

баш. 270(1)
р 15

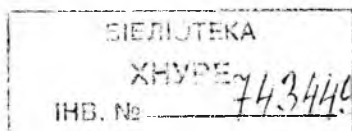
МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

РАДИОТЕХНИКА

**Всеукраинский межведомственный
научно-технический сборник**

Основан в 1965 г.

В Ы П У С К 127



Харківський національний
університет радіоелектроніки

2002

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

Для научных работников, специалистов, преподавателей вузов, аспирантов

Редакционная коллегия: гл. ред., д-р техн. наук, проф. *А.И. Терещенко*, зам. гл. ред., д-р техн. наук, проф. *В.М. Шокало*, секретарь, канд. техн. наук, проф. *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*, член-кор. акад. НАН Украины *И.М. Неклюдов*, д-р физ.-мат. наук, проф. *В.А. Омельченко*, канд. физ.-мат. наук, доц. *А.Г. Пащенко*, 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 техн. наук *К.С. Сундучков*, д-р физ.-мат. наук, проф. *О.А. Третьяков*, д-р техн. наук, проф. *Я.С. Шифрин*, д-р техн. наук, проф. *С.Н. Шостка*

Ответственный за выпуск канд. физ.-мат. наук, доц. *А.Г.Пащенко*

Рекомендовано Ученым советом Харьковского национального университета радиоэлектроники, протокол № 43 от 03.07.2002.

Адрес редакционной коллегии: Украина, 61166 Харьков, просп. Ленина, 14,
Харьковский национальный университет радиоэлектроники (ХНУРЭ), тел. 40-93-97.

Перепечатка и использование материалов в любой
форме возможны только с согласия редакции

© Харківський національний університет
радіоелектроніки, 2002

**ЗБІРНИК НАУКОВИХ ПРАЦЬ
РАДІОТЕХНІКА
Випуск 127**

**СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ
РАДИОТЕХНИКА
Выпуск 127**

Редактор *Л. Н. Денисова*

Підп. до друку 09. 08 2002. Формат 60х90/8.
Папір офсетний. Друк офсетний. Умов. друк. арк. 28,7. Обл. вид. арк. 11,9.
Тираж 300 прим. Зам. № 8/11. Ціна договірна.
Харківський національний університет радіоелектроніки (ХНУРЕ)
Україна, 61166 Харків, просп. Леніна, 14.
Оригінал-макет підготовлено і збірник надруковано у ПФ "Колегіум", тел. (0572) 28-53-74

**МОДЕЛИРОВАНИЕ КРУПНОАПЕРТУРНЫХ РЕКТЕНН КОСМИЧЕСКИХ
ЭНЕРГОСИСТЕМ****3. РАСЧЕТ КПД ВЫПРЯМЛЕНИЯ И СБОРА КРУПНОАПЕРТУРНОЙ РЕКТЕННЫ
ПРИ НЕСООСНОМ РАСПОЛОЖЕНИИ ПЕРЕДАЮЩЕЙ И ПРИЁМНОЙ АПЕРТУР**

Цель данной статьи – определить методику расчета КПД выпрямления и сбора крупноапертурной ректенны при ее осевом смещении относительно апертуры передающей антенны системы беспроводной передачи энергии (БПЭ). Модель крупноапертурной ректенны для расчета КПД выпрямления при соосном расположении передающей радиуса R_1 и приемной радиуса R_2 апертур описана в [1]. Усовершенствуем эту модель для рассматриваемого случая, выявив его особенности с помощью результатов работы [2]. Здесь показано, что для круглых несоосных апертур системы БПЭ распределение поля в раскрыве ректенны определяется следующим соотношением:

$$\bar{E}(\rho) = \bar{e}_t \frac{jR_1 e^{-jkD} e^{-jk \frac{\rho^2 + 2\rho X_0 \cos\varphi + X_0^2}{2D}}}{R_2 \sqrt{X_0^2 + D^2}} \int_0^{\sqrt{2\tau}} F(u) J_0(\sqrt{2\tau} u) \sqrt{\frac{\rho^2 + 2\rho X_0 \cos\varphi + X_0^2}{R_2^2}} u du, \quad (1)$$

где $F(u) = e^{-\nu \tau u^2}$ – поле возбуждения передающей антенны; $\tau = \pi R_1 R_2 / \lambda_0 D$ – число Френеля; $\nu = 0.225$; λ_0 – рабочая длина волны, D – расстояние между апертурами; X_0 – смещение ректенны от соосного положения; φ – азимутальный угол; $J_0(z)$ – функция Бесселя нулевого индекса.

Из выражения (1) видна отличительная особенность случая несоосных апертур – зависимость амплитуды и фазы поля возбуждения ректенны от азимутального угла φ . Это обстоятельство существенно усложняет задачу расчета КПД выпрямления, так как амплитудно-фазовое распределение (АФР) по апертуре ректенны становится несимметричным.

Для наглядности на рис.1 приведен один из возможных вариантов расположения апертуры ректенны относительно поперечного сечения („пятна”) падающего СВЧ-пучка. Следуя

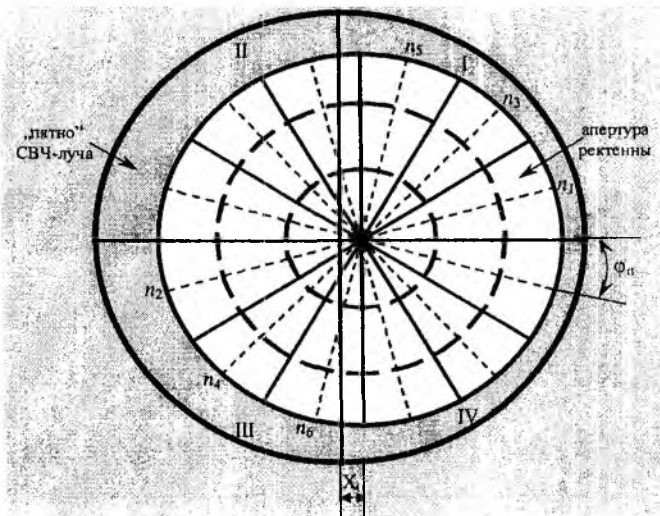


Рис.1

методике [1] апертура ректенны разбита на $N = N_z N_c$ подрешеток приемно-выпрямительных элементов (ПВЭ), где N_z – количество кольцевых зон, N_c – количество равновеликих по площади секторов (на рис.1 $N_z = 3$, $N_c = 12$). При симметричном возбуждении в каждом квадранте имеются рав-

ные по параметрам подрешетки [1]. В рассматриваемом же случае, как следует из рис.1, имеется только две подрешетки, находящиеся в одинаковых условиях возбуждения (в квадрантах I, IV и II, III). Таким образом, при несимметричном АФР количество расчетов увеличивается в два раза.

Дальнейшие усложнения вычислений сопряжены с тем, что для средних углов каждого сектора двух квадрантов (I, III и II, IV) необходимо рассчитать АФР и провести их аппроксимацию. Поскольку такая операция при симметричном возбуждении выполняется всего один раз, то очевидно, что количество расчетов увеличивается еще в $N_c/4$ раз.

Для примера на рис.2 приведены зависимости нормированного амплитудного $F(\rho/R_2)$ и фазового $\Phi(\rho/R_2)$ распределений по апертуре ректенны для трех случаев. В первом (рис.2, а) осью абсцисс является прямая $n_1 n_2$ (рис.1), во втором – прямая $n_3 n_4$, а в третьем – прямая $n_5 n_6$, что соответствует средним углам φ_n секторов I и III квадрантов. Кривые АФР рассчитаны при относительном осевом смещении $X_0=0,4$ для варианта системы БПЭ, описанного в [1]: $R_1=933\lambda_0$, $R_2=1050\lambda_0$, $D=2,45 \cdot 10^6 \lambda_0$, $\tau=1,257$.

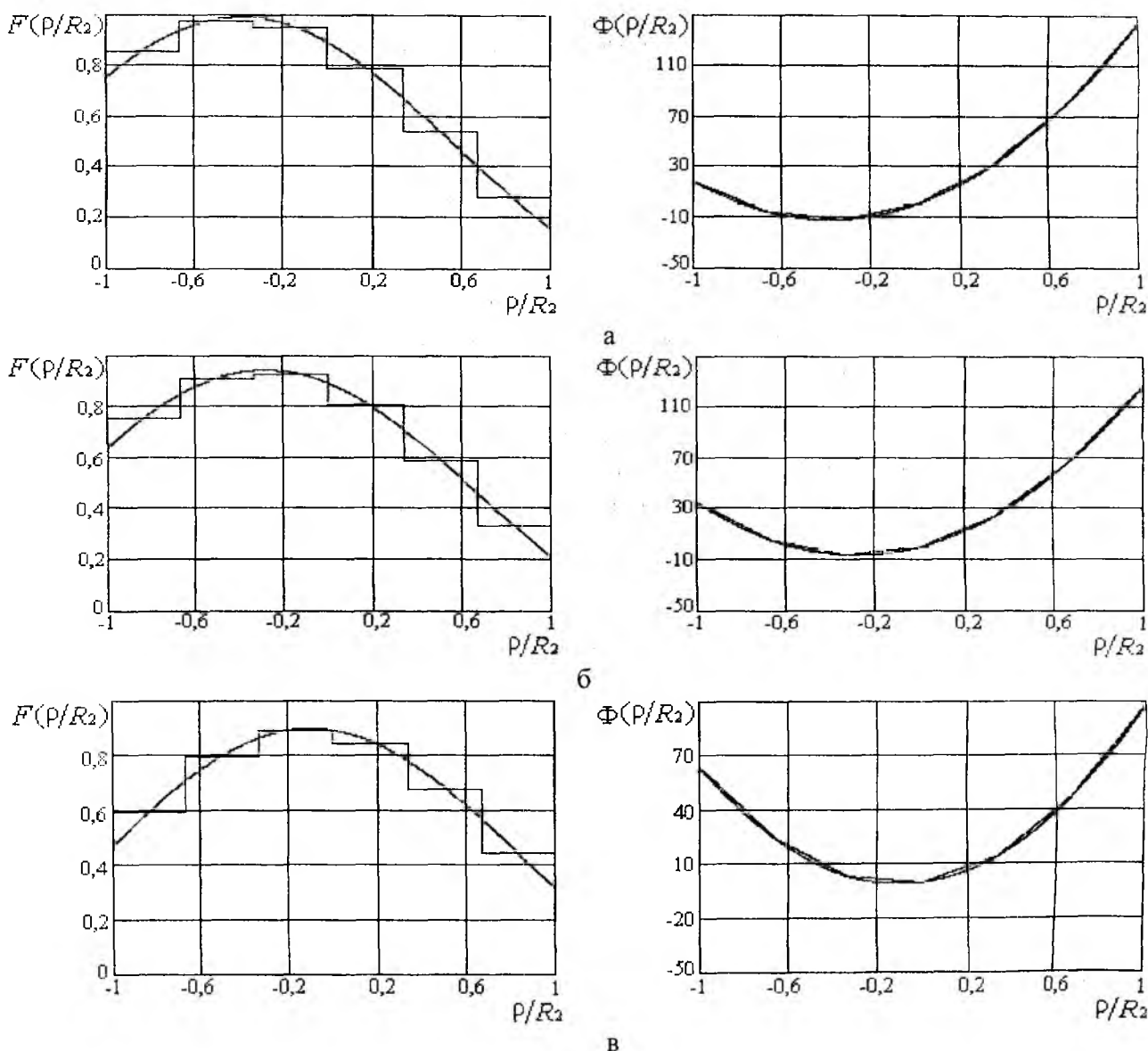


Рис.2

Таким образом, при вычислении КПД выпрямления и сбора необходимо придерживаться следующего алгоритма:

– по методике [1] апертура ректенны разбивается на N_z зон и N_c секторов, границы которых при пересечении образуют $N=N_z N_c$ подрешеток ПВЭ;

– по формуле (1) определяется АФР всех секторов I и III квадрантов при их средних углах φ_n ;

– с учетом рекомендаций [1] проводится аппроксимация АФР (см. рис.2) и вычисляются конкретные значения амплитуды и фазы поля возбуждения всех подрешеток I и III квадрантов;

– выделяется центральный ПВЭ каждой подрешетки, определяются его координаты и все электродинамические и энергетические параметры в предположении, что каждая подрешетка является бесконечной [3];

– выполняется расчет КПД выпрямления η ректенны по формулам

$$\eta = P_{0m} / P_m,$$

$$P_m = 2 \sum_{i=1}^{N_k} M_i (P_{mi}^{(1)} + P_{mi}^{(3)}),$$

$$P_{0m} = 2 \sum_{i=1}^{N_k} M_i (P_{0mi}^{(1)} + P_{0mi}^{(3)}),$$

где $P_{mi}^{(1)}, P_{mi}^{(3)}$ – максимальная СВЧ-мощность, извлекаемая центральным ПВЭ i -той подрешетки, находящейся в I и III квадранте соответственно;

N_k – количество подрешеток в одном квадранте, а M_i – количество ПВЭ, в i -той подрешетке;

$P_{0mi}^{(1)}, P_{0mi}^{(3)}$ – мощность постоянного тока на выходе центрального ПВЭ, находящегося в I и III квадранте подрешетки, при условии его работы на согласованную нагрузку;

– при заданной топологии схемы сбора постоянного тока ректенны по методике работы [4] рассчитывается мощность постоянного тока в нагрузке P_H и КПД сбора

$$\eta_c = P_H / P_0.$$

По указанному алгоритму был проведен сравнительный анализ КПД выпрямления и сбора ректенны при отсутствии и наличии ошибки соосности. Рассматривался тот же пример ректенны, что и в работе [1].

Результаты расчетов входных сопротивлений Z вибраторов ПВЭ [5-8] приведены в табл.1.

Таблица 1

№ Зоны	Обозначение прямой на рис.1	Z, Ом		
		Расчет [1], $X_0=0$	Квадрант I, $X_0=0,4$	Квадрант III, $X_0=0,4$
1	$n_1 n_2$	166,42+j0,057	148,2+j32,634	165,52+j2,8754
	$n_3 n_4$	166,31-j0,2169	162,69+j11,662	166,54-j1,2287
	$n_5 n_6$	165,8+j0,3274	166,19+j0,4854	165,59+j0,24542
2	$n_1 n_2$	173,01-j0,5749	131,43+j52,971	175,39-j36,937
	$n_3 n_4$	170,54-j0,0973	161,56+j23,634	172,52-j15,177
	$n_5 n_6$	168,56-j0,5421	169,56-j0,15961	167,34-j0,85011
3	$n_1 n_2$	185,42-j0,1727	117,22+j68,232	171,75-j77,952
	$n_3 n_4$	179,06-j0,2516	163,87+j34,823	180,13-j30,423
	$n_5 n_6$	172,83+j0,064	171,75-j77,952	171,43-j0,45843

В [1] при $X_0=0$ вибраторы всех подрешеток были настроены в резонанс ($\text{Im } Z \approx 0$). Как следует из табл.1 при $X_0 \neq 0$ реактивное сопротивление вибраторов существенно изменяется по знаку и имеет абсолютное значение десятки Ом. Это обстоятельство (расстройка вибраторов) и приводит к снижению КПД выпрямления и сбора (см. табл.2) как при последовательном $\eta_{\text{с посл}}$, так и при параллельном $\eta_{\text{с пар}}$ соединении ПВЭ.

Таблица 2

$X_0=0$	0	0,4
$\bar{\eta}$, %	84,3	76,9
η , %	88,5	79,5
$\eta_{\text{с посл}}$, %	92,7	88,6
$\eta_{\text{с пар}}$, %	94	84,4
$\eta_{\Sigma \text{ посл}}$, %	69,2	54,2
$\eta_{\Sigma \text{ пар}}$, %	70	51,6

Здесь же в табл.2 приведены рассчитанные по формулам [2] значения КПД перехвата $\bar{\eta}$ и суммарный КПД $\eta_{\Sigma \text{ посл}}$, $\eta_{\Sigma \text{ пар}}$ системы БПЭ. Нетрудно видеть, что несоосное размещение апертур передающей антенны и ректенны существенно ухудшает эффективность системы БПЭ.

Список литературы: 1. Шокало В.М. и др. Моделирование крупноапертурных ректенн космических энергосистем. 1. Модель крупноапертурной ректенны для расчета КПД выпрямления при соосном расположении передающей и приемной апертур и изменяющейся дальности передачи энергии // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 3-10. 2. Шокало В.М. и др. Моделирование крупноапертурных ректенн космических энергосистем. 2. Расчет коэффициента полезного действия перехвата при несоосном расположении передающей и приемной апертур // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 125. С.3-7. 3. Лучанинов А.И. и др. Теоритические и экспериментальные исследования крупноапертурных ректенных решеток // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 106. С. 63-72. 4. В.М. Шокало Анализ и проектирование схем сбора мощности постоянного тока ректенн. Сообщение 1. КПД схем сбора с последовательным и параллельным соединением приемно-выпрямительных элементов по постоянному току ректенн // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1993. Вып. 97. С. 67-73. 5. Лучанинов А.И. и др. Алгоритм анализа эквидистантной решетки ленточных микрополосковых излучателей произвольной геометрии, адаптированный к расчету крупноапертурных антенн с нелинейными элементами. 1. Модель, описание геометрии и система интегральных уравнений для токов ленточных микрополосковых излучателей сложной геометрии в составе бесконечной решетки // Радиотехника: Всеукр.межвед.науч.-техн.сб. 2001. Вып. 117. С. 78-84. 6. Лучанинов А.И. и др. Алгоритм анализа эквидистантной решетки ленточных микрополосковых излучателей произвольной геометрии, адаптированный к расчету крупноапертурных антенн с нелинейными элементами. 2. Решение системы интегральных уравнений // Радиотехника: Всеукр.межвед.науч.-техн.сб. 2001. Вып. 118. С. 3-7. 7. Лучанинов А.И. и др. Алгоритм анализа эквидистантной решетки ленточных микрополосковых излучателей произвольной геометрии, адаптированный к расчету крупноапертурных антенн с нелинейными элементами. 3. Особенности численной реализации алгоритма // Радиотехника: Всеукр.межвед.науч.-техн.сб. 2001. Вып. 119. С. 199-210. 8. Лучанинов А.И. и др. Алгоритм анализа эквидистантной решетки ленточных микрополосковых излучателей произвольной геометрии, адаптированный к расчету крупноапертурных антенн с нелинейными элементами. 4. Результаты решения тестовых задач // Радиотехника: Всеукр.межвед.науч.-техн.сб. 2001. Вып. 120. С. 8-11.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 17.05.2002

ЭФФЕКТЫ БЛИЖНЕЙ ЗОНЫ В ИЗЛУЧЕНИИ ВИБРАТОРНЫХ АНТЕНН ДЛИНОЙ ПОЛТОРЫ ДЛИНЫ ВОЛНЫ

В [1] показано, что область ближних реактивных полей излучения симметричных вибраторных антенн тем меньше, чем ближе длина вибратора к резонансной. На практике вибраторные антенны применяют при их длинах, отличающихся от резонансной. В случае летательных аппаратов и транспортных средств с большим количеством радиоэлектронных средств различного функционального назначения и различных частотных диапазонов возникают проблемы электромагнитной совместимости, которые особенно трудно разрешимы для случая работы на кратных частотах. Поэтому необходимо исследовать особенности эффектов ближней зоны проволочных антенн, работающих на резонансных гармониках. В настоящей статье этот вопрос рассмотрен для вибраторных антенн длиной полторы длины волны.

Значение векторов напряженности электрического и магнитного полей в произвольной точке наблюдения, расположенной на конечном расстоянии от антенны, находим с помощью метода векторного потенциала Герца [2]. Используя известные соотношения векторного анализа, получаем:

$$\dot{E}_R = \frac{kR}{4\pi\omega\epsilon} \int_{-l}^l j(z) \frac{e^{-ikr}}{r^3} \left(\frac{2r\cos\theta}{R} \left(1 + \frac{1}{ikr} \right) - \frac{i}{r} z (\sin\theta)^2 \left(kr + \frac{3}{i} - \frac{3}{kr} \right) \right) dz, \quad (1)$$

$$\dot{E}_\theta = -\frac{kR\sin\theta}{4\pi\omega\epsilon} \int_{-l}^l j(z) \frac{e^{-ikr}}{r^3} \left(\frac{2r}{R} \left(1 + \frac{1}{ikr} \right) - \frac{i}{r} (R - z\cos\theta) \left(kr + \frac{3}{i} - \frac{3}{kr} \right) \right) dz, \quad (2)$$

$$\dot{H}_\varphi = \frac{ikR\sin\theta}{4\pi} \int_{-l}^l j(z) \frac{e^{-ikr}}{r^2} \left(1 + \frac{1}{ikr} \right) dz. \quad (3)$$

Для того чтобы найти точное распределение тока вдоль вибратора, необходимо провести численное решение известного интегрального уравнения Халлена для проволочных антенн конечной длины при условии, что $(ka)^2 \ll 1$ (a – радиус антенны):

$$\int_{-l}^l j_z(z') \frac{e^{-ikr}}{r} dz' = -i \frac{(C_1 \cos(kz) + C_2 \cos(k|z|))}{Z_0}. \quad (4)$$

Здесь: z' – координата на поверхности вибратора; C_1, C_2 – константы, определенные в [3]; $Z_0 = 120\pi$ Ом-волновое сопротивление свободного пространства:

$$a = 0,002\lambda; \text{ радиус антенны } r = \sqrt{(z - z')^2 + a^2}. \quad (5)$$

Разработана компьютерная программа, позволяющая по приведенным выше формулам рассчитывать мощность электромагнитного излучения, а также амплитудные и фазовые характеристики векторов напряженности электрического и магнитного полей в зависимости от координат точки наблюдения. Расчеты проведены как при изменении расстояния от антенны до точки наблюдения при $\theta=90^\circ$, т.е. в направлении главного максимума диаграммы направленности, так и в зависимости от угловых координат на разных расстояниях.

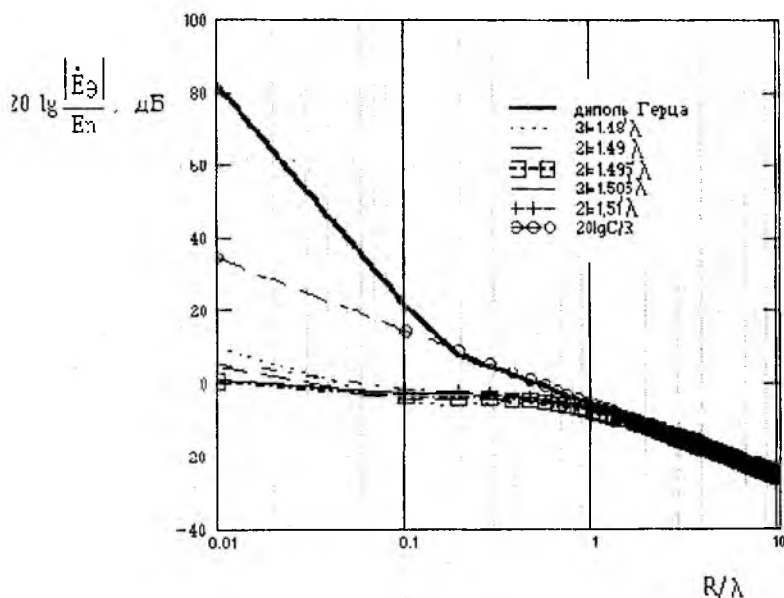


Рис. 1

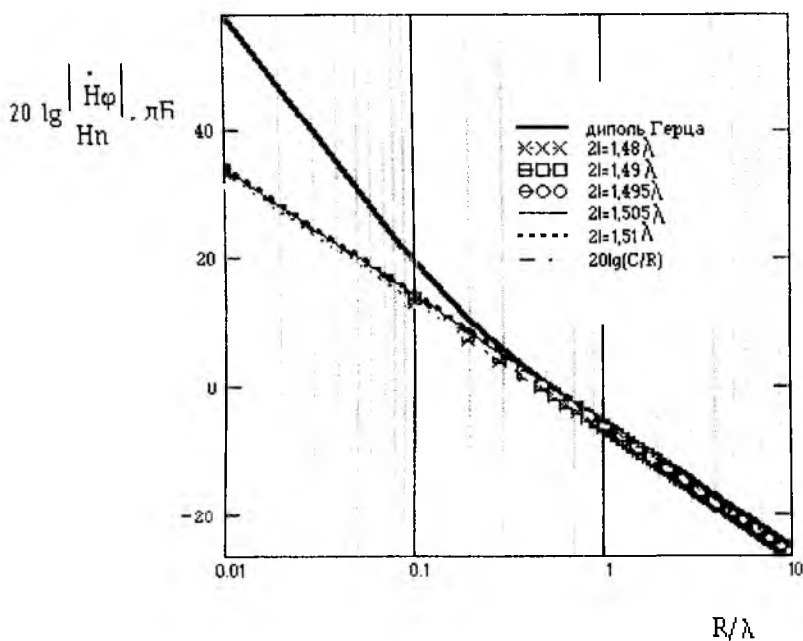


Рис. 2

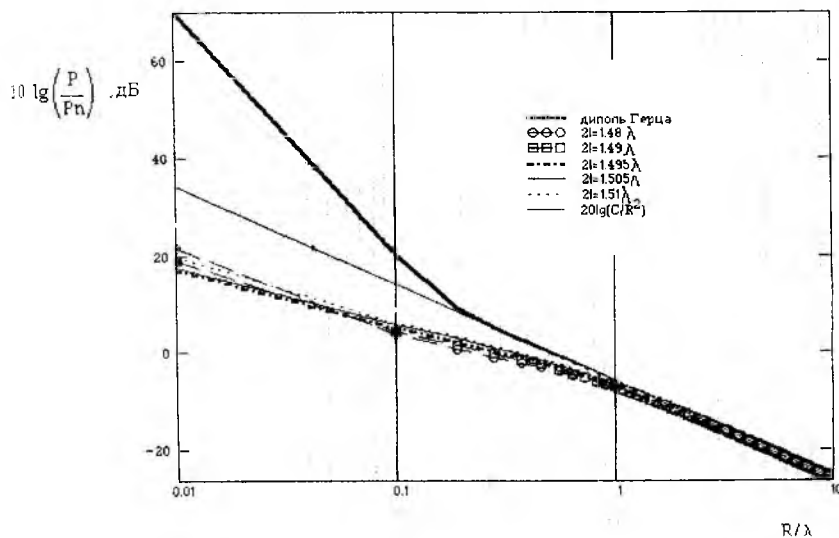


Рис. 3

На рис. 1-3 представлены зависимости относительных амплитуд векторов $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ и мощности излучения от расстояния от антенны. Расчетные величины пронормированы к их значениям E_n, H_n в точке с координатами $R=\lambda, \theta=90^\circ$. Здесь же для сравнения приведены такие же зависимости для диполя Герца [4,5] и зависимости $20\lg(C/(R/\lambda))$ для амплитуд и мощности поля, характерные для дальней зоны наблюдения. Константа C соответствует значению амплитуд полей $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ и мощности излучения диполя Герца в точке наблюдения $R/\lambda=1$ [1].

Расчеты проведены в предположении, что амплитудное распределение тока в антенне подчиняется синусоидальному закону [2]

$$A(z) = \frac{\sin k(l - |z|)}{\sin kl}, \quad (6)$$

так и при его строгих значениях, полученных из решения интегрального уравнения (4). Длины вибраторов изменялись от 1,48 до 1,51 длины волны, а толщина для определенности принята равной $a=0,002\lambda$. Расчеты по строгой теории и по приближенному амплитудному распределению в виде (6) совпали с графической точностью. Из рис. 1-3 видно, что амплитуды полей $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ и излучаемая мощность при длине вибратора около $1,5\lambda$ изменяются при изменении расстояния от вибратора до точки наблюдения так же, как и для полуволнового вибратора [1]. В частности, скорость их увеличения при уменьшении R/λ много меньше,

чем для диполя Герца и электрически коротких вибраторов [4,5]. Минимальная скорость увеличения амплитуды по мере приближения к излучателю наблюдается, как и в случае полуволновых вибраторов, для вектора напряженности электрического поля. При резонансной длине излучателя в ближней и промежуточной зонах излучения амплитуды вектора E изменяются весьма незначительно. Из сравнения с расчетами для полуволнового вибратора [1] следует, что в случае вибратора длиной $1,5\lambda$ скорость увеличения амплитуды поля E при уменьшении R несколько меньше. Характерная для дальней зоны зависимость амплитуды E от R вида $1/R$ имеет место при $R \geq \lambda$, как и для полуволнового вибратора. Увеличение амплитуды вектора напряженности магнитного поля полутораволнового вибратора при уменьшении R имеет такой же характер, как и полуволнового, причем, ее зависимость от R принимает вид $1/R$ на расстоянии, меньшем этого расстояния для вектора E . Таким образом, при определении амплитуд E и H – полей и мощности излучения полутораволнового вибратора в главном максимуме диаграммы направленности расстоянием дальней зоны можно считать $R_{дз} = \lambda$, как и для полуволнового вибратора.

В [5] показано, что для определения границ ближней, промежуточной и дальней зон проволочных антенн удобно использовать в качестве критерия разность фаз поперечных составляющих электрического и магнитного полей. Применим этот критерий к проволочным антеннам длиной $1,5\lambda$. Расчеты разности фаз поперечных компонент поля E_θ и H_ϕ при амплитудно – фазовом распределении тока вида (6) для случая, когда длина антенны изменяется от $1,49$ до $1,51$ длины волны, представлены на рис.4.

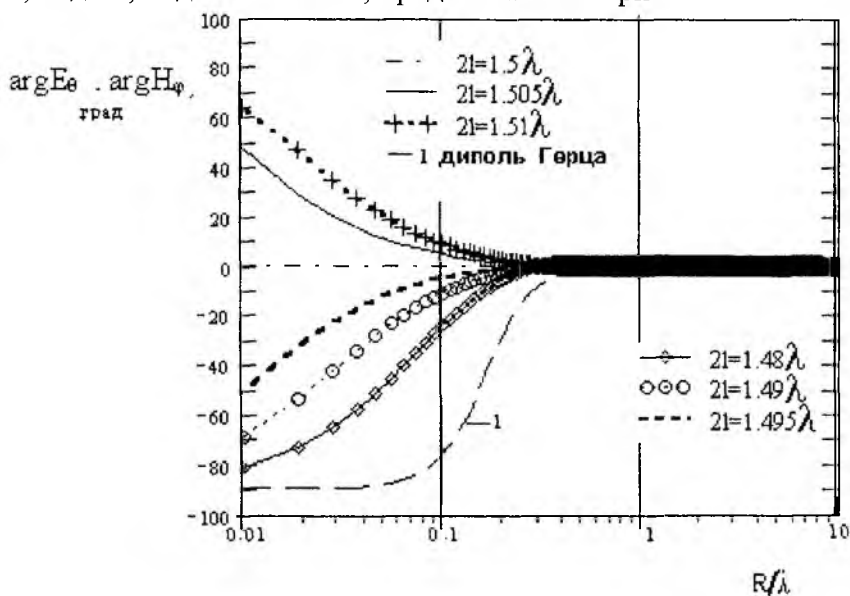


Рис. 4

В этом случае резонансная длина вибратора в точности равна $1,5$ длины волны. Сравнивая результаты расчетов с приведенными в [4,5] для коротких проволочных антенн, видим, что в случае дорезонансных проволочных антенн зависимость разности фаз поперечных компонент поля от расстояния аналогична случаю диполя Герца, причем, тем ближе к этому случаю, чем меньше длина вибратора. По мере увеличения длины вибратора и приближении ее к резонансной разность фаз близка к 90° на меньших расстояниях от антенны и в случае резонансной антенны разность фаз равна нулю при всех рассчитанных расстояниях. Отсюда следует важный вывод, что протяженность области ближних реактивных полей тем меньше, чем ближе длина излучателя к его резонансному значению. Из рис. 4 видно, что в этом случае разность фаз компонент E_θ и H_ϕ стремится к значению $+90^\circ$, причем, на тем больших расстояниях, чем больше отличается длина вибратора от резонансного значения. Вывод о том, что в случае резонансной антенны длиной $L_{\text{вибр.}} = 0,5\lambda$ протяженность области ближних

реактивных полей уменьшается [1], подтверждается также и для случая второго резонанса, т.е. при $L_{\text{вибр.}}=1,5\lambda$. Так как этот вывод получен из приближенного решения задачи об излучении проволочных антенн [2], его необходимо проверить более строгим решением задачи. Поэтому такие же расчеты были проведены и для случая, когда амплитудно – фазовое распределение тока находилось по строгой теории из решения интегрального уравнения (4). В этих расчетах, результаты которых представлены на рис. 5 , толщина вибратора – a принята равной $0,002\lambda$, т.е. они выполнены с учетом эффекта укорочения вибраторной антенны.

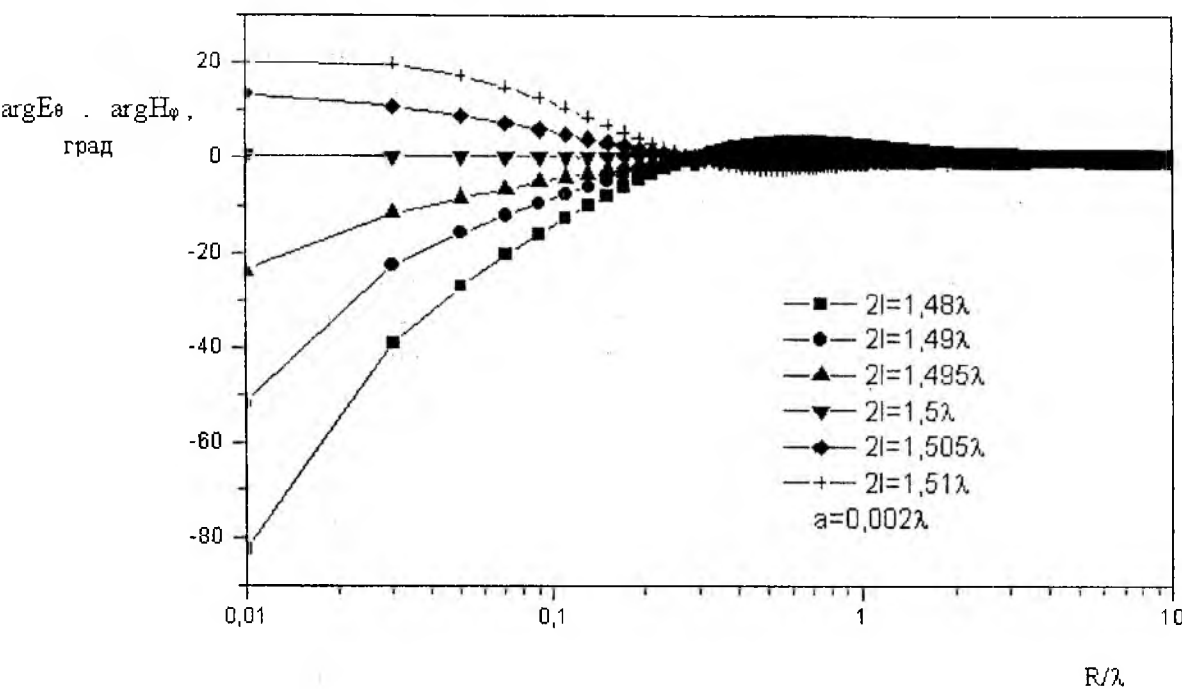


Рис. 5

Из рис.5 видно, что полученный из приближенной теории вывод об уменьшении области ближних реактивных полей антенны по мере приближении ее длины к резонансному значению строгая теория подтверждает. Однако некоторое отличие строгой теории от приближенной видно при длинах вибраторов, близких к резонансным. В частности, по приближенной теории на расстоянии от антенны $R=0,01\lambda$ разность фаз полей близка к 70° для вибраторов с длинами $L_{\text{вибр.}} = 1,51\lambda$ (рис. 4), а по строгой теории разность фаз полей составляет 20° (рис.5).

Для вибратора длиной $1,5\lambda$ имеют место такие же эффекты, как и для резонансного вибратора длиной $0,5\lambda$ [1]: точного равенства нулю разности фаз $\arg E_{\theta} - \arg H_{\phi} = 0$ для $L_{\text{вибр.}}=1,5\lambda$ (как и для случая $L_{\text{вибр.}}= 0,5\lambda$) по строгой теории не наблюдается для расстояний, меньших $0,25\lambda$. Для вибратора, длина которого примерно на 5% меньше $1,5\lambda$, разность фаз поперечных компонент меньше нуля и монотонно возрастает при уменьшении R/λ (в случае $L_{\text{вибр.}}=1,495\lambda$ $\Delta\varphi = - 24^{\circ}$ при $R=0,01\lambda$). Для вибратора, длина которого на столько же больше, чем $1,5\lambda$, разность фаз положительна и увеличивается по модулю при уменьшении R/λ , правда, с несколько меньшей скоростью (при $R=0,01\lambda$ $\Delta\varphi=13^{\circ}$).

