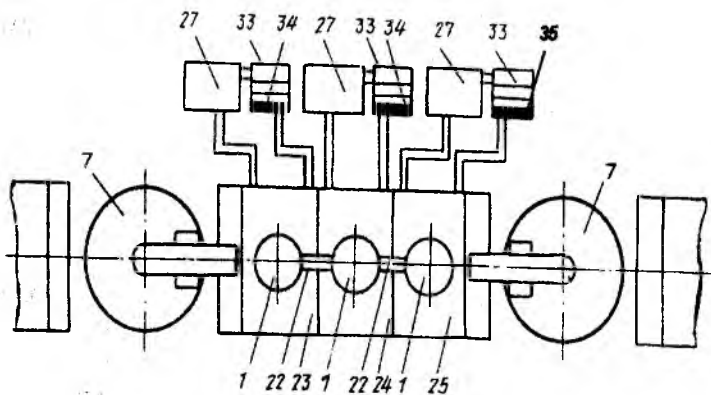


Рис. 5

либо значительного увеличения размеров линии.

В линиях может быть предусмотрено использование установки регенерации травильных растворов и установка электрохимической регенерации раствора химического меднения. Необходимость электрохимической регенерации обусловлена тем, что раствор химического меднения быстро истощается и требует частых корректировок по основным компонентам.

Основываясь на приведенных теоретических выкладках, разработаны конструктивные решения автоматической линии для металлизации плоских деталей [3].

Линия [3] относится к специальному технологическому оборудованию для нанесения покрытий, в частности, для химического и гальванического осаждения металлов на платы микросборок. На рис. 5 (вид сверху) изображена автоматическая линия для металлизации плоских деталей (подложек);

Автоматическая линия для металлизации плоских деталей (подложек микросборок) содержит ряд ванн 1 (с ловителями 2), расположенных по ходу технологического процесса, автооператоры 3, катодные штанги 4; кассеты 5; загрузочно-разгрузочные механизмы 6, включающие накопители 7, содержащие кольцевой конвейер 8, установленный на связанном с мотор-редуктором 9 через пару зубчатых колес 10 и 11 на вертикальном валу 12, концентрично которому расположены опорный диск с равномерно распределенными ложементами 13, имеющими штифты 14 для фиксации и центрирования кассет и ряд датчиков 15 для их идентификации; опорная поворотная стойка 16 манипулятора, несущая траверсу 17 с направляющими 18 продольного перемещения автооператора 3.

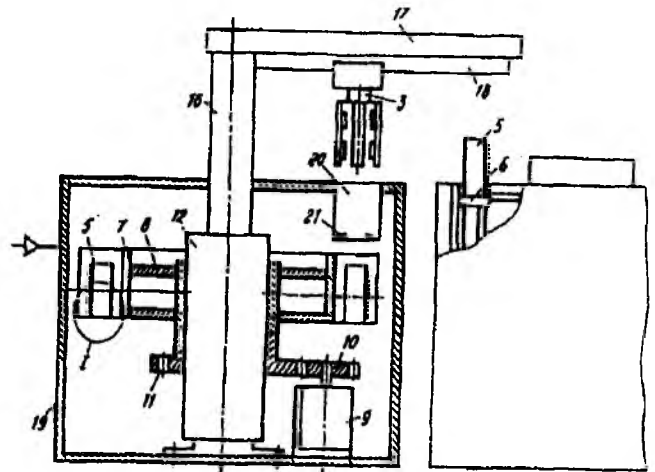


Рис. 6

Кольцевой конвейер 8 помещен в герметичный цилиндрический кожух 19, внутренний объем которого соединен с магистралью подачи инертного газа, а на верхней крышке которого имеется окно 20, содержащее шторки 21. Ванна 1 входит в состав каждого из трех, связанных между собой промежуточными транспортерами 22 технологических блока. Первый из блоков является блоком активации 23, второй — гальваническим блоком 24 и третий блоком отмывки и сушки 25, при этом первый 23 и последний 25 блоки снабжены механизмами 6 загрузки-разгрузки кассет 5. Гальванический технологический блок 24 содержит ловитель 2 в виде вакуумного патрона, концентрично которому расположена ванна 1. Слив 26 ванны соединен с системой рециркуляции электролита 27, а верхний обод 28 кинематически связан с рычажными токоподводами 29, установленными в каретки 30, помещенные в пазы катодной штанги 4, расположенной по сторонам коллектора 31, состоящего из связанных с системой рециркуляции 27 форсунок 32.

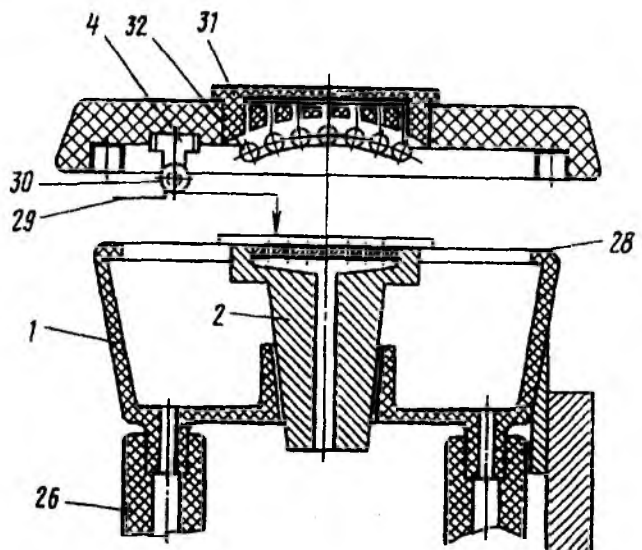


Рис. 7

Слив 26 каждой ванны 1 соединен с автономной системой рециркуляции электролита 27 через каскад фильтров 33, из которых первый 34 содержит в фильтровальных элементах активированный уголь 35:

Линия работает следующим образом. Вращение на кольцевой конвейер 8 с ложементами 13, в которых ус-

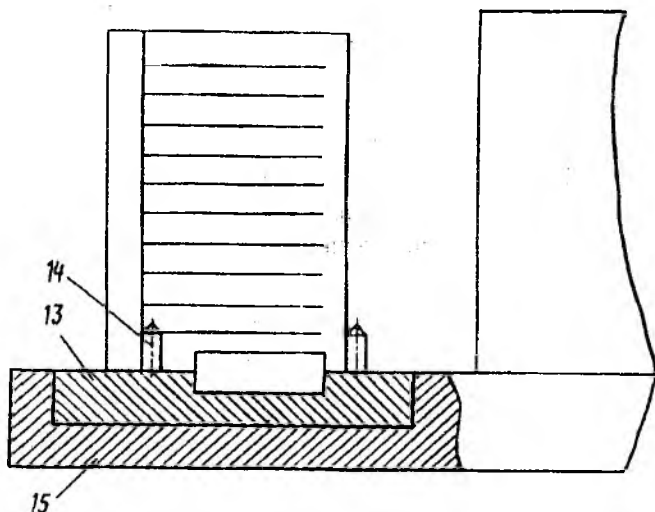


Рис. 8

тановлены кассеты 5, передается через вал 12 и пару зубчатых колес 10 и 11 от мотор-редуктора 9.

Адрес необходимой кассеты определяется датчиками 15, которые подают сигнал на отключение привода кольцевого конвейера 7, после чего необходимая кассета устанавливается под окном выгрузки 20. Автооператор 3, находящийся в своем исходном положении над окном 20, перемещаясь вертикально вниз, открывает шторы 21, захватывает пневматическими схватами кассету 5, извлекает ее из накопителя и, перемещаясь по направляющей 18 вдоль траверсы 17, которая устанавливается в нужном положении, вращаясь относительно оси опорной поворотной стойки 16, устанавливает кассету 5 на механизм загрузки-

разгрузки 6 последующего модуля. Механизм загрузки-разгрузки 6 подает из кассеты 5 подложку на ловитель 2, где она фиксируется путем создания под ней зоны разрежения. При подъеме ванны 1 обод 28 взаимодействует с рычажными токоподводами 29, прижимая их к поверхности подложки, тем самым обеспечивая токоподвод. Электролит с системы рециркуляции 27 поступает на коллектор 31, где распределяется по форсункам 32. Затем, поступая в ванну 1, электролит стекает через слив 26 и подается через каскад фильтров 33, первый из которых 34 содержит активированный уголь 35. в систему рециркуляции 27.

После обработки подложка подается промежуточными транспортерами 22 в зону механизма загрузки-разгрузки 6, где устанавливается в кассету 5. После полной загрузки кассеты 5, она захватывается автооператором 3, который подает и устанавливает ее между центрирующими и фиксирующими штифтами 14 свободного ложеента 13 кольцевого конвейера 8 накопителя 7, при этом кассета 5 идентифицируется датчиками 15 и заносится в память системы управления. В зону хранения кассет 5 в накопителе 7, ограниченную герметичным цилиндрическим кожухом 19 подается инертный газ, предохраняющий поверхность подложек от воздействия окружающей среды.

Такое конструктивное выполнение автоматической линии позволяет повысить компоновочную гибкость линии, а также улучшить качество обрабатываемых изделий.

Список литературы: 1. *Исследование процессов скоростной металлизации плат и путей ее реализации* // Радиотехника и информатика. 1999. № 4. С. 27-31 2. *Сундуков В.К. и др. Электрохимические и электрофизические методы обработки материалов.* Тула, 1986. С. 38-44. 3. *Лившиц Д.И., Дурник А.А., Юзвешин В.Ф., Третько О.В. Автоматическая линия для металлизации плоских деталей.* А.С. SU. 1507883. А1. ГК по делам ИиО СССР. 1989.