Анализ зависимостей амплитуд поперечных компонент поля E_{θ} и H_{ϕ} полутораволнового вибратора от угла θ показал, что для расстояний $1,5$ и 5 длин волн они практически совпадают и соответствуют диаграмме направленности антенны. Зависимости относительных значений продольной компоненты поля E_R от угла θ совпадают для расстояний, больших длины волны. Таким образом, диаграмма направленности резонансного полутораволнового вибратора формируется на расстоянии, равном $1,5$ длины волны.

Таким образом, на основе детального компьютерного анализа амплитудных и фазовых характеристик векторов напряженности электрического и магнитного полей в ближней и промежуточной зонах наблюдения проволочных антенн, длина которых составляет примерно полторы длины волны, показано, что протяженность области ближних реактивных полей тем меньше, чем ближе длина антенны к ее резонансному значению. Диаграмма направленности полутораволнового вибратора формируется на расстояниях, больших $1,5$ длины волны, т.е. в три раза меньших классического расстояния дальней зоны $4,5\lambda$.

Список литературы: 1. Горобец Н.Н., Цехмистро Р.И. Эффекты ближней зоны резонансных проволочных антенн // Вісник Харк. нац. ун-ту . Радіофізика та електроніка. 2001. № 513. С.112-118. 2. Шубарин Ю.В. Антенны сверхвысоких частот. Харьков: Изд-во Харьк. ун – та. 1960. 284с. 3. Миттра Р. Вычислительные методы в электродинамике. М.: Мир, 1977. 487с. 4. Горобец Н.Н. Особенности волновых процессов в ближней зоне датчиков электрического и магнитного поля. В кн.: “Методы и средства измерения в области электромагнитной совместимости. Труды III Республиканской НТК ”, Винница. 1991. С. 95-100. 5. Горобец Н.Н., Цехмистро Р.И. Характеристики электромагнитного поля коротких проволочных вибраторных антенн в ближней зоне // Вісник Харк. нац. ун-ту. Радіофізика та електроніка. 2000. № 467. С. 62 – 66.

*Харьковский национальный университет
им. В.Н. Каразина*

Поступила в редколлегию 24.05.2002

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА ЗАДАЧИ РИМАНА-ГИЛЬБЕРТА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ РАССЕЯНИЯ ВОЛН НА СИСТЕМЕ ИЗ ИМПЕДАНСНЫХ ПЛОСКИХ УГЛОВЫХ СЕКТОРОВ

Плоский угловой сектор является одной из базовых структур, которые входят в качестве элементов в широкий класс рассеивателей. Интерес к исследованию волн на плоском угловом секторе вызван, в частности, и тем, что такая структура обладает широкополосными свойствами и служит моделью микрополосковой и щелевой линейно расширяющейся антенны [1,2]. В ряде работ [3-5] получены решения задачи дифракции электромагнитных волн на идеально проводящем плоском угловом секторе различными методами и изучены дифракционные эффекты, обусловленные вершиной сектора. В последнее время повысился интерес к изучению рассеивающих свойств экранов с покрытием, что значительно расширяет рамки применения этих структур. В связи с чем и возникла необходимость решения электродинамических задач для экранов с поверхностным импедансом [6]. В [7] предложен подход для решения скалярной задачи дифракции волн для экранов с импедансными граничными условиями. Суть этого подхода заключается в сведении третьей и четвертой трехмерных краевых задач математической физики для волнового уравнения с краевыми условиями на плоской решетке из нерегулярных лент (угловых секторов) к сингулярным интегральным уравнениям, решение которых может быть получено только численно. Метод задачи Римана-Гильберта относится к эффективным методам, используемым при решении задач дифракции электромагнитных волн [8]. На его основе построены численно-аналитические методы решения граничных электродинамических задач для идеально проводящих одномерных, двумерных и трехмерных структур [9-13] и получены аналитические решения для некоторых их частных случаев. Авторам работ [14,15] удалось применить метод задачи Римана-Гильберта к решению дифракции электромагнитных волн на одномерных и двумерных неидеально проводящих экранах и свести электродинамическую задачу к системе линейных алгебраических уравнений второго рода (СЛАУ-2), решение которой может быть получено как аналитически, так и численно.

Цель данной работы – построить численно-аналитический подход на основе использования метода задачи Римана-Гильберта для исследования задачи рассеяния волн на трехмерной импедансной нерегулярной структуре (системе плоских угловых секторов) и найти ее аналитическое решение.

Постановка задачи

Периодическая система Σ из N неограниченных плоских угловых секторов расположена в плоскости XOY декартовой прямоугольной системы координат, причем, положительная полуось оси абсцисс является осью одной из щелей. Период системы $l = 2\pi/N$, ширина каждого сектора α и ширина щелей $d = l - \alpha$ равны величинам двугранных углов, которые образованы плоскостями, проходящими через ось OZ и ребра секторов. Источник сферических волн, поле которого меняется по гармоническому закону, расположен в точке $B(\vec{r}_0)$. Требуется найти скалярную функцию (потенциал) $v(\vec{r})$, удовлетворяющую:

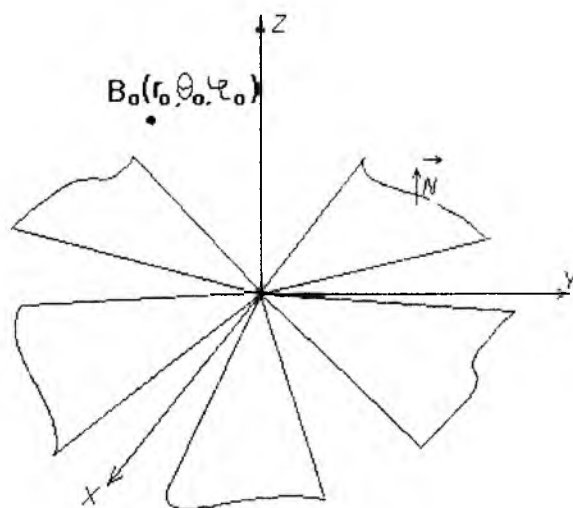


Рис. 1

1) уравнению Гельмгольца $(\Delta - q^2)v = 0$, $q > 0$, всюду вне конуса и источника;

2) краевому условию на секторах $\left(\hat{\xi} v + \frac{\partial v}{\partial n} \right) \Big|_{\Sigma} = 0$, $\hat{\xi} = \hat{\xi}(\bar{r})$, (1)

$$\frac{\partial v}{\partial n} \Big|_{\Sigma^+} = \frac{\partial v}{\partial n} \Big|_{\Sigma^-}, \quad (2)$$

где Σ^+ и Σ^- соответствуют стороне сектора при $z > 0$ и $z < 0$;

3) условию

$$\int_{\Omega} (|v|^2 + |\nabla v|^2) d\bar{r} < \infty;$$

4) принципу предельного поглощения.

Задача в такой постановке имеет единственное решение [16,17].

Введем сферическую систему координат r, θ, φ с началом в центре периодической структуры (точка соприкосновения вершин секторов), $\bar{r} = (r, \theta, \varphi)$, $\bar{r}_0 = (r_0, \theta_0, \varphi_0)$. В данной системе координат рассматриваемая структура Σ определяется уравнением $\theta = \pi/2$, а краевые условия (1), (2) принимают вид ($\vec{n} = -\vec{e}_\theta$)

$$\left(\hat{\xi} v - \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} \right) \Big|_{\Sigma} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial \theta} \Big|_{\Sigma^+} = \frac{\partial v}{\partial \theta} \Big|_{\Sigma^-}. \quad (4)$$

Предположим, что $\hat{\xi} = \frac{1}{r} \cdot \zeta$, $\zeta = const.$; тогда из (3) следует

$$\left(\xi v - \frac{\partial v}{\partial \theta} \right) \Big|_{\Sigma} = 0. \quad (5)$$

Метод решения СЛАУ-2

Неизвестный потенциал v ищем в виде

$$v = v_0 + v_1, \quad (6)$$

где v_0 соответствует полю источника

$$v_0 = \frac{p_0}{r_0} \cdot \frac{e^{-qR}}{R}, \quad R = |\bar{r} - \bar{r}_0|, \quad p_0 = const., \quad (7)$$

а потенциал v_1 обусловлен присутствием периодической структуры.

Для решения краевой задачи используем интегральные преобразования Конторовича-Лебедева

$$\hat{f}(\tau) = \int_0^{+\infty} f(r) \frac{K_{it}(qr)}{\sqrt{r}} dr, \quad (8)$$

$$f(r) = \frac{2}{\pi^2} \int_0^{+\infty} \tau sh \pi \tau \hat{f}(\tau) \frac{K_{it}(qr)}{\sqrt{r}} d\tau, \quad (9)$$

где $K_\mu(qr)$ – функция Макдональда. Принимая во внимание представление для v_0 (7)

$$v_0 = \frac{2}{\pi^2} \int_0^{+\infty} \tau sh \pi \tau \cdot \hat{v}_0 \cdot \frac{K_{it}(qr)}{\sqrt{r}} d\tau, \quad (10)$$

$$\hat{v}_0 = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} a_{m\tau} \hat{V}_{m\tau}^{(0)} e^{im\varphi},$$

$$V_{m\tau}^{(0)}(\theta, \theta_0) = \begin{cases} P_{-1/2+i\tau}^m(\cos\theta) P_{-1/2+i\tau}^m(-\cos\theta_0), \theta < \theta_0, \\ P_{-1/2+i\tau}^m(-\cos\theta) P_{-1/2+i\tau}^m(\cos\theta_0), \theta_0 < \theta, \end{cases}$$

$$a_{m\tau} = \frac{p_0}{4r_0} e^{-im\varphi_0} (-1)^m \cdot \frac{1}{ch\pi\tau} \frac{K_{i\tau}(qr_0)}{\sqrt{r_0}} \cdot \frac{\Gamma(\frac{1}{2}-m+i\tau)}{\Gamma(\frac{1}{2}+m+i\tau)},$$

ищем неизвестный потенциал v_1 в виде интеграла Лебедева-Конторовича (8), (9)

$$v_1 = \frac{2}{\pi^2} \int_0^{+\infty} \tau sh\pi\tau \cdot \hat{v}_1 \frac{K_{i\tau}(qr)}{\sqrt{r}} d\tau, \quad (11)$$

$$\hat{v}_1 = - \sum_{m=-\infty}^{+\infty} a_{m\tau}^{(0)} P_{-1/2+i\tau}^m \hat{V}_{m\tau}^{(1)}(\theta, \varphi),$$

$$\hat{V}_{m\tau}^{(1)} = \begin{cases} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \hat{\alpha}_{m,n+m_0}(\tau) P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(\cos\theta) \cdot e^{i(nN+m)\varphi}, 0 < \theta < \pi/2, \\ \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \hat{\beta}_{m,n+m_0}(\tau) P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(-\cos\theta) \cdot e^{i(nN+m)\varphi}, \pi/2 < \theta < \pi. \end{cases} \quad (12)$$

Используя (1), (2), (10), непрерывность частных производных v_1 в щели и учитывая соотношения

$$\frac{d}{d\theta} P_{-1/2+i\tau}(-\cos\theta) \Big|_{\theta=\pi/2} = - \frac{d}{d\theta} P_{-1/2+i\tau}(\cos\theta) \Big|_{\theta=\pi/2},$$

получаем связь между коэффициентами $\hat{\alpha}_{m,n+m_0}$ и $\hat{\beta}_{m,n+m_0}$, а также функциональное уравнение, определенное на секторах

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left\{ \zeta P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(0) - \frac{d}{d\theta} P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(\cos\theta) \Big|_{\theta=\pi/2} \right\} \alpha_{m,n+m_0} e^{inN\varphi} = h_{i\tau}^m(\zeta), \quad (13)$$

$$h_{i\tau}^M(\zeta) = \zeta P_{-1/2+i\tau}^M(0) + \frac{d}{d\theta} P_{-1/2+i\tau}^M(\cos\theta) \Big|_{\theta=\pi/2}.$$

Другое функциональное уравнение получим из условия непрерывности функции v_1 в щелях

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \alpha_{m,n+m_0} P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(0) e^{inN\varphi} = 0. \quad (14)$$

Введем коэффициенты $z_n^{(m_0)}$ и ε_n

$$z_n^{(m_0)} = (-1)^{n-m_0} \frac{|n|}{n} (1-\varepsilon_n) \hat{\alpha}_{m,n} \frac{d}{d\theta} P_{-1/2+i\tau}^{(n+v)N}(\cos\theta) \Big|_{\theta=\pi/2}, \quad (15)$$

$$\frac{1}{N(n+v)} \frac{|n|}{n} (1-\varepsilon_n) =$$

$$= \frac{1}{\pi} (-1)^{(n+v)N} ch\pi\tau \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2} + (n+v)N + i\tau\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{2} - (n+v)N + i\tau\right)} \frac{1}{\left[\frac{d}{d\theta} P_{-1/2+i\tau}^{(n+v)N}(\cos\theta) \Big|_{\theta=\pi/2} \right]^2}. \quad (16)$$

Для ε_n , определенного в (16), имеет место оценка при $N(n+v) \gg 1$

$$\varepsilon_n = O\left(\frac{1}{N^2(n+\nu)^2}\right).$$

В результате уравнения (13), (14) соответственно принимают вид

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{|n|}{n} z_n^{(m_0)} e^{in\psi} = f(\psi), \quad |\psi| < \delta, \quad (17)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} z_n^{(m_0)} e^{in\psi} = 0, \quad \delta < |\psi| \leq \pi \quad (18)$$

с дополнительным условием

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{(-1)^n}{N(n+\nu)} z_n^{(m_0)} = 0, \quad (19)$$

где $\delta = \frac{l-d}{l}$, $f(\psi)$ – заданная 2π -периодическая функция:

$$f(\psi) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} f_n e^{in\psi},$$

$$f_n(\zeta) = \left[\zeta \cdot \frac{1}{N(n+\nu)} + \frac{|n|}{n} \hat{\varepsilon}_n \right] z_n^{(m_0)} - h_{\text{tr}}^{(n+\nu)N}(\zeta) \delta_n^{m_0},$$

$$\hat{\varepsilon}_n = \frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_n - 1}.$$

Система парных функциональных уравнений (17)-(19) образует задачу Римана-Гильберта об определении аналитической функции комплексного переменного по ее предельным значениям на некотором контуре. Используя метод, предложенный в [8-10], приходим к системе линейных алгебраических уравнений второго рода относительно неизвестных коэффициентов $z_n^{(m_0)}$

$$z_s^{(m_0)} = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} A_{sp} z_p^{(m_0)} + B_s^{(m_0)}, \quad s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (20)$$

где

$$A_{sn} = \left[\frac{|n|}{n} \hat{\varepsilon}_n + \zeta \cdot \frac{1}{N(n+\nu)} \right] V_{s-1}^{n-1}(u) + P_s(u) \delta_n^0,$$

$$B_s^{(n)} = h_{\text{tr}}^{(n+\nu)N}(\zeta) V_{s-1}^{n-1}(u), \quad u = \cos \delta,$$

$$V_{s-1}^{n-1}(u) = \begin{cases} \frac{1}{2} \sum_{p=0}^n \rho_{n-p}(u) P_{p-s}(u), & 1 \leq n; \\ \frac{1}{2} [P_{s-1}(u) - P_s(u)], & n = 0; \\ -\frac{1}{2} \sum_{p=0}^{-n} \rho_{-n-p}(u) P_{p+s}(u), & n < 0; \end{cases}$$

$$\rho_0(u) = 1, \rho_1(u) = -u; \rho_n(u) = P_n(u) - 2nP_{n-1}(u) + P_{n-2}(u), \quad 2 \leq n,$$

$P_n(u)$ – полиномы Лежандра. Поскольку (20) превращается в тождество при $s = 0$, найдем уравнение для определения $z_n^{(m_0)}$, воспользовавшись дополнительным условием (19)

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{(-1)^n}{N(n+v)} z_n^{(m_0)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{(-1)^n}{N(n+v)} \dots \} = 0. \quad (21)$$

Введем в рассмотрение функции

$$W_v^{s-1}(u) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{(-1)^n}{n+v} V_{n-1}^{s-1}(u), R_v(u) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{n+v} P_n(u),$$

которые вычислены в [9]. Тогда (21) приобретает вид

$$M_v(u) z_0^{(m_0)} = -h_{ir}^{(m_0+v)N}(\zeta) W^{m_0}(u) - \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \left[\frac{|p|}{p} \hat{\varepsilon}_p + \zeta \cdot \frac{1}{N(p+v)} \right] W^p(u) z_p^{(m_0)}, \quad (22)$$

$$M_v(u) = \frac{1}{v} \cdot \frac{2P_{v-1}(u)}{P_v(u) + P_{v-1}(u)}.$$

Таким образом, исходная краевая задача сведена к решению системы линейных алгебраических уравнений второго рода (20), (22), которая эквивалентна парным интегральным уравнениям первого рода (13), (14) относительно искомых коэффициентов.

Требования выполнения условия 3 в постановке задачи накладывает на коэффициенты $z_n^{(m_0)}$ условия их принадлежности гильбертову пространству $l^2\left(\frac{1}{1+|n|}\right)$ с нормой

$$\|z\|^2 = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{|z_n^{(m_0)}|^2}{1+|n|} < \infty.$$

Для обоснования разрешимости СЛАУ-2 оценим норму матричного оператора $\hat{A}$ системы (20) по норме рассматриваемого гильбертова пространства, в котором $\hat{A}$ определяется матрицей $\{A_{sp}\}_{s,p=-\infty}^{+\infty}$. Используя оценки для функций $V_{n-1}^{p-1}(u)$ [9]

$$|V_{n-1}^{p-1}(u)| < \begin{cases} C_1 \sqrt{1-u^2} \ln(1+|p|), p \neq 0, p \neq n; \\ \sqrt{1-u}, n \neq 0, p = 0; \\ \frac{1-u}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{1-u^2} \ln(1+|p|), p \neq 0, n = p, \end{cases}$$

а также их поведение при $n \gg 1, s \gg 1$,

$$V_{n-1}^{s-1}(u) = \frac{1}{\pi \sqrt{s}} \cdot \frac{\sqrt{n}}{n-s} \cdot \sin(n-s) \delta \cdot \left[1 + O\left(\frac{1}{|n|} + \frac{1}{|s|}\right) \right],$$

закключаем, что оператор $\hat{A}$ ограничен по норме $l^2\left(\frac{1}{1+|n|}\right)$ и является вполне непрерывным

в этом пространстве [18]. Поэтому решение СЛАУ-2 (20), (22) для произвольных параметров задачи может быть получено методом редукции, смысл которого состоит в замене бесконечной системы конечной системой из M уравнений с M неизвестными и оценки погрешности такого приближения [18]. В частном случае полупрозрачной структуры, когда число щелей велико и их ширина мала по сравнению с периодом l , узких щелей, узких секторов оператор $\hat{A}$ является сжимающим (его норма меньше единицы) и для решения СЛАУ-2 можно использовать метод последовательных приближений (итераций) [18]. Применение этого метода дает возможность найти аналитическое решение исходной краевой задачи, провести его анализ и изучить влияние щелей и поверхностного импеданса.

В случае полупрозрачной структуры, которая определяется существование предела

$$\lim_{\substack{N \rightarrow +\infty \\ d/l \rightarrow 0}} \left[-\frac{1}{N} \ln \sin \frac{\pi d}{2l} \right] = Q > 0,$$

потенциал v_1 (11), (12) имеет вид ($0 < \theta_0 < \pi/2$)

$$v_1 = \frac{Qp}{\pi^2 r_0} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} (-1)^m e^{im(\varphi-\varphi_0)} \int_0^{+\infty} \tau i h \pi \tau \frac{K_{i\tau}(qr_0)}{\sqrt{r_0}} \frac{K_{i\tau}(qr)}{\sqrt{r}} \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2}-m+i\tau\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{2}+m+i\tau\right)} \frac{C_{i\tau}^m(\zeta)}{\Phi_{i\tau}^{(m)}(\zeta)+2Q} \times \\ \times P_{-1/2+i\tau}^m(\cos\theta_0) P_{-1/2+i\tau}^m(\cos\theta) d\tau, \quad 0 < \theta < \pi/2, \quad (23)$$

$$\Phi_{i\tau}^{(m)}(\zeta) = \frac{P_{-1/2+i\tau}^m(0)}{\frac{d}{d\theta} P_{-1/2+i\tau}^m(\cos\theta) \Big|_{\theta=\pi/2} - \zeta P_{-1/2+i\tau}^m(0)}, \\ C_{i\tau}^m(\zeta) = \frac{\frac{d}{d\theta} P_{-1/2+i\tau}^m(\cos\theta) \Big|_{\theta=\pi/2} + \zeta P_{-1/2+i\tau}^m(0)}{\frac{d}{d\theta} P_{-1/2+i\tau}^m(\cos\theta) \Big|_{\theta=\pi/2} - \zeta P_{-1/2+i\tau}^m(0)}.$$

Аналогичное представление имеет место и для $\pi/2 < \theta < \pi$. В случае расположения источника на оси OZ ($\theta_0 = 0, m = 0$) (23) упрощается и приобретает следующий вид:

$$v_1 = \frac{Qp}{\pi^2 r_0} \int_0^{+\infty} \tau i h \pi \tau \frac{K_{i\tau}(qr_0)}{\sqrt{r_0}} \frac{K_{i\tau}(qr)}{\sqrt{r}} \frac{C_{i\tau}(\zeta)}{\Phi_{i\tau}(\zeta)+2Q} P_{-1/2+i\tau}(\cos\theta) d\tau, \quad 0 < \theta < \pi/2, \\ \Phi_{i\tau}(\zeta) = \Phi_{i\tau}^{(m)}(\zeta) \Big|_{m=0}, \quad C_{i\tau}(\zeta) = C_{i\tau}^m(\zeta) \Big|_{m=0}.$$

Формальный переход к пределу при $Q \rightarrow +\infty$ в правой части (23) приводит к выражению для v_1 в случае импедансной плоскости

$$v_1 = \frac{P}{2\pi^2 r_0} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} (-1)^m e^{im(\varphi-\varphi_0)} \int_0^{+\infty} \tau i h \pi \tau \frac{K_{i\tau}(qr_0)}{\sqrt{r_0}} \frac{K_{i\tau}(qr)}{\sqrt{r}} \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2}-m+i\tau\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{2}+m+i\tau\right)} C_{i\tau}^m(\zeta) \times \\ \times P_{-1/2+i\tau}^m(\cos\theta_0) P_{-1/2+i\tau}^m(\cos\theta) d\tau, \quad 0 < \theta < \pi/2.$$

Полагая в (23) $\zeta = 0$, что соответствует решению второй краевой задачи для уравнения Гельмгольца, получаем представление для v_1 в предельном случае полупрозрачной структуры из идеально проводящих плоских угловых секторов [19]

$$v_1 = \frac{Qp}{\pi^2 r_0} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} (-1)^m e^{im(\varphi-\varphi_0)} \int_0^{+\infty} \tau i h \pi \tau \frac{K_{i\tau}(qr_0)}{\sqrt{r_0}} \frac{K_{i\tau}(qr)}{\sqrt{r}} \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2}-m+i\tau\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{2}+m+i\tau\right)} \times \\ \times \frac{\frac{d}{d\theta} P_{-1/2+i\tau}^m(\cos\theta) \Big|_{\theta=\pi/2}}{P_{-1/2+i\tau}^m(0) + 2Q \frac{d}{d\theta} P_{-1/2+i\tau}^m(\cos\theta) \Big|_{\theta=\pi/2}} P_{-1/2+i\tau}^m(\cos\theta_0) P_{-1/2+i\tau}^m(\cos\theta) d\tau, \quad 0 < \theta < \pi/2.$$

Таким образом, в данной работе впервые предложен подход для решения задач рассеяния волн на системе плоских угловых импедансных секторов, основанный на использовании интегрального преобразования Канторовича-Лебедева и метода задачи Римана-Гильберта. Показано, что третья краевая задача математической физики для трехмерного уравнения Гельмгольца с дополнительным условием на секторах эквивалентна решению системы линейных алгебраических уравнений второго рода относительно коэффициентов Фурье искомого потенциала. Обоснована разрешимость этой системы, а также применение методов редукции и итераций для нахождения ее решения. В предельном случае полупрозрачной структуры получено аналитическое решение третьей краевой задачи.

Список литературы: 1. *George Jacob, Aanandan C.K., Mohanan P., Nair K.G.* Analysis of a new compact microstrip antenna // IEEE Trans. Antennas and Propagat. Vol. 46, No.11. 1998. P.1712-1717. 2. *Stockbroeckx B., Vorst A.V.* Electromagnetic modes in conical transmission lines with application to linearly tapered slot antenna // IEEE Trans. Antennas and Propagat. Vol.48, No.3. 2000. P.447-455. 3. *Satterwhite R.S.* Diffraction by a quarter plane, the exact solution and some numerical results // IEEE Trans. Antennas and Propagat. Vol.22, No.5. 1974. P. 500-503. 4. *Hansen T.B.* Diffraction by a plane angular sector, a new derivation // IEEE Trans. Antennas and Propagat. Vol.38, No.11. 1990. P.1892-1894. 5. *Maci S., Albani M., Capolino F.* ITD formulation for the currents on a plane angular sector // IEEE Trans. Antennas and Propagat. Vol.46, No.9. 1998. P.1318-1327. 6. *Кравченко В.Ф., Казаров А.Б.* Электродинамические характеристики дисковых сверхпроводящих открытых резонаторов // Докл.РАН. 1997. Т.356, №5. С.620-624. 7. *Дорошенко В.А.* Сингулярные интегральные уравнения в задаче дифракции волн на решетке из неидеально проводящих плоских нерегулярных лент // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып.120. С.101-106. 8. *Агранович З.С., Марченко В.А., Шестопалов В.П.* Дифракция электромагнитных волн на плоских металлических решетках // ЖТФ. 1962. Т.32, № 4. С.381-394. 9. *Шестопалов В.П.* Метод задачи Римана-Гильберта в теории дифракции и распространении электромагнитных волн. Харьков: Изд-во Харьк. ун-та. 1971. 400с. 10. *Шестопалов В.П.* Сумматорные уравнения в современной теории дифракции. Киев: наук. думка, 1983. 252с. 11. *Сологуб В.Г., Харчевникова Т.И.* Дифракция сферических волн на конической поверхности специального вида // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1972. Вып.20. С.52-58. 12. *Дорошенко В.А., Сологуб В.Г.* Дифракция электромагнитных волн на плоском угловом секторе // Радиофизика и электроника миллиметровых и субмиллиметровых волн. Харьков: ИРЭ АН УССР. 1988. С.50-59. 13. *Doroshenko V.A., Kravchenko V.F.* The scattering of plane electromagnetic waves from a cone with longitudinal slots // Journ. of Communications Technology and Electronics. Vol.46, No.3. 2001. P.271-278. 14. *Zinenko T.L., Nosich A.I., Okuno Y.* Plane wave scattering and absorption by resistive-strip and dielectric-strip periodic gratings // IEEE Trans. Antennas and Propagat. Vol.46. 1998. P.1498-1505. 15. *Nosich A., Yurchenko V., Altintas A.* Numerically exact analysis of a two-dimensional variable-resistivity reflector fed by a complex-point source // IEEE Trans. Antennas Propagat. Vol.45, No.11. 1997. P.1592-1601. 16. *Ладыженская О.А.* Краевые задачи математической физики. М.: Наука. 1973. 407с. 17. *Хенл Х., Мауэ А., Вестпфаль К.* Теория дифракции. М.: Мир. 1964. 428с. 18. *Канторович Л.В., Акилов Г.П.* Функциональный анализ. М.: Наука, 1977. 742с. 19. *Дорошенко В.А.* Возбуждение магнитным радиальным диполем конуса с продольными щелями // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1992. Вып.97. С.54-61.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 28.03.2002

СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ПОЛЯ, РАССЕЯННОГО ТУРБУЛЕНТНОЙ СРЕДОЙ

Введение

В радиолокационных системах зондирования атмосферы однократное измерение интенсивности рассеянного поля производится на интервале времени, не превышающем длительность зондирующего импульса. На таком интервале времени реализация случайного процесса $\varepsilon(x, y, z, t)$, который является причиной рассеяния, сохраняет свою пространственную структуру неизменной. Однако, в любой момент времени t могут быть отличны от нуля производные $\varepsilon(x, y, z, t)$ по времени, т.е. возможны конечные значения разностей доплеровских сдвигов между частотами парциальных источников вторичных волн. Поэтому в общем случае рассеивающий объем среды представляет собой совокупность некогерентных источников.

Термин «когерентность» в радиолокации часто применяют для обозначения детерминированных фазовых соотношений в сигналах. В оптике строгое определение когерентности связано с корреляцией и предполагает обязательную операцию усреднения. Различный смысл этого термина приводит к разночтениям. В данном контексте термины, касающиеся когерентности, соответствуют принятым в оптике [1,2].

Ниже рассматриваются структура поля в плоскости наблюдения при импульсном зондировании атмосферы, спеклы в плоскости наблюдения [3], флуктуации поля и огибающие сигналов, регистрируемых на выходе приемного устройства.

1. Интерференция волн некогерентных источников

Характерным свойством картины интерференции волн от независимых источников является ее нестационарность [2]. Наблюдение интерференции некогерентных полей в радиочастотном диапазоне не встречает каких-либо затруднений. В оптическом диапазоне, как отмечается в работе [2], не существует принципиальных ограничений, препятствующих наблюдению эффекта, но возникают значительные технические трудности. В нашем случае важно установить связь интерференционной картины от некогерентных источников с картиной суперпозиции когерентных волн.

Пусть в точке Q наблюдается сумма волн одинаковой линейной поляризации от двух независимых источников с частотами колебаний ν_1 и ν_2 , находящихся на расстояниях s_1 и s_2 от точки Q . Мгновенные значения суммируемых полей равны

$$u_1(t) = A_1\left(t - \frac{s_1}{c}\right) \exp\left[j2\pi\nu_1\left(t - \frac{s_1}{c}\right)\right], \quad (1)$$

$$u_2(t) = A_2\left(t - \frac{s_2}{c}\right) \exp\left[j2\pi\nu_2\left(t - \frac{s_2}{c}\right)\right], \quad (2)$$

где $A_1\left(t - \frac{s_1}{c}\right)$ и $A_2\left(t - \frac{s_2}{c}\right)$ – амплитуды огибающих; c – скорость света; t – текущее время.

Интенсивность поля в точке Q

$$I(t) = (u_1 + u_2)(u_1^* + u_2^*) = I_1(t) + I_2(t) + u_2(t)u_1^*(t) + u_1(t)u_2^*(t), \quad (3)$$

где $I_1(t)$ и $I_2(t)$ – интенсивности, создаваемые каждым из источников в отдельности; знак * означает сопряженную комплексную величину.

После подстановки (1) и (2) в (3) и тождественных преобразований получаем

$$\begin{aligned} I(t) &= I_1(t) + I_2(t) + 2A_1\left(t - \frac{s_1}{c}\right)A_2\left(t - \frac{s_2}{c}\right)\cos 2\pi[(v_1 - v_2)t + \frac{1}{c}(v_1s_1 - v_2s_2)] = \\ &= I_1(t) + I_2(t) + 2A_1\left(t - \frac{s_1}{c}\right)A_2\left(t - \frac{s_2}{c}\right)\operatorname{Re}\beta(v_1, v_2, s_1, s_2, t), \end{aligned} \quad (4)$$

где $\beta(v_1, v_2, s_1, s_2, t) = |\beta| \exp[j2\pi(v_1 - v_2)t + j\frac{2\pi}{c}(v_1s_1 - v_2s_2)]$, причем $|\beta| = 1$.

Средняя интенсивность поля в точке Q за время наблюдения от $t_0 - \tau/2$ до $t_0 + \tau/2$ равна

$$\overline{I(t_0, \tau)} = \frac{1}{\tau} \int_{t_0 - \tau/2}^{t_0 + \tau/2} \{I_1(t) + I_2(t) + 2A_1\left(t - \frac{s_1}{c}\right)A_2\left(t - \frac{s_2}{c}\right)\cos 2\pi[(v_1 - v_2)t + \frac{1}{c}(v_1s_1 - v_2s_2)]\} dt. \quad (5)$$

Будем считать, что $(v_1 - v_2)\tau \ll 1$, а разность хода остается неизменной в течение времени τ . Тогда при интегрировании интерференционного слагаемого в (5) воспользуемся теоремой о среднем значении интеграла и в результате получим

$$\begin{aligned} \overline{I(t_0, \tau)} &= \overline{I_1(t_0, \tau)} + \overline{I_2(t_0, \tau)} + \\ &+ 2\operatorname{Re}\beta(v_1, v_2, s_1, s_2, t_0) \cdot \frac{1}{\tau} \int_{t_0 - \tau/2}^{t_0 + \tau/2} A_1\left(t - \frac{s_1}{c}\right)A_2\left(t - \frac{s_2}{c}\right) dt. \end{aligned} \quad (6)$$

Если при изменении t в пределах $-\tau/2 \leq t \leq \tau/2$ амплитуды A_1 и A_2 остаются неизменными, то, поскольку $A_1 = \sqrt{I_1}$ и $A_2 = \sqrt{I_2}$, выражение (6) преобразуется к виду

$$I(t_0) = I_1(t_0) + I_2(t_0) + 2\sqrt{I_1(t_0)I_2(t_0)} \cdot \operatorname{Re}\beta(v_1, v_2, s_1, s_2, t_0). \quad (7)$$

Введенная Майкельсоном видность полос v , выраженная через максимальное $I_{\max}$ и минимальное $I_{\min}$ значения интенсивности в интерференционной картине, в этом случае равна

$$v(t_0) = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{2\sqrt{I_1(t_0)I_2(t_0)}}{I_1(t_0) + I_2(t_0)} \cdot \operatorname{Re}\beta(v_1, v_2, s_1, s_2, t_0), \quad (8)$$

причем, в силу (4), $|\beta(v_1, v_2, s_1, s_2, t_0)| = 1$.

Очевидно, (7) и (8) имеют место и в том случае, когда $A_1(t)$ и $A_2(t)$ описывают огибающие импульсных сигналов, совпадающих во времени.

Если разность хода $|s_1 - s_2|$ настолько велика, что в точке Q импульсы действуют в несовпадающие моменты времени, интеграл в (6) обращается в нуль, т.е. интерференция отсутствует.

Если при длительности зондирующих импульсов τ_u выполняется неравенство $\tau_u \gg |s_1 - s_2|/c$ и $\tau \rightarrow 0$, наблюдается «мгновенная» картина интерференции в момент времени t_0 .

Наконец, в том случае, когда A_1 и A_2 не зависят от времени на интервале наблюдения τ и $v_1 = v_2 = v$, из (6) и (7) при любом τ , удовлетворяющем неравенству $\tau \gg 1/v$, следует общий закон интерференции стационарных оптических полей [1]:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \operatorname{Re} \beta(s_1, s_2),$$

где $\beta(s_1, s_2)$ совпадает с комплексной степенью когерентности $\gamma(s_1, s_2)$.

Условие $\nu_1 = \nu_2$ при конечном времени наблюдения можно заменить неравенством $(1/|\nu_1 - \nu_2|) \gg \tau$, которое является следствием принципа неопределенности. Иными словами, при наблюдении интерференционной картины на ограниченном интервале времени допускается некоторая неопределенность частот ν_1 и ν_2 , которая не обнаруживается в эксперименте. Это существенно в том случае, когда ν_1 и ν_2 подвержены относительно медленным случайным изменениям.

При радиолокационном исследовании атмосферы длительность однократного измерения интенсивности поля составляет единицы микросекунд, а разности хода значительно меньше длительности импульса τ_u . В каждом таком измерении картина интерференции рассеянных волн соответствует интерференции монохроматических волн, рассеянных той же реализацией турбулентной среды. Рассеянное поле в плоскости наблюдения в этом случае по структуре аналогично полю лазерного света, рассеянного шероховатой поверхностью.

Характерной особенностью такого поля, как и всех изображений, полученных в рассеянном свете лазера, является шумоподобная пятнистая структура, получившая в оптике название спекл-структуры [3,4]. Природа и особенности спеклов в оптических изображениях исследовались многими авторами. Подробный библиографический перечень содержит работа [3].

Д. Габор в работе [4] приводит расчет относительной величины среднего квадрата флуктуаций мощности на заданной площади картины интерференции монохроматических волн, рассеянных протяженной шероховатой поверхностью. В случае равномерного освещения плоскости наблюдения xOy искомое отношение для одного измерения x получено в следующей форме:

$$\frac{\langle P_x^2 \rangle - \langle P_x \rangle^2}{\langle P_x \rangle^2} = F_1(KX) = 4(KX)^{-2} \{ KX [Si(KX)] - Cin(KX) - 2 \sin^2(\frac{1}{2} KX) \}, \quad (9)$$

где $Cin(z) = \int_0^z (1 - \cos t) \frac{1}{t} dt$; Si – интегральный синус; X – интервал, на котором вычисляется разность $\langle P_x^2 \rangle - \langle P_x \rangle^2$; P_x – мощность, сосредоточенная на интервале X ; знак $\langle \cdot \rangle$ означает усреднение по всем x при фиксированном значении интервала X ; величина K определяет интервал углов $(\varphi_{\min}, \varphi_{\max})$, в пределах которого находятся направления распространения интерферирующих волн.