Харьковский государственный технический университет радиотехники

Поступила в редколлегию 17.01.00

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Рыбалко А.М., Синенуп А.В., Токарский П.Л.</i> Оптимизация возбуждения антенной решетки по критерию максимума коэффициента усиления с ограничением уровня кроссполяризованного излучения	3
<i>Рыбалко А.М., Севский С.В., Шокало В.М.</i> Эффективность передачи энергии микроволновым лучом при параболическом амплитудном распределении возбуждающего поля	7
<i>Герасименко В.П., Чернобородов М.П.</i> Оптимальные пространственные характеристики антенн станций метеорной радиосвязи	11
<i>Антипов И.Е., Бондарь Б.Г.</i> О сверхдальнем метеорном распространении метровых волн	14
<i>Аль Михлафи Мурад.</i> Методы расчета допустимых помех, действующих в спутниковых системах связи	18
<i>Дохов А.И., Жирнов В.В., Комисарук В.С, Сахновская Л.З.</i> Совершенствование процедур обработки сигналов и информации при радиолокационном обнаружении и сопровождении малозаметных объектов	21
<i>Быков В.Н., Вельчинский А.С., Гричанюк А.М., Прилепский Е.Д.</i> Метод коррекции искажений изображения, обусловленных прямолинейным равномерным сдвигом	29
<i>Шокин М.Г.</i> Особенности обработки изображений объектов параллельными вычислительными структурами	33
<i>Карташов В.М.</i> О повышении точности измерения метеовеличин при акустическом и радиоакустическом зондировании атмосферы.....	35
<i>Кащеев Б.Л., Олейников А.Н., Олейников В.Н.</i> Радиолокационные исследования пространственной структуры квазидвухсуточных колебаний скорости ветра в области менопаузы и нижней термосферы	38
<i>Гоков А.М.</i> Атмосферное электричество мега-полисов и некоторые аспекты атмосферно-ионосферного электрического взаимодействия	43
<i>Коваль Ю.А., Трощин О.Л.</i> Анализ алгоритмов синхронизации эталонов времени и частоты	47
<i>Бондаренко И.Н.</i> Криогенные резонаторы в схемах измерения частотных флуктуаций и высокостабильных СВЧ генераторов	53
<i>Захаров И.П., Штефан Н.В.</i> Трансформация законов распределения погрешностей при нелинейном преобразовании	58
<i>Флорин А.П., Яковлев М.Ю.</i> Пути совершенствования системы метрологического обслуживания средств измерительной техники в поверочных и ремонтных подразделениях	62
<i>Дорошенко В.А., Ремаева О.А.</i> Интегральные уравнения в задаче возбуждения конуса с продольной щелью	64
<i>Пенкин Ю.М.</i> Возбуждение продольными токами цилиндрических областей с импедансными торцевыми границами	70
<i>Украинец Н.И.</i> Диэлектрический резонансный диск в круглом и прямоугольном волноводных излучателях	75
<i>Антюфеева М.С., Третьяков О.А.</i> Переходные процессы в резонаторе, заполненном средой с нестационарными диэлектрической и магнитной проницаемостью	79
<i>Волков В.М.</i> Частотные свойства диссипативных потерь в многоволновых волноводах	84
<i>Горбач И.В., Горобец Н.Н., Дахов В.М.</i> Поляризационный разделитель	92

<i>Пиза Д.М., Мейстер Ю.Л., Лаврентьев В.Н.</i> Повышение эффективности пространственной поляризационной фильтрации сигналов на фоне коррелированных помех	95
<i>Гринченко Л.В., Милютченко И.А.</i> Связь параметров временных характеристик с коэффициентами операторной функции цепи. 1. Определение начальных значений	101
<i>Царенко В.Г.</i> Повышение быстродействия и точности цифровых АРУ	105
<i>Крыжановский В.Г., Шевченко И.Н.</i> Эффект снижения постоянной составляющей в токе коллектора в транзисторном усилителе СВЧ мощности с полигармоническим режимом работы	109
<i>Нікітенко О.М.</i> Розподілення електростатичного потенціалу в циліндричному магнетроні	113
<i>Данилов В.В.</i> Акустооптический модулятор	121
<i>Даник Ю.Г., Кондрат В.В., Ткаченко Н.Н.</i> Метод бинокулярного измерения дальности объектов оптико-электронными средствами с использованием реперного поля при априорной определенности положения отдельных реперов	125
<i>Головенко В.М., Свирь И.Б., Бых А.И.</i> Электрохемилюминисцентный двухполосник — элемент жидкофазной электроники. 2. Численное моделирование	131
<i>Бакуменко В.М., Фесенко Л.Д., Бакуменко А.В., Васильев В.И.</i> Оптимизация диапазона давлений для уменьшения методической погрешности измерений релаксационных параметров молекул	138
<i>Нефедова А.Л., Сахацкий В.Д., Аль-Тажхан Б., Аль-Хеяри А.</i> Исследование распределения электромагнитного поля в помещении при размещении в нем источника излучения	142
<i>Долгов В.И., Лисицкая И.В., Головашич С.А., Олейников Р.В.</i> Принципы защиты алгоритма DES от атак дифференциального криптоанализа	148
<i>Стасев Ю.В., Носик А.М., Денисюк А.И.</i> Анализ требований к структурным и корреляционным свойствам нелинейных последовательностей	158
<i>Титаренко Л.А.</i> Учет взаимного влияния антенных элементов на эффективность адаптивной пространственной обработки сигналов	162
<i>Чеботарев В.И., Чекалин Г.М.</i> Установка для синтеза векторного сигнала	166
<i>Чумаков В.И.</i> Измерения Электродинамических характеристик элементной базы РЭА	171
<i>Гордиенко Ю.Е., Панченко А.Ю., Рябухин А.А.</i> Теоретический анализ резонаторного СВЧ измерительного преобразователя тороидального типа	174
<i>Слипченко Н.И., Юзвизин В.Ф.</i> Технологические процессы изготовления печатных плат и подложек микросборок применительно к концепции единой автоматической линии	180

CONTENTS

<i>Rybalko A.M., Synepoop A.V., Tokarsky P.L.</i> Optimization of antenna array excitation by the criterion of maximum gain with limitation of the cross polarized radiation level	3
<i>Rybalko A.M., Sevskiy S.V., Shokalo V.M.</i> Efficiency of beamed microwave power transmission with parabolic amplitude distribution of the exciting field	7
<i>Gerasymenko V.P., Chornobrodov M.P.</i> Optimal spatial characteristics of meteor radio communication antennas	11
<i>Antipov I.E., Bondar B.G.</i> About the super-long meteor-burst propagation of the meter waves.....	14
<i>Al Melkve Morad.</i> Methods of calculating permissible noise in satellite communication systems	18
<i>Dokhov A.I., Zhirnov V.V., Komisaruk V.S., Sakhnovsky L.Z.</i> Perfection of the signals and information processing procedures under radar detection and tracking of low-distinguishable objects	21
<i>Bykov V.N., Viltchinsky A.S., Grichaniuk A.M., Prilepsky E.D.</i> Method of correcting image distortions stipulated by the linear uniform shift	29
<i>Shokin M.G.</i> Peculiarities of object image processing using parallel computing structures	33
<i>Kartashov A.V.</i> On the increase in meteorological value measurement accuracy under acoustic and radio acoustic sounding of atmosphere	35
<i>Kashcheyev B.L., Oleynikov A.N., Oleynikov V.N.</i> Radar investigations of spatial structure of quasi-2-day wind velocity variations in mesopause-lower thermosphere.....	38
<i>Gokov A.M.</i> Atmospheric electricity of mega-polises and some aspects of atmospheric-ionospheric electrical interactions	43
<i>Koval Yu. A., Troshchyn O.L.</i> Analysis of time and frequency standards synchronization algorithms	47
<i>Bondarenko I.N.</i> Cryogenic resonators in the high stability microwave oscillators frequency fluctuation measuring circuits	53
<i>Zakharov I.P., Shtefan N.V.</i> Transformation of errors distribution laws under unlinear reformation	58
<i>Florin A.P., Yakovlev M.Y.</i> Ways of improving the system of metrological service of measuring technique means in calibration and repair units	62
<i>Doroshenko V.A., Remyeva O.A.</i> Integral equations in the problem of the longitudinal slot cone excitation ...	64
<i>Penkin Yu.M.</i> Excitation of longitudinal current's of cylindrical volumes with impedance butt-end boundaris	70
<i>Ukrainets N.I.</i> Dielectric resonant disk in the circular and rectangular waveguide radiators	75
<i>Antyufeeva M.S., Tretyakov O.A.</i> Transient processes in a resonator filled with medium of time-varying permittivity and permeability	79
<i>Volkov V.M.</i> Frequency properties of dissipation losses in the multiwave waveguides	84
<i>Gorbach I.V., Gorobets N.N., Dakhov V.M.</i> Polarizational separator	92
<i>Piza D.M., Meister J.L., Lavrentyev V.L.</i> Rising of efficiency of space and polarization filtering against correlated clutter background	95
<i>L.V. Grinchenko, Milutchenko I.A.</i> Time response parameters connection with circuit operator function coefficients. 1. The initial values definition	101
<i>Tsarenko V.T.</i> Digital ARA speed and precision increase	105
<i>Krizhanovski B.G., Shevchenko I.N.</i> The reducing of the collector current DC component in UHF transistor power amplifier with poly-harmonic operating	109
<i>Nikitenko O.M.</i> Distribution of electrostatic potential in cylindrical magnetron	113
<i>Danilov V.V.</i> Acoustooptical modulator	121

<i>Danik Yu.G., Rondrat V.V., Nkachenko N.N.</i> Method of objects' distance binocular measurement with optical-electronic means using frame field under a priori definiteness of separate frames position	125
<i>Golovenko V.M., Svir I.B., Bykh B.I.</i> Electrochemiluminescent bipolar element of the liquid-phase electronics. 2. Digital simulation of electro-chemiluminescent emitters in the cell of arbitrary length with the planar-parallel electrode	131
<i>Bakumenko V.M., Fesenko L.D., Bakumenko A.V., Vasiljev V.I.</i> Optimization of pressure range for decreasing the methodical error of molecular measurement relaxation parameters	138
<i>Nefedova A.L., Sakhatsry V.D., Al-Tahhan B., Al-Heari A.</i> Investigation of electromagnetic field distribution in a premise when placing a radiation source in it	142
<i>Dolgov V.I., Lisitskaya I.V., Golovashitch S.A., Oleynikov R.V.</i> Principles of DES algorithm protection against differential cryptanalysis	148
<i>Stasev J.V., Nosik A.M., Denisjuk A.I.</i> Analysis of requirements to structural and correlation properties of nonlinear sequences	158
<i>Titarenko L.A.</i> Consideration of antenna elements mutual influence on efficiency of adaptive spatial signal processing	162
<i>Chebotaryov V.I., Chekalin G.M.</i> Vector signal synthesis equipment	166
<i>Chumakov V.I.</i> Measurements of radioelectronic equipment elements electrodynamic characteristics	171
<i>Gordienko Y.E., Panchenko A.V., Ryabukhin A.A.</i> Theoretical analysis of a toroidal type microwave resonator transducer	174
<i>Slipchenko N.I., Yuzvyshyn V.F.</i> Technological processes of producing the printed boards and microfitting substrates conformably to the concept of the common automatic line	180

УДК 621.396.677

Оптимизация возбуждения антенной решетки по критерию максимума коэффициента усиления с ограничением уровня кроссполаризованного излучения / А.М. Рыбалко, А.В. Синепуп, П.Л. Токарский // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 113. С. 3 – 6.

Разработан метод расчета амплитудно-фазового распределения токов в антенной решетке произвольной геометрии, обеспечивающего максимум ее коэффициента усиления при заданном интегральном уровне кроссполаризованного излучения, для оценки которого используется коэффициент поляризационных потерь. Получены соотношения для определения оптимальных параметров антенной решетки. Приведены результаты численных расчетов. Предложенный метод можно использовать для повышения поляризационной развязки излучающих систем с целью обеспечения их электромагнитной совместимости.