В случае, когда рассматривается мощность P_{xy} , сосредоточенная на площади квадрата со стороной X , т.е. при $X = Y$,

$$(\langle P_{xy}^2 \rangle - \langle P_{xy} \rangle^2) / \langle P_{xy} \rangle^2 = F_2(KX) = F_1^2(KX). \quad (10)$$

График функции $F_2(KX)$, вычисленной в соответствии с (9) и (10), приведен на рис.1.

По горизонтали отложены значения отношения X/Λ , в котором Λ – минимальная протяженность (ширина) интерференционных полос в плоскости xOy . По определению,

$$\Lambda = 2\pi / K, \quad K = \frac{2\pi}{\lambda} [\sin(\varphi_{\max} - \varphi_{\min})],$$

где λ – длина волны.

Применительно к системе радиолокационного зондирования атмосферы

$$\sin(\varphi_{\max} - \varphi_{\min}) \approx \varphi_{\max} - \varphi_{\min} = L/R;$$

$$KX = \frac{2\pi LX}{\lambda R}; \quad \Lambda = \frac{2\pi}{K} = \frac{\lambda R}{L},$$

где L – размер области рассеяния в плоскости, параллельной xOy ; R – расстояние от области рассеяния до плоскости наблюдения рассеянных волн.

Произведение KX , входящее в качестве аргумента в выражение (9), содержит только постоянные L , R , λ , характеризующие систему, и линейный размер X элемента площади в плоскости интерференционной картины.

Величина Λ , таким образом, определяет минимальный размер спеклов и не зависит от конкретной структуры рассеивающего объекта. Численно Λ совпадает с оценкой интервала корреляции рассеянного поля.

При $(X/\Lambda) \rightarrow 0$ (рис.1) $F_2 \rightarrow 1$, и этот результат совпадает с аналогичным соотношением $(\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2) / \langle I \rangle^2 = 1$, полученным В.И. Татарским [5] применительно к полю, рассеянному турбулентной атмосферой.

В работе [4] использован такой способ усреднения квадрата флуктуаций мощности, что значения функции $F_2(KX)$ при $(X/\Lambda) \rightarrow 0$ показывают, какими будут флуктуации мощности на выходе приемной антенны с малой апертурой, если ее перемещать по плоскости xOy при прочих равных условиях.

2. Структура поля в плоскости наблюдения

Структуру рассеянного поля для случая, когда задана конкретная реализация случайного процесса $\epsilon(x, y, z, t)$ в момент времени t_0 , можно найти, полагая что парциальные источники вторичных волн сосредоточены на плоскости y, z , перпендикулярной направлению зондирования. В силу нормального распределения флуктуаций диэлектрической проницаемости в атмосфере [5] амплитуды $\epsilon_s(y, z)$ вторичных источников можно представить комплексной нормальной случайной величиной с нулевым средним.

Корреляционные свойства реализаций $\epsilon_s(y, z)$ выбраны такими, чтобы при усреднении по ансамблю выполнялось неравенство $\rho_K \ll L$ (ρ_K – радиус корреляции вторичных источников). Для этого достаточно [6] ограничить спектр $G(k_y, k_z)$ реализации $\epsilon_s(y, z)$ значениями

$$x_m = \sqrt{k_y^2 + k_z^2} \approx 1/\rho_K.$$

На рис.2 (а) приведен пример реализации $|\epsilon_s(y, z)|$, заданной в области размером L . Распределение интенсивности рассеянного поля, полученное как квадрат модуля преобразования Фурье от $\epsilon_s(y, z)$, приведено на рис.2 (б). Градации яркости на полутоновом изображении соответствуют числовому значению функций с точностью до нормирующего множителя. Минимальный размер спеклов связан с размером области рассеяния L . Уменьшение L приводит к соответствующему увеличению минимального размера спеклов. На рис.2 (в) показано распределение интенсивности поля, соответствующее той же реализации $\epsilon_s(y, z)$, но при меньшем L .

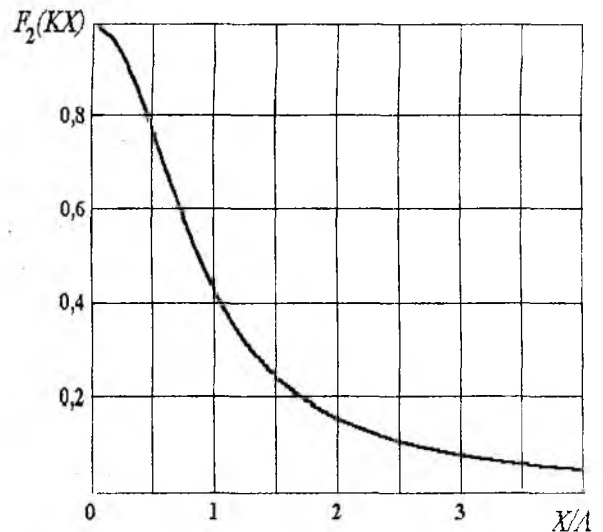


Рис. 1

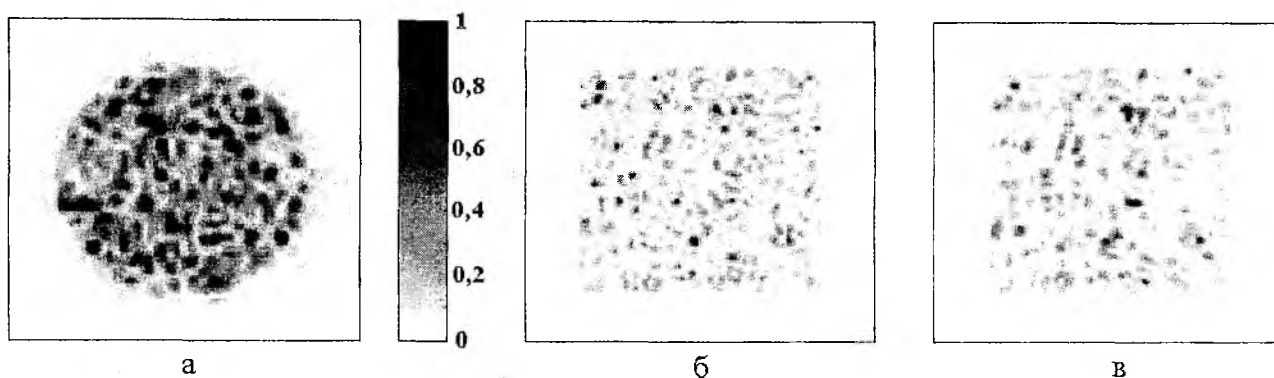


Рис. 2

Одним из первых экспериментально наблюдал спекл-структуру рассеянного поля Черников А.А. [7]. Он установил, что флуктуации сигналов в антеннах, разнесенных на расстояние, соизмеримое с размером апертуры, достигают максимума в разное время, а размер освещенного пятна на поверхности земли имеет порядок диаметра антенны. Однако, не найдя удовлетворительной интерпретации наблюдений, в более поздней работе [8] автор подверг результаты эксперимента сомнению. Оценки, выполненные с учетом подробно описанных в работе [7] условий эксперимента, показывают, что полученные данные о структуре поля выглядят вполне убедительно и согласуются с выражением $\Lambda = \lambda R / L$.

На рис.3 приведены огибающие $U(t)$ сигналов на выходе радиолокационного приемника при движении неоднородности, показанной на рис.2 (а), в горизонтальном направлении с постоянной скоростью. Сплошная линия соответствует $X / \Lambda \rightarrow 0$, пунктирная – $X / \Lambda = 0,2$. Большая дисперсия флуктуаций $U(t)$ и наличие нулей указывают на сложную фазовую структуру поля. Аналогичный вид имеют огибающие, полученные в экспериментальных работах [7,9].

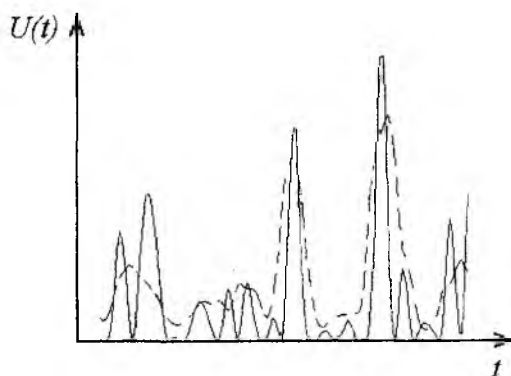


Рис. 3

Таким образом, особенностью поля, наблюдаемого в течение однократного импульсного зондирования турбулентной среды, является ярко выраженная пятнистая структура (спекл-структура).

Ветровой перенос и естественная эволюция турбулентности служат причиной интенсивных флуктуаций огибающей последовательности импульсных сигналов в радиолокационных системах зондирования атмосферы. Характер этих флуктуаций, в том числе и при регистрации отражений от «ясного неба», во многих случаях обусловлен спекл-структурой поля и динамикой среды.

Список литературы: 1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 719 с. 2. Перина Я. Когерентность света. М.: Мир, 1974. 367 с. 3. Франсон М. Оптика спеклов. М.: Мир, 1980. 171 с. 4. Gabor D. Laser speckle and its elimination // IBM J. Res. Develop. Sept., 1970. P. 509-514. 5. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 548 с. 6. Петров В.А., Шейко С.А. Эквивалентная структура вторичных источников при обратном рассеянии волн // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 124. С. 36-41. 7. Черников А.А. Радиолокационные исследования отражений от ясного неба // Тр. ЦАО. 1963. Вып. 48. С. 58-97. 8. Черников А.А. Исследование диаграмм обратного рассеяния источников отражений от ясного неба. // Труды третьего Всесоюзного совещания по радиолокационной метеорологии. М.: Гидрометеиздат, 1968. С. 147-151. 9. Горелик А.Г., Костарев В.В. Радиоэхо некоторых невидимых объектов тропосферы // ДАН СССР. 1959. Т.125, №1. С.59-61.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 27.03.2002

СРЕДНЯЯ ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ КРУГЛОЙ СФОКУСИРОВАННОЙ АПЕРТУРЫ В ЗОНЕ ФРЕНЕЛЯ ПРИ НАЛИЧИИ КВАЗИДЕТЕРМИНИРОВАННЫХ СЛУЧАЙНЫХ ФАЗОВЫХ ОШИБОК

Антенны, используемые в системах передачи энергии СВЧ лучом; связи с объектами, расположенными в заданной точке пространства; фокусировки СВЧ луча с целью получения в ограниченном объеме пространства высокой плотности электромагнитной энергии и т.п., имеют большие габаритные размеры и довольно часто работают в условиях воздействия переменных тепловых и гравитационных нагрузок. Эти воздействия приводят к изменению ориентации антенны в пространстве, дефокусировке её, а также к изменению формы её поверхности и, как следствие, к изменению пространственного распределения поля излучения. Поскольку результаты указанных воздействий на геометрию антенной системы количественно оценить практически невозможно (например, при работе в условиях космоса), то провести устранение их последствий либо чрезвычайно затруднительно, либо просто нельзя. Поэтому определять направленные свойства антенн необходимо с учетом возможных деформаций её, которые могут возникнуть в процессе функционирования. При этом можно считать, что на антенную систему действуют некоторые случайные факторы, деформирующие её конструкцию и порождающие случайные ошибки в фазовом распределении, и оценивать электрические характеристики антенны в рамках статистической теории антенн [1]. Так, например, небольшие колебания синфазной антенны относительно своего номинального положения можно описать введением линейных фазовых ошибок со случайным значением фазы на краю антенны, небольшие смещения облучателя из фокуса вызывают появление квадратичных или кубических фазовых ошибок также со случайным значением фазы на краю антенны. Фазовое распределение во всех этих ситуациях может быть отнесено к классу квазидетерминированных случайных процессов [2,3]. Соответственно, фазовые ошибки можно назвать квазидетерминированными случайными ошибками (в дальнейшем, для краткости, просто квазидетерминированными). Напомним, что квазидетерминированные случайные процесс – это случайные процессы, реализации которых описываются функциями заданного вида, содержащими один или несколько случайных параметров. В упомянутых случаях роль такого параметра играет значение фазы на краю апертуры, а функциями заданного вида являются линейные, квадратичные и кубические функции. Статистический подход к анализу поля излучения позволит, во-первых, получить более реальную оценку электрических характеристик антенны, работающей в сложных условиях и, во-вторых, определить наиболее опасный, с точки зрения искажения номинальной ДН антенны, фактор, приводящий к ошибкам в фазовом распределении.

В работе изучается влияние квазидетерминированных линейных, квадратичных и кубических фазовых ошибок на среднюю диаграмму направленности (ДН) по мощности в зоне Френеля сфокусированной равномерно возбужденной круглой апертуры.

Исходные соотношения.

Антенна с круглой апертурой, имеет радиус R , центр её апертуры лежит в начале цилиндрической системы координат ρ, φ, z и она сфокусирована в точку с координатами $\rho=0, z=r$. Напряженность электрического поля, создаваемого апертурой в точке $P(\rho, \varphi, z)$, находящейся на фокальной сфере, при наличии флуктуаций поля возбуждения определяется соотношением [4]:

$$\vec{E}(P) = V_0 e^{-ik \frac{\rho^2}{2r}} \int_S \vec{E}_0(Q) e^{i\Phi(\rho_1, \varphi_1)} e^{ik \frac{\rho_1 \rho}{r} \cos(\varphi - \varphi_1)} \rho_1 d\rho_1 d\varphi_1, \quad (1)$$

где $V_0 = \frac{ik}{4\pi} \frac{e^{-ikr}}{r} (1 + \cos \theta)$, $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны в свободном пространстве, $\bar{E}_0(Q)$ – напряженность поля на апертуре в отсутствие ошибок, $\Phi(\rho_1, \varphi_1)$ – случайная функция, описывающая флуктуации фазы, S – площадь апертуры. Введя безразмерную радиальную координату $u = \rho_1 \delta / R$, где $\delta = R \sqrt{\frac{k}{r}}$, и обобщенный угол $\psi = kR \sin \theta$, выражение для среднего значения квадрата напряженности поля запишем следующим образом:

$$\overline{E^2}(\psi) = \frac{(1 + \cos \theta)^2}{16\pi^2} \iint_S E_0(Q) E_0^*(Q') \exp\{i[\Phi(u, \varphi_1) - \Phi(u', \varphi'_1)]\} \times \\ \times \exp\left\{i \frac{\psi}{\delta} [u \cos(\varphi - \varphi_1) - u' \cos(\varphi - \varphi'_1)]\right\} ds ds', \quad (2)$$

где $\overline{}$ – черта означает знак усреднения, $ds = u du d\varphi_1$.

Будем считать, что поле в отсутствие ошибок линейно поляризовано, имеет фазу, равную нулю, и его амплитуда постоянна. Фазовые ошибки порождаются одним из трех взаимно независимых механизмов. В дальнейшем величины с индексами $m = \overline{1,3}$ относятся к ситуациям, когда в антенне имеют место линейные, квадратичные или кубические квазидетерминированные фазовые ошибки. Примем следующую статистику ошибок. Случайные функции $\Phi_m(u, \varphi_1)$ подчиняются нормальному закону распределения, имеют нулевые средние значения, коэффициенты корреляции, равные единице, а дисперсии $\alpha_m = \sigma_m^2$ зависят от радиальной координаты. Соответствующие стандартные отклонения равны:

$$\sigma_m(u, \varphi_1) = \sigma_{m, \max} f_m(u, \varphi_1), \quad m = \overline{1,3}, \quad (3)$$

где

$$f_1(u, \varphi_1) = \frac{u}{\delta} \cos(\varphi_1 - \varphi_0), \quad f_2(u, \varphi_1) = \left(\frac{u}{\delta}\right)^2, \quad f_3(u, \varphi_1) = \left(\frac{u}{\delta}\right)^3 \cos^3(\varphi_1 - \varphi_0),$$

$\sigma_{m, \max}$ – максимальное значение стандартного отклонения при m -м механизме ($m = \overline{1,3}$), угол φ_0 определяет направление, вдоль которого происходит регулярный рост фазы по линейному или кубическому законам со случайной величиной максимального значения её на краю апертуры. Будем полагать, что φ_0 – случайная величина с равномерным законом распределения. Максимальное значение дисперсии на краю антенны $\alpha_{m, \max}$ обозначим как α_m , то есть $\alpha_{m, \max} = \alpha_m$.

Подставив (3) в (2), для среднего квадрата поля получим

$$\overline{E_m^2}(\psi) = \frac{1}{16} \left[1 + \sqrt{1 - \left(\frac{\psi}{kR}\right)^2} \right]^2 \delta^4 \overline{F_m^2}(\psi). \quad (4)$$

Функции $\overline{F_m^2}(\psi)$ являются средними ДН по мощности (точнее – средними множителями системы по мощности) и определяются соотношениями: для $m = \overline{1,3}$

$$\overline{F_m^2}(\psi) = \left(\frac{2}{\psi}\right)^2 e^{-\alpha} \sum_{n=0}^N (-1)^n \frac{\alpha^n (2n)!}{2^{n(2m+1)} n!} \sum_{t=0}^{2n} b_{nt} E\left(\frac{mt}{2}\right) W_k^{(1)}(\psi) W_k^{(2)}(\psi), \quad (5)$$

где

$$b_{nt} = (-1)^t \frac{[m(2n-t)]! (mt)^t}{(2n-t)! t!} \left[2 - \delta_{mt-2E\left(\frac{mt}{2}\right)} \right],$$

$$W_k^{(1)}(\psi) = \sum_{s=0}^k \frac{(-1)^s (mt-2k+2s+1)}{(k-s)! (mt-k+s+1)!} J_{mt-2k+2s+1}(\psi),$$

$$W_k^{(2)}(\psi) = \sum_{s=0}^{m(n-t)+k} \frac{(-1)^s (mt-2k+2s+1)}{(mn-k+s+1)! (mn-mt+k-s)!} J_{mt-2k+2s+1}(\psi);$$

для $m=2$

$$\overline{F_2^2}(\psi) = \left(\frac{2}{\psi} \right)^2 \sum_{n=0}^N (-1)^n \frac{\alpha^n (2n)!}{2^n n!} \sum_{t=0}^{2n} (-1)^t t! (2n-t)! W_t^{(1)}(\psi) W_t^{(2)}(\psi), \quad (6)$$

где

$$W_t^{(1)}(\psi) = \sum_{s=0}^t \frac{(-1)^s (2s+1)}{(t-s)! (t+s+1)!} J_{2s+1}(\psi), \quad W_t^{(2)}(\psi) = \sum_{s=0}^{2n-t} \frac{(-1)^s (2s+1)}{(2n-t-s)! (2n-t+s+1)!} J_{2s+1}(\psi).$$

Из (5) и (6) следует, что при любом механизме возникновения фазовых ошибок средняя ДН по мощности круглой апертуры может быть представлена в виде суммы двух слагаемых. Первое слагаемое является ДН по мощности в отсутствие флуктуаций, второе – описывает фон рассеянной мощности, обусловленный наличием флуктуаций, и искажающий угловое распределение средней мощности по сравнению со случаем, когда последние отсутствуют.

Средняя диаграмма направленности.

В случае малых ошибок ($\alpha \ll 1$) можно ограничиться членами первого порядка малости по α_m , и тогда выражения для средней ДН существенно упростятся:

$$\overline{F_1^2}(\psi) = F_0^2(\psi) \cdot \left\{ 1 + \frac{\alpha_1}{2} \left[\frac{J_2(\psi)}{J_1(\psi)} \right]^2 - \frac{1}{2} \left[1 - \frac{J_3(\psi)}{J_1(\psi)} \right] \right\}, \quad (7)$$

$$\overline{F_2^2}(\psi) = F_0^2(\psi) \cdot \left\{ 1 - \frac{\alpha_2}{12} \left[1 - 3 \frac{J_3^2(\psi)}{J_1^2(\psi)} + 2 \frac{J_5(\psi)}{J_1(\psi)} \right] \right\}, \quad (8)$$

$$\overline{F_3^2}(\psi) = F_0^2(\psi) \cdot \left\{ 1 - \frac{\alpha_3 5}{64} \left[1 - \frac{9J_3(\psi)}{5J_1(\psi)} \left[1 - \frac{17J_5(\psi)}{3J_3(\psi)} + \frac{J_7(\psi)}{9J_3(\psi)} \right] - \frac{8J_2^2(\psi)}{5J_1^2(\psi)} \left[1 - \frac{J_4(\psi)}{J_2(\psi)} + \frac{1}{2} \frac{J_4^2(\psi)}{J_2^2(\psi)} \right] \right] \right\}, \quad (9)$$

где $F_0^2(\psi) = [2J_1(\psi)/\psi]^2$ – нормированная ДН по мощности круглой равномерно возбужденной апертуры в отсутствие ошибок.

Погрешность расчетов ДН в области главного и первых двух боковых лепестков по формулам (7-9) не превышает 10% при $\alpha \leq 0,5$. Наибольшая погрешность имеет место в окрест-

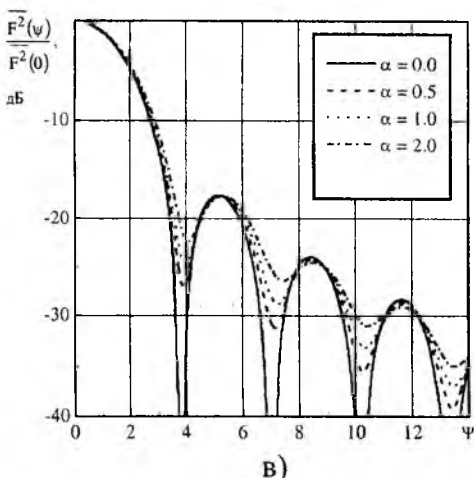
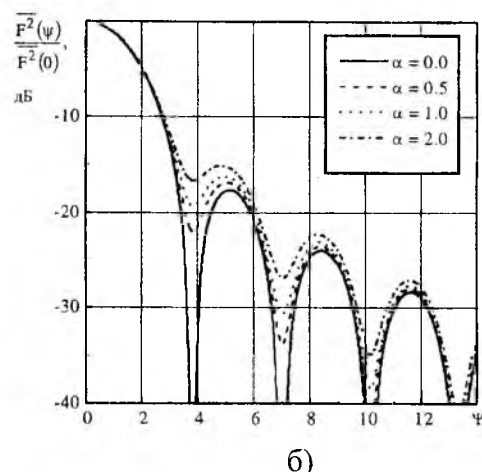
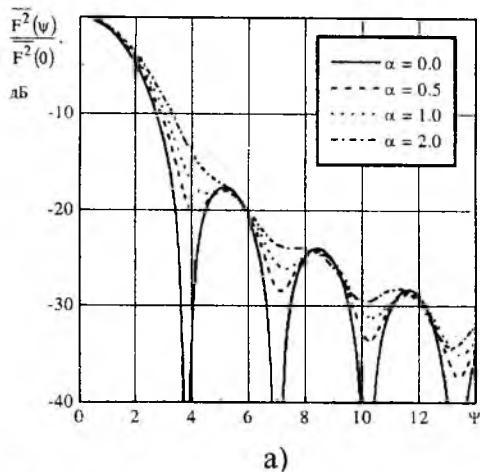


Рис. 1

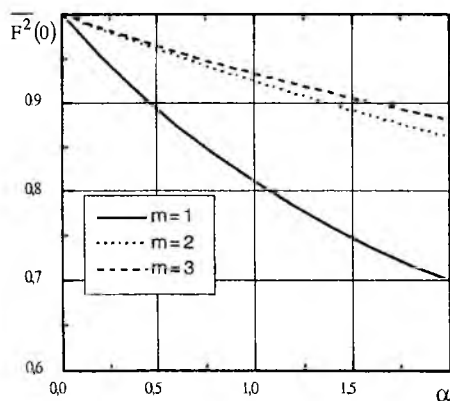


Рис. 2

нейных и кубических ошибках происходит смещение максимумов и минимумов ДН. При квадратичных ошибках их положение не меняется.

Ширина средней диаграммы направленности.

При изучении влияния параметров квазидетерминированных фазовых ошибок на ширину средней ДН по мощности будем исходить из того, что при малых α_m ширина средней ДН $2\psi_{0.5}^{(m)}$ мало отличается от ширины ДН в отсутствие ошибок. Следовательно, в разложении нормированной средней ДН по мощности в ряд Тейлора в окрестности точки $\psi = \psi_{0.5}^{(0)}$ можно ограничиться членами первого порядка малости по $\Delta\psi_{0.5}^{(m)} = \psi_{0.5}^{(m)} - \psi_{0.5}^{(0)}$.

При малых ошибках ($\alpha \ll 1$) для относительной ширины средней ДН по мощности

ностях минимумов. Если высокая точность значений ДН в минимумах не нужна, то (7-9) могут быть использованы для расчетов вплоть до $\alpha \leq 0,9$.

Значения средних ДН в направлении главного максимума определяются соотношениями:

$$\begin{aligned} \overline{F_1^2(0)} &= 1 - \frac{\alpha_1}{2}, \quad \overline{F_2^2(0)} = 1 - \frac{\alpha_2}{12}, \\ \overline{F_3^2(0)} &= 1 - \frac{\alpha_3 \cdot 5}{64}. \end{aligned} \quad (10)$$

Нормированные средние ДН по мощности, рассчитанные по полученным формулам, для ряда значений α показаны на рис. 1 при: а – линейных, б – квадратичных, в – кубических квазидетерминированных ошибках. Из приведенного рисунка видно, что при наличии ошибок, независимо от их вида, происходит расширение главного лепестка и увеличение уровня бокового излучения, а также уменьшение средней мощности вдоль направления главного максимума излучения по сравнению со случаем, когда ошибки отсутствуют. Последнее хорошо видно из рис. 2, на котором приведены зависимости средней мощности, излучаемой в направлении главного максимума, от дисперсии при квазидетерминированных фазовых ошибках: 1 – линейного, 2 – квадратичного, 3 – кубического видов. Кроме того, при ли-

имеют место следующие выражения:

$$\frac{\Psi_{0.5}^{(1)}}{\Psi_{0.5}^{(0)}} = 1 + \alpha_1 \frac{0.25}{\Psi_{0.5}^{(0)}} \left[\frac{J_2(\Psi_{0.5}^{(0)})}{J_1(\Psi_{0.5}^{(0)})} + \frac{J_3(\Psi_{0.5}^{(0)})}{2J_1(\Psi_{0.5}^{(0)})} \right] = 1 + \alpha_1 \cdot 0.092632, \quad (11)$$

$$\frac{\Psi_{0.5}^{(2)}}{\Psi_{0.5}^{(0)}} = 1 + \frac{\alpha_2}{8\Psi_{0.5}^{(0)}} \left[\frac{J_3^2(\Psi_{0.5}^{(0)})}{J_1(\Psi_{0.5}^{(0)})J_2(\Psi_{0.5}^{(0)})} - \frac{2J_5(\Psi_{0.5}^{(0)})}{3J_2(\Psi_{0.5}^{(0)})} \right] = 1 + \alpha_2 \cdot 0.00237, \quad (11)$$

$$\frac{\Psi_{0.5}^{(3)}}{\Psi_{0.5}^{(0)}} = 1 + \frac{\alpha_3}{16\Psi_{0.5}^{(0)}} \left\{ \frac{J_{21}(\Psi_{0.5}^{(0)})}{J_{11}(\Psi_{0.5}^{(0)})} \left[1 - \frac{J_4(\Psi_{0.5}^{(0)})}{J_2(\Psi_{0.5}^{(0)})} + \frac{J_4^2(\Psi_{0.5}^{(0)})}{2J_2^2(\Psi_{0.5}^{(0)})} \right] + \frac{1}{16} \frac{9J_3(\Psi_{0.5}^{(0)}) - 5J_5(\Psi_{0.5}^{(0)}) + J_7(\Psi_{0.5}^{(0)})}{J_2(\Psi_{0.5}^{(0)})} \right\} = 1 + \alpha_3 \cdot 0.02273, \quad (18)$$

где $\Psi_{0.5}^{(0)}$ - полуширина ДН в отсутствие ошибок.

Погрешность расчетов по (11) не превышает 4% для $\alpha \leq 1$ и 8% для $\alpha \leq 3$, а по (12) и (13) она менее 1% для $\alpha \leq 3$.

На рис. 3 изображены зависимости относительной ширины средней ДН по уровню 0.5 от величины дисперсии при различных видах ошибок. Из (11) – (13) и рис. 3 следует, что для всех типов ошибок расширение главного лепестка пропорционально дисперсии. При этом наибольшую опасность представляют линейные ошибки, потом кубические и менее всего влияют на ширину ДН квадратичные ошибки. Так расширение средней ДН при $\alpha = 2$ по сравнению со случаем, когда ошибки отсутствуют, составляют приблизительно

3%, 4% и 0.5% для линейных, кубических и квадратичных фазовых ошибок соответственно.

Экстремумы средней диаграммы направленности.

Основные закономерности изменения значений и положения экстремумов средней ДН при увеличении дисперсии видны из рис. 4 и 5. Как следует из рис.5, на котором приведены зависимости значений первого и второго минимумов средней ДН по мощности от дисперсии, уровень минимумов при всех видах ошибок с ростом α монотонно растёт. При линей-

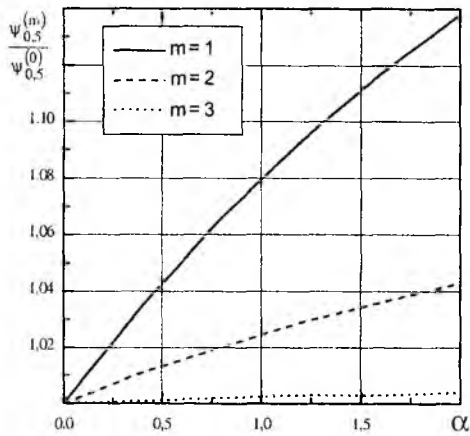
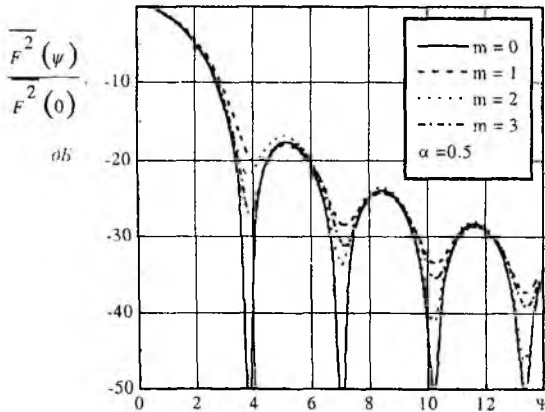
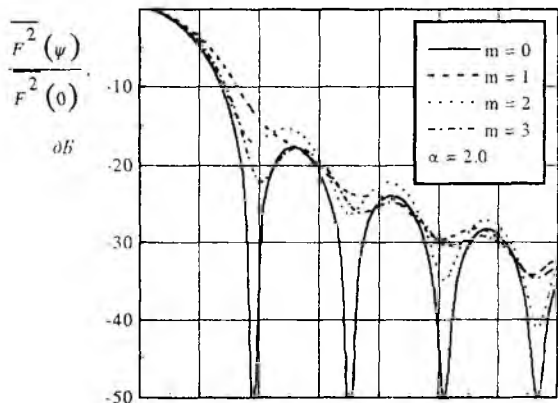


Рис. 3



а)



б)

Рис. 4

ных и кубических ошибках минимумы монотонно смещаются в область больших значений ψ (удаляются от главного максимума). Значения этих смещений невелики. При квадратичных ошибках их положение практически не меняется. При этом обнаруживаются следующие особенности. Величины первых минимумов в порядке их убывания располагаются так

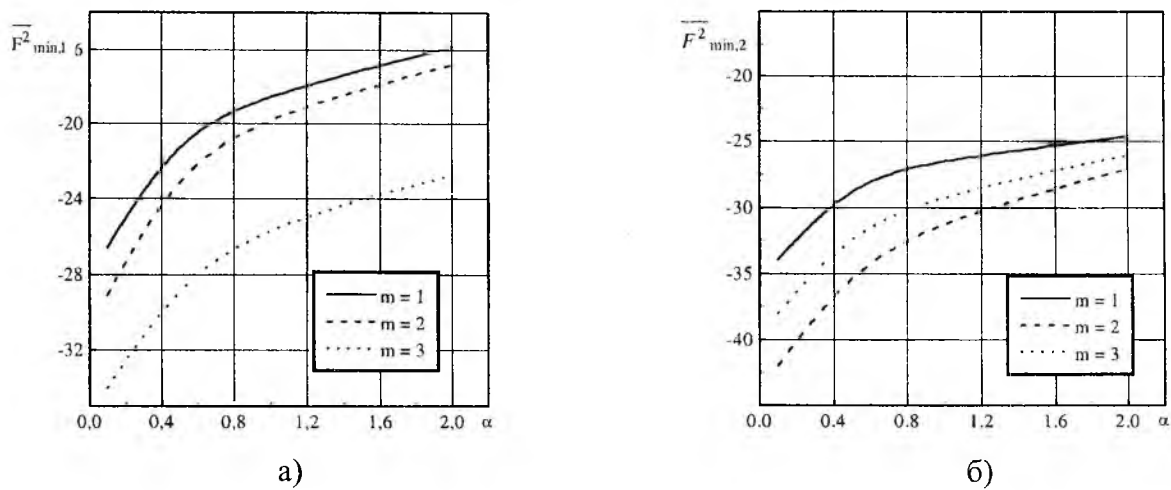


Рис. 5

(рис 5): наибольшее значение имеют минимумы при линейных ошибках, затем при квадратичных и кубических соответственно.

Начиная со второго минимума и далее, картина меняется. Минимумы для линейных ошибок по-прежнему наибольшие, а для квадратичных и кубических меняются местами – минимумы при кубических ошибках становятся больше, чем при квадратичных. Таким образом, наибольшее "заплывание" всех нулей невозмущенной ДН (ДН в отсутствие ошибок) имеет место при линейных ошибках. Влияние же квадратичных и кубических проявляется различным образом для нулей с разными номерами. Так, если в области первого, ближайшего к главному лепестку, влияние квадратичных ошибок больше чем при кубических, то, начиная со второго, большее влияние оказывают кубические.

Зависимости приращения уровней боковых лепестков от изменении α_m показаны на

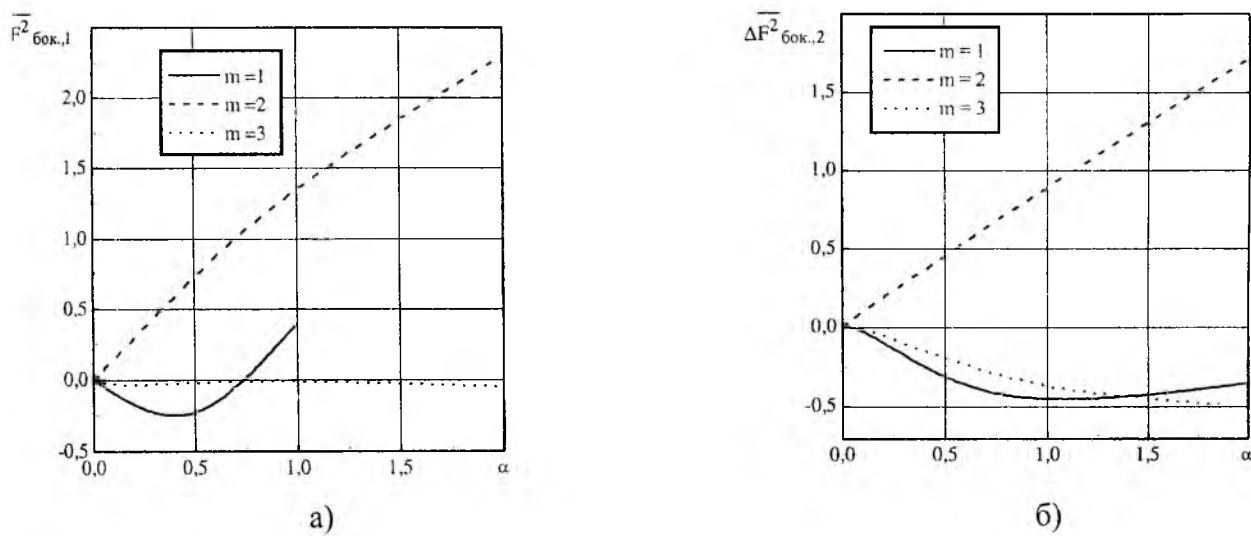


Рис. 6

рис. 6. Видно, что характер изменения уровня боковых лепестков существенно зависит от вида ошибок. При линейных и кубических с увеличением α_m вначале наблюдается некоторое (незначительное – не более 0.5 дБ) снижение величин первого и второго лепестков, а за-

тем их рост и исчезновение вследствие поглощения фоном рассеянной мощности, при этом область значений α , при которых существует второй лепесток, значительно больше.

Характер влияния регулярных квадратичных ошибок на вид средней ДН в области боковых лепестков существенно отличается от рассмотренного выше. Во-первых, боковые лепестки четко выражены для значительно большей области значений дисперсии. Во-вторых, имеет место монотонный рост величины лепестков независимо от их номера. При этом закон, по которому увеличивается приращение уровня боковых лепестков в дБ с ростом дисперсии, близок к линейному.

Таким образом, влияние регулярных фазовых ошибок в основном носит тот же характер, что и случайных – происходит расширение средней ДН по мощности и рост уровня боковых лепестков. Однако, если наиболее опасным, с точки зрения расширения средней ДН и уменьшения мощности в направлении главного максимума, являются линейные ошибки, то с точки зрения роста УБЛ – квадратичные.

Список литературы: 1. Шифрин Я.С. Вопросы статистической теории антенн. М.: Сов. радио, 1970. 383 с. 2. Левин Б.Р. Теоретические основы статистической радиотехники. М.: Сов. радио, 1966. 728 с. 3. Купер Дж., Макгиллем К. Вероятностные методы анализа сигналов и систем: Пер.с англ. М.: Мир, 1989. 376 с. 4. Silver S. Microwave Antenna Theory and Design. New-York.: McGraw-Hill Book Company, 1949. P. 312.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 19.03.2002

ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ СФЕРО-ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ СПИРАЛЬНОЙ АНТЕННЫ

Одним из способов повышения энергетики радиоканала с неориентированными в пространстве объектами, а соответственно и вероятности радиосвязи, является использование, в том числе и на подвижных объектах, ненаправленных антенн с вращающейся поляризацией излучения. Однако при создании таких антенн существуют трудности принципиального характера. В частности, амплитудно-изотропная диаграмма направленности (ДН) антенны предполагает зависимость поляризации излучения от направления [1], что не позволяет в полной мере реализовать предъявляемые к антеннам требования.

Основываясь на компромиссном решении по выполнению данных требований, можно сформулировать следующую задачу – при ограничении излучения верхним полупространством повысить поляризационную чистоту излучения антенны в данном секторе углов, включая формирование ненаправленного излучения под малыми углами места, то есть при наибольшей протяженности радиолинии.

Предлагаемый принцип построения ненаправленной антенны с вращающейся поляризацией излучения основан, в первую очередь, на результатах анализа направленных и поляризационных свойств спиральных излучателей, позволяющих за счет геометрии излучающих проводников и выбора условий их возбуждения сформировать поле излучения с заданной поляризационной структурой. Причем анализ характеристик излучения спиральных излучателей в зависимости от геометрических параметров как самой спирали, так и поверхностей их расположения (цилиндр, полусфера, плоскость) [2] – [4], позволил выявить ряд закономерностей и предельных возможностей таких антенн. В частности, наиболее полно поставленной задаче удовлетворяет регулярная спираль, выполненная на полусферической поверхности [3]. Дальнейшее совершенствование антенн с заданными требованиями возможно путем совмещения спиральных излучающих структур на разнородных поверхностях в единой конструкции, например, создание сферо-цилиндрической спиральной антенны, что и предлагается в данной работе.

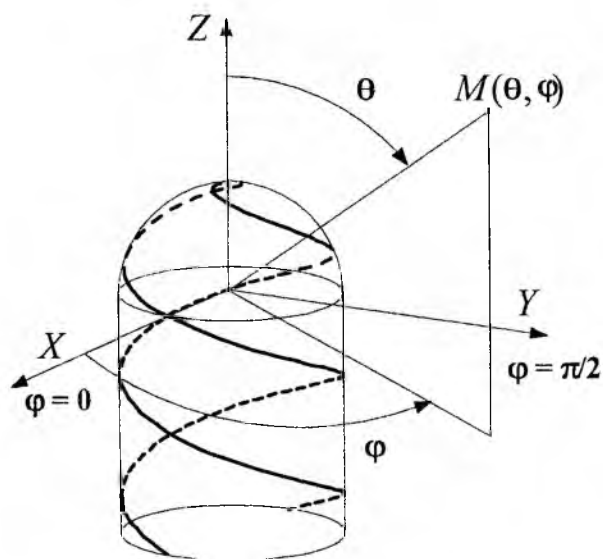


Рис. 1

Основные соотношения для поля излучения антенны. Общий вид сфероцилиндрической спиральной антенны, у которой электрическая ось совмещена с осью Z декартовой системы координат, представлен на рис.1. Здесь же показана сферическая система координат для определения поля излучения антенны в точке $M(\theta, \varphi)$, где азимутальный угол φ – отсчитывается в плоскости XY от оси X , а угол места θ – от оси Z .

Для упрощения геометрического описания антенны, а также дальнейшего вычисления ее характеристик излучения, представим сферо-цилиндрическую спиральную структуру в виде двухэлементной антенной системы, состоящей в отдельности из полусферического и цилиндрического двухзаходных спиральных излучателей. Причем точки возбуждения сфероидальных

спиральных проводников располагаются в вершине полусферы на оси Z , а их концы, являющиеся также началом цилиндрических спиральных проводников, находятся в экваториальной плоскости полусферы, совпадающей с плоскостью XU декартовой системы координат.

Тогда результирующее поле антенны будем определять в виде суперпозиции полей отдельных элементов антенной системы

$$\vec{E} = \vec{E}_{\text{сф}} + \vec{E}_{\text{цил}}.$$

Используя параметрическое представление геометрии излучающего проводника регулярной полусферической спирали [3] и регулярной цилиндрической спирали [2], определим декартовые координаты, описывающие один из заходов соответствующих спиральных проводников в зависимости от углового параметра α :

$$\begin{cases} x_{1\text{сф}}(\alpha_{\text{сф}}) = R_{\text{сф}} \cdot \sin(0,25 \cdot n_{\text{сф}}^{-1} \cdot \alpha_{\text{сф}}) \cdot \cos \alpha_{\text{сф}}; \\ y_{1\text{сф}}(\alpha_{\text{сф}}) = R_{\text{сф}} \cdot \sin(0,25 \cdot n_{\text{сф}}^{-1} \cdot \alpha_{\text{сф}}) \cdot \sin \alpha_{\text{сф}}; \\ z_{1\text{сф}}(\alpha_{\text{сф}}) = R_{\text{сф}} \cdot \cos(0,25 \cdot n_{\text{сф}}^{-1} \cdot \alpha_{\text{сф}}); \end{cases} \quad (1)$$

$$\begin{cases} x_{1\text{цил}}(\alpha_{\text{цил}}) = R_{\text{цил}} \cdot \cos(\alpha_{\text{цил}} + 2\pi \cdot n_{\text{сф}}); \\ y_{1\text{цил}}(\alpha_{\text{цил}}) = R_{\text{цил}} \cdot \sin(\alpha_{\text{цил}} + 2\pi \cdot n_{\text{сф}}); \\ z_{1\text{цил}}(\alpha_{\text{цил}}) = -R_{\text{цил}} \cdot \text{tg} \beta \cdot \alpha_{\text{цил}}, \end{cases} \quad (2)$$

где $\alpha_{\text{сф}} = 0 \dots 2\pi \cdot n_{\text{сф}}$; $\alpha_{\text{цил}} = 0 \dots 2\pi \cdot n_{\text{цил}}$; $n_{\text{сф}}$, $n_{\text{цил}}$ — соответственно количество витков, регулярно расположенных на полусферической и цилиндрической поверхностях; $R_{\text{сф}}$, $R_{\text{цил}}$ — соответственно радиусы полусферической и цилиндрической поверхностей, причем $R_{\text{сф}} = R_{\text{цил}}$; β — угол подъема витка спирали, выполненного на цилиндрической поверхности.

Геометрию второго захода, соответствующих спиральных проводников, можно определить на основе представленных выражений (1) и (2) с учетом выполнения следующих соотношений:

$$x_2(\alpha) = -x_1(\alpha); y_2(\alpha) = -y_1(\alpha); z_2(\alpha) = z_1(\alpha).$$

Для вычисления текущей длины проводника спирали воспользуемся известным выражением длины криволинейного отрезка

$$S(\alpha) = \int_0^{\alpha} \sqrt{dx^2(\alpha) + dy^2(\alpha) + dz^2(\alpha)} \cdot d\alpha, \quad (3)$$

где $dx(\alpha)$, $dy(\alpha)$, $dz(\alpha)$ — дифференциалы соответствующих координат по угловому параметру α .

В результате ряда преобразований выражений (1), (2) и (3) для соответствующих спиральных проводников, получим:

— для полусферической спирали

$$S_{\text{сф}}(\alpha_{\text{сф}}) \cong 4n_{\text{сф}} \cdot R_{\text{сф}} \cdot \left[E(e=1, \psi) - \frac{2n_{\text{сф}} \cdot \sin(0,5 \cdot n_{\text{сф}}^{-1} \cdot \alpha_{\text{сф}})}{\sqrt{1 + 16n_{\text{сф}}^2 \cdot \sin^2(0,25 \cdot n_{\text{сф}}^{-1} \cdot \alpha_{\text{сф}})}} \right], \quad (4)$$

где $E(e, \psi)$ — эллиптический интеграл второго рода;

$$\psi = \arcsin \left[\frac{4n_{\text{сф}} \cdot \sin(0,25 \cdot n_{\text{сф}}^{-1} \cdot \alpha_{\text{сф}})}{\sqrt{1 + 16n_{\text{сф}}^2 \cdot \sin^2(0,25n_{\text{сф}}^{-1} \cdot \alpha_{\text{сф}})}} \right],$$

– для цилиндрической спирали

$$S_{\text{цил}}(\alpha_{\text{цил}}) = R_{\text{цил}} \cdot \sec \beta \cdot \alpha_{\text{цил}}. \quad (5)$$

На основании представленных выражений с использованием метода векторного потенциала [1] можно получить соответствующие составляющие поля излучения антенны. В частности, для декартовых компонент вектора напряженности электрического поля запишем:

$$E_x = E_0 \int_0^{2\pi n} I(\alpha) \cdot G(\alpha) \cdot dx(\alpha), \quad (6)$$

где $G(\alpha) = \exp[jk(x(\alpha)\sin\theta\cos\varphi + y(\alpha)\sin\theta\sin\varphi + z(\alpha)\cos\theta)]$; $E_0 = -j30k \cdot \exp(-jkr)/r$ – постоянный множитель, характеризующий сферический фронт волны в дальней зоне антенны; k – волновое число свободного пространства; r – расстояние между точкой наблюдения $M(\theta, \varphi)$ в дальней зоне антенны и центром декартовой системы координат; $I(\alpha)$ – функция распределения тока вдоль излучающих проводников.

Компоненты вектора напряженности поля излучения антенны E_y и E_z находятся аналогично представленному выражению (6), в котором вместо $dx(\alpha)$ необходимо подставить соответственно $dy(\alpha)$ и $dz(\alpha)$. Причем декартовые координаты $x(\alpha)$, $y(\alpha)$, $z(\alpha)$, а также их дифференциалы $dx(\alpha)$, $dy(\alpha)$, $dz(\alpha)$ от углового параметра α вычисляются из выражений (1) и (2).

Будем также считать, что излучение антенны характеризуется в основном активной областью, вдоль которой распределяется бегущая волна тока. Данное предположение достаточно часто используется для качественного анализа характеристик излучения спиральных антенн [2] – [4]. Тогда для соответствующих спиральных проводников можно записать:

$$I_{\text{сф}}(\alpha_{\text{сф}}) = I_0 \cdot \exp(-jk \cdot S_{\text{сф}}(\alpha_{\text{сф}})); \quad (7)$$

$$I_{\text{цил}}(\alpha_{\text{цил}}) = I_0 \cdot \exp(-jk \cdot (S_{\text{цил}}(\alpha_{\text{цил}}) + S_{\text{сф}}(\alpha_{\text{сф}} = 2\pi \cdot n_{\text{сф}}))), \quad (8)$$

где $S(\alpha)$ – текущая длина спиральных проводников, определяемая соответственно выражениями (4) и (5); I_0 – амплитуда тока в начале активной области.

Дальнейшие исследования направленных и поляризационных свойств предлагаемой конструкции антенны как в теоретическом, так и экспериментальном аспектах удобно провести, анализируя составляющие электромагнитного поля на основных видах поляризации, то есть в данном случае в линейном и круговом ортогональных поляризационных базисах. Для этого осуществим переход к сферическим составляющим вектора напряженности поля излучения на основе известных соотношений:

$$\begin{aligned} E_\theta &= E_x \cdot \cos\theta \cos\varphi + E_y \cdot \cos\theta \sin\varphi - E_z \cdot \sin\theta; \\ E_\varphi &= -E_x \cdot \sin\varphi + E_y \cdot \cos\varphi, \end{aligned} \quad (9)$$

а составляющие поля излучения, соответствующие круговому правостороннему $E_{\text{пр}}$ и левостороннему $E_{\text{лев}}$ вращению вектора поляризации, определим из следующих выражений [1]:

$$E_{\text{пр}} = \frac{E_\theta - j \cdot E_\varphi}{\sqrt{2}}; \quad E_{\text{лев}} = \frac{E_\theta + j \cdot E_\varphi}{\sqrt{2}}. \quad (10)$$

Представленные выше выражения (6) – (10) позволили провести расчет и анализ ДН антенны. Расчет произведен методом численного интегрирования с использованием пакета Mathcad 7.0.

Результаты анализа характеристик излучения антенны. Согласно приведенной геометрии сферо-цилиндрической спиральной антенны задача анализа ее характеристик излучения является многопараметрической. В связи с этим предварительный выбор геометрических параметров антенны и диапазон их изменения осуществлялся на основании уже полученных результатов [2, 3], а также следующего предположения.

Известно, что форма ДН пространственной спиральной антенны на выпуклых поверхностях определяется свойствами симметрии структуры (числом заходов и видом намотки), способом возбуждения и электрической длиной первого и последнего витков. В частности, при возбуждении антенны с вершины спиральной структуры интенсивное осевое излучение в сторону вершины создается обратной волной T_{-1} [1]. В области ее существования фазовая постоянная в спирали примерно совпадает с фазовой постоянной свободного пространства, а геометрические параметры спирали определяются из соотношения [2], [3]:

$$R_{сф} = R_{цил} = \frac{1}{k} \cdot \frac{\cos \beta}{1 + \sin \beta}. \tag{11}$$

Витки спирали, для которых выполняется условие (11), составляют активную зону. Для слабо-направленной антенны активная зона может содержать всего один виток. Предшествующие витки, длина которых мала по сравнению с длиной волны, играют роль канализирующей линии с потерями, обусловленными излучением волны T_0 .

Учитывая вышеизложенное, произведено численное моделирование характеристик излучения антенны с целью получения квазиизотропных ДН. Результаты расчета представлены на рис.2 и рис.3, где изображены ДН сферо-цилиндрической спиральной антенны для ортогональных угломестных плоскостей в линейном E_θ , E_ϕ и круговом $E_{лев}$ поляризационных базисах ($E_{лев}$ – основной вид круговой поляризации).

Представленные ДН получены для сферо-цилиндрической спиральной антенны со следующими геометрическими параметрами: $n_{сф} = 0,5$, $n_{цил} = 1$; $\beta = 26$ град.; $R_{сф} = R_{цил} = 1,2 \cdot \lambda$, где λ – рабочая длина волны.

Соответствующие расчеты ДН в азимутальной плоскости антенны показали изотропность излучения для всех составляющих поля излучения как в линейном, так и круговом поляризационных базисах. При этом максимальная неравномерность излучения не превышала уровня – 2,0 дБ.

плоскость XOZ ($\phi = 0$)

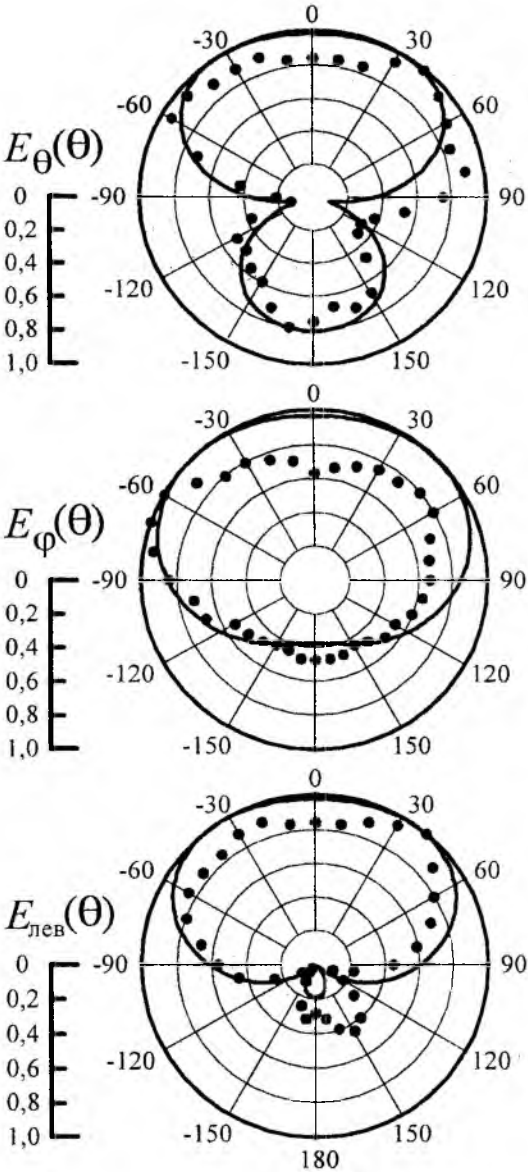


Рис. 2

плоскость YOZ ($\varphi = \pi/2$)

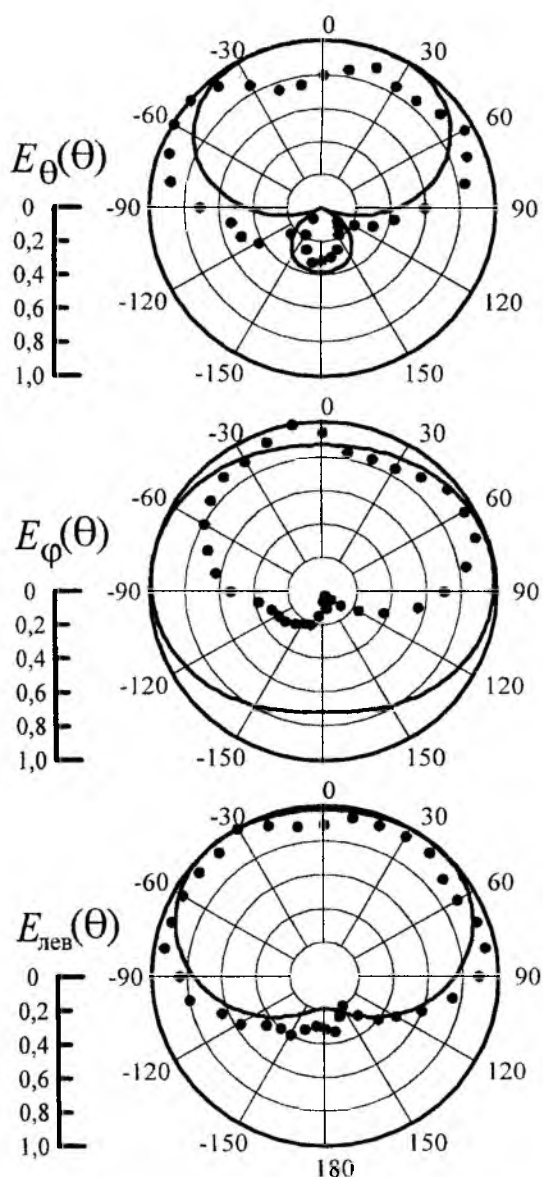


Рис. 3

Для подтверждения выявленных направленных и поляризационных свойств представленной спиральной антенны изготовлен экспериментальный макет антенны со аналогичными геометрическими размерами. Излучающие элементы антенны выполнены в виде тонких спиральных проводников, радиус которых $r_{\text{пр}} = 1$ мм.

Измерения ДН в различных поляризационных базисах проводились в условиях дальней зоны методом вращающейся исследуемой антенны на выделенных частотах диапазона 800÷1000 МГц. В качестве вспомогательных были использованы эталонные антенны, аттестованные каждая на соответствующий вид поляризации излучаемого поля. Проведенная серия экспериментальных исследований качественно и количественно подтвердила наличие анализируемого режима излучения антенны с заданными поляризационными характеристиками, о чем свидетельствуют результаты экспериментов, отмеченные на рис. 2 и рис. 3 точками.

При этом максимальный уровень излучения антенны для правостороннего вращения вектора поляризации $E_{\text{пр}}$ (кррсовая компонента поля излучения) относительно основного вида круговой поляризации $E_{\text{лев}}$ не превышал – 15,5 дБ, что соответствует коэффициенту эллиптичности K_3 поля излучения антенны не более – 3,0 дБ во всем секторе углов. Оценка коэффициента эллиптичности K_3 поля излучения антенны произведена на основании выражения [3]:

$$K_3 = \frac{|E_{\text{пр}}| - |E_{\text{лев}}|}{|E_{\text{пр}}| + |E_{\text{лев}}|}.$$

Таким образом, результаты проведенных исследований показали возможность создания ненаправленной антенны в виде сферо-цилиндрической

спиральной структуры, позволяющей осуществлять прием (излучение) электромагнитных волн как в линейном поляризационном базисе (вертикальная и горизонтальная поляризация), так и круговом, что может быть использовано при разработке сетей подвижной радиосвязи.

Список литературы: 1. Сазонов Д.М. Антенны и устройства СВЧ. М.: Высш. шк., 1988. 432 с. 2. Лобкова Л.М., Проценко М.Б., Ивашина М.В. Математическая модель поля излучения эллиптических спиральных антенн и оптимизация их параметров // Радиотехника. (Изв. высш. учеб. заведений). 1999. Т.42, № 9. С.37-43. 3. Лобкова Л.М., Проценко М.Б., Молчанов В.В. Малогабаритная спиральная антенна на полусферической поверхности // Радиотехника. (Изв. высш. учеб. заведений). Киев. 2000. Т.43, № 11. С.53-60. 4. Лобкова Л.М., Проценко М.Б., Ивашина М.В., Таньков И.В. Поляризационная структура поля излучения плоских спиральных антенн различной конфигурации // Радиотехника. (Изв. высш. учеб. заведений). Киев. 2001. Т.44, № 3. С.11-18.

Севастопольский национальный
технический университет

Поступила в редколлегию 05.03.2002

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ВЕТРА И ОЦЕНКА ТУРБУЛЕНТНОСТИ АТМОСФЕРЫ МЕТОДАМИ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА В АТМОСФЕРНЫХ РЛС ВЕРТИКАЛЬНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Атмосферные РЛС вертикального зондирования (РЛС ВЗ) являются на сегодняшний день техническим средством, обеспечивающим наилучшие точность, высотное и временное разрешение, вертикальный диапазон высот при измерении скорости ветра в тропосфере. В материалах международных программ, посвященных атмосферным РЛС вертикального зондирования атмосферы, подчеркивается необходимость совершенствования аппаратуры и методики обработки сигналов в них, повышения достоверности получаемых данных.

Один из методов получения информации о динамических параметрах атмосферы – параметрическое оценивание спектральной плотности мощности (СПМ) сигналов, рассеянных от турбулентной атмосферы в случае радиозондирования либо отраженных от акустического пакета в случае радиоакустического зондирования.

В общем случае сигнал, отраженный от турбулизованный объема в пределах телесного угла диаграммы направленности антенны радиолокатора, на высоте H , представляется в виде

$$x(t) = A(t) \cdot \cos(\omega_0 \cdot t + \varphi(t)), \quad (1)$$

где $A(t)$ – огибающая; $\varphi(t)$ – фаза, содержащая информацию о динамических параметрах атмосферы. В работах [1,2] показано, что огибающая (1) распределена по обобщенному закону Рэлея-Райса, а распределение плотности мощности спектра можно описать нормальным законом. При применении квадратурной обработки в совокупности с преобразованием выражения (1) в цифровую форму и временным усреднением отсчетов $x(t)$ формируется ряд комплексных значений

$$\dot{x}(k \cdot T) = A_r(k \cdot T) + j \cdot A_i(k \cdot T), \quad (2)$$

где T – временной интервал между соседними значениями ряда. Спектр мощности сигнала (2), полученного при радиозондировании атмосферы, является односторонним и содержит информацию о скорости ветра (доплеровское смещение спектрального максимума по частотной оси F_d), и турбулентности атмосферы (ширина спектрального максимума Δf). Точная аналитическая зависимость между шириной спектрального максимума и интенсивностью турбулентности до настоящего момента не получена, однако в работе [1] показана прямая зависимость Δf от интенсивности турбулентности (среднеквадратических пульсаций скорости ветра в турбулентном объеме). В работе [3] турбулентности в соответствии с величиной среднеквадратических пульсаций скорости ветра σ_v условно разделены на 4 класса: $\sigma_v \leq 0.5$ м/с – слабая турбулентность; $0.5 \text{ м/с} \leq \sigma_v \leq 2.5$ м/с – умеренная; $2.5 \text{ м/с} \leq \sigma_v \leq 4$ м/с – сильная; $\sigma_v > 4$ м/с – штормовая. Поэтому, определив диапазон возможных значений Δf отраженных сигналов по экспериментальным данным радиозондирования и разбив этот диапазон на 4 поддиапазона в соответствии с вышеприведенным делением по величине σ_v , можно оценочно классифицировать турбулентности по оцененному значению Δf .

Существуют классические и неклассические методы нахождения СПМ сигнала. К классическим относятся: быстрое преобразование Фурье, периодограммные методы Бартлетта и Уэлча с применением различных спектральных окон. К неклассическим относится метод построения авторегрессионного спектра процесса порядка p , коэффициенты которого определяются в результате решения уравнения Юла-Уокера, по алгоритму Берга, ковариационному алгоритму и т.д. Задача параметрического оценивания F_d и ширины спектрального максимума по СПМ, найденной классическими методами, уже решалась авторами [4,5,6].

Предложенные в [5,6] модель и методика исследований имеют ряд недостатков. Исследовались только два метода параметризации – метод центра тяжести и метод вписывания гауссианы минимизацией квадрата ошибки. При этом рассматривалось фиксированное расположение сигнальной кривой – на нулевой доплеровской частоте. Шумы и помеховые компоненты принимаемого сигнала ограничивались стационарным гауссовым шумом. Следует отметить также, что кривые зависимостей ошибок параметризации от отношения сигнал/шум при $c/\omega \rightarrow \infty$ не стремились к нулевому значению, то есть применяемые методы (или их программная реализация) были либо неэффективными, либо смещенными оценками. Основным недостатком применения классических методов было значительное время обработки результатов зондирования и невозможность получения оценок в реальном масштабе времени.

Цель данной работы – показать, что неклассические методы спектрального анализа не уступают классическим по точности определения первых двух моментов доплеровских вариаций отраженного сигнала (доплеровского смещения спектрального максимума и ширины спектрального максимума), и значительно превосходят классические по быстродействию, а, следовательно, наиболее целесообразны для практического применения.

Описание алгоритмов спектрального анализа и параметрического оценивания

Так как спектр мощности сигнала, отраженного от турбулентной атмосферы, описывается нормальным законом [1], то для нахождения первых трех моментов доплеровских вариаций этого сигнала необходимо выполнить параметрическое оценивание его СПМ, вычисленной одним из методов спектрального анализа. Применяемые классические методы спектрального анализа достаточно полно описаны в [7]. Остановимся лишь на некоторых особенностях этих методов. На результат оценки спектра методом Уэлча сильно влияет выбор окна. Для исследований были выбраны окна: Хэмминга (лучшее с точки зрения [7] для оценки спектра), Гаусса (соответствующее в спектральной области виду оцениваемого спектра), Блэкмана (имеющее минимальный уровень боковых лепестков -58,2 дБ и высокую скорость спада -18 дБ/октаву).

В неклассических методах на основе решений уравнений Юла-Уокера или с использованием гармонического алгоритма Берга спектр строится по оцененным коэффициентам авторегрессии (коэффициентам отражения). Основная сложность – это выбор порядка модели авторегрессии. В рекурсивных алгоритмах оценки порядка модели на каждом шаге уточнения вычисляется значение дисперсии возбуждающего белого шума $\sigma_{\text{шум}}$. Типовая зависимость

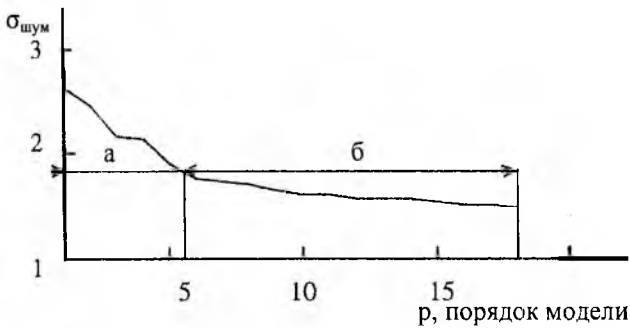


Рис. 1

выделить 2 диапазона значений r : a – диапазон быстрого спада величина $\sigma_{\text{шум}}$ с увеличением порядка модели и b – диапазон медленного спада $\sigma_{\text{шум}}$. Поэтому за оценку порядка модели $r_{\text{оц}}$ можно принять такое значение порядка r , при котором скорость уменьшения $\sigma_{\text{шум}}$ существенно снижается, то есть когда значение производной в точке $r_{\text{оц}}$ значительно уменьшается по сравнению с предыдущими значениями. Второй критерий идентификации, согласно [8], требует оценки частной корреляционной функции в результате решения матричного уравнения

$$\phi_p = R_p^{-1} \cdot r_p \quad (3)$$

где R_p – матрица значений нормированной корреляционной функции p -го порядка;

$\Phi(\mathbf{r}\mathbf{r})$ – вектор-столбец значений частной корреляционной функции $\mathbf{r}$ -го порядка.

За оценку порядка модели $\mathbf{r}$ принималось значение, соответствующее $\mathbf{r}$ -му сдвигу частной корреляционной функции, при котором абсолютное значение этой функции не выходит за пределы удвоенного значения стандартной ошибки. Идентификация модели производилась с использованием обоих изложенных критериев.

Для аппроксимации СПМ с целью нахождения первых трех моментов доплеровских вариаций была выбрана функция

$$S(f, B, f_0, \Delta f) = (B/\sqrt{2 \cdot \pi} \cdot \Delta f) \cdot \exp\left(-(f - f_0)^2 / 2 \cdot \Delta f^2\right), \quad (4)$$

где f_0 – центральная частота спектра; f – отклонение частоты от центральной; B – масштаб-

ный коэффициент; $2 \cdot \Delta f = \sqrt{\sum_{k=1}^N (f - f_0)^2 / N} = \langle S(f) \rangle_{0,607}$ – ширина спектрального пика по

уровню 0,607. Доплеровский сдвиг и ширина спектра отраженного сигнала оценивались по параметрам выражения (4) после проведения аппроксимации спектра сигнала, отраженного от турбулентной атмосферы, по методу наименьших квадратов. Для этого минимизировалась функция FS в соответствии с методикой, описанной в [9]

$$FS = \sum_i^N (y_i - S(f, B, f_0, \Delta f))^2 = \min, \quad (5)$$

где N – число отсчетов спектрального ряда; y_i – мощности составляющих спектрального ряда.

При аппроксимации спектра следует уделить внимание краевым эффектам, когда величина доплеровского смещения приближается к половине частоты дискретизации $\pm f_{\text{диск}}/2$. В этом случае спектральный максимум смещается к краю частотной оси и часть спектральных составляющих циклически переходит на частоты $\mp f_{\text{диск}}/2$. При аппроксимации такого спектра по методу наименьших квадратов необходимо либо аппроксимировать спектр участками функции (4), либо рассматривать несколько реализаций спектра, циклически сдвинутых относительно исходного. Второй вариант предпочтительнее, так как не требует существенного изменения алгоритма аппроксимации, поэтому он был выбран для практической реализации.

Модель отраженного сигнала

Чтобы выбрать метод спектрального анализа, позволяющий оценить F_d и ширину спектрального максимума с наименьшей погрешностью, обусловленной шумами, необходимо провести исследования на моделях сигналов, адекватных реальным, с заданными параметрами спектра ($f_0, \Delta f$). Предлагаемая модель сигнала, отраженного от турбулентной атмосферы, была разработана на основе теоретических работ [1,2] и экспериментальных данных зондирования атмосферы, полученных на стратосферно-тропосферной РЛС ВЗ [4], параметры которой приведены ниже :

- несущая частота 57.3 МГц;
- длительность зондирующего импульса 2 мкс;
- разрешение по высоте 300 м ;
- диапазоны: исследуемых высот 2...14 км, измеряемых скоростей ветра 0...50 м/с

Результаты одного сеанса зондирования представлены в виде 40 временных рядов значений квадратурных составляющих радиосигналов, отраженных от неоднородностей атмосферы с 40 высот. Длина ряда в 128 отсчетов соответствует временному интервалу 12 с. Каждая точка ряда получена в результате усреднения по ансамблю из 450 реализаций отраженного сигнала. По этим экспериментальным данным, в результате параметрического оценивания второго момента СПМ, был определен диапазон значений ширины спектрального максимума Δf от-

раженного сигнала по уровню 0,607. Он составил от $0.2f_T/128$ до $3.98f_T/128$, где $f_T=1/T$, а T - период когерентного накопления. Этот диапазон условно был разделен на 4 поддиапазона в соответствии с делением турбулентностей по величине среднеквадратических пульсаций скорости ветра: $\Delta f \leq 0.3f_T/128$ – слабая турбулентность; $0.3f_T/128 \leq \Delta f \leq 1.55f_T/128$ – умеренная; $1.55f_T/128 \leq \Delta f \leq 2.48f_T/128$ – сильная; $\Delta f > 2.48f_T/128$ – штормовая. При моделировании генерировались отраженные сигналы с шириной спектрального максимума $\Delta f = f_T/128$ и $4f_T/12$. Доплеровское смещение спектрального максимума бралось равным 0 и $5f_T/16$, что соответствовало $V_{\text{ветра}}=0$ и 40 м/с. Так как огибающая СПМ отраженного сигнала должна описываться законом Гауса согласно [1], то для формирования реализаций комплексного узкополосного сигнала (2) использовалась схема формирователя сигнала с одной боковой полосой, описанная в [10]. На вход формирователя подавались реализации случайного процесса $(y_1(1) \dots y_1(N \cdot T))$, распределение амплитуд отсчетов в которых подчиняется нормальному закону и осуществлялась их фильтрация в полосе, удовлетворяющей требованиям узкополосности генерируемого процесса. В данном случае амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) фильтра $\hat{S}_\Phi(k/T) = \hat{S}_\Phi(k \cdot f_T)$ должна соответствовать функции нормального закона с заданными значениями Δf и F_d .

Так как реальный сигнал принимается на фоне шумов, то к сформированному ряду сигнала добавлялся аддитивный нормальный белый шум $\dot{n}(k \cdot T)$ с односторонним спектром $\dot{n}(k \cdot f_T)$. Для задания требуемой величины отношения сигнал/шум $q_{\text{треб}}$ по мощности в реализации сигнала с шумом необходимо находить текущее отношение сигнал/шум q для каждой реализации

$$q = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^{N \cdot T} |\dot{x}(k \cdot T)|^2 / \frac{1}{N} \sum_{k=1}^{N \cdot T} |\dot{n}(k \cdot T)|^2 \quad (7)$$

и умножать значения ряда сигнала на коэффициент $C = \sqrt{q_{\text{треб}}/q}$.

Результаты моделирования и экспериментальная проверка полученных результатов

При моделировании на ЭВМ исследовались зависимости стандартных ошибок определения первых трех моментов доплеровских вариаций отраженного сигнала, от которых в конечном итоге можно перейти к оценкам скорости ветра и интенсивности турбулентности на высоте H в диапазоне соотношений сигнал/шум по мощности от 1 до 10. Полученные результаты показали, что использование периодограммного метода Уэлча с окнами Хэмминга и Блэкмана, а также неклассического метода построения авторегрессионного спектра в результате решения уравнения Юла-Уокера позволяет определять первые два момента доплеровских вариаций с минимальными значениями стандартных ошибок. Результаты моделирования представлены на рис. 2

На рис.2 а и 2 в представлены зависимости стандартной ошибки определения ширины спектрального максимума от соотношения сигнал/шум, а на рис.2 б и 2 г зависимости стандартной ошибки определения скорости ветра для турбулентностей с шириной спектрального максимума $f_T/128$ до $4f_T/128$ соответственно. На этих рисунках кривой 1 – соответствуют зависимости Δf и $V_{\text{ветра}}$ от q , для случая обработки спектра, построенного методом Уэлча с окном Хэмминга, 2 – с окном Блэкмана, 3 – неклассическим методом авторегрессионного построения спектра на основе решений уравнений Юла-Уокера. Из рис 2.а видно, что при оценке Δf для отраженных сигналов с заданным значением $\Delta f = f_T/128$ относительная погрешность измерений составляет (50-40%) при соотношениях сигнал/шум меньше 4 и (25-8%) при $q \geq 4$ в случае применения периодограммного метода Уэлча с окном Хэмминга. На 3-2% уступают в точности: классический метод Уэлча с окном Хэмминга. При оценке скорости ветра (рис. 2 б) наилучшие результаты дает метод Уэлча с окном Блэкмана. Абсолютная

погрешность измерения от 0,5 м/с до 0,3 м/с при $q < 4$ и от 0,3 до 0,18 м/с при $4 \leq q \leq 10$. На 0.04-0.1 м/с уступают в точности метод Уэлча с окном Хэмминга и неклассический на основе решений уравнений Юла-Уокера.