Ил. 2. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.396.677

Оптимізація збудження антенної решітки за критерієм максимуму коефіцієнта підсилення із обмеженням рівня кросполаризованого випромінювання / О.М. Рибалко, А.В. Синепуп, П.Л. Токарський // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 3 – 6.

Розроблено метод розрахунку амплітудно-фазового розподілу струму у антенній решітці довільної геометрії, що забезпечує максимум її коефіцієнта підсилення за заданим інтегральним рівнем кросполаризованого випромінювання, для оцінки якого використовується коефіцієнт поляризаційних втрат. Отримано математичні вирази для визначення оптимальних параметрів антенної решітки. Наведено результати числових розрахунків. Запропонований метод можна застосовувати для підвищення поляризаційної розв'язки випромінюючих систем з метою забезпечення їх електромагнітної сумісності.

Ил. 4. Библиогр.: 6 назв.

UDC 621.396.677

Optimization of antenna array excitation by the criterion of maximum gain with limitation of the cross polarized radiation level / A.M. Rybalko, A.V. Synepoop, P.L. Tokarsky // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 113. P. 3– 6.

Method for calculating current distribution ensuring the maximum gain in the arbitrary array under the specified integral level of the cross polarized radiation has been developed. Polarization loss factor is used for estimating this radiation level. Relations for the antenna array parameters evaluation have been derived. The computation results are presented. The offered technique can be used for increasing the polarization decoupling of radiating systems in order to supply their electromagnetic compatibility.

4 fig. Ref.: 6 items.

УДК 621.396.67

Эффективность передачи энергии микроволновым лучом при параболическом амплитудном распределении возбуждающего поля / А.М. Рыбалко, С.В. Севский, В.М. Шокало // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 113. С. 7 – 10.

Рассмотрена задача условной оптимизации системы передачи энергии микроволновым лучом, состоящая в нахождении в классе параболических функций амплитудного распределения поля на апертуре передающей антенны по критерию максимума КПД перехвата энергии. Показано, что при таком условии амплитудное распределение поля возбуждения становится более равномерным, чем при безусловной оптимизации. При этом, проигрывая в КПД перехвата энергии не более, чем 2 %, можно заметно повысить мощность, излучаемую передающей антенной.

Табл. 1. Ил. 4. Библиогр.: 10 назв.

УДК 621.396.67

Ефективність передачі енергії мікрохвильовим променем при параболічному амплітудному розподілі збуджуючого поля / О.М. Рибалко, С.В. Севський, В.М. Шокало // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 7–10.

Розглянуто задачу умовної оптимізації системи передачі енергії мікрохвильовим променем, яка полягає в знаходженні у класі параболічних функцій амплітудного розподілу поля на апертурі передавальної антени за критерієм максимуму коефіцієнта корисної дії (ККД) перехоплення енергії. Показано, що за такої умови амплітудний розподіл поля збудження стає більш рівномірним, ніж при безумовній оптимізації. При цьому, програваючи у ККД перехоплення енергії не більше, ніж 2 %, можна помітно підвищити потужність, яку випромінює передавальна антена.

Табл. 1. Іл. 4. Бібліогр.: 10 назв.

UDC 621.396.67

Efficiency of beamed microwave power transmission with parabolic amplitude distribution of the exciting field / A. M. Rybalko, S. V. Sevskiy, V. M. Shokalo // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 113. P. 7 – 10.

The problem of conditional optimization of the beamed microwave power transmission system consisting in finding the field amplitude distribution on the transmitting antenna aperture by the criterion of maximum efficiency of power intercept in the class of parabolic functions is considered. It is shown that under such a condition the amplitude distribution of the excitation field becomes more uniform than with unconditional optimization. In this case, losing in the power intercept efficiency no more than 2 %, we can increase power radiated by the transmitting antenna significantly.

1 tab. 4 fig. Ref.: 10 items.

УДК 621.371.332.2

Оптимальные пространственные характеристики антенн станций метеорной радиосвязи / В.П. Герасименко, М.П. Чернобородов / Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 11 – 13.

Рассмотрена связь пропускной способности метеорного канала в системах радиально-узлового типа с пространственными характеристиками антенны – шириной диаграммы направленности и пространственной ориентации. Приведены графики оптимальных значений азимута и угла места, а также зависимость пропускной способности канала от расстояния между станциями при условиях оптимальной ориентации антенн.

Ил. 3. Библиогр.: 1 назв.

УДК 621.371.332.2

Оптимальні просторові характеристики антен станцій метеорного радіозв'язку / В.П. Герасименко, М.П. Чернобородов // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 11 – 13.

Розглянуто зв'язок пропускної здатності метеорного каналу у системах радіально-вузлового типу з просторовими характеристиками антен – шириною діаграми спрямованості та орієнтації у просторі. Наведені графіки оптимальних значень азимутального кута та кута місця, а також залежність пропускної здатності каналу від відстані між станціями за умов оптимальної орієнтації антен.

Іл. 3. Бібліогр.: 1 назва.

UDC 621.371.332.2

Optimal spatial characteristics of meteor radio communication antennas / V.P. Gerasymenko, M.P. Chornobrodov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 113. P. 11 – 13.

Relation between the meteor channel capacity in the radial-node type systems and such antenna spatial characteristics as radiation pattern width and spatial orientation has been considered. Azimuth and elevation angles optimum values plots as well as dependence of the channel capacity on the distance between the stations under the optimum antenna orientation conditions have been presented.

3 fig. Refs: 1 item.

УДК 629.78

О сверхдальнем метеорном распространении метровых волн / И.Е Антипов, Б.Г. Бондарь // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 113. С. 14 – 17.

Рассмотрена возможность сверхдальнего метеорного распространения радиоволн путем их двукратного отражения от метеорных следов и одного отражения от земной поверхности. Отражение от земной поверхности считается зеркальным. Вводится понятие области совместного приема. На основании предварительных оценок приводятся значения коэффициента заполнения для трасс различной длины. Коэффициент заполнения на сверхдлинной трассе резко убывает с увеличением расстояния и для трассы длиной 4000 км составляет менее 0,1 %.

Табл. 1. Ил. 3. Библиогр.: 7 назв.

УДК 629.78

Про зверхдалеке метеорне поширення метрових хвиль / І.Є. Антіпов, Б.Г. Бондар // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 14 – 17.

Розглянута можливість зверхдалекого метеорного розповсюдження радіохвиль шляхом подвійного їх відзеркалення від метеорних слідів і одного відображення від земної поверхні. Відбиття від земної поверхні вважається дзеркальним. Введено поняття області сумісного приймання. На базі попередніх оцінок наводяться значення коефіцієнта заповнення для трас різної довжини. Коефіцієнт заповнення на зверхдовгій трасі різко зменшується при зростанні відстані і для траси довжиною 4000 км становить менш ніж 0,1 %.

Табл. 1. Ил. 3. Библиогр.: 7 назв.

UDC 629.78

About the super-long meteor-burst propagation of the meter waves / I.E Antipov, B.G. Bondar // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 200. N 113. P. 14 –17.

The possibility of the super long meteor burst radio wave propagation by their repeated reflection from meteor trails and single reflection from the Earth surface is considered. The Earth surface reflection is assumed to be a mirror one. The concept of a joint reception region is introduced. Based on the preliminary estimates the values of the duty cycle for various length paths are presented. The duty cycle in the super long path decreases sharply with the distance increase, and for the path length of the 4000 km it is less than 0,1 %.

1 tab. 3 fig. Ref.: 7 items.

УДК 621.396.946:621.391.827

Методы расчета допустимых помех, действующих в спутниковых системах связи / АЛЬ-МИХЛАФИ МУРАД // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 113. С. 18 – 20.

Проведены расчеты допустимых помех, действующих в спутниковых системах связи. Дана оценка защитных отношений и допустимых помех по критериям электромагнитной совместимости (ЭМС).

Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396.946:621.391.827

Методи розрахунку припустимих завад, що діють в супутникових системах зв'язку / АЛЬ-МИХЛАФИ МУРАД // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 18 – 20.

Проведені розрахунки припустимих завад, що діють в супутникових системах зв'язку. Дана оцінка захисних відношень та припустимих завад за критеріями електромагнітної сумісності (ЕМС).

Ил. 1. Библиогр.: 4 назви.

Methods of calculating permissible noise in satellite communication systems / AL MEKLVE MORAD // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 113. C. 18 – 20.

Calculations of permissible noise in the satellite communication systems are given. Protection ratios and permissible noise estimate by EMC criteria is cited.

1 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.396

Совершенствование процедур обработки сигналов и информации при радиолокационном обнаружении и сопровождении малозаметных объектов / А.И. Дохов, В.В. Жирнов, В.С. Комисарук, Л.З. Сахновская // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 113. С. 21 – 28.

Приводятся результаты исследования процедур обработки радиолокационных сигналов и информации на основе использования последовательного анализа энергетического, спектрального и позиционно-временного различительных признаков. Показывается, что их использование позволяет значительно повысить эффективность обнаружения и сопровождения малозаметных объектов на фоне дискретных мешающих отражений от неоднородностей атмосферы и приземной среды радиолокационными средствами средней и малой дальности.

Ил. 8. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396

Удосконалення процедур обробки сигналів та інформації при радіолокаційному виявленні і супроводженні малопомітних об'єктів / О.І. Дохов, В.В. Жирнов, В.С. Комисарук, Л.З. Сахновська // Радиотехника. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 21 – 28.

Наведено результати досліджень процедур обробки радіолокаційних сигналів та інформації на основі використання послідовного аналізу енергетичного, спектрального і позиційно-часового розрізнявальних ознак. Показано, що їх використання дозволяє значно підвищити ефективність виявлення і супроводження малопомітних об'єктів на фоні дискретних заважаючих відбиттів від неоднорідностей атмосфери та приземного середовища радіолокаційними засобами середньої та малої дальності.

Ил. 8. Библиогр.: 4 назви.

UDC 621.396

Perfection of the signals and information processing procedures under radar detection and tracking of low-distinguishable objects. / A.I. Dokhov, V.V. Zhirnov, V.S. Komisaruk, L.Z. Sakhnovsky // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 113. P. 21 – 28.

Results of studying the radar signals and information processing procedures based on the sequential analysis of power, spectral and positional-temporal distinctive signs are given. It is shown that their application allows to increase significantly efficiency of the pin-point targets detecting and tracking on the background of discrete interfering reflections from non-uniformities in the atmosphere and near-Earth medium with the radar means of middle and short ranges.

8 fig. Ref.: 4 items.

УДК 535.317.1

Метод коррекции искажений изображения, обусловленных прямолинейным равномерным сдвигом / В.Н. Быков, А.С. Вильчинский, А.М. Гричанюк, Е.Д. Прилепский // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 113. С. 29 – 32.

Показано, что некорректность задачи восстановления объекта по изображению, искаженному сдвигом, преодолевается при дискретизации изображения. Изучено влияние шумов на восстановление объекта.