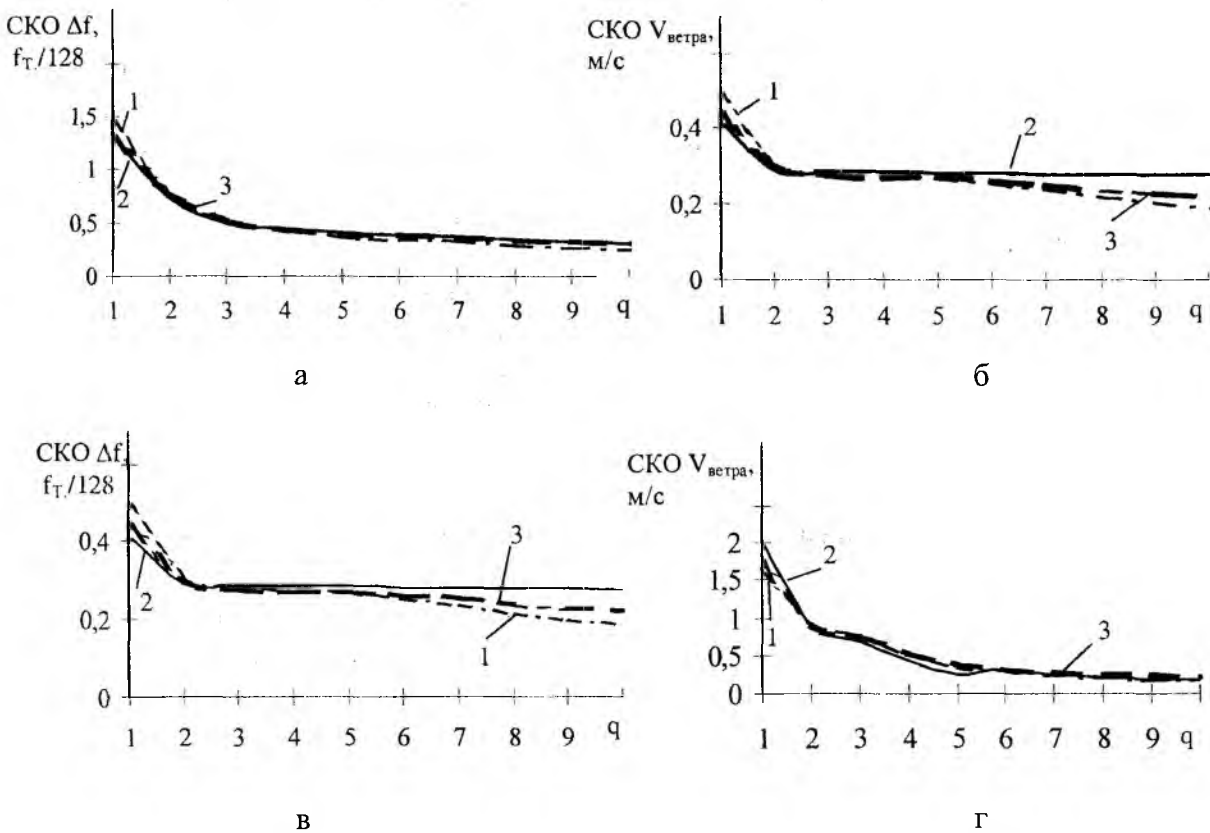


Рис. 2

Результаты оценок первых двух моментов доплеровских вариаций отраженных сигналов с $\Delta f = 4f_T/128$ представлены на рис. 2 в, 2 г. При оценке Δf наилучшие результаты дает алгоритм Уэлча с окном Блэкмана (погрешность 40-19 %) при соотношениях сигнал/шум меньше 4 и 12-4% при $q \geq 4$. На 3-1% уступает в точности метод Уэлча с окном Блэкмана и неклассический метод построения спектра авторгрессии на основе решений уравнений Юла-Уокера.

Экспериментальная проверка разработанных моделей была проведена на временных рядах сигналов, полученных на атмосферной РЛС вертикального зондирования [4] . Перед использованием выбранных алгоритмов спектрального анализа из реализаций отраженного сигнала удалялась земная помеха, принимаемая по боковым лепесткам диаграммы направленности антенны.

На рис. 3 а изображен оцененный с использованием выбранных алгоритмов профиль скорости ветра по высоте (сплошная линия – метода Уэлча, пунктирная – неклассический метод на основе решения уравнений Юла-Уокера), а на рис. 3 б – профиль ширины спектрального максимума отраженного сигнала по высоте.

Из рис. 3 видно, что оценки скорости ветра и ширина спектрального максимума, найденные обоими методами, идентичны до высот 10 км. Расхождения оценок методов на высотах 10-12 км объясняется тем, что величина соотношения сигнал/шум близка к пороговой и спектр сильно искажен шумами. На рис. 3.б сплошными вертикальными линиями показано условное оценочное деление турбулентностей на 4 класса по ширине спектрального максимума: I – слабая турбулентность; II – умеренная турбулентность; III – сильная турбулентность; VI – штормовая турбулентность.

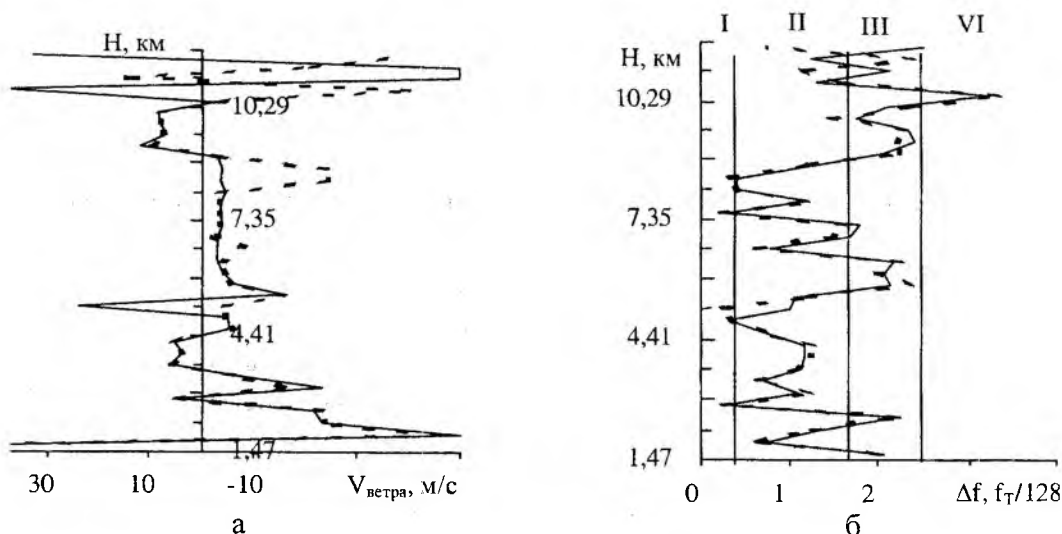


Рис. 3

Выводы

1. Минимальной погрешностью определения скорости ветра и ширины спектрального максимума при спектральном анализе классическими методами обладает метод Уэлча, а среди проанализированных неклассических – построение спектра авторегрессии, коэффициенты которого найдены в результате решения уравнений Юла-Уокера. 2. Неклассический метод построения авторегрессионного спектра на основе решения уравнений Юла-Уокера по точности уступает классическому на 2-5%, однако существенно выигрывает в скорости (4-10 раз при моделировании). 3. Для отраженных сигналов с шириной спектрального максимума $\Delta f = 4f_T/128$ относительная погрешность определения Δf и $V_{\text{ветра}}$ меньше, чем для сигналов с $\Delta f = f_T/128$. Данный результат можно объяснить тем, что чем более узкополосный сигнал, тем больше отсчетов должна содержать выборка этого сигнала для получения высокой точности определения коэффициентов авторегрессии и построения спектра процесса авторегрессии. Для уменьшения погрешности оценок первых трех моментов доплеровских вариаций отраженного сигнала выборка должна содержать 200-250 отсчетов. В результате эксперимента при длине выборки в 256 отсчетов было установлено, что относительная погрешность определения ширины спектрального максимума уменьшилась на 7-3% в диапазоне соотношений сигнал/шум от 1 до 10 соответственно. 4. Предложенная классификация турбулентностей по величине ширины спектрального максимума является оценочной. Получение более точных аналитических зависимостей является предметом дальнейших исследований.

Список литературы: 1. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 586с. 2. Петров В.А., Карташов В.М. Анализ структурно-физической модели рассеяния волн в турбулентной атмосфере // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 114. С. 37-39. 3. Винниченко Н.К. Турбулентность в свободной атмосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1976. 326 с. 4. Исследования атмосферных динамических процессов в нижней термосфере и тропо-стратосфере / Б.Л. Кашеев, В.В. Жуков, В.Н. Олейников и др. // Метеор. исслед. 1988. № 14. С. 19 – 39. 5. Yamamoto M., Sato T., May P.T. et al. Estimation error of spectral parameters of mesosphere-stratosphere-troposphere radars obtained by least squares fitting method and it's lower bound. / Radio Sci.- Vol. 23.- № 6, November-December 1988.- P. 1013-1021. 6. Yamamoto M., Sato T., May P.T. et al. Estimation of spectral parameters of MST radar obtained by least squares fitting method // Handbook for middle atmosphere program.- Urbana, Illinois.- 1989.- Vol. 28.- P. 628-633. 7. Марпл С.Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения. М.: Мир, 1990. 584 с. 8. Бокс Дж., Дженкинс Г. Анализ временных рядов. Прогноз и управление: Пер. с англ. Вып. 1/Под ред. В.Ф. Писаренко. М.:Мир, 1974. 406 с. 9. Данилина Н.И., Дубровская Н.С., Кваша О.П. Численные методы. М.: Высш. школа, 1976. 368 с. 10. Гольденберг Л.М., Б.Д. Матюшкин, Поляк М.Н. . Цифровая обработка сигналов: учеб. пособие. М.: Радио и связь, 1990. 287 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники.

Поступила в редколлегию 22.02.2002

**ПРОСТРАНСТВЕННО-ФАЗОВО-ЧАСТОТНАЯ ФОКУСИРОВКА СИГНАЛОВ В
ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ФАР ПРИ V-ОБРАЗНОЙ ДИСКРЕТИЗАЦИИ ЧАСТОТ**

Фокусировка электромагнитного излучения (ЭМИ) в зеркальных антеннах за счет выбора профиля зеркала или выноса облучателя из фокуса и, особенно, в плоских ФАР за счет использования различных способов управления параметрами непрерывных или импульсных сигналов излучателей вдоль апертуры рассматривалась сравнительно широко [1-17]. Фокусировка ЭМИ в антеннах, в которых тем или иным способом компенсируется квадратичная составляющая разности хода лучей от антенны до точки наблюдения, расположенной в ближней (френелевской) зоне, является уже классической и первоначально возникла в интересах решения задачи измерения параметров диаграмм направленности крупноапертурных остронаправленных антенн на сокращенных расстояниях [1-7]. В последние 10-15 лет снова заметно возрос интерес к сфокусированным системам, поскольку с их помощью оказалось возможным решать ряд таких важных задач, как создание высокоэффективных радиотехнических средств (РТС) локации и связи ближнего действия, специальных систем связи между объектами в заданных локальных областях пространства, систем передачи энергии СВЧ лучом и формирования в локальной области пространства высокой плотности электромагнитной энергии (электромагнитный снаряд) и т.д. [7-10,13]. Для решения последних задач предлагается ряд новых методов фокусировки ЭМИ, основанных на использовании как ранее применяемых отдельных, так и комбинированных степеней свободы при управлении параметрами непрерывных или импульсных сигналов излучателей вдоль апертуры плоских ФАР. В частности, оригинальные многостепенные способы управления для фокусировки ЭМИ с помощью плоских ФАР и разнесенных по пространству излучателей предлагаются в [11-18]. При этом обеспечивается формирование сфокусированных пространственно-временных импульсов (ПВИ) как с их сканированием по углам, так и без такого сканирования. Краткое обобщение известных к настоящему времени методов и их классификация по используемым способам управления при фокусировке ЭМИ приводится в [17,18].

Наиболее простой в реализации и перспективный для большинства указанных выше применений метод формирования ПВИ без сканирования по углам, основанный на пространственно-фазово-частотной фокусировке сигналов при V-образной дискретизации частот по обеим сторонам апертуры, для плоских ФАР предлагается в [18]. В связи с этим представляется весьма полезным рассмотреть особенности его использования в других применяемых на практике типах ФАР.

На практике широко применяются, в частности, выпуклые (конформные) ФАР: цилиндрические, кольцевые, конические, сферические, эллиптические и т.п. Выпуклые ФАР имеют особое практическое значение в интересах создания бортовых РТС для летательных аппаратов (самолеты, вертолеты, беспилотные летательные аппараты), а также наземных (танки, бронетранспортеры, автомобили) и надводных (корабли, катера, яхты) подвижных средств. В отличие от линейных и плоских, выпуклые ФАР имеют ряд особенностей: позволяют получить постоянство эквивалентного излучающего раскрытия, сохраняют при сканировании неизменность свойств направленности антенны, оси излучателей расположены вдоль нормалей к выпуклой поверхности и не параллельны друг другу, за счет выпуклости возможно увеличение шага излучателей до величины длины волны λ и более и др. [19]. Все это обуславливает специфические требования к амплитудно-фазово-частотному распределению поля излучателей и накладывает свои особенности при реализации фокусировки ЭМИ в выпуклых ФАР.

Фокусировка ЭМИ в выпуклых ФАР рассматривается в известной литературе недостаточно, изучен только ряд частных вопросов [19-21]. Так, в [19] рассматривается пространственно-фазовая фокусировка ЭМИ с помощью цилиндрической ФАР в зоне Френеля. В [20,21] предлагается способ быстрого сканирования лучом и параллельного обзора пространства за счет фокусировки ЭМИ в дальней (фраунгоферовской) зоне, по существу, на основе гармонического пространственно-фазово(или частотно)-временного управления сигналами излучателей в кольцевых ФАР. Других работ в этом направлении авторам не известно. В то же время, в [17] рассматривается обобщенный случай пространственно-фазово-частотной (ПФЧ) фокусировки ЭМИ в ближней и дальней зонах для произвольно распределенных по пространству источников излучения. На основе полученных в [17] соотношений ниже проводится анализ, как частного случая, ПФЧ - фокусировки сигналов в цилиндрических ФАР при двумерной V-образной дискретизации частот по апертуре.

Простейшим случаем выпуклых ФАР и в то же время позволяющим исключить второстепенные факторы и выявить основные физические зависимости и возможности по управлению фокусировкой ЭМИ в выпуклых ФАР, являются цилиндрические и кольцевые решетки.

В настоящей статье рассматривается случай фокусировки ЭМИ за счет пространственно-фазово-частотного управления излучением сигналов в каналах цилиндрической ФАР (ЦФАР) с использованием дискретного V-образного закона распределения частот. Такое распределение, как указано выше, позволяет формировать в локальной области пространства ПВИ с высокой плотностью электромагнитной энергии (электромагнитный снаряд) и исключить нежелательное для ряда применений сканирование ПВИ по углам. Для расчета поля излучения, создаваемого цилиндрической ФАР, воспользуемся приближениями физической оптики [4].

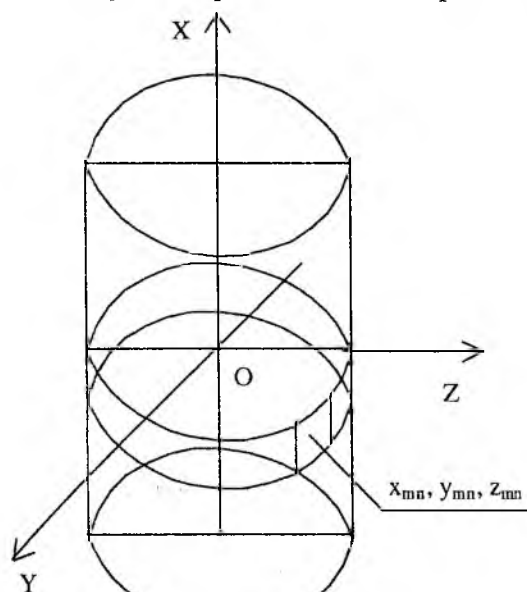


Рис. 1

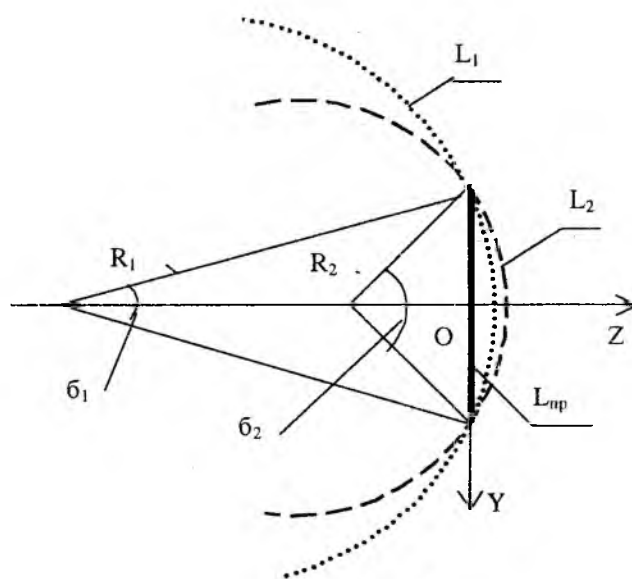


Рис. 2

Будем использовать предложенную в [17] обобщенную математическую модель для общего случая распределенных в пространстве $X Y Z$ (рис.1) излучателей с координатами (x_{mn}, y_{mn}, z_{mn}) .

Для оценки возможностей взаимосогласованного ПФЧ - управления фокусировкой при излучении сигналов в каналах эквидистантной ЦФАР проведем математическое моделирование. Для анализа структуры поля будем рассчитывать напряженность поля $E(x,y,z,t)$ в районе точки фокусировки с координатами $Z_F(x_F=0; y_F=0; z_F)$, создаваемую излучающим раскрытием. Излучающий раскрытив представляет собой сегмент ЦФАР с

центральный углом α (рис.2). Центральный угол α выбирался для случаев, когда сегмент ЦФАР занимает соответственно часть поверхности ЦФАР $L_1 = L_{\text{ЦФАР}}/8$; $L_2 = L_{\text{ЦФАР}}/4$; $L_3 = L_{\text{ЦФАР}}/3$; $L_4 = L_{\text{ЦФАР}}/2$ ($L_{\text{ЦФАР}} = 2\pi R$, R - радиус ЦФАР) и, следовательно, составляет $\alpha_1=45^\circ$, $\alpha_2=90^\circ$, $\alpha_3=120^\circ$ и $\alpha_4=180^\circ$. При этом принимается условие равенства размеров проекции сегмента ЦФАР на плоскость XOY для всех значений α , т.е. равенства линейных размеров эквивалентного плоского раскрыва $L_{\text{пр}}$. Такая постановка задачи позволяет в первом приближении выявить основные закономерности, сократив объем расчетов при сопоставительном анализе. Понятие эквивалентного плоского раскрыва описано в [19]. Выражение для расчета напряженности поля в точке фокусировки от распределенных в пространстве источников излучения имеет вид [17]:

$$E(x, y, z, t) = \left[\sum_m \sum_n \frac{I_{mn}}{z} \exp \left[-j \left[2\pi f_{0mn} \left(t - \frac{z}{c} - \frac{\rho_{mn}^2}{2cz} - \frac{\rho^2}{2cz} + \frac{x_{mn}x + y_{mn}y}{cz} \right) + 2\pi f_{0mn} \left(\frac{z_{mn}}{c} + \frac{\rho_{mn}^2 + \rho^2}{2cz} z_{mn} - \frac{x_{mn}x + y_{mn}y}{cz} z_{mn} \right) + \varphi_{0mn} \right] \right] \right], \quad (1)$$

где I_{mn} - амплитуда подводимых к mn -му источнику излучения (каналу ФАР) колебаний; x_{mn} , y_{mn} , z_{mn} - координаты излучателей; f_{0mn} , φ_{0mn} - частота и фаза подводимого к каждому излучателю сигнала; c - скорость света; $\rho_{mn} = \sqrt{x_{mn}^2 + y_{mn}^2}$, $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$.

Дискретное V-образное распределение частот в выражении (1) определяется в виде:

$$\begin{cases} f_{0mn} = f_0 + |m|\Delta F_x, \text{ если } |m|\Delta F_x \geq |n|\Delta F_y, \\ f_{0mn} = f_0 + |n|\Delta F_y, \text{ если } |m|\Delta F_x < |n|\Delta F_y; \end{cases} \quad (2)$$

где m и n - порядковые номера излучателей по горизонтали и вертикали;

$$m \in \left[-\frac{N_x - 1}{2} \dots \frac{N_x - 1}{2} \right], \quad n \in \left[-\frac{N_y - 1}{2} \dots \frac{N_y - 1}{2} \right];$$

ΔF_x , ΔF_y - шаг частоты по осям OX и OY.

Закон ПФ управления в выражении (1) имеет вид:

$$\varphi_{0mn} = -\frac{2\pi f_{0mn}}{c} \left(z_F - \sqrt{(x_F - x_{mn})^2 + (y_F - y_{mn})^2 + (z_F - z_{mn})^2} \right). \quad (3)$$

При проведении расчетов выберем следующие исходные данные: максимальный разнос частот по апертуре ФАР $\Delta f_{\text{max}}=300\text{МГц}$ и $\Delta f_{\text{max}}=100\text{МГц}$, длина волны $\lambda=0,02\text{м}$, $N_x=N_y=51$, $\Delta F_x=\Delta F_y=\Delta F=8,5\text{МГц}$ - для $\Delta f_{\text{max}}=300\text{МГц}$, $\Delta F_x=\Delta F_y=\Delta F=2,8\text{МГц}$ - для $\Delta f_{\text{max}}=100\text{МГц}$. Расстояние между центрами излучающих элементов ФАР $d=\lambda$ для $R_1=64\lambda$, при уменьшении радиуса кривизны ЦФАР расстояние между излучателями увеличивается, например, при $R_4=25\lambda$ принималось $d=2\lambda$. В качестве излучателя примем изотропный излучатель. Начало системы координат совпадает с геометрическим центром ЦФАР (рис.1).

Координаты излучателей рассчитываются согласно выражениям:

$$y_{mn} = |R \cos \theta_{mn}|, \quad x_{mn} = |m \cdot d|, \quad z_{mn} = R \sin \theta_{mn}. \quad (4)$$

Пусть точка фокусировки находится на оси OZ и имеет координаты $Z_F(x_F=0; y_F=0; z_F)$. Для представления результатов моделирования в наиболее общем виде будем использовать

приведенные координаты: $x^{\Pi} = x/L_x$, $y^{\Pi} = y/L_y$, $z^{\Pi} = z/z_d$, где $z_d = 2L_x^2/\lambda$ - дальняя граница зоны Френеля; L_x и L_y - линейный размер плоского эквивалентного раскрыва ЦФАР по оси ОХ и ОУ соответственно.

На рис.3 показаны необходимые согласно выражению (3) распределения фаз сигналов в каналах ЦФАР радиусом $R_1=64\lambda$ (рис.3а) и $R_4=25\lambda$ (рис.3б) при $Z_F=0,05Z_d$ для $\Delta f_{max}=300\text{МГц}$. Из рис.3 видно, что при фокусировке в точку, находящуюся на дальности $0,05Z_d$, максимальное значение начальной фазы сигнала в каналах ЦФАР для $R_1=64\lambda$ составляет $\varphi_{0mnmax}=58\text{ рад}$, а для ЦФАР с радиусом $R_4=25\lambda$ имеем $\varphi_{0mnmax}=174\text{ рад}$, что существенно больше, чем в случае плоской ФАР [18].

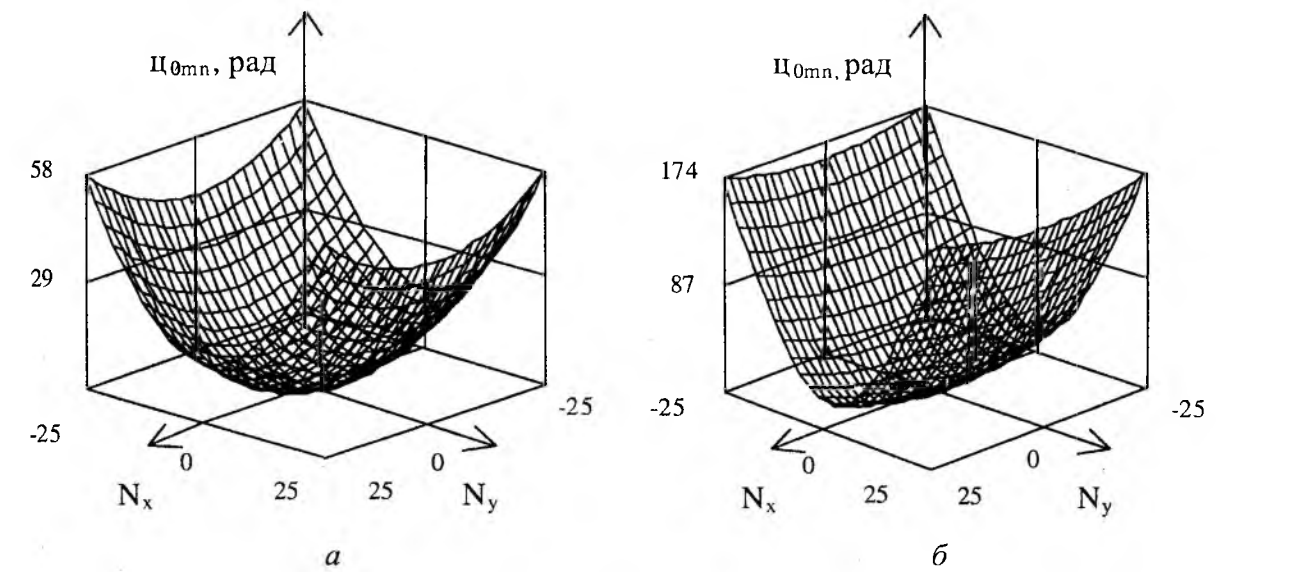


Рис. 3

На рис.4 показаны распределения частот сигналов в каналах ЦФАР, рассчитанные согласно выражению (2) для $\Delta f_{max}=300\text{МГц}$ (рис.4а) и $\Delta f_{max}=100\text{МГц}$ (рис.4б). Распределение частот по излучателям ЦФАР имеет вид четырехгранной пирамиды. Кроме такого распределения частот возможно применение распределений частот с равномерной дискретизацией в виде пирамиды с количеством граней восемь и более, в пределе стремящейся к конусу. Последние виды распределений частот в каналах ЦФАР, как показали предварительные расчеты, приводят к снижению уровня пространственных боковых лепестков и увеличению их количества. Более подробное изложение этого вопроса выходит за рамки данной статьи.

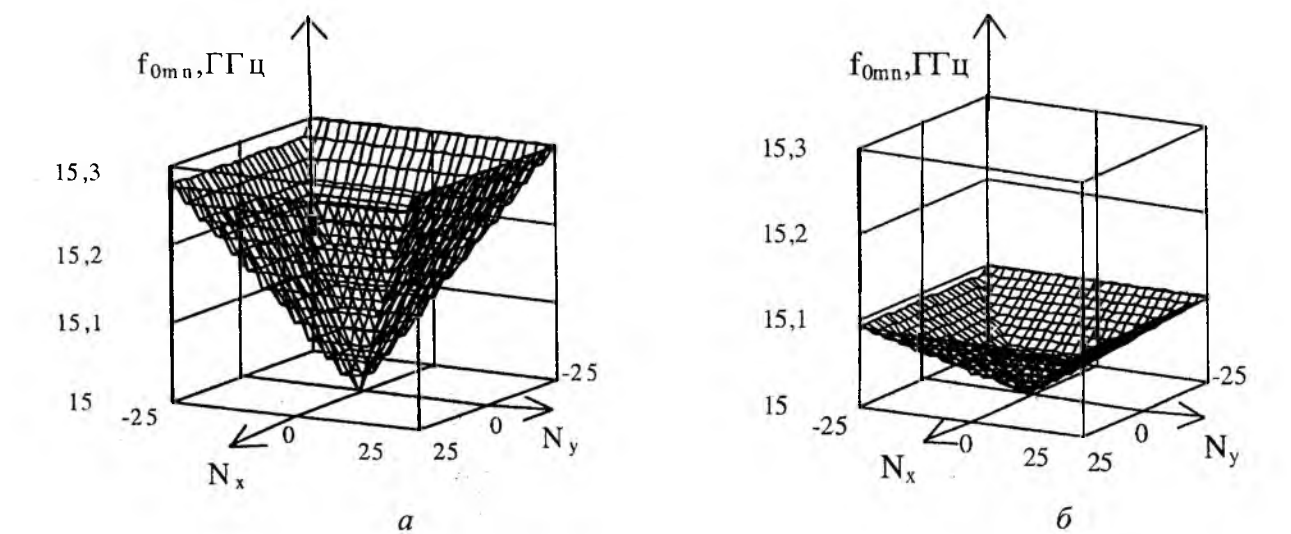


Рис. 4

На рис.5 и 6 представлены для случая взаимосогласованного ПФЧ-управления фокусировкой сечения ПВИ по оси OZ для ЦФАР с радиусами $R_1=64\lambda$, $R_4=25\lambda$ соответственно при разносе частот по апертуре $\Delta f_{max}=300\text{МГц}$ (штрих-пунктирная линия) и $\Delta f_{max}=100\text{МГц}$ (сплошная линия) на дальностях $Z_F=0,2Z_D$ (рис.5а, 6а), $Z_F=0,5Z_D$ (рис.5б, 6б), $Z_F=2Z_D$ (рис.5в, 6в).

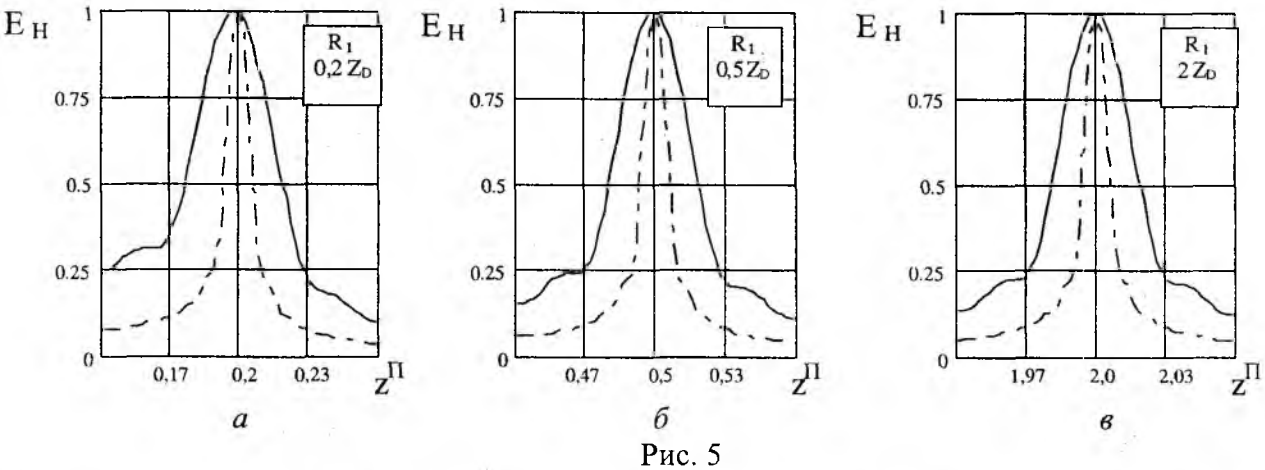


Рис. 5

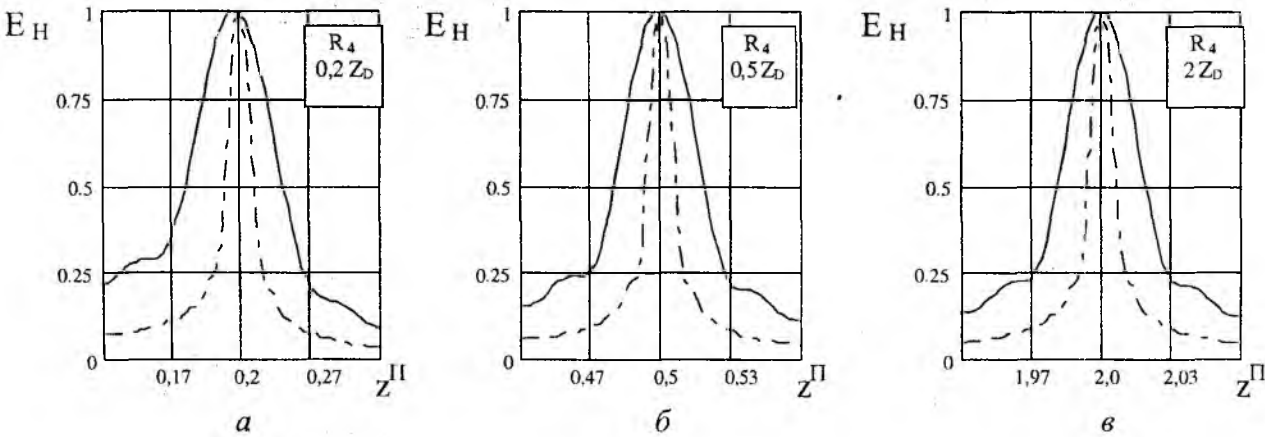


Рис. 6

Из графиков на рис.5 и 6 видно, что протяженность ПВИ по дальности не зависит от расстояния до точки фокусировки Z_F и от кривизны ЦФАР при условии сохранения размеров эквивалентного плоского раскрыва, а зависит от максимального разноса частот по апертуре Δf_{max} и определяется:

$$\Delta Z_F \approx \frac{C}{\Delta f_{max}} \tag{5}$$

ПВИ сохраняет свою протяженность по дальности не только в зоне Френеля, но и в зоне Фраунгофера. Для дальности фокусировки $0,2Z_D$ наблюдается сдвиг максимума ПВИ из точки фокусировки к апертуре. При увеличении максимального разноса частот по апертуре ЦФАР этот сдвиг уменьшается.

Рассмотрим поле в точке фокусировке для случаев наличия и отсутствия дополнительного ПФ управления фокусировкой. На рис.7 приведены графики зависимости нормированного поля при отсутствии (сплошная линия) дополнительного фазового управления фокусировкой и при взаимосогласованном ПФЧ-управлении фокусировкой (пунктирная линия) для ЦФАР с радиусом $R_4=25\lambda$ при $\Delta f_{max}=300\text{МГц}$ на дальностях $Z_F = 0,2Z_d$ (рис.7а), $Z_F = 0,5Z_d$ (рис.7б) и $Z_F = Z_d$ (рис.7в). Нормировка в общих случаях производилась к максимальному значению ПВИ в точке фокусировки при взаимосогласованном ПФЧ-управлении.

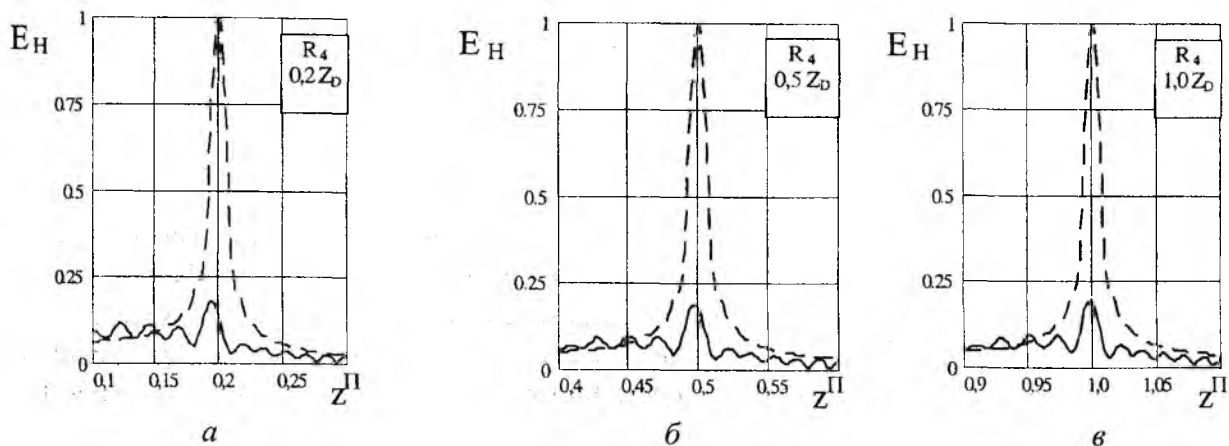


Рис. 7

Из графиков рис.7а, б видно несущественное смещение максимума ПВИ в сторону апертуры при расположении точки фокусировки в пределах зоны Френеля, что является одним из свойств сфокусированных полей как только при ПФ, так и при взаимосогласованном ПФЧ управлении [6,17,18]. Отсутствие ПФ-управления ($\varphi_{0mn} = 0$) в ЦФАР приводит к существенному снижению амплитуды ПВИ и росту относительного уровня пространственных боковых лепестков не только в первой половине зоны Френеля, как для плоских ФАР [18], но и во второй половине зоны Френеля и в зоне Фраунгофера. Это обусловлено тем, что без ПФ-управления фокусировкой в ЦФАР на любых дальностях до точки фокусировки только за счет двумерного V-образного изменения частоты по апертуре нельзя скомпенсировать полностью фазовые набег, вызванные кривизной ЦФАР. Таким образом, в отличие от плоских ФАР, в ЦФАР рассмотренный метод фокусировки на всех дальностях принципиально может быть реализован только при использовании взаимосогласованного ПФЧ-управления.