Библиогр.: 4 назв.

УДК 535.317.1

Метод корекції спотворень зображення, обумовлених прямолінійним рівномірним зсувом / В.М. Биков, О.С. Вільчинський, О.М. Грічанюк, Є.Д. Прилепський // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 29 – 32.

Показано, що некоректність задачі відновлення об'єкта за зображенням, викривленим зсувом, долається під час дискретизації зображення. Вивчено вплив шумів на відновлення об'єкта.

Бібліогр.: 4 назви.

UDC 535.317.1

Method of correcting image distortions stipulated by the linear uniform shift / V.N. Bykov, A.S. Viltchinsky, A.M. Grichaniuk, E.D. Prilepsy // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. 113. P. 29 – 32.

It has been proved that incorrectness of the restoration problem of the object distorted by the shift is overcome under the image digitisation. Noise influence on the object restoration has been studied.

Ref.: 4 items.

УДК 621.391.266

Особенности обработки изображений объектов параллельными вычислительными структурами / М.Г. Шокин // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 33 – 34.

Рассмотрена задача отображения изображений объектов навигации на параллельную вычислительную структуру. Предложенный метод пространственного распараллеливания позволяет осуществлять обработку изображений в реальном масштабе времени.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.391.266

Особенности обработки изображений объектов параллельными вычислительными структурами / М.Г. Шокин // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 33 – 34.

Розглянута задача відображення зображень об'єктів навігації на паралельну обчислювальну структуру. Запропонований метод просторового розпаралелювання дозволяє здійснювати обробку зображень об'єктів в реальному масштабі часу.

Іл. 1. Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.391.266

Peculiarities of object image processing using parallel computing structures / M.G. Shokin // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 113. P. 33 – 34.

The problem of navigation objects imaging on the parallel computing structure is considered. The offered method of spatial parallelizing allows to realize objects images processing on a real time basis.

1. Fig. Ref.: 3 items

УДК 534.171:621.396.962.23

О повышении точности измерения метеовеличин при акустическом и радиоакустическом зондировании атмосферы / В.М. Карташов // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 35 – 37.

Выявлены методические погрешности определения скорости ветра при акустическом зондировании атмосферы. Получены выражения для оценки погрешностей и уточненные формулы для расчета скорости ветра. Предложен новый алгоритм обработки результатов измерений в комбинированной системе содар-расдар, позволяющий существенно повысить точность определения температуры и скорости ветра.

Библиогр.: 2 назв.

Про підвищення точності вимірювання метеовеличин при акустичному та радіоакустичному зондуванні атмосфери / В.М. Карташов // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 35 –37.

Виявлені методичні похибки визначення вітру при акустичному зондуванні атмосфери. Отримані вирази для оцінки похибок і уточненні формули для розрахунку швидкості вітру. Запропоновано новий алгоритм обробки результатів вимірювання в комбінованій системі содар-расдар, який дозволяє суттєво підвищити точність визначення температури і швидкості вітру.

Бібліогр.: 2 назви.

On the increase in meteorological value measurement accuracy under acoustic and radio acoustic sounding of atmosphere / V.M. Kartashov / Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 113. P. 35 – 37.

Methodical errors in defining wind velocity under acoustic sounding of atmosphere were found out. Expressions for estimating errors and refinement of formulae for wind velocity calculation were obtained. A new algorithm for processing results of measurements in the combined sodar-radar system was offered; it allows to increase essentially precision of temperature and wind velocity definition.

Ref.: 2 items.

Радиолокационные исследования пространственной структуры квазидвухсуточных колебаний скорости ветра в области мезопаузы и нижней термосферы / Б.Л. Кашеев, А.Н. Олейников, В.Н. Олейников // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 38 – 42.

Впервые квазидвухсуточные колебания скорости ветра в области мезопаузы-нижней термосферы были обнаружены по радиометеорным исследованиям динамических процессов, проведенным Советской экваториальной экспедицией в Сомали (2 с.ш., 45 в.д.) с августа 1968 г. по август 1970 г. Анализ результатов исследования динамических процессов, полученных в различных пунктах наблюдений (Харьков, Могадишо, Хабаровск, ст. Молодежная, Колм и других) показал, что возмущения с квазидвухсуточным циклом носят глобальный характер. В статье приводится высотно-сезонная структура квазидвухсуточных колебаний зональной скорости ветра для Харькова за 1987-88 и 1990 годы, структура двухсуточных колебаний для Могадишо (февраль-март 1970 г.), а также высотно-временная структура двухсуточных колебаний с аномально высокой амплитудой, зарегистрированной в Харькове, Обнинске и Колме во время координированных измерений в июле-августе 1998г. Приводится описание и основные технические характеристики автоматического угломера метеорной РЛС системы МАРС.

Ил. 4. Библиогр.: 16 назв.

Радіолокаційні дослідження просторової структури квазидвобових коливань швидкості вітра в області мезопаузи і нижньої термосфери / Б.Л. Кашеев, А.М. Олейников, В.М. Олейников // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 38 – 42.

Впервые квазидвобові коливання швидкості вітра в області мезопаузи -нижньої термосфери виявлені по радіометеорних дослідженнях динамічних процесів, проведених Радянською екваторіальною експедицією в Сомалі (2 с.ш., 45 в.с.) з серпня 1968 р. по серпень 1970 р. Аналіз результатів дослідження динамічних процесів, отриманих в різних пунктах спостережень (Харків, Могадішо, Хабаровськ, ст. Молодіжна, Колм та інших) показав, що обурення з квазидвобовим циклом несуть глобальний характер. В статті наводиться висотно-сезонна структура квазидвобових коливань зональної швидкості вітра для Харкова за 1987-88 та 1990 роки, структура дводобових коливань для Могадішо (лютий-березень 1970 г.), а також висотно-часова структура дводобових коливань з аномально високою амплітудою, що була зареєстрована в Харкові, Обнінську і Колмі під час координованих вимірів в липні-серпні 1998 р. Наводиться опис та основні технічні характеристики автоматичного кутоміра метеорної РЛС системи МАРС.

Ил. 4. Библиогр.: 16 назв.

Radar investigations of spatial structure of quasi-2-day wind velocity variations in mesopause-lower thermosphere / B.L. Kashcheyev, A.N. Oleynikov, V.N. Oleynikov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 113. P. 38 – 42.

Quasi-2-day wind velocity variations in the mesopause – lower thermosphere were established first by the dynamic processes radiometeor investigations carried out by the Soviet equatorial expedition in Somali (2N, 45E) from August 1968 to August 1970. The analysis of dynamic processes study results obtained in different observation points (Kharkov, Mogadiscio, Khabarovsk, Molodezhnaya Station, Collm etc.) showed that the disturbances with the quasi-2-day cycle exhibit the global nature. The altitude-seasonal structure of quasi 2-day variations of the zonal wind velocity for Kharkov within 1987-88 and 1990, the structure of 2-day variations for Mogadiscio (February-March, 1970) and altitude-temporal structure of 2-day variations with abnormally high amplitude registered in Kharkov, Obninsk and Collm in the course of coordinated measurements in July-August, 1998 are cited in this article. Description and the main characteristics of the MARS system meteor radar automatic goniometer are given.

4 fig. Ref.: 16 items.

УДК 550.388.2

Атмосферное электричество мега-полисов и некоторые аспекты атмосферно-ионосферного электрического взаимодействия / А.М. Гоков // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 113. С. 43 – 46.

Рассмотрены основные источники атмосферного электричества в и над мега-полисами. Приведена их классификация, описаны главные особенности. Обсуждаются вопросы проникновения электрического поля в атмосфере над мега-полисом в нижнюю ионосферу Земли. Приводятся оценки электрических полей.

Библиогр.: 16 назв.

УДК 550.388.2

Атмосферна електрика мега-полісів та деякі аспекти атмосферно-іоносферної електричної взаємодії / О.М. Гоков // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 43 – 46.

Розглянуто основні джерела атмосферної електрики в мега-полісах, так і над ними. Наведена їх класифікація, описані головні особливості. Дискутуються питання проникнення атмосферного електричного поля над мега-полісом до нижньої іоносфери Землі. Наведені оцінки електричних полів.

Бібліогр.: 16 назв.

UDC 550.388.2

Atmospheric electricity of mega-polises and some aspects of atmospheric-ionospheric electrical interactions / A.M. Gokov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 113. P. 43 – 46.

Main sources of atmospheric electricity in mega-polises and over them are considered. Their classification is presented, main features being described. Questions of the atmospheric electric field over a mega-polis, penetrating into the lower ionosphere of the Earth are discussed. Estimations of the electric fields are given.

Ref.: 16 items.

УДК 621.396.96

Анализ алгоритмов синхронизации эталонов времени и частоты / Ю.А. Коваль, О.Л. Трошин // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 113. С. 47 – 52.

Предлагается общая модель для систем синхронизации, основанных на различных алгоритмах передачи временной информации. В основу модели положены основные источники погрешности систем синхронизации. Приведены расчетные соотношения для оценки погрешностей синхронизации для современных высокоточных систем.

Табл. 3. Ил. 5. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.396.96

Аналіз алгоритмів синхронізації еталонів часу та частоти / Ю.О. Коваль, О.Л. Трошин // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 47 – 52.

Запропоновано загальну модель для систем синхронізації, що мають різні алгоритми передачі часової інформації. В основу моделі покладено головні джерела похибок систем синхронізації. Наведені розрахункові співвідношення для оцінювання похибок синхронізації сучасних високоточних систем.

Табл. 3. Іл. 5. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.396.96

Analysis of time and frequency standards synchronization algorithms / Y.A. Koval, O.L. Troshchyn // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N. 113. P. 47 – 52.

The general model of the synchronization systems, based on various algorithms of temporal information transfer, is offered. The main sources of the synchronization systems errors are assumed as a basis of the model. The calculated relations for estimating synchronization errors in the modern high precise systems are cited.

Tab. 3. fig. 5. Ref.: 5 items.

УДК 621.376.332

Криогенные резонаторы в схемах измерения частотных флуктуаций высокостабильных СВЧ генераторов / И.Н. Бондаренко // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 113. С. 53 – 57.

Рассмотрены возможности использования охлаждаемых и сверхпроводящих резонаторов в схемах измерения частотных флуктуаций малошумящих СВЧ генераторов. Предложены схемы преобразователей частотных флуктуаций на основе криогенных резонаторов.

Ил. 3. Библиогр.: 11 назв.

УДК 621.376.332

Кріогенні резонатори в схемах вимірювання частотних флуктуацій високостабільних НВЧ генераторів / І.М. Бондаренко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 53 – 57.

Розглянуто можливості використання охолоджуваних і надпровідникових резонаторів в схемах вимірювання частотних флуктуацій малошумних НВЧ генераторів. Запропоновані схеми перетворювачів частотних флуктуацій, здійснених за допомогою криогенних резонаторів.

Іл. 3. Бібліогр.: 11 назв.

UDC 621.376.332

Cryogenic resonators in the high stability microwave oscillators frequency fluctuation measuring circuits / I.N. Bondarenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 113. P. 53 – 57.

Possibilities to use cavities being cooled and superconducting cavities in the low-noise microwave oscillators frequency fluctuation measuring circuits are considered. Frequency fluctuation transfer circuits based on cryogenic cavities are offered.

3 fig. Ref.: 11 items.

УДК 621.317.08

Трансформация законов распределения погрешностей при нелинейном преобразовании / И.П. Захаров, Н.В. Штефан // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 113. С. 58 – 61.

Предложены графический и аналитический методы решения задачи трансформации закона распределения погрешности при нелинейном преобразовании. Показано, что трансформацию законов распределения можно успешно применять для генерации случайных чисел по любому закону. Оценено влияние нелинейной функции преобразования на границы погрешности.

Ил. 2. Библиогр.: 1 назв.

УДК 621.317.08

Трансформація законів розподілення похибок при нелінійному перетворенні / І.П. Захаров, Н.В. Штефан // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 58 – 61.

Запропоновано графічний та аналітичний методи вирішення задачі трансформування закону розподілення похибки при нелінійному перетворенні. Показано, що трансформацію законів розподілення можна з успіхом застосовувати для генерації випадкових чисел за будь-яким законом. Оцінено вплив нелінійної функції перетворення на межі похибки.

Л. 2. Бібліогр.: 1 назва.

UDK 621.317.08

Transformation of errors distribution laws under unlinear reformation / I.P. Zakharov, N.V. Shtefan // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 113. P. 58 – 61.

Graphic and analytic methods for solving the problems of errors distribution laws conversion under nonlinear transformation are offered. It is shown that the distribution laws conversion can be successfully applied to the random numbers generation by any law. The nonlinear transformation function influence on error limits is estimated.

2 fig. Ref.: 1 items

УДК 621.389

Пути совершенствования системы метрологического обслуживания средств измерительной техники в поверочных и ремонтных подразделениях / А.П. Флорин, М.Ю. Яковлев / Радіотехніка. Всеукр. міжвед. науч.-техн. сб. 2000. Вип. 113. С. 62 – 63.

В работе рассматриваются основные противоречия, возникающие при создании системы метрологического обслуживания средств измерительной техники в поверочных и ремонтных подразделениях. Намечены основные пути ее совершенствования и выделен комплекс задач по совершенствованию структуры и стратегии метрологического обслуживания.

Показано, что в настоящее время наиболее целесообразным путем повышения эффективности метрологического обслуживания является оптимизация структуры и стратегии метрологического обслуживания средств измерительной техники и автоматизация метрологических работ.

Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.389

Шляхи удосконалення системи метрологічного обслуговування засобів вимірювальної техніки в перевірочних і ремонтних підрозділах / А.П. Флорин, М.Ю. Яковлев / Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 62 – 63.

У роботі розглядаються основні протиріччя, що виникають при створенні системи метрологічного обслуговування засобів вимірювальної техніки в перевірочних і ремонтних підрозділах. Накреслено основні шляхи її удосконалення і виділено комплекс задач з удосконалення структури і стратегії метрологічного обслуговування.

Показано, що нині найдоцільнішим шляхом підвищення ефективності метрологічного обслуговування є оптимізація структури і стратегії метрологічного обслуговування засобів вимірювальної техніки й автоматизація метрологічних робіт.

Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.389

Ways of improving the system of metrological service of measuring technique means in calibration and repair units / A.P. Florin, M.Y. Yakovlev / Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 113. P. 62 – 63.

The main contradictions arising with creation of the system of measuring technique means metrological service in calibration and repair units are considered in this work. The main ways of its perfection are outlined and the set of problems on improving the structure and strategy of metrological service is marked out. It is shown that at present the most advantageous way of metrological service efficiency increase is the optimization of the structure and strategy of measuring technique means metrological service and the automation of metrological operations.

Ref.: 5 items.

УДК 517.9

Интегральные уравнения в задаче возбуждения конуса с продольной щелью / В.А. Дорошенко, О.А.Ремаева // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 113. С. 64 – 69.

В работе описан алгоритм сведения задачи возбуждения конуса с продольной щелью сосредоточенным источником к решению сингулярного интегрального уравнения первого рода. Он основан на использовании потенциалов Дебая и интегрального преобразования Конторовича – Лебедева. Рассмотрены граничные задачи Дирихле (электрический радиальный диполь) и Неймана (магнитный радиальный диполь) для потенциалов Дебая. Получены сингулярные уравнения с логарифмической особенностью и особенностью типа Коши.

Ил. 1. Библиогр.: 6 назв.

УДК 517.9

Інтегральні рівняння у задачі збудження конуса із поздовжньою щілиною / В.А. Дорошенко, О.О. Ремаєва // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 64 – 69.

У роботі описано алгоритм зведення задачі збудження конуса із поздовжньою щілиною зосередженим джерелом до розв'язання сингулярного інтегрального рівняння першого роду. Алгоритм ґрунтується на застосуванні потенціалів Дебая та інтегрального перетворення Конторовича – Лебедева. Розглянуто граничні задачі Діріхле (електричний радіальний диполь) та Неймана (магнітний радіальний диполь) для потенціалів Дебая. Одержано сингулярні рівняння з логарифмічною особливістю та особливістю типу Коші.

Іл. 1. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 517.9

Integral equations in the problem of the longitudinal slot cone excitation / V.A. Doroshenko, O.A. Remayeva // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 113. P. 64 – 69.

Algorithm of longitudinal slot cone excitation problem reduction using a lumped source to the singular integral first-order equation solution is described. It is based on using Debye potentials and Kontorovich – Lebedev integral transforms. Dirichlet and Neumann boundary problems for Debye potentials are considered. Singular integral equations with logarithm and Cauchy singularities are obtained.

1 fig. Ref.: 6 items.

УДК 621. 372

Возбуждение продольными токами цилиндрических областей с импедансными торцевыми границами / Ю.М. Пенкин // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 113. С. 70 – 74.

Построены функции Грина электрического и магнитного типов для векторных потенциалов Герца цилиндрических областей (в том числе прямоугольных) с торцевыми плоскими границами, характеризующимися поверхностным импедансом. Рассмотрены полубесконечные структуры и резонаторы в случае их возбуждения продольными сторонними токами.

Табл. 2. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621. 372

Збуджування поздовжніми струмами циліндричних областей з імпедансними торцевими границями / Ю.М. Пенкін // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 70 – 74.

Побудовано функції Гріна електричного та магнітного типів для векторних потенціалів Герца циліндричних областей (у тому числі прямокутних) з торцевими плоскими границями, які характеризуються поверхневим імпедансом. Розглянуто напівнескінченні структури та резонатори у випадку їх збуджування поздовжніми сторонніми струмами.

Табл. 2. Бібліогр.: 5 назв.

Excitation of longitudinal current's of cylindrical volumes with impedance butt-end boundaris / Yu. M. Penkin // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N. 113. P. 70 – 74.

Green's functions of electric and magnetic types for Hertz vector potentials are obtained for cylindrical volumes (included rectangular) with butt-end plane boundaris, which have surface-impedance. Half-infinite structures and resonators are considered in the case of their excitation with longitudinal currents.

2 tabl. Refs.: 5 items.

УДК 621.396.677.73

Диэлектрический резонансный диск в круглом и прямоугольном волноводных излучателях / Н.И. Украинец // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 113. С. 75 – 78.

Представлены результаты экспериментального исследования характеристик рассеяния электромагнитных волн на диэлектрическом резонансном диске, размещенном в открытом конце круглого и прямоугольного волноводов. Обнаружены парные резонансы отражения и прохождения. Проанализированы их свойства, проведено сравнение характеристик рассеяния волн на диске в круглом и прямоугольном волноводах.

Табл. 2. Ил.3. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.396.677.73

Діелектричний резонансний диск у круглому і прямокутному хвильоводних випромінювачах / М.І. Українець // Радиотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 75 – 78.

Подано результати експериментального дослідження характеристик розсіяння електромагнітних хвиль на діелектричному резонансному диску, розміщеному у відкритому кінці круглого і прямокутного хвильоводів. Виявлено парні резонанси відбиття й проходження. Проаналізовано їх властивості, проведено порівняння характеристик розсіяння хвиль на диску в круглому та прямокутному хвильоводах.

Табл. 2. Іл.3. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.396.677.73

Dielectric resonant disk in the circular and rectangular waveguide radiators / N.I. Ukrainets // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N. 113. P. 75 – 78.

The results of experimental investigation into characteristics of electromagnetic waves scattering on the dielectric resonant disk placed in the open end of circular and rectangular waveguides are presented. The twin resonances of reflection and passage are discovered. Their properties are analyzed, comparison of scattering characteristics of waves on the disk placed in circular and rectangular waveguides is performed.

2. tab. 3 fig. Ref: 5 items.

УДК 621.385.69: 621.372.413

Переходные процессы в резонаторе, заполненном средой с нестационарными диэлектрической и магнитной проницаемостями / М.С. Антюфеева, О.А. Третьяков // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 113. С. 79 – 83.

Рассмотрена задача о свободных колебаниях в резонаторе произвольной формы, заполненном однородным нестационарным диэлектриком без дисперсии. Для решения задачи использован метод модового базиса. Полученные из уравнений Максвелла эволюционные уравнения приведены к системе интегральных уравнений Вольterra второго рода, для которых выписаны явные решения.

Ил. 4. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.385.69: 621.372.413

Перехідні процеси в резонаторі, що заповнений середовищем із нестационарними діелектричною та магнітною проникностями / М.С. Антюфеева, О.О. Третьяков // *Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб.* 2000. Вип. 113. С. 79 – 83.

Розглянуто задачу про вільні коливання в резонаторі довільної форми, що заповнений однорідним нестационарним діелектриком без дисперсії. Для розв'язання задачі було використано метод модового базису. Отримані з рівнянь Максвелла еволюційні рівняння зведені до системи інтегральних рівнянь Вольтера другого роду, для яких виписані явні розв'язання.

Іл. 4. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.385.69: 621.372.413

Transient processes in a resonator filled with medium of time-varying permittivity and permeability / M.S. Antyufeeva, O.A. Tretyakov // *Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag.* 2000. N 113. P. 79 – 83.

The problem of free oscillations in an arbitrary resonator filled with homogeneous nonstationary dielectric without dispersion is considered. To solve the problem, the Modal Basis Method is used. Evolutionary equations are obtained from Maxwell equations and then reduced to the system of Volterra integral equations of second order. Explicit solution for this system is obtained.

4 fig. Ref.: 5 items.

УДК 621.317.7

Частотные свойства диссипативных потерь в многоволновых волноводах / В.М. Волков // *Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб.* 2000. Вып. 113. С. 84 – 91.