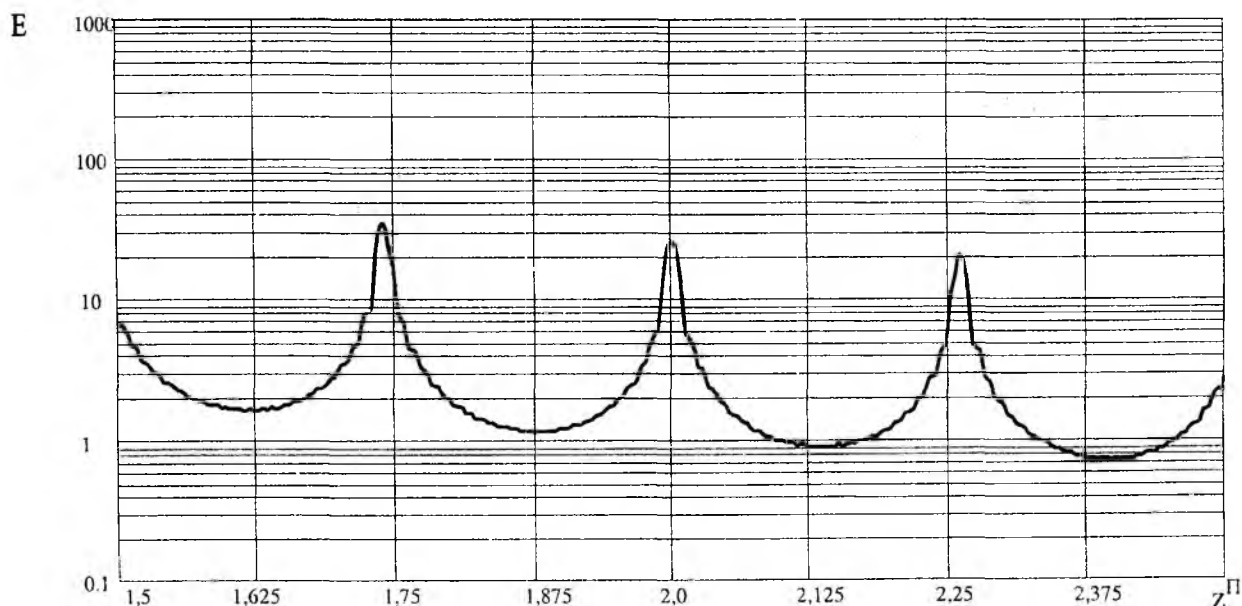


Рис. 8

Рассмотрим структуру поля излучения ЦФАР по нормали к апертуре ФАР. На рис.8 представлен график распределения поля излучения ЦФАР по оси OZ для сигналов с амплитудой $I_{mn}=1$ при ПФЧ-управлении фокусировкой ($\Delta f_{max}=300\text{ МГц}$, $\Delta F=\Delta F_x=\Delta F_y=8,5\text{ МГц}$). Как видно из рис.8, поле излучения цилиндрической ФАР при V-образном распределении частот представляет собой периодическую последовательность коротких ПВИ при непрерывном излучении ФАР. Амплитуда ПВИ убывает с расстоянием

пропорционально $1/z$. Период следования импульсов определяется как

$$T_{ПВИ} = \frac{Dz}{C} = \frac{1}{\Delta F}, \quad (6)$$

где Dz – расстояние между ПВИ.

Трехмерные графики нормированного поля излучения цилиндрической ФАР, рассчитанные по выражению (3) при $I_{\text{нл}}=1$ для $Z_F = Z_d$ и $Z_F = 2Z_d$ при $R_l=64\lambda$ приведены на рис. 9 и 10 соответственно. За счет использования V-образного закона ПЧ-управления произошла локализация ЭМИ в заданном угловом направлении. При уменьшении радиуса кривизны происходит увеличение уровня пространственных боковых лепестков. Уровень первого пространственного бокового лепестка для ЦФАР с $R_l=64\lambda$ не превышает $E_{\text{ПБЛ}}=0,38E_{\text{max}}$.

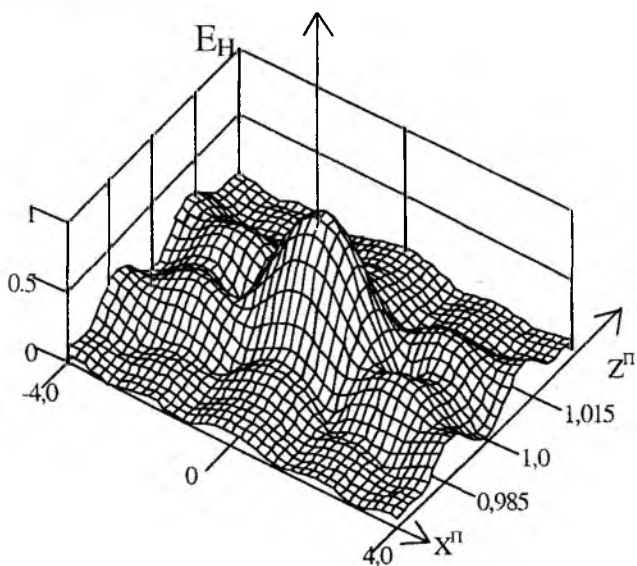


Рис. 9

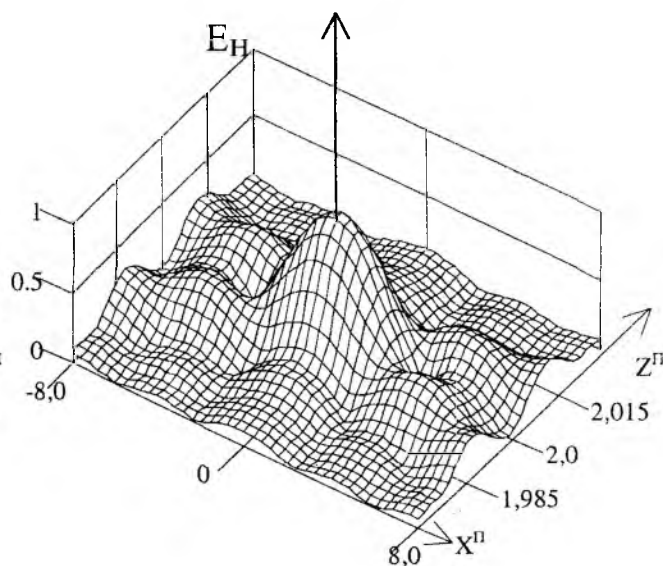


Рис. 10

Проведенное математическое моделирование эквидистантной цилиндрической ФАР с излучающим раскрытием в виде сегмента при взаимосогласованном пространственно-фазово-частотном методе управления фокусировкой ЭМИ в каналах цилиндрической ФАР показывает, что дискретное V-образное распределение частот позволяет формировать в пространстве последовательность коротких сфокусированных импульсов без сканирования по углам.

Выводы:

1. Применение ПФЧ-управления излучением сигналов при V-образной дискретизации частот по апертуре ЦФАР позволяет формировать последовательность коротких ПВИ с заданной протяженностью по дальности, не зависящей от размеров апертуры и расстояния до точки фокусировки без сканирования по углам с относительно малым уровнем пространственных боковых лепестков как в ближней (френелевской), так и в дальней (фраунгоферовской) зонах.

2. Протяженность ПВИ по дальности не зависит также от кривизны ЦФАР и размеров эквивалентного плоского раскрытия, а зависит от максимального разноса частот по апертуре Δf_{max} . Сфокусированный ПВИ сохраняет свою протяженность по дальности при распространении в зоне Френеля и в зоне Фраунгофера.

3. Применение дополнительного ПФ-управления одновременно с взаимосогласованным ПЧ-управлением фокусировкой в ЦФАР, в отличие от плоских ФАР, необходимо для фокусировки ЭМИ как в ближней, так и в дальней зонах.

4. Требуемые законы пространственно-частотного и пространственно-фазового управления, как при непрерывных, так и при длинноимпульсных сигналах, для формирования последовательностей мощных коротких локальных радиоимпульсов определяются из выражений (2) и (3), а параметры таких сфокусированных радиоимпульсов определяются по выражениям (5) и (6).

5. Предлагаемое взаимосогласованное ПФЧ-управление фокусировкой ЭМИ при излучении непрерывных и импульсных сигналов в каналах ЦФАР может быть достаточно просто технически реализовано при использовании освоенных промышленностью элементов СВЧ-трактов.

Список литературы: 1. Саломонович А.Е., Брауде Б.В., Есепкина Н.А. К вопросу об измерении параметров остронаправленных антенн в ближней зоне // Тр. Физич. ин-та им. П.Н. Лебедева АН СССР. XXVIII. 1965. С. 116-128. 2. Саломонович А.Е., Брауде Б.В., Есепкина Н.А. Об измерении параметров остронаправленных антенн в ближней зоне // Радиотехника и электроника. 1969. № 6. С. 67-78. 3. Вольперт А.Р. К измерению диаграмм направленности сфокусированных антенных решеток в ближней зоне // Антенны. Сб. статей / Под ред. А.А. Пистолькорса. М.: Связь, 1969. Вып. 6. С. 79-88. 4. Борн М., Вольф Э. Основы оптики: Пер. с англ. М.: Наука, 1970. 5. Воскресенский Д.И., Гостюхин В.Л. и др. Антенны и устройства СВЧ. Проектирование фазированных антенных решеток / Под ред. Д.И. Воскресенского. М.: Радио и связь, 1981. 431 с. 6. Ваганов Р.Б. Свойства сфокусированных полей // Радиотехника и электроника. 1983. № 5. С. 834-842. 7. Сазонов Д.М. Антенны и устройства СВЧ. М.: Высш. школа, 1988. 432 с. 8. Шелухин О.И. Радиосистемы ближнего действия. М.: Радио и связь, 1989. 237с. 9. Гомозов А.В. Корабельный радиолокатор предупреждения о столкновении с надводными объектами в ближней передней зоне // Вестник междунар. славянского ун-та. Сер. "Технические науки". Харьков. 2000. Т. 3, № 3. С. 19-22. 10. Лебедев А.Н. Управление пространственными характеристиками излучения в РЛС с антенными решетками // Радиоэлектроника. 1987. Т. 30, № 11. С. 9-15. (Изв. высш. учеб. заведений). 11. Циолковски Р.В. Новые импульсы направленной электромагнитной энергии // SPIE. Microwave and Particle Beam Sources and Propagation. 1988. Vol. 873. 12. Фельсен Л.В., Хейшан Е. Методы фокусировки луча от распределенных апертур // SPIE. Microwave and Particle Beam Sources and Propagation. 1988. Vol. 873. 13. Содин Л.Г. Импульсное излучение антенны (электромагнитный снаряд) // Радиотехника и электроника. 1991. Т. 36, № 5. С. 1014-1022. 14. Содин Л.Г. Характеристики импульсного излучения антенн (электромагнитного снаряда) // Радиотехника и электроника. 1992. Т. 37, вып. 5. С. 849-857. 15. Gomozon V.I. Spatial-Frequency-Phase-Time Modulation of radio Pulses in transmitting PPA // Тез. докл. Междунар. конф. "Теория и техника антенн" (МКТТА-95). Харьков. Ноябрь 1995. 137с. 16. Gomozon V.I. Technology of Microwave Radiation Focusing. 6th International Symposium on Recent Advances in Microwave Technology (ISRAMT-97), Beijing, China, 1997, A1-6. 17. Гомозов В.И., Гомозов А.В. Новый метод фокусировки электромагнитных излучений // Антенны. 2001. Вып. 3(49). С. 54-60. 18. Гомозов В.И., Гомозов А.В., Титов С.В. Пространственно-фазово-частотная фокусировка сигналов в плоских ФАР при V-образной дискретизации частот // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып.122. С. 201-207. 19. Воскресенский Д.И., Пономарев Л.И., Филипов В.С. Выпуклые сканирующие антенны (основы теории и методы расчета). М.: Сов. радио, 1978. 301 с. 20. Замятин В.И., Батулин О.В., Толкнеев Э.А., Перекацкий А.В. Сверхбыстрое сканирование лучом кольцевой антенной решетки // Радиотехника: Всеукр. межвед. научно-техн. сб. 1999. Вып.109. С. 92-97. 21. Замятин В.И., Батулин О.В., Толкнеев Э.А. и др. Гармоническая пространственно-временная модуляция сигналов в кольцевых антенных решетках параллельного обзора пространства // Вестник Харьковского гос. политехн. ун-та. 2000. Вып. 125. С. 61-66.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 18.01.2002

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОЙ ПОВЕРХНОСТИ РАССЕЯНИЯ РАДИОВОЛН АКУСТИЧЕСКИМ ПАКЕТОМ

В последнее время задачи диагностики метеорологических параметров нижнего слоя атмосферы часто решаются с помощью систем радиолокационно-акустического зондирования (РАЗ) [1]. В этих системах используются свойства взаимодействия акустических и электромагнитных волн со средой распространения, в частности, зависимости параметров распространения звуковой волны от давления, температуры, вязкости, состава среды распространения и других параметров. Одновременное комбинированное использование свойств радио- и акустических волн, которые распространяются в одном и том же объеме, позволяет значительно улучшить характеристики систем диагностики [2]. В получившей широкое распространение схеме построения систем РАЗ акустическая волна излучается в исследуемую область пространства и модулирует плотность среды, через которую она проходит. Одновременно этот объем облучается радиоволной, которая рассеивается на образовавшихся неоднородностях, отличающихся по своим радиофизическим характеристикам от аналогичных по размерам участков невозмущенной среды. Из рассеянной электромагнитной волны, принятой приемником РЛС, выделяется информация о среде распространения. Это позволяет использовать акустический пакет в качестве практически безынерционного датчика, характеристики которого определяются на основе закономерностей взаимодействия со средой распространения как акустической, так и радиоволны.

Результаты проведенных исследований [1, 2, 3] позволили установить характеристики, с помощью которых могут быть определены сигналы, поступающие в радиоприемник вследствие рассеяния на неоднородностях, вызванных звуковой волной. Однако при определении мощности принятого системой РАЗ радиосигнала отсутствует такой широко используемый в радиолокации параметр, как эффективная поверхность рассеяния объекта (ЭПР), который входит в основную формулу радиолокации [4]. Этот параметр был введен первоначально как феноменологический, но оказался очень полезным и широко применяется для определения основных характеристик радиолокатора. Использование этого параметра позволит включить методы расчета РЛС в решение задач по определению характеристик систем РАЗ. Поэтому целью данной работы является определение эффективной поверхности рассеяния акустического пакета, на неоднородностях которого формируется сигнал, поступающий в радиоприемник РАЗ.

В качестве ЭПР будет использоваться величина $\sigma = 4\pi \cdot r^2 \cdot \bar{S}' / \bar{S}$, где $\bar{S}'$ – вектор Умова-Пойнтинга радиоволны, падающей на объект, $\bar{S}$ – вектор Умова-Пойнтинга обратной волны, принимаемой РЛС (см. [4]). При радиоакустическом зондировании объект отражения – пакет уплотнений не может считаться «точечным», фазовая поверхность радиоволны не является плоской, однако основное условие – синфазное сложение радиоволн, отраженных разными участками сферических поверхностей акустического пакета, будет выполняться в силу выполнения условий дифракции Брэгга для основной схемы зондирования ($\lambda_e = 2\lambda_s$, длина волны электромагнитного поля в 2 раза больше длины акустической волны).

Следует также отметить, что при работе систем РАЗ за счет сферичности поверхностей происходит частичная фокусировка рассеянных радиоволн, в связи с чем интенсивность принятого сигнала убывает с ростом расстояния r пропорционально $1/r^2$, а не $1/r^4$, как в моделях Сверлинга и Маркума. Отметим одно важное обстоятельство, которое может быть оценено как принципиальное отличие искомой величины ЭПР от параметра, используемого в радиолокации. В радиолокационных системах фазовый фронт волны, облучающей объект,

принимается плоским, в системах РАЗ в пределах дальностей, на которых формируется отражённый сигнал, такое предположение неверно. Однако требование плоского фазового фронта волны в радиолокации определяет синфазность возбуждения вторичных источников на поверхности наблюдаемого объекта, а в системах РАЗ выполнение такого требования обеспечивается геометрическим расположением акустической и радиоантенн в непосредственной близости друг от друга. В результате сферические фронты акустической и радиоволн практически совпадают и фактически выполняются требования, предъявляемые в радиолокации при облучении точечных объектов.

В качестве исходного соотношения, с помощью которого может быть решена поставленная задача, используем формулу для мощности принятого сигнала P_r , полученную в работе [2] и хорошо согласующуюся с результатами эксперимента

$$P_r = G_t \cdot G_r \cdot G_s \cdot B \cdot N^2 \cdot P_e \cdot P_s \left[1 - \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \right]^2 \cdot \frac{1,38 \cdot 10^{-16} \cdot 10^{-0,1 \delta r}}{r^2}, \quad (1)$$

где P_r – мощность принятого радиосигнала (Вт); P_s – излучаемая акустическая мощность (Вт); N – число длин волн в акустическом пакете; θ – наименьший из углов раскрытия диаграмм направленности звуковой и радио антенн (град); r – средняя дальность зондирования (м); δ – коэффициент ослабления (по мощности) акустической волны (дБ/м); B – коэффициент, определяемый точностью выполнения условия Брэгга в пределах пакета, в предельном случае $B = 1$; G_t – коэффициент усиления передающей радиоантенны; G_r – коэффициент усиления приемной радиоантенны; G_s – коэффициент усиления акустического излучателя. Как следует из физических механизмов и из приведенного соотношения, акустический пакет, ЭПР которого будет определяться, является коническим, имеет угол θ , мощность звуковой волны, модулирующей плотность среды распространения, затухает, глубина пакета определяется числом N длин волн.

Затухание акустического пакета вызвано снижением мощности звуковой волны и связано со снижением плотности потока мощности при увеличении дальности, с процессами молекулярного (релаксационного) поглощения, с рассеянием за счет турбулентности, с рассеянием на примесях и другими процессами. Примем, как и в работе [3], что интенсивность J монохроматической волны на некотором расстоянии r от источника излучения может быть записана в следующем виде:

$$J = J_0 \exp(-\alpha r), \quad (2)$$

где J_0 – начальная интенсивность звука; α – коэффициент ослабления звука, который в общем случае равен сумме коэффициентов поглощения и рассеяния.

Коэффициент классического поглощения звука, обусловленного вязкостью и теплопроводностью воздуха, определяется формулой [3]:

$$\alpha = \frac{53,54 \cdot \eta \cdot f^2}{p \cdot C_s}, \text{ м}^{-1},$$

где η – вязкость воздуха; p – атмосферное давление; C_s – скорость звука; f – частота звука.

Для обычных атмосферных условий количественная оценка коэффициента поглощения может быть получена из следующего соотношения:

$$\alpha \approx 4,24 \cdot 10^{-11} f^2, \text{ м}^{-1} = 4,24 \cdot 10^{-11} \cdot \frac{C_s^2}{\lambda_s^2} = \frac{1,9 \cdot 10^{-5}}{\lambda_s^2}, \text{ м}^{-1}. \quad (3)$$

Величина погонного затухания акустической волны $\delta(\text{дБ/м})$ может быть получена из формулы (2) с учётом (3):

$$\delta = 10\alpha \lg e.$$

Как видно из полученных соотношений, вследствие интенсивного затухания в воздушной среде плотность элементов акустического пакета быстро убывает, отражательная способность уплотнений также резко уменьшается. В первом приближении используем полученные соотношения только для определения границ отражающей области. Для упрощения расчетов будем считать, что в пределах анализируемого акустического пакета плотность постоянна, а в основной формуле радиолокации в качестве расстояния используем дальность до центра пакета.

Удобной характеристикой радиолокационной системы, учитывающей свойства среды распространения зондирующего сигнала, является энергетический потенциал, определяемый по формуле

$$\frac{P_r}{P_e} = G_1 G_2 G_3 B N^2 P_s \left[1 - \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \right]^2 \cdot \frac{1,38 \cdot 10^{-16} \cdot 10^{-0,1\delta r}}{r^2}. \quad (4)$$

Эффективная площадь рассеяния $\sigma_{эф}$ акустического пакета может быть найдена из формулы (1), если ее привести к стандартному виду, принятому в радиолокации

$$P_r = \frac{P_e \cdot G_1 \cdot G_2 \cdot \lambda_e}{(4\pi)^3 \cdot r^4} \cdot \sigma_{эф} = \frac{P_e \cdot G_1 \cdot G_2 \cdot \lambda_e}{(4\pi)^3 \cdot r^4} \cdot B N^2 P_s G_3 \cdot \left[1 - \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \right]^2 \times \\ \times \frac{1,38 \cdot 10^{-16} \cdot 10^{-0,1\delta r} \cdot (4\pi)^3 r^2}{\lambda_e^2}.$$

Тогда

$$\sigma_{эф} = B N^2 P_s G_3 \left[1 - \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \right]^2 \cdot \frac{1,38 \cdot 10^{-16} \cdot 10^{-0,1\delta r} \cdot (4\pi)^3 r^2}{\lambda_e^2}. \quad (5)$$

Удельная эффективная площадь рассеяния акустического пакета может быть вычислена по формуле

$$\sigma_{уд} = \frac{\sigma_{эф}}{V}, \quad (6)$$

где V – объем акустического пакета, который в свою очередь может быть вычислен как объем усеченного конуса вдоль трассы зондирования

$$V = \frac{\pi h}{3} (R_1^2 + R_2^2 + R_1 R_2),$$

где h – высота конуса, R_1 – радиус большего основания, R_2 – радиус меньшего основания.

Высота конуса h определяется пространственной протяженностью акустического пакета, зависящей от длины акустической волны λ_s и числа волн в пакете

$$h = N\lambda_s.$$

Радиусы конуса R_1 и R_2 определяются по формулам

$$R_1 = \left(r + \frac{h}{2} \right) \cdot \text{tg} \frac{\theta}{2}, \quad R_2 = \left(r - \frac{h}{2} \right) \cdot \text{tg} \frac{\theta}{2},$$

где θ – ширина диаграммы направленности акустического излучателя.

При радиоакустическом зондировании должно выполняться условие Брэгга $\lambda_s = \lambda_e/2$, поэтому формула для определения объема акустического пакета имеет вид

$$V = \frac{\pi N \lambda_e}{6} \cdot \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \left[\left(r + \frac{N \lambda_e}{4} \right)^2 + \left(r - \frac{N \lambda_e}{4} \right)^2 + \left(r + \frac{N \lambda_e}{4} \right) \left(r - \frac{N \lambda_e}{4} \right) \right].$$

По вышеприведенным формулам выполнены оценочные расчеты энергетического потенциала системы радиоакустического зондирования, предназначенной для диагностики воздушной среды на малых расстояниях до 30 м в СВЧ и КВЧ диапазонах, эффективной поверхности рассеяния акустического пакета и её удельной величины при следующих технических характеристиках системы: $N = 100$; $\theta = 2^\circ$; $P_s = 1 \text{ Вт}$; $B = 1$ (считаем, что условие Брэгга точно выполняется во всём объёме зондирования), $\lambda_e = 0,5; 1; 2; 3 \text{ см}$.

Результаты расчетов приведены на графиках рис. 1...3.

На рисунке 1 приведена зависимость энергетического потенциала P_r / P_e от длины электрической волны λ_e и расстояния зондирования r , вычисленная по формуле (4). На рис. 2 приведена зависимость эффективной поверхности рассеяния $\sigma_{\text{эф}} [\text{м}^2]$ от длины электрической волны λ_e и расстояния зондирования r , вычисленная по формуле (5). На рис. 3 приведена зависимость удельной поверхности рассеяния $\sigma_{\text{уд}} [\text{м}^{-1}]$ от длины электрической волны λ_e и расстояния зондирования r , вычисленная по формуле (6). На этих рисунках параметром кривых является длина волны, обозначенная:

— $\lambda_e = 3 \text{ см}$; $\lambda_e = 2 \text{ см}$; -- $\lambda_e = 1 \text{ см}$; - • - $\lambda_e = 0,5 \text{ см}$

Для высокоточных измерений параметров отражённого радиосигнала необходимо иметь соотношение сигнал/шум на входе приёмника не менее 30...40 дБ. Мощность внутренних тепловых шумов в приёмнике определяется по формуле

$$P_{\text{ш}} = k T^k \Delta f \text{Ш} \gamma,$$

где Ш – коэффициент шума приёмника;

γ – коэффициент потерь;

Δf – эффективная ширина полосы пропускания.

При использовании непрерывного электромагнитного излучения и следящем приёме ширина полосы пропускания Δf не превышает 1000 Гц, коэффициент шума $\text{Ш} \leq 2$, $\gamma \leq 5$, $T^k = 300 \text{ К}$. Тогда $P_{\text{ш}} \leq 4,2 \cdot 10^{-17} \text{ Вт}$.

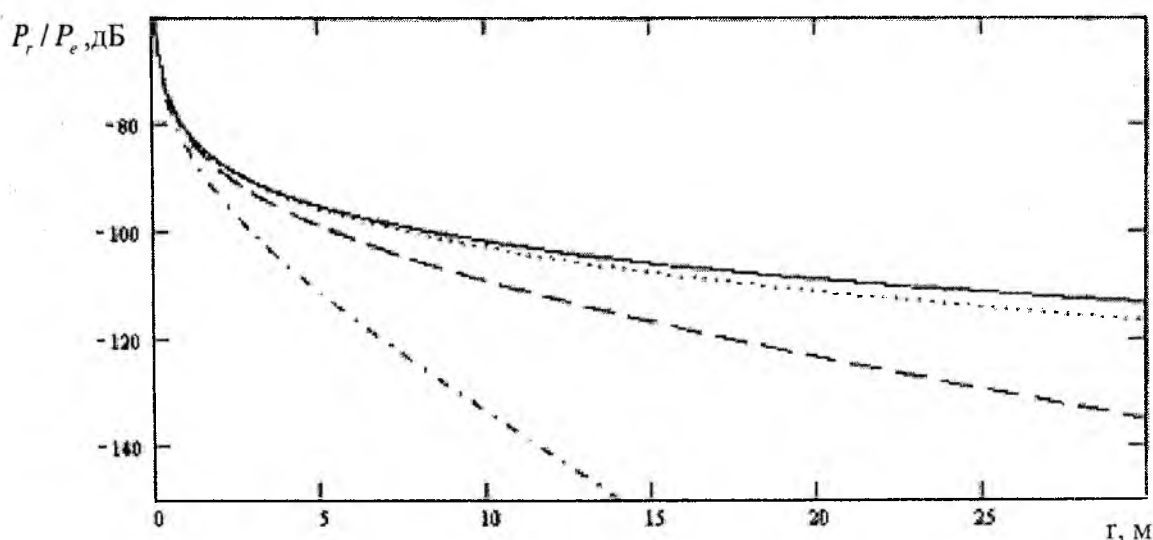


Рис.1

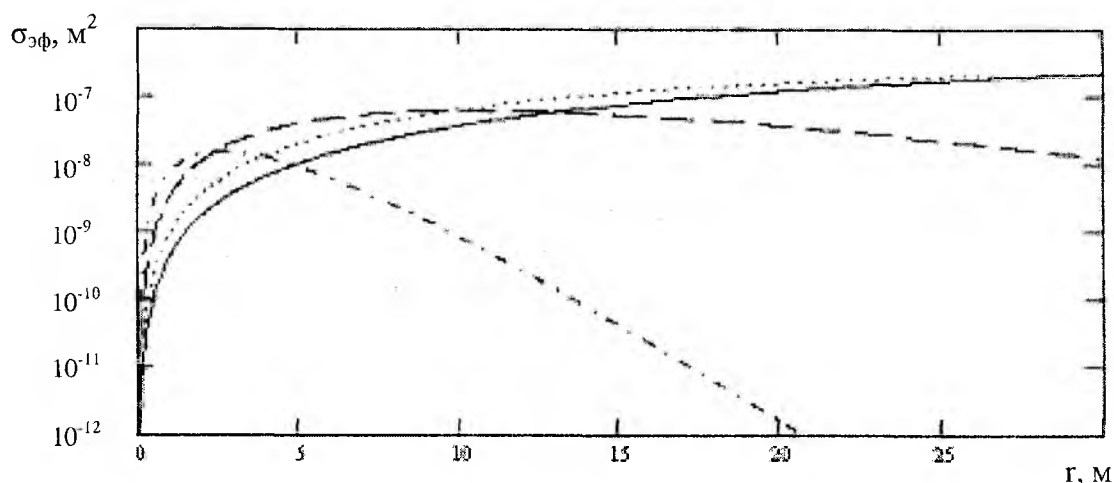


Рис.2

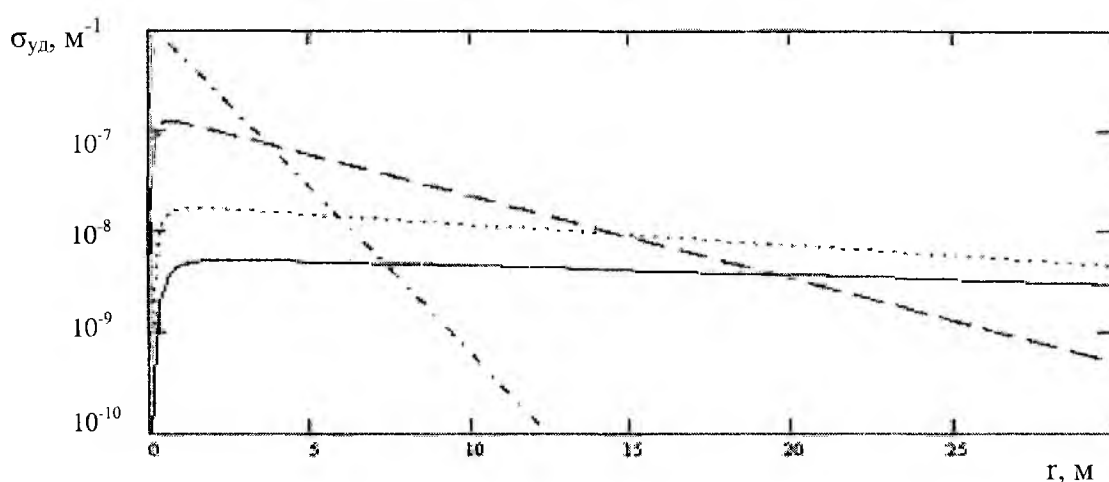


Рис.3

Сравнивая значения $P_{ш}$ с расчётными значениями энергетического потенциала системы (рис.1), можно сделать вывод, что необходимое отношение сигнал/шум 30...40 дБ на дальностях до 30м обеспечивается при использовании электромагнитных волн длиной 1см и более и мощности радиопередатчика более 0,1 Вт.

Таким образом, для «основной» схемы РАЗ на основе данных о физических характеристиках среды распространения радиоволн, таких как сумма коэффициентов поглощения и рассеяния звука, вязкость и давление исследуемой среды, интенсивность и частота звуковых колебаний могут быть определены эффективная площадь рассеяния радиоволн акустическим пакетом и удельная величина этой характеристики. Предложены соотношения для количественных оценок этих величин. Численными методами получены оценки зависимостей отношения излучаемой и принимаемой мощности, эффективной поверхности рассеяния радиоволн акустическим пакетом и ее удельной величины от длины применяемой радиоволны и среднего расстояния зондирования.

Список литературы: 1. *Каллистратова М.А., Кон А.И.* Радиоакустическое зондирование атмосферы. М.: Наука. 1985. 198 с. 2. *Marshall J.M. Peterson A.M., Barnes A.A.* Combined radar acoustic soundline system. // Appl. Opt.. 1972. Vol. 2, N 1, P.P. 108 – 112. 3. *Красненко Н.П.* Акустическое зондирование атмосферы. Новосибирск: Наука. 1986. 140 с. 4. *Распространение ультракоротких радиоволн:* Пер. с англ./ Под ред. Б.А. Шиллерова. М.: Сов. радио, 1954. 710 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 04.02.2002

ОПТИМАЛЬНОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ТРОПОСФЕРНОЙ РЕФРАКЦИИ ИСТОЧНИКА ПОЛИХРОМАТИЧЕСКОГО СИГНАЛА ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫМИ СРЕДСТВАМИ В УСЛОВИЯХ ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЫ

В современных системах информационного обеспечения существенную роль играет своевременное обнаружение и высокоточное измерение координат наблюдаемых объектов в реальном масштабе времени. Сложность таких задач особенно велика при ограниченном времени измерения и высокой цене ошибки. Поэтому существует необходимость разработки мобильных пассивных средств координатных измерений, работающих в возможно более широком диапазоне оптических волн. Указанные средства должны получать оперативную точную информацию по наблюдаемым объектам. Это осложняется атмосферными условиями наблюдения: турбулентностью, в особенности в приземном слое на трассах, близких к горизонтальным, и атмосферной рефракцией. Такие эффекты приводят к разрушению изображения объекта и его смещению как целого и затрудняют координатные измерения, снижая их точность. Для учета влияния атмосферной рефракции разработаны различные группы методов [1], из которых наиболее точными являются методы непосредственного измерения.

Среди этой группы методов измерения величины тропосферной рефракции наиболее подходящим является дисперсионный как метод прямого измерения. Для объекта, излучающего на длинах волн λ_B и λ_R , суть метода сводится к следующему [2].

Вследствие атмосферной дисперсии угловые положения объекта на волнах λ_B и λ_R различаются на величину Δr , называемую разностной рефракцией. Значение рефракции r определяется как

$$r = C_{BR} \Delta r, \quad (1)$$

где C_{BR} – коэффициент, зависящий от длин волн λ_B и λ_R . Для $\lambda_B = 0,53$ мкм, $\lambda_R = 1,06$ мкм значение $C_{BR} \approx 50$. Ясно, что ошибка измерения рефракции

$$\sigma_r = C_{BR} \sigma_{\Delta r}, \quad (2)$$

поэтому для уменьшения ошибки измерения необходимо уменьшать C_{BR} выбором λ_B и λ_R . Это означает, что волны λ_B и λ_R необходимо максимально разносить друг от друга по спектру, то есть брать λ_B в синей или близкой УФ-области, а λ_R – в красной или ИК-области спектра. Это соображение имеет смысл при лоцировании объекта лазерным излучением в случае узкополосных сигналов. Однако при измерении рефракции в пассивном режиме возникает необходимость решения задачи оптимальной обработки сигнала по всему спектру излучения объекта, от УФ до ИК включительно.

Рассмотрим точечный источник, излучающий в непрерывном спектре $[\lambda_1, \lambda_2]$ со спектральной интенсивностью $S(\lambda)$. Предположим, что в т. x_1 (рис. 1) находится изображение объекта на длине λ_1 , а вследствие атмосферной дисперсии полихроматическое изображение объекта растянется вдоль оси Ox . В данном случае атмосфера играет роль призмы, растягивающей изображение в спектр.

Причем положение изображения на волне λ ($\lambda_1 < \lambda$

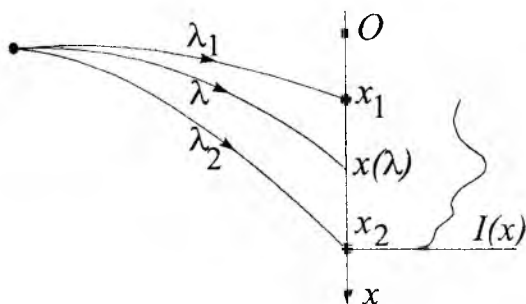


Рис. 1

$< \lambda_2$) $x(\lambda)$ однозначно определяется дисперсионной кривой воздуха $n(\lambda)$:

$$x(\lambda) = x(\lambda_1) + [x(\lambda_2) - x(\lambda_1)](n_\lambda - n_{\lambda_1}) / (n_{\lambda_2} - n_{\lambda_1}). \quad (3)$$

Величина $\Delta r = x(\lambda_2) - x(\lambda_1)$, то есть длина спектрального изображения, подлежит высокоточному измерению. Далее путем подстановки в (1) находится значение рефракционной поправки.