Приведены результаты решения и анализа уравнений Максвелла для продольной составляющей вектора Герца отрезка СВЧ линии передачи с конечной проводимостью. На основе общего описания всех типов прямоугольных и круглых регулярных волноводов и произвольных типов волн в них получены общие выражения для удельной мощности потерь в стенках волновода в зависимости от частоты. Найдены области на поверхности волноводов, где затухание слабо зависит от частоты.

Ил. 12. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.317.7

Частотні властивості дисипативних втрат у багатохвильових хвилеводах / В.М. Волков // *Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб.* 2000. Вип. 113. С. 84 – 91.

Наведені результати розв'язання та аналізу рівнянь Максвелла для подовжньої складової вектора Герца відрізка лінії передачі з кінцевою провідністю. На базі загального опису всіх типів прямокутних і круглих регулярних хвилеводів і довільних хвиль у них одержані загальні формули для питомої потужності втрат у стінках хвилевода в залежності від частоти. Знайдено зони на поверхні хвилеводів, в яких затухання слабо залежить від частоти.

Іл. 12. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.317.7

Frequency properties of dissipation losses in the multiwave waveguides / V.M. Volkov // *Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag.* 2000. N 113. P. 84 – 91.

Results of solutions and analysis of Maxwell equations for the Hertzian vector longitudinal component of the microwave transmission line segment with finite conductivity are cited in this paper. Based on the general description of all types rectangular and circular waveguides and arbitrary wave modes in them the general equations for the losses specific power in the waveguide walls depending on frequency have been derived. Areas on the waveguides surface, where attenuation weakly depends on frequency, have been found.

12 fig. Ref.: 5 items.

Поляризационный разделитель / И.В. Горбач, Н.Н. Горобец, В.М. Дахов // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 113. С. 92 – 94.

Экспериментально исследованы возможности настройки двухканального поляризационного разделителя микроволнового диапазона на основе круглого магистрального и ортогональных прямоугольных волноводов, работающих в ортогональном линейнополяризованном базисе. Показано, что настройка устройства с помощью регулирующих штырей в одном из каналов позволяет снизить его КСВН в рабочем диапазоне частот 10,7...11,7 ГГц с 1,5 до 1,2 при сохранении коэффициента связи с каналом ортогональной поляризации на уровне -30 дБ. По второму каналу на частоте 11,3 ГГц достигнут минимум КСВН, равный 1,05, при коэффициенте связи с ортогональным каналом -27 дБ. На коэффициент связи между каналами с согласованной поляризацией настроечные штыри не влияют.

Табл. 1. Ил. 5. Библиогр.: 2 назв.

Поляризаційний розділювач / І.В. Горбач, М.М. Горобець, В.М. Дахов // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 92 – 94.

Експериментально досліджені можливості налаштування двоканального поляризаційного розділювача мікрохвильового діапазону на основі круглого магистрального та ортогональних прямокутних хвильоводів, що працюють в ортогональному лінійнополяризованому базисі. Показано, що налаштування пристрою за допомогою регулюючих штирів в одному з каналів дозволяє знизити його КСХН у робочому діапазоні частот 10,7...11,7 ГГц з 1,5 до 1,2 при збереженні коефіцієнта зв'язку з каналом ортогональної поляризації на рівні -30 дБ. По другому каналу на частоті 11,3 ГГц досягнуто мінімум КСХН, що рівнює 1,05, при коефіцієнті зв'язку з ортогональним каналом -27 дБ. На коефіцієнт зв'язку між каналами з узгодженою поляризацією штирі не впливають.

Табл. 1. Іл. 5. Бібліогр.: 2 назви.

Polarizational separator / I.V. Gorbach, N.N. Gorobets, V.M. Dakhov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 113. P. 92 – 94.

The possibility of tuning the two-channel polarizational microwave separator created on the circular basic waveguide with orthogonal rectangular waveguides was investigated experimentally. The separator is operating in orthogonal linearly polarizational basis. It is shown that tuning of the separator with help of adjusting plugs in a certain channel allows to decrease CSWU in working frequency band 10,7...11,7 GHz from 1,5 to 1,2 under saving the coupling factor between orthogonally polarizational channels on the level of -30 dB. In second channel on frequency 11,3 GHz the minimum CSWU equaled 1,05 was reached under coupling with orthogonal channel factor equaled -27 dB. The adjusting plugs don't influence on factor of coupling between channels with matching polarizations.

1 tab. 5 fig. Ref.: 2 items.

Повышение эффективности пространственной и поляризационной фильтрации сигналов на фоне коррелированных помех / Д.М. Пиза, Ю.Л. Мейстер, В.Н. Лаврентьев // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 113. С. 95 – 100.

Показано, что эффективность фильтров может быть повышена посредством процедуры минимизации отношения среднеквадратических значений помех, действующих на входах адаптивных фильтров. Применительно к поляризационным фильтрам более предпочтительным является алгоритм с оценкой текущего значения весовых коэффициентов с последующим управлением поляризационным базисом.

Ил. 3. Библиогр.: 6 назв.

Підвищення ефективності просторової та поляризаційної фільтрації сигналів на фоні корельованих завад / Д.М. Піза, Ю.Л. Мейстер, В.М. Лаврентьев // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 95 – 100.

Показано, що ефективність просторової та поляризаційної фільтрації може бути підвищена за рахунок процедури мінімізації відношення середньоквадратичних значень завад, що діють на входах адаптивних фільтрів. Стосовно поляризаційних фільтрів більш привабливим є алгоритм з оцінкою поточного значення вагових коефіцієнтів з наступним управлінням поляризаційним базисом.

Табл. 3. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 621.396.96

Rising of efficiency of space and polarization filtering against correlated clutter background / D.M. Piza, J.L. Meister, V.L. Lavrentyev // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N. 113. P. 95 – 100.

It has been shown that the efficiency of space and polarizational filtering can be risen by the procedures of minimizing the relation of root-mean-square jam values affecting the adaptive filters inputs. For polarizational filters the alorythm with evaluation of weight coefficients current value with further polarizational basis control is more preferable.

3 fig. Ref.: 6 items.

УДК 621.372.061

Связь параметров временных характеристик с коэффициентами операторной функции цепи. 1. Определение начальных значений / Л.В. Гринченко, И.А. Милютченко // Радіотехніка. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вип. 113. С. 101 – 104.

Получены расчетные соотношения для начальных значений переходной и импульсной характеристик и их производных для звеньев первого и второго порядка на основе связи этих характеристик с вещественными коэффициентами операторной функции электрической цепи. Установлена связь начальных значений временных характеристик с характерными точками амплитудно-частотной характеристики цепи.

Табл. 1. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.372.061

Зв'язок параметрів часових характеристик з коефіцієнтами операторної функції кола. 1. Визначення початкових значень / Л.В. Гринченко, І.О. Мільютченко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 101 – 104.

Отримано розрахункові співвідношення для початкових значень перехідної та імпульсної характеристик і їх похідних для ланок першого та другого порядку на підставі зв'язку цих характеристик з дійсними коефіцієнтами операторної функції електричного кола. Встановлено зв'язок початкових значень часових характеристик з характерними точками амплітудно-частотної характеристики кола.

Табл. 1. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.372.061

Time response parameters connection with circuit operator function coefficients. 1. The initial values definition / L.V. Grinchenko, I.A. Milutchenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N. 113. P. 101 – 104.

Calculated relations for the initial values of transient and impulse responses and their derivatives are obtained for the first and second order groups based on these responses connection with the operator function real coefficients of the electric circuit. Connection of time responses initial values with characteristics points of the circuit amplitude-frequency response is established.

1 tab. Ref.:5 items.

УДК 621.36

Повышение быстродействия и точности цифровых АРУ / В.Т. Царенко // Радіотехніка. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вип. 113. С. 105 – 108.

Рассмотрено цифровое устройство для автоматического регулирования уровня сигнала в приемнике 8-мм диапазона. Получены выражения для расчета параметров устройства.

Табл. 1. Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.36

Підвищення швидкодії та точності цифрових АРП / В.Т. Царенко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 105 – 108.

Розглянуто цифровий пристрій для автоматичного регулювання рівня сигналу в приймачі 8-мм діапазону. Здобуто вирази для розрахунку параметрів пристрою.

Табл. 1. Іл. 1. Бібліогр.: 3 назви.

UDK 621.36

Digital ARA speed and precision increase / V.T. Tsarenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Intendep. Mag. 2000. N 113. P. 105 – 108.

The digital device for the signal level automatic control in 8 mm receiver is considered. Expressions for the device parameters calculations are obtained.

1 tab. 1 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.375:621.382.029.6.001.63

Эффект снижения постоянной составляющей в токе коллектора в транзисторном усилителе СВЧ мощности с полигармоническим режимом работы / В.Г. Крыжановский, И.Н. Шевченко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 109 – 112.

В работе исследованы процессы, происходящие в биполярном транзисторе в усилителе СВЧ мощности с полигармоническим режимом работы и приводящие к снижению постоянной составляющей в токе коллектора при одновременном повышении КПД и коэффициента передачи усилителя. Показано, что причиной снижения постоянной составляющей в токе коллектора является эффект накопления основных носителей в коллекторной области и связанная с этим дополнительная задержка в распространении импульса тока от коллектора к эмиттеру.

Ил. 6. Библиогр.: 9 назв.

УДК 621.375:621.382.029.6.001.63

Ефект зниження постійної складової в струмі колектора в транзисторному підсилювачі НВЧ потужності з полігармонічним режимом роботи / В.Г. Крижанівський, І.М. Шевченко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 109 – 112.

У роботі досліджено процеси, що відбуваються в биполярному транзисторі в підсилювачі НВЧ потужності із полігармонічним режимом роботи та які приводять до зниження постійної складової у струмі колектора при одночасному підвищенні ККД і коефіцієнта передачі підсилювача. Показано, що причиною зниження постійної складової в струмі колектора є ефект накопичення основних носіїв у колекторній області і пов'язана з цим додаткова затримка у розповсюдженні імпульсу струму від колектора до емітера.

Іл. 6. Бібліогр.: 9 назв.

UDC 621.375:621.382.029.6.001.63

Reduction of the collector current DC component in UHF transistor power amplifier with polyharmonic operation / V.G. Krizhanovsky, I.N. Shevchenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 113. P. 109 – 112.

The processes occurred in the bipolar transistor of the UHF power amplifier with polyharmonic operation and resulting in the collector current DC component reduction with the simultaneous increase in the gain and efficiency were investigated. It was shown that the cause of the collector current DC component reduction is the effect of the main carriers accumulation in the collector region. It leads to the additional delay in the pulse propagation from the collector to the emitter.

6 fig. Refs.: 9 items.

УДК 621.385

Распределение электростатического потенциала в цилиндрическом магнетроне / А.Н. Никитенко // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 113. С. 113 – 120.

Одним из главных вопросов, представляющих практический интерес для специалистов в области электроники и электродинамики СВЧ, является вопрос об адекватном описании процессов, имеющих место в системах со скрещенными полями. Камнем преткновения для систем со сложными граничными условиями является решение уравнений Лапласа для таких систем.

В статье описывается процесс нахождения решений уравнения Лапласа для определения распределения электростатического потенциала в системах со сложной геометрической формой.

Табл. 1. Ил. 2. Библиогр.: 10 назв.

УДК 621.385

Розподілення електростатичного потенціалу в циліндричному магнетроні / О.М. Нікітенко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 113 – 120.

Одним з головних питань, що викликає практичну зацікавленість для фахівців у галузі електроніки та електродинаміки НВЧ, є питання про адекватний опис фізичних процесів, що мають місце у системах зі скрещеними полями. Камнем спотикання для систем зі складними граничними умовами є здобуття розв'язання рівняння Лапласа для таких систем.

У статті подано опис процесу знаходження розв'язків рівняння Лапласа для визначення розподілення електростатичного потенціалу у системах зі складною геометричною формою.

Табл. 1. Ил. 2. Библиогр.: 10 назв.

UDC 621.385

Distribution of electrostatic potential in cylindrical magnetron / O.M. Nikitenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 113. P. 00 — 00

One of the most important problems, representing practical interest for specialists in the field of UHF electronics and electrodynamics, is the problem of adequate description of physical processes occurring in crossed-field systems. The most difficult problem is to solve Laplace equation with complex boundary conditions.

The process of Laplace equation solution for defining electrostatic contribution potential in the distribution complex geometry systems is described here.

1 tab. 2 fig. Ref.: 10 items.

УДК 621.391.14

Акустооптический модулятор / В.В. Данилов // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 113. С. 121 – 124.

Предложена методика инженерного расчета акустооптического модулятора в части определения параметров согласующей цепи прибора с трактом радиоуправления, а также электрооптической эффективности и углового режима дифракции.

Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.391.14

Акустооптичний модулятор / В.В. Данилов // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 121 – 124.

Запропоновано методику інженерного розрахунку акустооптичного модулятора в частині визначення параметрів узгоджувального ланцюга приладу з трактом радіоуправління, а також електрооптичної ефективності і кутового режиму дифракції.

Ил. 1. Библиогр.: 4 назви.

UDC 621.391.14

Acoustooptical modulator / V.V. Danilov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 113. P. 121 – 124.

Methods of acoustic modulator engineering calculation is offered when defining the parameters of the device circuit matching with radio control section and also electrooptical efficiency and angular mode of diffraction.

1 fig. Refs.: 4.

УДК 521.396.96

Метод бинокулярного измерения дальности объектов оптико-электронными средствами с использованием реперного поля при априорной определенности положения отдельных реперов / Ю.Г. Даник, В.В. Кондрат, Н.Н. Ткаченко // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 113. С. 125 – 130.

В работе на основе бинокулярного метода измерения дальности пассивными оптико-электронными средствами предложен метод расширения поля зрения оптико-электронных средств зрения (ОЭС) путем интеграции нескольких узких полей зрения по ОЭС в одно-построение интегрированного поля зрения ("электронного кадра"). Также предложен метод повышения точности измерения дальности объектов в интегрированном кадре путем измерения координат наблюдаемых объектов относительно ближайших реперов, координаты которых известны с высокой точностью.

Библиогр.: 5 назв.

УДК 521.396.96

Метод біокулярного вимірювання дальності об'єктів оптико-електронними засобами з використанням реперного поля під час априорного визначення положення окремих реперів / Ю.Г. Даник, В.В. Кондрат, М.М. Ткаченко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 125 – 130.

У роботі на основі біокулярного методу виміру дальності пасивними оптико-електронними засобами запропонований метод поширення поля зору оптико-електронних засобів зору (ОЕЗ) шляхом інтеграції декількох вузьких полів зору щодо ОЕЗ в одну-побудову інтегрованого поля зору ("електронного кадру"). Також запропонований метод підвищення точності виміру дальності об'єктів у інтегрованому кадрі шляхом виміру координат об'єктів, що спостерігаються відносно найближчих реперів, координати яких відомі з високою точністю.

Бібліогр.: 5 назв.

UDC 521.396.96

Method of objects' distance binocular measurement with optical-electronic means using frame field under a priori definiteness of separate frames position / Yu.G. Danik, V.V. Kondrat, N.N. Tkachenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 113. P. 125 – 130.

Method of optical-electronic means vision (OEM) widening by integration of several narrow fields of vision over OEM into one construction of the integrated field of vision ("electronic frame") has been put forward based on the binocular method of distance measurement with passive optical-electronic means. Also offered is the method of rising the objects distance measurement precision in the integrated frame by measuring the observed objects coordinates relative to the nearest frames with coordinates known with a high accuracy.

Ref.: 5 items.

УДК 541.138:535.379

Электрохемиллюминесцентный двухполюсник – элемент жидкофазной электроники. 1. Численное моделирование процессов образования эмиттера электрохемиллюминесценции в плоско-параллельной ячейке произвольной протяженности / В.М. Головенко, И.Б. Свирь, А.И. Бых // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 113. С. 131 – 137.

Представлено численное моделирование физико-химических процессов образования ион-радикальных форм люминофора и электронно-возбужденных частиц в растворе между электродами плоско-параллельной ячейки произвольной протяженностью, в которой созданы условия для протекания диффузионно-контролируемых процессов гетерогенного и гомогенного процессов переноса заряда. Приведены результаты численного моделирования для рассматриваемых математических моделей и анализ полученных результатов.

Ил. 7. Библиогр.: 10 назв.

УДК 541.138:535.379

Електрохемілюмінесцентний двополюсник – елемент рідинно-фазної електроніки. 2. Чисельне моделювання процесів утворення емітерів електрохемілюмінесценції в плоско-паралельній комірці довільної довжини / В.М. Головенко, І.Б. Свирь, А.І. Бих // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 131 – 137.

Представлено чисельне моделювання фізико-хімічних процесів утворення іон-радикальних та електронно-збуджених часток люмінофору у розчині між електродами плоско-паралельної комірки довільної довжини, в

якій створені умови для дифузійно-контрольованих процесів гетерогенного та гомогенного переносу заряду. Наведені результати чисельного моделювання для математичних моделей, що розглядаються, та аналіз отриманих результатів.

Іл. 7. Бібліогр.: 10 назв.

UDC 541.138:535.379

Electrochemiluminescent bipolar element of the liquid-phase electronics. 2. Digital simulation of electrochemiluminescent emitters in the cell of arbitrary length with the planar-parallel electrode / V.M. Golovenko, I.B. Svir', A.I. Bykh // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N. 113. P. 131 – 137.

Digital simulation of physicochemical processes of luminesor ion-radical forms and electron-excited particles formation in the solution between the electrodes of arbitrary length planar-parallel cell is presented; conditions for the diffusion-controlled heterogeneous and homogeneous charge transfer processes were created. results of the digital simulation for the considered mathematical models and the analysis of the obtained results are cited.

7 fig. Ref.: 10 items.

УДК 621.373:826.038.823

Оптимизация диапазона давлений для уменьшения методической погрешности измерений релаксационных параметров молекул / В.М. Бакуменко, Л.Д. Фесенко, А.В. Бакуменко, В.И. Васильев // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 113. С. 138 – 141.

Для уменьшения случайной составляющей методической погрешности измерений при определении по методу наименьших квадратов релаксационных параметров многоатомных молекул, используемых в качестве рабочего вещества субмиллиметровых лазеров с оптической накачкой, произведена оптимизация диапазона давлений, в котором должны производиться измерения. Результаты измерений приведены для молекулы CH_3CN .

Ил. 2. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.373:826.038.823

Оптимізація діапазону тисків для зменшення методичної похибки вимірювань релаксаційних параметрів молекул / В.М. Бакуменко, Л.Д. Фесенко, А.В. Бакуменко, В.І. Васильєв // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 138 – 141.

Для зменшення випадкової складової методичної похибки вимірювань при визначенні за методом найменших квадратів релаксаційних параметрів багатоатомних молекул, що використовуються як робоча речовина субміліметрових лазерів з оптичною накачкою, проведена оптимізація діапазону тисків, в якому мають проводитись вимірювання. Результати вимірювань наведені для молекули CH_3CN .

Іл. 2. Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.373:826.038.823

Optimization of pressure range for decreasing the methodical error of molecular relaxation parameters measurement / V.M. Bakumenko, L.D. Fesenko, A.V. Bakumenko, V.I. Vasiljev // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 113. P. 138 – 141.

Optimization of the pressure range, where measurements must be performed, is carried out to decrease a random component of methodical error in measurements when defining multiatomic molecules relaxation parameters by the least squares method, these molecules being used as a working substance in submillimeter optical pumping lasers. Measurement results are given for CH_3CN molecule.

2 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.371:53.082.74

Исследование распределения электромагнитного поля в помещении при размещении в нем источника излучения / А.Л. Нефедова, В.Д. Сахацкий, Б. Аль-Таххан, А. Аль-Хеяри // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 113. С. 142 – 147.

Предложен метод определения распределения электромагнитного поля в помещении, когда в нем размещен источник излучения. Исследовано влияние параметров помещения, среды распространения и источника излучения на конфигурацию и площадь опасной зоны излучения. Приведены примеры расчетов.

Ил. 4. Библиогр.: 8 назв.

УДК 621 371: 53 082. 74

Дослідження розподілу електромагнітного поля в приміщенні при розміщенні в ньому джерела випромінювання / А.Л. Нефьодова, В.Д. Сахацький, Б. Аль-Таххан, А. Аль-Хєярї // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 142 – 147.

Запропонований засіб визначення розподілу електромагнітного поля в приміщенні, коли в ньому розміщене джерело випромінювання. Досліджено вплив параметрів приміщення, середовища розповсюдження і джерела випромінювання на конфігурацію і площу небезпечної зони випромінювання. Наведені приклади розрахунків.

Л. 4. Бібліогр.: 8 назв.

UDC 621 371: 53 082. 74

Investigation of electromagnetic field distribution in a premise when placing a radiation source in it / A.L. Nefedova, V.D. Sakhatsky, B. Al-Tahhan, A. Al- Hєari // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 113. P. 142 – 147.

The method for defining the electromagnetic field distribution in the premise, when placing a radiation source in it, is offered. The influence of the premise parameters, distribution medium and radiation source on the dangerous radiation zone configuration and area is investigated. The calculation example are cited.

4 fig. Ref.: 8 items.

УДК 681.3.06

Принципы защиты алгоритма DES от атак дифференциального криптоанализа / В.И. Долгов, И.В. Лисицкая, С.А. Головашич, Р.В. Олейников // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 148 – 157.