Измерение величины Δr можно производить с помощью фотоприемника, чувствительного к излучению в спектральном интервале $[\lambda_1, \lambda_2]$. Однако реальные измерения проводятся в условиях помех, вносимых атмосферой, и точность существенно падает. Из (2) следует, что ошибка измерения Δr порядка $0.1''$ дает погрешность измерения рефракции $\sigma_r \approx 5''$ (при $C_{BR} \approx 50$). Главный вклад в снижение точности координатных измерений вносит турбулентность, разрушающая структуру изображения и вызывающая его дрожание [3]. Поэтому необходимо обеспечить возможно более точное измерение разностной рефракции Δr объектов, наблюдаемых в турбулентной атмосфере.

В [4] описана методика измерения Δr , основанная на разбиении интервала $[\lambda_1, \lambda_2]$ на совокупность спектральных пар $[\lambda_B, \lambda_R]$. В каждой паре каналов производится измерение разностной рефракции Δr_i , и согласно (1) вычисляется значение рефракции r_i . Далее полученные значения r_i усредняются.

Однако при этом не полностью учитывается информация об ожидаемом сигнале, то есть дисперсионная характеристика воздуха в диапазоне $[\lambda_1, \lambda_2]$. В данной работе предлагается квазиоптимальный алгоритм измерения величины Δr , основанный на априорной информации о положении изображения каждого цвета в фокальной плоскости, согласно выражению (3).

Вследствие эффектов атмосферной турбулентности изображения объекта на разных длинах волн флуктуируют относительно своих средних положений. Флуктуации положений на двух достаточно близких длинах волн, таких, что изображения находятся в одной области изопланатизма, происходят согласованно. При большей разнице длин волн флуктуации несогласованы. К тому же само изображение объекта искажается вследствие фазовых неоднородностей.

В таких обстоятельствах, как указано в [3], оптимальным является фазовый алгоритм измерения разностей координат изображений. Такой алгоритм является более точным, но предполагает анализ фазового фронта, что не всегда просто реализуемо. Поэтому ниже предполагаем, что измерение координат объекта на разных длинах волн ведется в плоскости изображений. Введем далее аналогию с радиолокационной обработкой импульсов во время-частотной области.

Предположим, что растянутое вследствие атмосферной дисперсии изображение источника со спектральной интенсивностью $S(\lambda)$ в фокальной плоскости (рис. 1) пропускается через фильтр с коэффициентом пропускания $\tau(x)$ вдоль оси x . Сигнал на выходе фильтра

$$I(\alpha) = \int_{x_1}^{x_2} S(x)\tau(x, \alpha)dx \quad ,$$

где α – вектор измеряемых параметров сигнала, например, масштаб (длина), $S(x)$ – некоторая реализация сигнала, а $\tau(x, \alpha)$ – некоторый фильтр.

По виду этот интеграл напоминает корреляционный. Очевидно, фильтр $\tau(x)$ будет оптимальным при приеме оптического сигнала вместе с помехой – световым фоном, который при его пространственной некоррелированности можно описать белым шумом. Таким образом, очевидна аналогия между оптимальной по Байесу обработкой радиоимпульса и оптического изображения при наличии светового фона [5]. При этом оптический фильтр $\tau(x, \alpha)$ представляет собой устройство с коэффициентом пропускания по оси x , пропорциональным спектральному распределению ожидаемого (эталонного) сигнала $S_s(x)$. Найдем в явном виде $S_s(x)$.

Как известно [6], индекс показателя преломления воздуха можно приближенно представить как

$$N(\lambda) \cong (103,4 + 0,5854/\lambda^2)p/T ,$$

где λ – длина волны; p, T – давление и температура воздуха.

Тогда (рис. 1) нетрудно показать, что

$$x(\lambda) = x(\lambda_1) + [x(\lambda_2) - x(\lambda_1)] \frac{(\lambda - \lambda_1)(\lambda + \lambda_1)\lambda_2^2}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_2 + \lambda_1)\lambda^2} \quad (4)$$

Таким образом, $S_3(x) = S_{об}(x)$, где $x(\lambda)$ представляется выражением вида (4), $S_{об}(x)$ – спектральная интенсивность излучения наблюдаемого объекта.

Следовательно, оптимальный фильтр $\tau_{опт}(x)$ для обработки искаженного вертикальной рефракцией оптического изображения (измерения ее значения) должен иметь коэффициент пропускания по координате x , $x(\lambda_1) < x < x(\lambda_2)$, совпадающий с нормированным значением $\bar{S}_{об}$, где $x(\lambda)$ определяется соотношением (4).

Таким образом, при оптимальной обработке полихроматического сигнала с целью измерения длины спектр-изображения следует:

- 1) измерить спектральную интенсивность объекта $S_{об}(\lambda)$;
- 2) сформировать в соответствии с (4) оптимальный фильтр с пропусканием $\tau_{опт}(x)$;
- 3) пропустить сигнал в фокальной плоскости через фильтр.

Здесь важно отметить, что такая обработка будет производиться в условиях турбулентных искажений оптических волн в атмосфере. При этом структура монохроматического изображения каждого цвета разрушается [2] и центр тяжести его флуктуирует, имея нормальное распределение. Изображения близких цветов, находящиеся в одной области изопланатизма, флуктуируют согласованно. Изображения цветов, разнесенных на величину более области изопланатизма, флуктуируют независимо. Поэтому фильтр длиной более одной области изопланатизма будет усреднять турбулентные флуктуации. Выходной сигнал фильтра при этом будет максимальным, если ожидаемый сигнал (фильтр) совпадает с принимаемым от объекта при наличии помехи типа белого шума – светового фона.

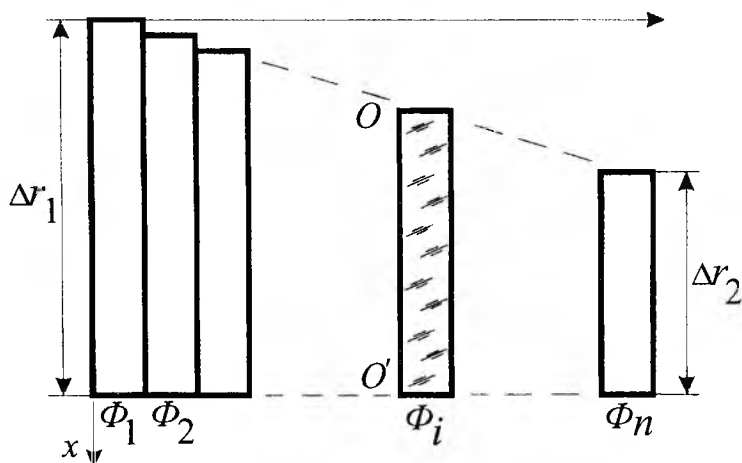


Рис. 2

Устройство, реализующее описанную обработку, может представлять собой решетку из n одномерных фильтров с коэффициентом пропускания $\tau_{опт}(x)$ вдоль оси x , длина каждого из которых соответствует некоторому значению разностной рефракции из априорного диапазона значений от Δr_1 до Δr_2 (рис. 2). Изображение точечного объекта OO' , искаженное рефракцией, сканируется по решетке. В случае совпадения длины OO' с некоторым значением

Δr_i величина рефракции определяется по номеру i фильтра, дающего на выходе максимальный сигнал.

Заметим, что ширина каждого фильтра Φ_i должна быть согласована с дифракционным разрешением приемной оптической системы, а разность длин соседних фильтров Φ_i и Φ_{i+1} определяется потенциальной точностью метода. Проведем оценку последней в приближении равномерности спектра объекта $S_{об}(\lambda)$. При освещении наблюдаемого объекта солнечным излучением в диапазоне 0,3 – 0,8 мкм это приближение, хоть и достаточно грубо, позволяет в явном виде произвести оценку потенциальной точности. Представим спектр-изображение длины Δr в виде M монохроматических участков ширины $\Delta x = \Delta r/M$ и фильтр в виде M соответствующих по спектру участков ширины $\Delta x' = (\Delta r - \delta r)/M$, где δr – разность длин изображения и фильтра (рис. 3). Примем условно, что при $i = 1$ весь

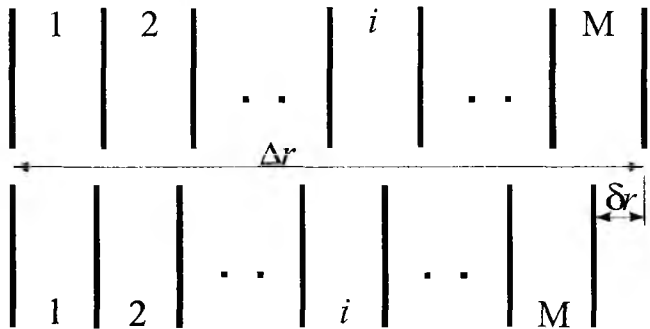


Рис. 3

сигнал 1-го участка изображения проходит через 1-й участок фильтра, согласованный по спектру. Тогда несложно получить, что выходной сигнал фильтра в приближении $M \gg 1$

$$S_{вых} \equiv \begin{cases} \frac{1}{2} S_{max} \frac{\Delta x}{\delta r}; & \delta r \geq \Delta x \\ S_{max} (1 - \frac{\delta r}{\Delta r} \frac{M}{2}); & \delta r < \Delta x \end{cases} \tag{5}$$

Вид зависимости $S_{вых}/S_{max}$ показан на рис. 4 и совпадает с видом корреляционного интеграла при измерении времени запаздывания прямоугольного радиоимпульса [5]:

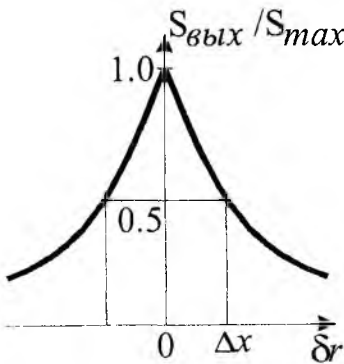


Рис. 4

где $S_{\phi} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_{\phi}(\lambda) d\lambda$ – интегральная яркость фона в диапазоне $[\lambda_1, \lambda_2]$, включающая в себя как внешний световой фон, так и пересчитанные на вход фотоприемника внутренние (дробовые) шумы.

Видно, что с уменьшением размера дискрета Δx погрешность $\sigma_{\delta r}$ уменьшается. Однако естественный предел уменьшению значения Δx ставит рефракция. Полагая дифракционный предел разрешения равным θ_0 , нетрудно получить, что угловая погрешность измерения разностной рефракции

$$\sigma_{\theta r} = \sqrt{2} \theta_0 \frac{S_{\phi}}{S_{\max}}. \quad (7)$$

Следует отметить, что на различных длинах волн λ , $\lambda_1 < \lambda < \lambda_2$ дифракционный предел разрешения оказывается различным. При нахождении потенциальной точности по (7) можно брать его верхнее значение θ_{λ_2} на волне λ_2 . Для более точной оценки следует рассчитать $\sigma_{\delta r}$ с изменяющимся значением $\Delta x(\lambda)$.

Видно, что ошибка измерения рефракционной поправки обратно пропорциональна энергии принятого сигнала. Следовательно, необходима возможно более полная спектральная обработка принимаемого полихроматического сигнала.

Таким образом, предложенный метод измерения тропосферной рефракции, основываясь на дисперсионном методе, предполагает учет составляющих сигнала на всех излучаемых волнах, а не только на λ_B и λ_R . Это позволяет увеличить как точность измерения, так и его оперативность за счет большей энергетики (использование всего спектрального диапазона). Предлагаемые устройства поэтому могут иметь меньшие габариты приемных оптических систем, что является важным требованием при разработке мобильных пассивных средств координатных измерений.

Список литературы: 1. Алексеев А.В., Кабанов М.В., Куштин И.Ф. Оптическая рефракция в земной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1983. 228 с. 2. Учет атмосферных влияний на астрономогеодезические измерения / Островский А.Л., Джуман Б.М., Заблоцкий Ф.Д., Кравцов Н.И. М.: Недра, 1990. 235 с. 3. Лазерная локация / И.Н. Матвеев, В.В. Протопопов, И.Н. Троицкий, Н.Д. Устинов; Под ред. Н.Д. Устинова. М.: Машиностроение, 1984. 272 с. 4. Доля Г.Н., Герасимов С.В. Измерение тропосферной рефракции дисперсионным методом при использовании спектрального усреднения сигнала в условиях турбулентности. Сб. науч. тр. Информационные системы. Вып. 1(12). Харьков: НАНУ. ПАНИ, ХВУ, 1999. 192 с. 5. Теоретические основы радиолокации / Под ред. Я.Д. Ширмана. М.: Наука, 1970. 556 с. 6. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 30.01.2002

СОПОСТАВИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МОСП и ММВ-АЛГОРИТМОВ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЯХ ПОГРЕШНОСТЕЙ В ЗАДАНИИ ПАРАМЕТРОВ СИГНАЛА

Причины возникновения априорной неопределенности о свойствах сигналов достаточно разнообразны. В частности, к ним можно отнести: отсутствие точных сведений о пространственном (угловом) положении источника сигнала (например, направление на источник сигнала известно с точностью до некоторого углового сектора); пространственные эволюции источника сигнала или, собственно, антенной решетки (АР) (объекта, на котором размещается АР); неточное знание несущей частоты сигнала (эффект Доплера); влияние среды и механизма распространения радиоволн (флуктуации направления прихода сигнала, объектовая многолучевость); отличия вследствие взаимного влияния антенных элементов (АЭ) и отражений от местных предметов, характеристик АР от соответствующих модельных предположений; флуктуации элементов АР, случайные изменения амплитуд и фаз токов на выходах АЭ и т.д. Гипотеза о наличии используемых при синтезе алгоритмов адаптивной пространственной обработки сигналов (АПОС) точных априорных данных практически никогда не выполняется на практике. В реальных условиях речь идет даже не о том, имеются ли ошибки в априорных данных, а скорее о том, какова величина этих ошибок и можно ли ими пренебречь.

Будем считать, что априорные данные о сигнале характеризуются выражениями

$$\begin{aligned}\|\vec{V}_y - \vec{V}_s\| &= \delta_1, \quad \|\vec{V}_y\| = \|\vec{V}_s\|, \\ \gamma_{sy} &= \angle(\vec{V}_s, \vec{V}_y) = \gamma_0,\end{aligned}$$

где $\|\vec{V}_y\| = \|\vec{V}_s\|$; $\|\cdot\|$ – обозначение евклидовой векторной нормы в N -мерном комплексном пространстве; $\delta_1 \in R_+ \cup 0$, $\gamma_{sy} = \arccos(\vec{V}_s^H \vec{V}_y / \|\vec{V}_y\| \|\vec{V}_s\|)$ – обобщенный угол между $\vec{V}_y$ и $\vec{V}_s$; $\gamma_0 \in R_+$.

На основании [1] запишем

$$\vec{W}_1 = \vec{W}_{МОСП} = \beta \mathbf{R}_{nu}^{-1} \vec{V}_y, \vec{W}_2 = \vec{W}_{МОСП} = \beta \mathbf{R}_{xx}^{-1} \vec{V}_y, \quad (1)$$

$$\vec{W}_3 = \vec{W}_{МВМ} = \beta \vec{Q}(\lambda_{\min}(\mathbf{R}_{nu})), \vec{W}_4 = \vec{W}_{МВМ} = \beta \vec{Q}(\lambda_{\min}(\mathbf{R}_{xx})), \quad (2)$$

где $\vec{Q}(\lambda_{\min}(\mathbf{R}_{xx}))$ – собственный вектор (СВ), соответствующий минимальному собственному числу (СЧ) матрицы $\mathbf{R}_{xx}$.

В выражениях (1), (2) векторы весовых коэффициентов (ВВК) определены с точностью до постоянного коэффициента, следовательно, не снижая общности, можно положить $\|\vec{W}_1\| = \|\vec{W}_2\| = \|\vec{W}_3\| = \|\vec{W}_4\|$. Очевидно, что при наличии точной априорной информации с сигнале $(\|\vec{V}_y - \vec{V}_s\| = \delta_1 = 0, \gamma_{sy} = 0)$ $\|\vec{W}_1 - \vec{W}_2\| = 0, \|\vec{W}_3 - \vec{W}_4\| > 0$ для любых сигнально-помеховых ситуаций и при этом $\eta(\vec{W}_1) > \eta(\vec{W}_3)$ ($\eta(\cdot)$ – отношение сигнал / (помеха+шум), (ОСПШ) на выходе АР). В случае полной априорной неопределенности о пространственной

структуре сигнала $\left(\delta_1 \in \left[\theta + 2\|\vec{V}_y\| \right] \gamma_{sy} \in \left[-\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2} \right] \right)$ справедливо [1], что при выполнении условий $L < N$ для ВВК $\vec{W}_1$ и $L < (N - 1)$ для ВВК $\vec{W}_2$ выполняются предельные соотношения

$$\lim_{(\sigma_{uu}^2/P_\Sigma) \rightarrow 0} \vec{W}_1 = \beta \vec{W}_3, \lim_{(\sigma_{uu}^2/P_{2\Sigma}) \rightarrow 0} \vec{W}_2 = \beta \vec{W}_4, P_\Sigma = \sum_{k=1}^L P_k; P_{2\Sigma} = P_\Sigma + P_s.$$

Из этого следует, что при отсутствии априорной информации о направлении прихода сигнала и выполнении условия $P_{1\Sigma} \gg \sigma_{uu}^2$, $P_{2\Sigma} \gg \sigma_{uu}^2$ потенциальная эффективность ММВ и МОСП-алгоритмов практически одинакова: ВВК $\vec{W}_1$ и $\vec{W}_3$ осуществляют подавление помех, а ВВК $\vec{W}_2$, $\vec{W}_4$ – сигнала и помех до уровня теплового шума. Заметим, что при невыполнении условия $P_{1\Sigma} \gg \sigma_{uu}^2$ ($P_{2\Sigma} \gg \sigma_{uu}^2$), $\|\vec{W}_1 - \vec{W}_3\| > 0$, $\|\vec{W}_2 - \vec{W}_3\| > 0$ и выходные отношения сигнал/шум, помеха/шум обратно пропорциональны соответствующим входным отношениям [1].

Рассмотрим более подробно случай частичной априорной неопределенности о направлении прихода сигнала $(\delta_1 \in [\theta + \alpha], \alpha < 2\|\vec{V}_y\|)$. При этом ограничимся только ВВК $\vec{W}_1$, $\vec{W}_2$, $\vec{W}_3$, поскольку ВВК $\vec{W}_4$ может представлять интересы только в частном случае $L = N - 1$.

В случае отсутствия помех КМ $\mathbf{R}_{nu}, \mathbf{R}_{xx}$ имеют вид

$$\mathbf{R}_{nu} = \sigma_{uu}^2 \mathbf{I}, \mathbf{R}_{xx} = P_s \vec{V}_s \vec{V}_s^H + \sigma_{uu}^2 \mathbf{I}. \quad (3)$$

Подставляя (3) в (1), получим

$$\vec{W}_1 = \beta \vec{V}_y, \vec{W}_2 = \beta \left((\vec{V}_s^H \vec{V}_s + \sigma_{uu}^2 / P_s) \vec{V}_y - \rho_{sy} \vec{V}_s \right), \rho_{sy} = \vec{V}_s^H \vec{V}_y. \quad (4)$$

Вычисляя СВ $\bar{Q}(\lambda_{\min}(\mathbf{R}_{nu}))$ для случая (3) и, вводя условие нормировки $\|\bar{Q}(\cdot)\| = 1$, получим

$$\vec{W}_3 = \vec{C}_j, j = \overline{1, N}, \quad (5)$$

где элементы c_{jk} вектора $\vec{C}_j$ имеют вид: $c_{jk} = 1, k = j, c_{jk} = 0, k \neq j$.

Для определенности положим $j = 1$ и перепишем (5) в виде

$$\vec{W}_3 = \vec{C}_1. \quad (6)$$

Используя (4) – (6) и полагая $\|\vec{V}_y\| = \|\vec{V}_s\| = \sqrt{N}$, вычислим значения выходных ОСПШ

$$\eta(\bar{W}_1) = P_s / \sigma_{uu}^2 N (\cos \gamma_{sy})^2,$$

$$\eta(\bar{W}_2) = (P_s / \sigma_{uu}^2) \frac{N (\cos \gamma_{sy})^2 (\sigma_{uu}^2 / P_s)^2}{(N + \sigma_{uu}^2 / P_s) + N^2 (\cos \gamma_{sy})^2 - 2N (N + \sigma_{uu}^2 / P_s) \cos \gamma_{sy}}, \quad (7)$$

$$\eta(\bar{W}_3) = P_s / \sigma_{uu}^2, \quad (8)$$

где $\cos \gamma_{sy} = |\rho_{sy}| / \|\bar{V}_y\| \|\bar{V}_s\|$; $\gamma_{sy} = \angle(\bar{V}_s, \bar{V}_y)$. Решая уравнение $\eta(\bar{W}_1) = \eta(\bar{W}_3)$ относительно $\cos \gamma_{sy}$, получим выражение для пороговой функции ВБК $\bar{W}_1$ и $\bar{W}_3$ – границы области $\eta(\bar{W}_1) \geq \eta(\bar{W}_3)$

$$\cos \gamma_{sy} = 1 / \sqrt{N} (\gamma_{sy} = \arccos(1 / \sqrt{N})) \quad (9)$$

Аналогично, приравнявая между собой выражения (7), (8), получим квадратное уравнение

$$\cos^2 \gamma_{sy} N^2 \left((\sigma_{uu}^2 / P_s)^2 - 1 \right) + \cos \gamma_{sy} 2N (N + \sigma_{uu}^2 / P_s) - (N + \sigma_{uu}^2 / P_s) = 0. \quad (10)$$

Решения $\cos \gamma_1, \cos \gamma_2$ этого уравнения (пороговые функции) определяют пороговый интервал $[\gamma_1, \gamma_2]$ (область значений обобщенного угла γ_{sy} для которых $\eta(\bar{W}_3) \geq \eta(\bar{W}_2)$). Разность углов определяет ширину порогового интервала. Решая (10), получим

$$\gamma_{1,2} = \arccos \left(\sigma_{uu}^2 / P_s - N \right) \pm \sqrt{D} / N \left((\sigma_{uu}^2 / P_s)^2 - 1 \right), \quad (11)$$

где $D = (N + \sigma_{uu}^2 / P_s) \left(N + \sigma_{uu}^2 / P_s + (\sigma_{uu}^2 / P_s)^2 - 1 \right)$.

Из (9) и (11) видно, что при отсутствии помех граница области $\eta(\bar{W}_{МОСП}) \geq \eta(\bar{W}_{ММВ})$ определяется размерностью пространственного фильтра (ПФ) (ВБК $\bar{W}_1$ и $\bar{W}_3$) и размерностью ПФ и входным отношениям сигнал/шум (ВБК $\bar{W}_2$ и $\bar{W}_3$). Очевидно, что при заданной структуре ПФ (количестве АЭ и межэлементном расстоянии) γ_{sy} однозначно определяется ошибкой в задании угла прихода сигнала. Следовательно, выражения (9), (11) позволяют определить максимальное значение ошибок в задании направления прихода сигнала, при которых удовлетворяется неравенство $\eta(\bar{W}_{МОСП}) \geq \eta(\bar{W}_{ММВ})$. При наличии помех, в частности, при $L = 1$,

$$\mathbf{R}_{nu} = P_1 \bar{V}_1 \bar{V}_1^H + \sigma_{uu}^2 \mathbf{I}; \mathbf{R}_{xx} = P_s \bar{V}_s \bar{V}_s^H + P_1 \bar{V}_1 \bar{V}_1^H + \sigma_{uu}^2 \mathbf{I}. \quad (12)$$

Подставляя (12) в выражение (1) и используя лемму об обращении матриц, получим [2]

$$\bar{W}_1 = \beta \left((\bar{V}_1^H \bar{V}_1 + \sigma_{uu}^2 / P_1) \bar{V}_y - \rho_{1y} \bar{V}_1 \right), \quad \rho_{1y} = \bar{V}_1^H \bar{V}_y, \quad (13)$$

$$\bar{W}_2 = \beta \left(\mathbf{R}_{nu}^{-1} - \frac{P_s \mathbf{R}_{nu}^{-1} \bar{V}_s \bar{V}_s^H \mathbf{R}_{nu}^{-1}}{1 + P_s \bar{V}_s^H \mathbf{R}_{nu}^{-1} \bar{V}_s} \right) \bar{V}_y, \quad (14)$$

где $\mathbf{R}_{nu}^{-1} = \alpha \left((\sigma_u^2 + P_1 \bar{V}_1^H \bar{V}_1) \mathbf{I} - P_1 \bar{V}_1 \bar{V}_1^H \right)$; $\alpha = 1 / \left(\sigma_u^2 (\sigma_u^2 + P_1 \bar{V}_1^H \bar{V}_1) \right)$. После преобразований с учетом $\|\bar{V}_y\| = \|\bar{V}_s\| = \|\bar{V}_1\| = \sqrt{N}$ выражение (14) можно представить в виде [1]

$$\bar{W}_2 = A \bar{V}_y - P_1 \rho_{1y} \bar{V}_1 - \alpha \frac{NA - P_1 |\rho_{s1}|^2 (A \bar{V}_y - P_1 \rho_{1y} \bar{V}_1)}{NA - P_1 |\rho_{s1}|^2}, \quad (15)$$

где $A = \sigma_u^2 + P_1 \bar{V}_1^H \bar{V}_1$; $\rho_{s1} = \bar{V}_s^H \bar{V}_1$.

Учитывая, что КМ $\mathbf{R}_{nu}$ в (12) представляет собой сумму матрицы единичного ранга $(P_1 \bar{V}_1 \bar{V}_1^H)$ и диагональной матрицы $\sigma_u^2 \mathbf{I}$, а нормированные СВ матриц $\mathbf{D}$ и $\mathbf{B} = \mathbf{D} + \alpha \mathbf{I}$ тождественны, положим $\sigma_u^2 = 0$ и запишем выражение для матрицы, присоединенной к $\mathbf{R}_{nu}$,

$$\mathbf{B}(0) = \mathbf{I} - \frac{1}{\bar{V}_1^H \bar{V}_1} \bar{V}_1 \bar{V}_1^H. \quad (16)$$

Из (16) следует существование $N-1$ линейно независимых СВ $\bar{Q}(\lambda_{\min}(\mathbf{R}_{nu}))$. Ограничившись первым столбцом (16) имеем

$$\bar{W}_3 = \bar{C}_1 - \frac{1}{\bar{V}_1^H \bar{V}_1} \bar{V}_1. \quad (17)$$

При использовании ВВК (13), (17) ОСПШ на выходе ПФ можно представить в виде

$$\eta(\bar{W}_1) = \frac{P_s \left(\alpha^2 |\rho_{sy}|^2 + |\rho_{1y}|^2 |\rho_{s1}|^2 - 2\alpha \operatorname{Re}\{\rho_{sy} \rho_{1y} \rho_{s1}\} \right)}{P_1 \left(\alpha^2 |\rho_{1y}|^2 + |\rho_{1y}|^2 N^2 - 2\alpha |\rho_{1y}|^2 N^2 \right) + \sigma_u^2 \left(\alpha^2 N + N |\rho_{1y}|^2 - 2\alpha |\rho_{1y}|^2 \right)}, \quad (18)$$

$$\eta(\bar{W}_3) = \left(P_s / \sigma_u^2 \right) \frac{1 + \frac{1}{N^2} |\rho_{1y}|^2 - \frac{2}{N} \operatorname{Re}(\rho_{1y})}{2 + \frac{2}{N}}, \quad a = N + \sigma_u^2 / P_1. \quad (19)$$

Приравнявая выражения (18) и (19), аналогично (10) получим квадратное уравнение относительно $|\rho_{sy}|(\cos \gamma_{sy})$. Однако при этом в отличие от (11) от ошибок в априорных данных о сигнале зависит не только $|\rho_{sy}|(\cos \gamma_{sy})$, но и слагаемое $2a \operatorname{Re}\{\rho_{sy} \rho_{1y} \rho_{s1}\}$. Решая

уравнение $\eta(\vec{W}_1)=\eta(\vec{W}_3)$, можно найти пороговые функции $\cos\gamma_1, \cos\gamma_2$ и определить соответствующий пороговый интервал для ВВК $\vec{W}_1$ и $\vec{W}_3$.

Из (18) и (19) видно, что ширина порогового интервала зависит от размерности ПФ, входного отношения помеха/шум, обобщенных углов между векторами $\vec{V}_y$ и $\vec{V}_s$, $\vec{V}_y$ и $\vec{V}_1$, $\vec{V}_s$ и $\vec{V}_1$, а также взаимных комбинаций векторов $\vec{V}_s$, $\vec{V}_y$ и $\vec{V}_1$. Таким образом, характер функциональной зависимости ширины порогового интервала от параметров сигнально-помеховой обстановки более сложен по сравнению со случаем, когда расчет ВВК осуществляется при отсутствии помех.

Аналогично, используя (15) и решая уравнение $\eta(\vec{W}_2)=\eta(\vec{W}_3)$, можно получить выражение для пороговых функций ВВК $\vec{W}_2, \vec{W}_3$ и определить соответствующий пороговый интервал. Очевидно, что в этом случае $\Delta\gamma$, наряду с указанными выше факторами, будет зависеть также от входного отношения сигнал/шум, а характер зависимости $\Delta\gamma$ от данных комбинаций векторов $\vec{V}_s$, $\vec{V}_y$ и $\vec{V}_1$ существенно усложняется.

В качестве примера на рис. 1 – 4 показаны полученные путем математического моделирования зависимости ширины порогового интервала от входного отношения помеха/шум (рис. 1, 2) и угла прихода помехи (рис. 3, 4). При моделировании рассматривалась трехэлементная линейная эквидистантная антенная решетка, состоящая из изотропных и невзаимодействующих АЭ, разнесенных в пространстве на $d = m_0/2$ и использовались следующие предположения о сигнально-помеховой обстановке (количестве помех L , входных отношениях сигнал/шум $P_s/\sigma_{ш}^2$, углах прихода сигнала Θ_s и помех Θ_l):

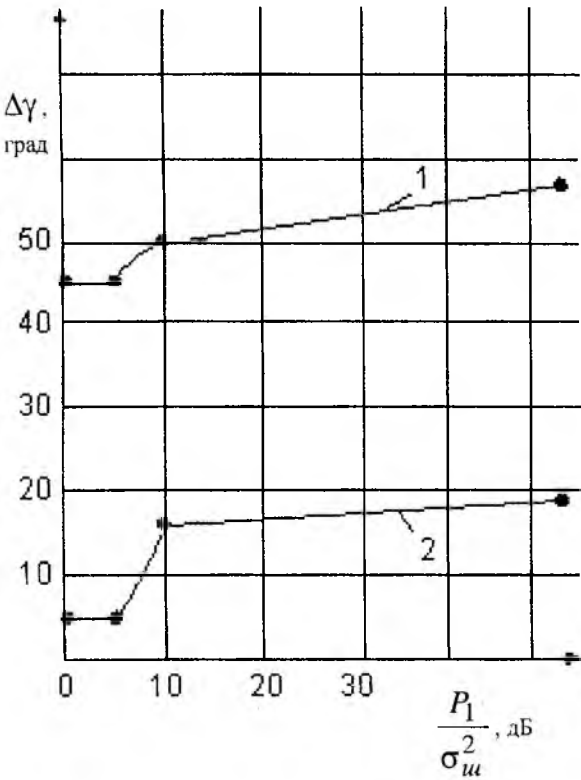


Рис. 1

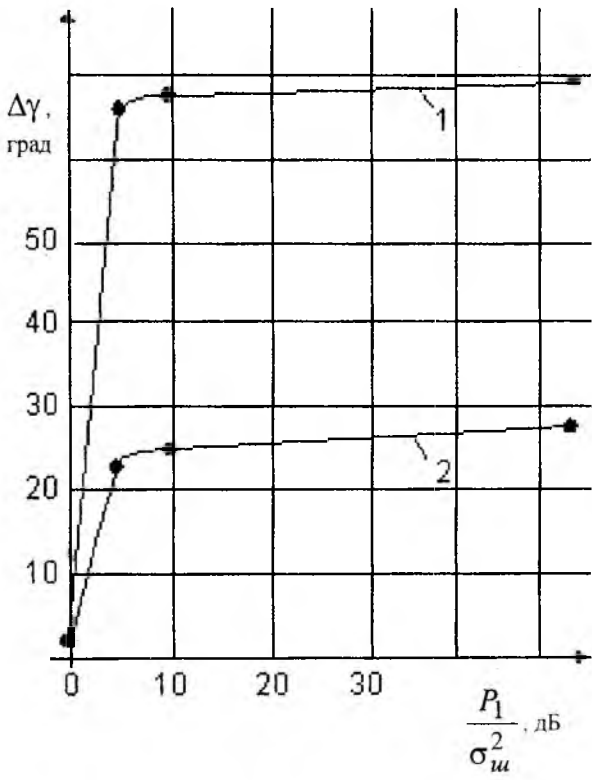


Рис. 2

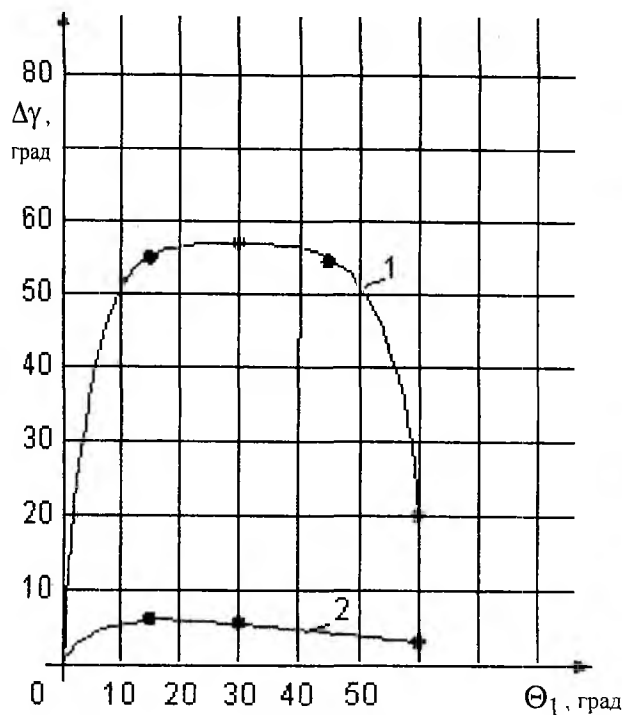


Рис. 3

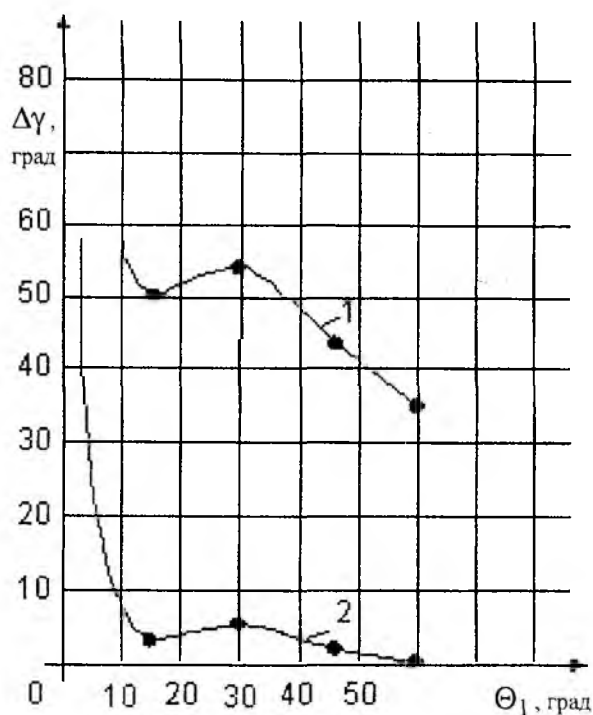


Рис. 4

– рис. 1 – $L=1, \Theta_s=0^\circ, \Theta_1=20^\circ, 10\lg(P_s/\sigma_u^2)=10\text{дБ}$;

– рис. 2 – $L=2, \Theta_s=0^\circ, \Theta_1=20^\circ, \Theta_2=10^\circ, 10\lg(P_s/\sigma_\phi^2)=10\lg(P_s/\sigma_\phi^2)=10\text{дБ}$;

– рис. 3 – $L=1, \Theta_s=0^\circ, 10\lg(P_s/\sigma_u^2)=10\lg(P_1/\sigma_u^2)=10\text{дБ}$;

– рис. 4 – $L=2, \Theta_s=0^\circ, \Theta_1=30^\circ, 10\lg(P_s/\sigma_u^2)=10\lg(P_1/\sigma_u^2)=17\text{дБ}$;

$10\lg(P_2/\sigma_u^2)=15\text{дБ}$. (Кривые, обозначенные на рис. 1 – 4 цифрой 1, соответствуют ВВК $\bar{W}_1$, цифрой 2 – ВВК $\bar{W}_2$).