Выполняется анализ устойчивости шифра DES к атакам дифференциального криптоанализа. Приводится обоснование требований к отбору S блоков, использованных разработчиками стандарта. Показывается, что почти все из них подчинены стремлению обеспечить защиту именно от атак дифференциального криптоанализа. Намечаются направления дальнейшего совершенствования методики отбора таблиц S блоков.

Табл. 3. Ил. 3. Библиогр.: 6 назв.

УДК 681.3.06

Принципы захисту алгоритму DES від атак диференціального криптоаналізу / В.І. Долгов, І.В. Лисицька, С.А. Головашич, Р.В. Олійников // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 148 – 157.

Виконується аналіз стійкості шифру DES до атак диференціального криптоаналізу. Наводиться обґрунтування вимог до відбору S блоків, використаних розроблявачами стандарту. Показується, що майже усі з них підпорядковані прагненню забезпечити захист саме від атак диференціального криптоаналізу. Намічаються напрямки подальшого удосконалювання методики відбору таблиць S блоків.

Табл. 3. Ил. 3. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 681.3.06

Principles of DES algorithm protection against differential cryptanalysis / V.I. Dolgov, I.V. Lisitskaya, S.A. Golovashitch, R.V. Oleynikov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 113. P. 148 – 157.

The analysis of DES cipher stability to differential cryptanalysis attack is carried out. Requirements to selection of S-boxes used by the Data Encryption Standard development engineers are substantiated. It is shown that all of them are subjected to the convergence to ensure protection just against the differential cryptanalysis attacks. Tendencies to further perfection of S-boxes selection methods are outlined.

3 tab. 3 fig. Ref.: 6 items.

УДК 621.391

Анализ требований к структурным и корреляционным свойствам нелинейных последовательностей / Ю.В. Стасев, А.М. Носик, А.И. Денисюк // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 158 – 161.

Проводится анализ требований к структурным и корреляционным свойствам нелинейных последовательностей. Определены необходимые и достаточные условия существования нелинейной последовательности с заданными свойствами.

Бібліогр.: 3 назв.

УДК 621.391

Аналіз вимог до структурних і кореляційних властивостей нелінійних послідовностей / Ю.В. Стасев, А.М. Носик, О.І. Денісюк // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 158 – 161.

Проводиться аналіз вимог до структурних і кореляційних властивостей нелінійних послідовностей. Визначаються необхідні та достатні умови існування нелінійної послідовності з заданими властивостями.

Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.391

Analysis of requirements to structural and correlation properties of nonlinear sequences / J.V. Stasev, A.M. Nosik, A.I. Denisjuk // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 113. P. 158 – 161.

Analysis of requirements to structural and correlation properties of nonlinear sequences is carried out. Necessary and sufficient conditions of the nonlinear sequence with preassigned characteristics are defined.

Ref.: 3 items.

УДК 621.396.2

Учет взаимного влияния антенных элементов на эффективность адаптивной пространственной обработки сигналов / Л.А. Титаренко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 162 – 165.

Взаимное влияние антенных элементов существенно снижает качество (отношение сигнал/(помеха+шум)) адаптивной пространственной обработки сигналов. Предложены и исследованы алгоритмы, относящиеся к классу G-робастных, которые позволяют уменьшить деструктивное воздействие взаимной связи антенных элементов.

Ил. 2. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396.2

Врахування взаємного впливу антенних елементів на ефективність адаптивної просторової обробки сигналів / Л. О. Титаренко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 162 – 165.

Взаємний вплив антенних елементів істотно знижує якість (відношення сигнал/(завада + шум)) адаптивної просторової обробки сигналів. Запропоновані і досліджені алгоритми, які відносяться до класу G-робастних, котрі дозволяють зменшити деструктивний вплив взаємного зв'язку антенних елементів.

Іл. 2. Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.396.2

Consideration of antenna elements mutual influence on efficiency of adaptive spatial signal processing / L.A. Titarenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 113. P. 162 – 165.

The mutual influence of antenna elements reduces essentially the quality (the signal/(interference + noise ratio)) of adaptive spatial signal processing. The G-robust algorithms which allow to reduce a negative effect of antenna elements coupling are offered and investigated.

2 fig. Ref.: 3 items.

УДК 535.+543.47+621.396

Установка для синтеза векторного сигнала / В.И. Чеботарев, Г.М. Чекалин // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 166 – 170.

Представлены экспериментальные данные по разработке установки, реализующей способ синтеза микроволнового векторного сигнала с зеркальными гармониками, отличающимися как по мощности, так и по поляризации. Это дает возможность повысить информативность векторного сигнала. Данная установка позволяет также формировать заданный произвольный векторный микроволновый сигнал.

Ил. 9.

УДК 535. + 543.47+621.396

Установка для синтеза векторного сигнала / В.І. Чеботарьов, Г.М. Чекалін // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 166 – 170.

Подані експериментальні дані з розробки установки, що реалізує спосіб синтезу мікрохвильового век-

торного сигналу з дзеркальними гармоніками, які відрізняються як за потужністю, так і за поляризацією. Це дає можливість підвищити інформативність векторного сигналу. Ця установка дозволяє також формувати наданий довільний векторний сигнал.

Л. 9.

UDC 535.543.47 + 621.396

Vector signal synthesis equipment / V.I. Chebotaryov, G.M. Chekalin // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 113. P. 166 – 170.

Experimental data on designing the unit realizing the method of the microwave vector mirror harmonic signal synthesis differing both in power and polarization are presented. It gives the possibility to increase the vector signal information quantity. The given unit allows to form the preassigned arbitrary vector microwave signal.

9 fig.

УДК 621.382.001.63:621.396.6

Измерения электродинамических характеристик элементной базы РЭА / В.И. Чумаков // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 113. С. 171– 173.

Приведены результаты исследований электродинамических характеристик полупроводниковой элементной базы РЭА с помощью испытательного стенда на основе волноводного панорамного измерителя КСВ. Измерены частотные зависимости КСВ и коэффициента отражения в различных диапазонах длин волн. Показано влияние структуры элементов на вид частотной зависимости и резонансные частоты исследуемых элементов. Полученные результаты позволяют уточнить параметры антенной модели взаимодействия электромагнитного излучения с элементной базой для целей обеспечения электромагнитной совместимости РЭА.

Табл. 1. Ил. 4. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.382.001.63:621.396.6

Вимірювання електродинамічних характеристик елементної бази РЕА / В.І. Чумаков // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 171– 173.

Наведено результати досліджень електродинамічних характеристик напівпровідникової елементної бази РЕА з допомогою випробувального стенду на основі хвилевідного панорамного вимірювача КСХ. Виміряно частотні характеристики КСХ і коефіцієнт відбиття в різних діапазонах довжини хвиль. Показано вплив структури елементів на вид частотної залежності та резонансні частоти досліджених елементів. Отримані дані дозволяють уточнити параметри антенної моделі взаємодії електромагнітного випромінювання з елементною базою для цілей забезпечення електромагнітної сумісності РЕА.

Табл. 1. Іл. 4. Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.382.001.63:621.396.6

Measurements of radioelectronic equipment elements electrodynamic characteristics / V.I. Chumakov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 113. P. 171 – 173.

The investigation results of electrodynamic characteristic of semiconductor radioelectronics elements are given based on waveguide panoramic SWAR measurements. Frequency characteristics of SWAR and reflection efficiency have been measured in any broadband. Dependence of frequency characteristics and resonant frequencies on the element structure is shown. The obtained results allow to refine the parameters of the antenna model of electromagnetic radiation with the elements for the REE electromagnetic compatibility.

1 tab. 4 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.317.799

Теоретический анализ резонаторного СВЧ измерительного преобразователя тороидального типа / Ю.Е. Гордиенко, А.Ю. Папченко, А.А. Рябухин // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 113. С. 174 – 179.

Проанализированы методы расчета резонаторных СВЧ измерительных преобразователей. Рассмотрена эффективность вычислительных процедур, основанных на методе частных областей и применении функций Грина в виде разложения по ортонормированным базисам. Исследованы условия и характер сходимости решений систем алгебраических уравнений, полученных для различных способов разбиения резонаторов на частич-

ные области. Приведены сравнительные характеристики и указаны способы экстраполяции для создания эффективных процедур получения точных решений.

Ил. 8. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.317.799

Теоретичний аналіз резонаторного НВЧ вимірювального перетворювача тороїдального типу / Ю.О. Гордієнко, А.Ю. Панченко, А.А. Рябухін // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 174 – 179.

Проаналізовано методи розрахунку резонаторних НВЧ вимірювальних перетворювачів. Розглянута ефективність обчислювальних процедур, оснований на методі часткових областей і застосуванні функцій Гріна у вигляді розкладення за ортонормованими базисами. Досліджені умови і характер збіжності рішень систем алгебраїчних рівнянь, отриманих для різних способів розбиття резонаторів на часткові області. Подані порівняльні характеристики і зазначені способи екстраполяції для створення ефективних процедур отримання точних рішень.

Ил. 8. Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.317.799

Theoretical analysis of a toroidal type microwave resonator transducer / Y.E. Gordienko, A.Y. Panchenko, A.A. Ryabukhin // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 113. P. 174 – 179.

Computational methods of resonator microwave measuring transducers are analyzed. Efficiency of computational procedures based on the partial domain method and Green functions application in the form of expansion in the orthonormalized bases is considered. Conditions and nature of convergence, when solving the algebraic equations systems, obtained for various methods of resonators partitioning into partial domains, are investigated. Comparative characteristics are given and methods of extrapolation for creating the efficient procedures of precise solution derivation are indicated.

8 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.375.82.002

Технологические процессы изготовления печатных плат и подложек микросборок применительно к концепции единой автоматической линии / Н.И. Слипченко, В.Ф. Юзвизин // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 113. С. 180 – 186.

Рассмотрены теоретические и экспериментальные обоснования технологических процессов металлизации печатных плат и микросборок относительно концепции автоматической линии и предложены конструктивные решения автоматической линии для металлизации плоских деталей.

Ил. 8. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.375.82.002

Технологічні процеси виготовлення друкованих плат і підложок мікроборок щодо концепції єдиної автоматичної лінії / Н.І. Слипченко, В.Ф. Юзвішин // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2000. Вип. 113. С. 180 – 186.

Розглянуті теоретичні та експериментальні обґрунтування технологічних процесів металізації друкованих плат і підложок мікроборок щодо концепції автоматичної лінії й запропоновано конструктивні рішення автоматичної лінії для металізації плоских деталей.

Ил. 8. Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.375.82.002

Technological processes of producing the printed boards and microfitting substrates conformably to the concept of the common automatic line / N.I. Slipchenko, V.F. Yuzvyshyn // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2000. N 113. P. 180 – 186.

Theoretical and experimental substantiation of the technological processes of the printed boards and microfitting metallization are considered with respect to the automatic line concept and the automatic line constructive solutions for the plane details metallization are offered.

Fig. 8. Ref.: 3 items.