Из графиков (рис. 1 – 4) видно, что в случае ВВК $\bar{W}_1, \bar{W}_3$ пороговый интервал существенно шире, чем в случае ВВК $\bar{W}_2, \bar{W}_3$, и в меньшей степени зависит от параметров сигнально-помеховой обстановки.

Таким образом, во всех случаях, когда априорные данные о сигнале (структуре ПФ) известны неточно, алгоритмы, реализующие критерий МОСП, более предпочтительны, чем ММВ-алгоритмы только при выполнении условия $\gamma_{sy} \in [\gamma_1, \gamma_2]$. Границы γ_1, γ_2 для обоих алгоритмов являются функциями структуры ПФ, ошибки в априорных данных, мощностей и углов прихода помех. Вследствие существенно большей ширины порогового МОСП-алгоритмы, реализующие ВВК $\bar{W}_1$, более предпочтительны для использования в условиях частичной априорной неопределенности о пространственной структуре сигнала, чем соответствующие процедуры, реализующие ВВК $\bar{W}_2$. Более того, алгоритмы, реализующие ВВК $\bar{W}_2$, фактически мало чем отличаются от соответствующих ММВ-процедур (даже в рассматриваемых простых примерах ширина порогового интервала чрезвычайно мала). Следовательно, о практическом применении МОСП-алгоритмов в условиях частичной априорной неопределенности речь может идти только в том случае, когда имеется возможность расчета ВВК при отсутствии на входе АР полезного сигнала (сигналы с

пассивной паузой). Однако и в этом случае возможны ситуации, когда МОСП-алгоритмы уступают по качеству алгоритмам, реализующим критерий ММВ.

Список литературы: 1. Марчук Л.А. Адаптивная пространственная фильтрация при частичной и полной априорной неопределенности о параметрах сигналов // Радиоэлектроника. 1996. Т.39, № 9. С.61-66 Изв. высш. учеб. заведений. 2. Воеводин В.В., Кузнецов Ю.А. Матрицы и вычисления. М.: Наука, 1984. 320 с.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 16.01.02

ТРЕУГОЛЬНИК ЧИСЕЛ ПАСКАЛЯ И РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ПРОСТРАНСТВЕННЫХ РЕШЕТКАХ РЕЗОНАНСНЫХ МАГНИТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СФЕР

Целью работы является решение задачи о рассеянии электромагнитных волн на специальных сложных пространственных решетках малых однородных резонансных магнитодиэлектрических сфер, пространственное распределение которых подчинено треугольнику чисел Паскаля [1]. Длина рассеиваемой волны может быть соизмерима с постоянными решетками.

Рассмотрим сложную пространственную решетку, состоящую из C подрешеток ($c \in C$), эти подрешетки порождаются координатным представлением, которое в прямоугольной декартовой системе координат имеет вид:

$$\begin{aligned} x_{c,s} &= [s - 0,5\{(-1)^s - 1\}]d - (-1)^{s-1}x_{c,s=0} & (s = \pm[j - |t|]), \\ y_{c,t} &= [t - 0,5\{(-1)^t - 1\}]h - (-1)^{t-1}y_{c,t=0} & (t = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm j), \\ z_{c,p} &= [p - 0,5\{(-1)^p - 1\}]l - (-1)^{p-1}z_{c,p=0} & (p = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \left[\frac{j!}{(j-|t|)!|t|!} - 1 \right]), \end{aligned} \quad (1)$$

где значения p, s, t зависят от номера строк $j = 0, 1, 2, 3, \dots$ треугольника чисел Паскаля, величины d, h, l определяются условиями $x = 0, x = d; y = 0, y = h; z = 0, z = l$, а $x_{c,s=0}, y_{c,t=0}, z_{c,p=0}$ – координаты узла подрешетки c , находящегося внутри области (рис. 1)

$$\begin{aligned} 0 &\leq x_{c,s=0} \leq d, \\ 0 &\leq y_{c,t=0} \leq h, \\ 0 &\leq z_{c,p=0} \leq l. \end{aligned} \quad (2)$$

Координаты $x_{c,s}, y_{c,t}, z_{c,p}$ – определяют положение узлов подрешетки c вне пределов области (2) и являются функциями координат $x_{c,s=0}, y_{c,t=0}, z_{c,p=0}$. В координатное представление (1) можно ввести зависимость от времени, если $x_{c,s=0}, y_{c,t=0}, z_{c,p=0}$ считать некоторыми функциями времени. Каждому узлу пространственной подрешетки c (1) сопоставляется упорядоченная тройка чисел $u = c(p, s, t)$, выделенный узел решетки будем обозначать $u' = c'(p', s', t')$, а узел внутри области (2) – $c(p = 0, s = 0, t = 0)$. Задавая максимальное значение для номера j строки треугольника чисел Паскаля в (1), можно рассматривать конечные и бесконечные решетки.

Нужный тип элементарной ячейки решетки (примитивную, объемноцентрированную, гранецентрированную и другие) формируют из C узлов внутри области (2), которую повторит за пределами области (2) координатное представление (1) в виде пространственной решетки определенного вида.

На (рис. 2) представлено пространственное распределение узлов решетки, когда порождающий узел решетки находится в центре области (2), для случая $-j = 0, 1, 2, 3, 4$ и $z > 0$.

Распределение сфер вдоль оси z подчинено треугольнику чисел Паскаля (рис. 3). Каждой тройке чисел $(p = 0, s, t)$ плоскости $x_{c,s}, y_{c,t}, z_{c,p=0}$ ставится в соответствие определенное число треугольника Паскаля, например, точке $(p = 0, s = -3, t = -2)$ соответствует число 10, точке $(p = 0, s = -2, t = 2)$ – число 6, а точке $(p = 0, s = 4, t = 1)$ – число 5.

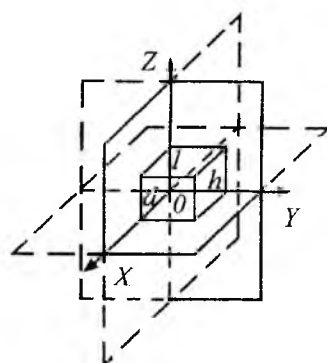


Рис. 1

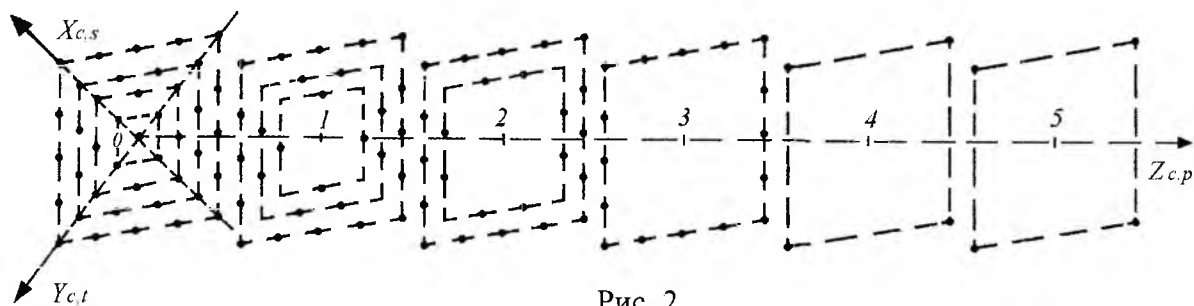


Рис. 2

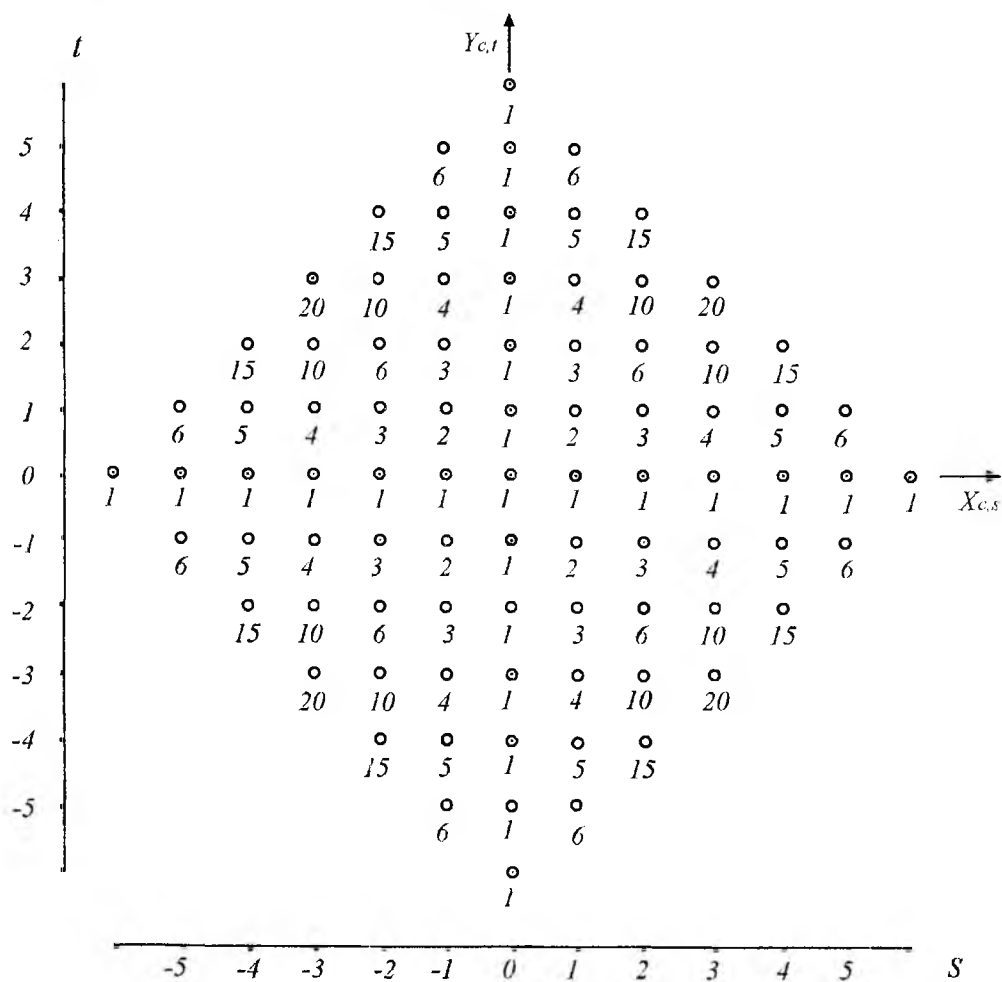


Рис. 3

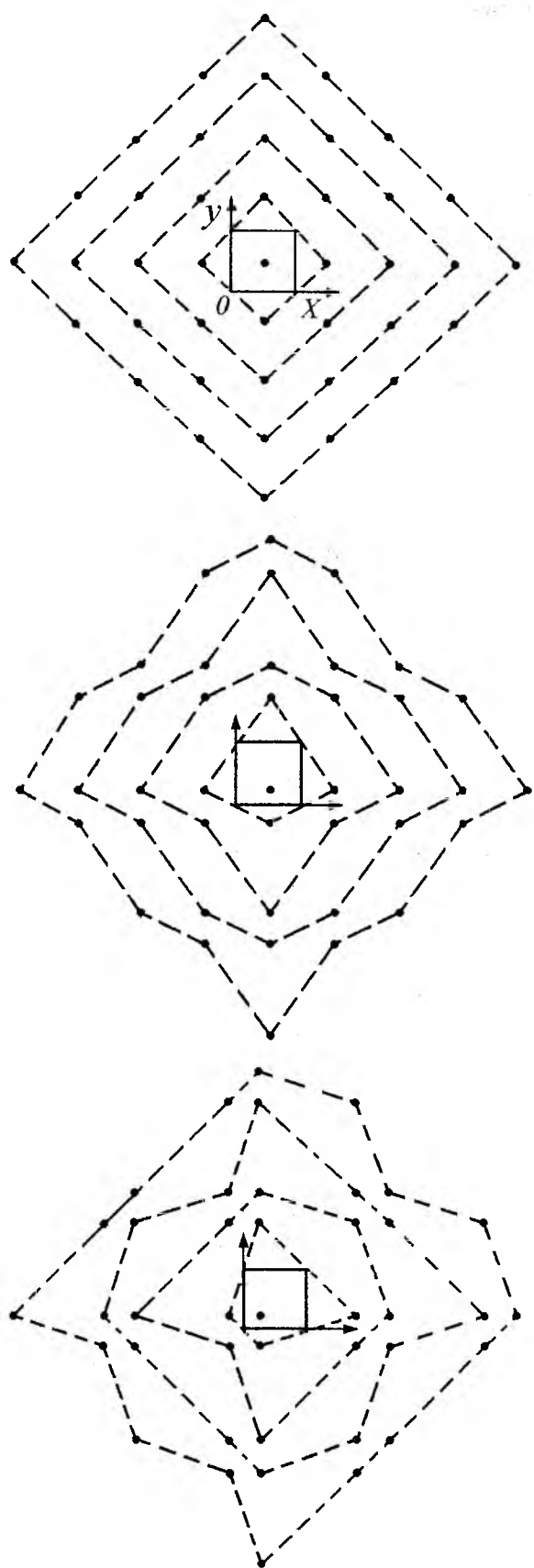


Рис. 4

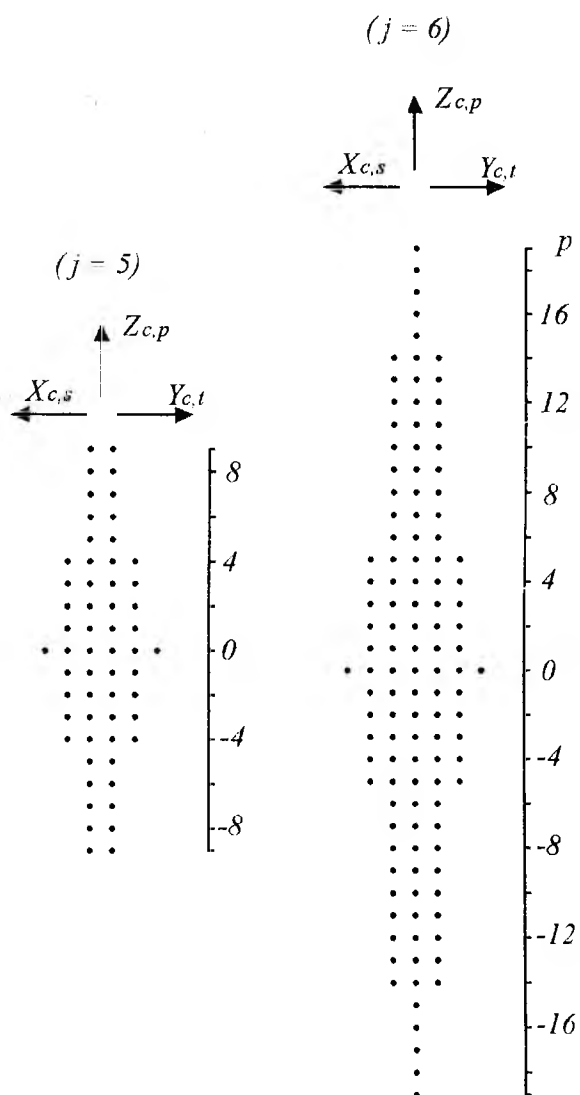


Рис. 5

Эти числа и определяют число сфер вдоль оси z (1) для заданной точки $(p=0, s, t)$ (рис.3). Между тройкой чисел $(p=0, s, t)$ плоскости $x_{c,s}, y_{c,t}, z_{c,p=0}$ (1) и числом треугольника Паскаля существует связь, определяемая функцией

$$\frac{j!}{(j-|t|)!|t|!},$$

которая является биномиальным коэффициентом.

Отсюда числа p , определяющие координаты сфер вдоль оси z (1), задаются последовательностью

$$0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \left(\frac{j!}{(j-|t|)!|t|!} - 1 \right),$$

где $j=0, 1, 2, 3, \dots; |t|=0, 1, 2, 3, \dots, j$.

Если изменять координаты узлов в области (2), то положения узлов вне области (2) также соответствующим образом смещаются и происходит перестройка ячеек и формирование пространственной конфигурации решетки (рис.4).

Расстояние между узлами определим (1)

$$r_{c'(p', s', t'), c(p, s, t)} = \sqrt{(x_{c', s'} - x_{c, s})^2 + (y_{c', t'} - y_{c, t})^2 + (z_{c', p'} - z_{c, p})^2}. \quad (3)$$

Если в центре области (2) находится один порождающий узел решетки, то для случая, когда $j=5$ и $j=6$ из (1) получим плоские решетки с расположением сфер вдоль оси z , подчиняющимся биномиальным коэффициентам (рис.5).

Производя соответствующие сечения этого распределения узлов (1), можно получить различного вида плоские перестраиваемые решетки. Если в области (2) сформирована элементарная ячейка, то вместо одиночных узлов в решетках (рис.5) будут находиться ячейки из области (2).

В узлы подрешеток (1) помещаются центры сфер с проницаемостями $\epsilon_{c(p, s, t)}, \mu_{c(p, s, t)}$ и радиусами $a_{c(p, s, t)}$, далее обозначаем – ϵ_c, μ_c, a_c . Сферы решетки находятся в свободном пространстве.

Будем считать, что вне сфер $a/\lambda \ll 1$, но внутри сферы возможен резонансный случай $a/\lambda_g \sim 1$, где λ – длина волны в свободном пространстве, а λ_g – длина волны в сфере [2].

Для решения задачи используем интегральные уравнения [3] и решаем её в два этапа. На первом этапе найдем внутреннее поле рассеивающих сфер, а на втором этапе найдем поле, рассеянное пространственной решеткой сфер. Поля представим в виде $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r})e^{i\omega t}, \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r})e^{i\omega t}$.

Рассеянное поле по известному внутреннему полю рассеивателей определим через электрический $\vec{\Pi}^e$ и магнитный $\vec{\Pi}^m$ потенциалы Герца

$$\begin{aligned} \vec{E}_{\text{расс}} &= (\nabla \nabla + k^2 \epsilon_0 \mu_0) \vec{\Pi}^e - ik\mu_0 [\nabla, \vec{\Pi}^m], \\ \vec{H}_{\text{расс}} &= (\nabla \nabla + k^2 \epsilon_0 \mu_0) \vec{\Pi}^m + ik\epsilon_0 [\nabla, \vec{\Pi}^e]. \end{aligned} \quad (4)$$

Потенциалы Герца рассеянного поля имеют вид

$$\begin{aligned}\bar{\Pi}^{\mathfrak{A}} &= \frac{1}{4\pi} \int_V \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} - 1 \right) \bar{E}^0(\bar{r}') f(|\bar{r} - \bar{r}'|) dV, \\ \bar{\Pi}^{\mathcal{M}} &= \frac{1}{4\pi} \int_V \left(\frac{\mu}{\mu_0} - 1 \right) \bar{H}^0(\bar{r}') f(|\bar{r} - \bar{r}'|) dV,\end{aligned}\quad (5)$$

где $\bar{E}^0(\bar{r}')$, $\bar{H}^0(\bar{r}')$ – внутренние поля рассеивателя, V – объем рассеивателя, ε_0, μ_0 – проницаемости заполнения свободного пространства, функция $f(|\bar{r} - \bar{r}'|)$ является решением уравнения

$$\Delta f(|\bar{r} - \bar{r}'|) + k^2 \varepsilon_0 \mu_0 f(|\bar{r} - \bar{r}'|) = -4\pi \delta(|\bar{r} - \bar{r}'|),$$

удовлетворяющего условию излучения на бесконечности и имеет вид

$$f(|\bar{r} - \bar{r}'|) = \frac{e^{-k\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} |\bar{r} - \bar{r}'|}}{|\bar{r} - \bar{r}'|}. \quad (6)$$

Вычислим вначале внутреннее поле рассеивателей для случая, когда отношение $a/\lambda_g \ll 1$ внутри и $a/\lambda \ll 1$ вне сферы, а потом результаты вычислений обобщим и на резонансный случай, когда $a/\lambda_g \sim 1$ внутри сферы. Можно показать, что для внешних точек сферы ($r > r'$) интеграл по объему сферы от функции Грина для свободного пространства (6) имеет вид

$$W(\bar{r}) = \int_V \frac{e^{-ik\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} |\bar{r} - \bar{r}'|}}{|\bar{r} - \bar{r}'|} dV = \frac{4\pi}{k_1^3} (\sin k_1 a - k_1 a \cos k_1 a) \frac{e^{-ik_1 r}}{r}, \quad (7)$$

где $k_1 = k\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$, $k = 2\pi/\lambda$, а r – определяет расстояние от центра до внешних точек сферы.

Внутреннее поле $c'(p', s', t')$ сферы найдем из системы квазистационарных неоднородных уравнений, которые построим, опираясь на интегральные уравнения [3]. Входящие в эту систему неоднородные уравнения для произвольной выделенной сферы имеют вид

$$\begin{aligned}\bar{E}_{0c'}(p', s', t')(\bar{r}', t) &= \left[\left\{ 1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\varepsilon_{c'}}{\varepsilon_0} - 1 \right) \right\} \bar{E}^0_{c'}(p', s', t')(\bar{r}', t) - \right. \\ &- \sum_{p \neq c'} \sum_{s \neq c'} \sum_{t \neq c'} \left\{ \left(\nabla \nabla + k^2 \varepsilon_0 \mu_0 \right) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\varepsilon_{c'}}{\varepsilon_0} - 1 \right) W_{c'}^{\mathfrak{A}}(p, s, t)(\bar{r}) \bar{E}^0_{c'}(p, s, t)(\bar{r}', t) - \right. \\ &- \left. \left. c'(p, s, t) \neq c'(p', s', t') \right\} \right] - \\ &- ik\mu_0 \left[\nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_{c'}}{\mu_0} - 1 \right) W_{c'}^{\mathcal{M}}(p, s, t)(\bar{r}) \bar{H}^0_{c'}(p, s, t)(\bar{r}', t) \right] - \\ &- \sum_{c=1}^C \left(\sum_{p \neq c} \sum_{s \neq c} \sum_{t \neq c} \left\{ \left(\nabla \nabla + k^2 \varepsilon_0 \mu_0 \right) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_0} - 1 \right) W_c^{\mathfrak{A}}(p, s, t) \bar{E}^0_c(p, s, t)(\bar{r}', t) - \right. \right. \\ &- \left. \left. (c \neq c') \right\} \right)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -ik\mu_0 \left[\nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_c}{\mu_0} - 1 \right) W_{c(p,s,t)}^M(\vec{r}') \bar{H}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}', t) \right] \Bigg\} \Bigg], \\
& \bar{H}_{0c'}^0(p', s', t')(\vec{r}', t) = \left[\left\{ 1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\mu_{c'}}{\mu_0} - 1 \right) \right\} \bar{H}_{c'}^0(p', s', t')(\vec{r}', t) - \right. \\
& - \sum_p \sum_s \sum_t \left[\left(\nabla \nabla + k^2 \varepsilon_0 \mu_0 \right) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_{c'}}{\mu_0} - 1 \right) W_{c'(p,s,t)}^M(\vec{r}) \bar{H}_{c'(p,s,t)}^0(\vec{r}', t) + \right. \\
& c'(p, s, t) \neq c'(p', s', t') \\
& + ik\varepsilon_0 \left[\nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\varepsilon_{c'}}{\varepsilon_0} - 1 \right) W_{c'(p,s,t)}^{\mathfrak{A}}(\vec{r}) \bar{E}_{c'(p,s,t)}^0(\vec{r}', t) \right] \Bigg\} \Bigg] - \\
& - \sum_{c=1}^C \left[\sum_p \sum_s \sum_t \left[\left(\nabla \nabla + k^2 \varepsilon_0 \mu_0 \right) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_c}{\mu_0} - 1 \right) W_{c(p,s,t)}^M(\vec{r}) \bar{H}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}', t) + \right. \right. \\
& (c \neq c') \\
& \left. \left. + ik\varepsilon_0 \left[\nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_0} - 1 \right) W_{c(p,s,t)}^{\mathfrak{A}}(\vec{r}) \bar{E}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}', t) \right] \right] \right] \Bigg\} \Bigg],
\end{aligned}
\tag{8}$$

где $\bar{E}_{0c'}^0(p', s', t')(\vec{r}', t)$; $\bar{H}_{0c'}^0(p', s', t')(\vec{r}', t)$ и $\bar{E}_{c'}^0(p', s', t')(\vec{r}', t)$; $\bar{H}_{c'}^0(p', s', t')(\vec{r}', t)$ – поле падающей волны и внутреннее поле $c'(p', s', t')$ сферы, а $\bar{E}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}', t)$; $\bar{H}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}', t)$ – внутренние поля остальных сфер.

Величины $W_{c(p,s,t)}^{\mathfrak{A}}(\vec{r}')$; $W_{c(p,s,t)}^M(\vec{r}')$ имеют вид (3, 7, 8)

$$\begin{aligned}
W_{c(p,s,t)}^{\mathfrak{A}}(\vec{r}') &= \frac{4\pi}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \frac{e^{-ik_1 r_{c'(p',s',t'),c(p,s,t)}}}{r_{c'(p',s',t'),c(p,s,t)}}, \\
W_{c(p,s,t)}^M(\vec{r}') &= -\frac{4\pi}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \frac{e^{-ik_1 r_{c'(p',s',t'),c(p,s,t)}}}{r_{c'(p',s',t'),c(p,s,t)}}.
\end{aligned}$$

Первые слагаемые справа в уравнениях (8) связаны с внутренним полем $c'(p', s', t')$ сферы без учета влияния всех остальных сфер, оставшиеся слагаемые учитывают влияние на $c'(p', s', t')$ рассеиватель всех остальных сфер.

Уравнения (8) представляют систему $2N = 2 \sum_{c=1}^C N_c$ векторных неоднородных уравнений, где N – общее число сфер решетки, а N_c – число сфер подрешетки c . Решение этой системы уравнений для выделенной сферы имеет вид:

$$\begin{aligned}
\bar{E}_{c'}^0(p', s', t')(\vec{r}', t) &= \frac{1}{\Delta_{\mathfrak{A}M}} \sum_{c=1}^C \left(\sum_u \left[\hat{g}_u^{\mathfrak{A}u'} \bar{E}_{0c(p,s,t)}^0(\vec{r}', t) + \hat{\beta}_u^{\mathfrak{A}u'} \bar{H}_{0c(p,s,t)}^0(\vec{r}', t) \right] \right), \\
\bar{H}_{c'}^0(p', s', t')(\vec{r}', t) &= \frac{1}{\Delta_{\mathfrak{A}M}} \sum_{c=1}^C \left(\sum_u \left[\hat{\beta}_u^{Mu'} \bar{H}_{0c(p,s,t)}^0(\vec{r}', t) + \hat{g}_u^{Mu'} \bar{E}_{0c(p,s,t)}^0(\vec{r}', t) \right] \right),
\end{aligned}
\tag{9}$$

$$\hat{g}_u^{\varepsilon u'} = \begin{bmatrix} g_{xxu}^{\varepsilon u'} & g_{xyu}^{\varepsilon u'} & g_{xzu}^{\varepsilon u'} \\ g_{yxu}^{\varepsilon u'} & g_{yyu}^{\varepsilon u'} & g_{yzu}^{\varepsilon u'} \\ g_{z xu}^{\varepsilon u'} & g_{zyu}^{\varepsilon u'} & g_{zzu}^{\varepsilon u'} \end{bmatrix}, \quad \hat{\beta}_u^{\varepsilon u'} = \begin{bmatrix} \beta_{xxu}^{\varepsilon u'} & \beta_{xyu}^{\varepsilon u'} & \beta_{xzu}^{\varepsilon u'} \\ \beta_{yxu}^{\varepsilon u'} & \beta_{yyu}^{\varepsilon u'} & \beta_{yzu}^{\varepsilon u'} \\ \beta_{z xu}^{\varepsilon u'} & \beta_{zyu}^{\varepsilon u'} & \beta_{zzu}^{\varepsilon u'} \end{bmatrix},$$

$$\hat{\beta}_u^{\mu u'} = \begin{bmatrix} \beta_{xxu}^{\mu u'} & \beta_{xyu}^{\mu u'} & \beta_{xzu}^{\mu u'} \\ \beta_{yxu}^{\mu u'} & \beta_{yyu}^{\mu u'} & \beta_{yzu}^{\mu u'} \\ \beta_{z xu}^{\mu u'} & \beta_{zyu}^{\mu u'} & \beta_{zzu}^{\mu u'} \end{bmatrix}, \quad \hat{g}_u^{\mu u'} = \begin{bmatrix} g_{xxu}^{\mu u'} & g_{xyu}^{\mu u'} & g_{xzu}^{\mu u'} \\ g_{yxu}^{\mu u'} & g_{yyu}^{\mu u'} & g_{yzu}^{\mu u'} \\ g_{z xu}^{\mu u'} & g_{zyu}^{\mu u'} & g_{zzu}^{\mu u'} \end{bmatrix},$$

а $\Delta^{\varepsilon \mu}$ – детерминант основной матрицы системы уравнений (8).

Компоненты внутреннего поля сферы (9) представим в виде:

$$E_{xu}^0(\vec{r}', t) = \frac{1}{\Delta^{\varepsilon \mu}} \sum_{c=1}^C \left(\sum_u \left[g_{xxu}^{\varepsilon u'} \bar{E}_{0xu}(\vec{r}', t) + g_{xyu}^{\varepsilon u'} E_{0yu}(\vec{r}', t) + g_{xzu}^{\varepsilon u'} E_{0zu}(\vec{r}', t) + \right. \right. \\ \left. \left. + \beta_{xxu}^{\varepsilon u'} H_{0xu}(\vec{r}', t) + \beta_{xyu}^{\varepsilon u'} H_{0yu}(\vec{r}', t) + \beta_{xzu}^{\varepsilon u'} H_{0zu}(\vec{r}', t) \right] \right),$$

$$E_{yu}^0(\vec{r}', t) = \frac{1}{\Delta^{\varepsilon \mu}} \sum_{c=1}^C \left(\sum_u \left[g_{yxu}^{\varepsilon u'} \bar{E}_{0xu}(\vec{r}', t) + g_{yyu}^{\varepsilon u'} E_{0yu}(\vec{r}', t) + g_{yzu}^{\varepsilon u'} E_{0zu}(\vec{r}', t) + \right. \right. \\ \left. \left. + \beta_{yxu}^{\varepsilon u'} H_{0xu}(\vec{r}', t) + \beta_{yyu}^{\varepsilon u'} H_{0yu}(\vec{r}', t) + \beta_{yzu}^{\varepsilon u'} H_{0zu}(\vec{r}', t) \right] \right),$$

$$E_{zu}^0(\vec{r}', t) = \frac{1}{\Delta^{\varepsilon \mu}} \sum_{c=1}^C \left(\sum_u \left[g_{z xu}^{\varepsilon u'} \bar{E}_{0xu}(\vec{r}', t) + g_{zyu}^{\varepsilon u'} E_{0yu}(\vec{r}', t) + g_{zzu}^{\varepsilon u'} E_{0zu}(\vec{r}', t) + \right. \right. \\ \left. \left. + \beta_{z xu}^{\varepsilon u'} H_{0xu}(\vec{r}', t) + \beta_{zyu}^{\varepsilon u'} H_{0yu}(\vec{r}', t) + \beta_{zzu}^{\varepsilon u'} H_{0zu}(\vec{r}', t) \right] \right),$$

$$H_{xu}^0(\vec{r}', t) = \frac{1}{\Delta^{\varepsilon \mu}} \sum_{c=1}^C \left(\sum_u \left[\beta_{xxu}^{\mu u'} H_{0xu}(\vec{r}', t) + \beta_{xyu}^{\mu u'} H_{0yu}(\vec{r}', t) + \beta_{xzu}^{\mu u'} H_{0zu}(\vec{r}', t) + \right. \right. \\ \left. \left. + g_{xxu}^{\mu u'} \bar{E}_{0xu}(\vec{r}', t) + g_{xyu}^{\mu u'} E_{0yu}(\vec{r}', t) + g_{xzu}^{\mu u'} E_{0zu}(\vec{r}', t) \right] \right),$$

$$H_{yu}^0(\vec{r}', t) = \frac{1}{\Delta^{\varepsilon \mu}} \sum_{c=1}^C \left(\sum_u \left[\beta_{yxu}^{\mu u'} H_{0xu}(\vec{r}', t) + \beta_{yyu}^{\mu u'} H_{0yu}(\vec{r}', t) + \beta_{yzu}^{\mu u'} H_{0zu}(\vec{r}', t) + \right. \right. \\ \left. \left. + g_{yxu}^{\mu u'} \bar{E}_{0xu}(\vec{r}', t) + g_{yyu}^{\mu u'} E_{0yu}(\vec{r}', t) + g_{yzu}^{\mu u'} E_{0zu}(\vec{r}', t) \right] \right),$$

$$H_{zu}^0(\vec{r}', t) = \frac{1}{\Delta^{\varepsilon \mu}} \sum_{c=1}^C \left(\sum_u \left[\beta_{z xu}^{\mu u'} H_{0xu}(\vec{r}', t) + \beta_{zyu}^{\mu u'} H_{0yu}(\vec{r}', t) + \beta_{zzu}^{\mu u'} H_{0zu}(\vec{r}', t) + \right. \right. \\ \left. \left. + g_{z xu}^{\mu u'} \bar{E}_{0xu}(\vec{r}', t) + g_{zyu}^{\mu u'} E_{0yu}(\vec{r}', t) + g_{zzu}^{\mu u'} E_{0zu}(\vec{r}', t) \right] \right).$$

Полученные решения (9) справедливы, когда $a/\lambda \ll 1$ снаружи и $a/\lambda_g \ll 1$ внутри сферы. Но их можно обобщить на резонансный случай $a/\lambda_g \sim 1$, если вместо проницаемостей ϵ_c и μ_c сферы ввести эффективные проницаемости [4, 2, 5]

$$\begin{aligned}\epsilon_{c\phi} &= \epsilon_c F(ka_c \sqrt{\epsilon_c \mu_c}), \\ \mu_{c\phi} &= \mu_c F(ka_c \sqrt{\epsilon_c \mu_c}),\end{aligned}\quad (10)$$

где, рис. 6,

$$F(ka_c \sqrt{\epsilon_c \mu_c}) = \frac{2(\sin ka_c \sqrt{\epsilon_c \mu_c} - ka_c \sqrt{\epsilon_c \mu_c} \cos ka_c \sqrt{\epsilon_c \mu_c})}{(k^2 a_c^2 \epsilon_c \mu_c - 1) \sin ka_c \sqrt{\epsilon_c \mu_c} + ka_c \sqrt{\epsilon_c \mu_c} \cos ka_c \sqrt{\epsilon_c \mu_c}}.$$

Потенциалы Герца (5), рассеянного сферами решетки поля, можно представить, учитывая (9) и (10), в виде суперпозиции потенциалов Герца отдельных сфер решетки

$$\begin{aligned}\vec{\Pi}^0(\vec{r}, t) &= \sum_{c=1}^C \left[\sum_p \sum_s \sum_t \frac{1}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \left(\frac{\epsilon_{c\phi}}{\epsilon_0} - 1 \right) \vec{E}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}', t) \frac{e^{-ik_1 r_{c(p,s,t)}}}{r_{c(p,s,t)}} \right], \\ \vec{\Pi}^M(\vec{r}, t) &= - \sum_{c=1}^C \left[\sum_p \sum_s \sum_t \frac{1}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \left(\frac{\mu_{c\phi}}{\mu_0} - 1 \right) \vec{H}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}', t) \frac{e^{-ik_1 r_{c(p,s,t)}}}{r_{c(p,s,t)}} \right].\end{aligned}\quad (11)$$

$$\text{Здесь } r_{c(p,s,t)} = \sqrt{(x - x_{c,s})^2 + (y - y_{c,t})^2 + (z - z_{c,p})^2},$$

где (x, y, z) – координаты точки наблюдения рассеянного поля вне сфер решетки; $(x_{c,s}, y_{c,t}, z_{c,p})$ – координаты точки нахождения центра рассеивающей сферы решетки (1).

Тогда, учитывая (10), (11), из (4) найдем искомое рассеянное сферами решетки поле:

$$\begin{aligned}\vec{E}_{\text{расс}} &= \sum_{c=1}^C \left[\sum_p \sum_s \sum_t \frac{1}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \left\{ \left(\frac{\epsilon_{c\phi}}{\epsilon_0} - 1 \right) \hat{L}_c \vec{E}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}') - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - ik\mu_0 \left(\frac{\mu_{c\phi}}{\mu_0} - 1 \right) (-1) \hat{P}_c \vec{H}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}') \right\} e^{i(wt - k_1 r_{c(p,s,t)})} \right], \\ \vec{H}_{\text{расс}} &= \sum_{c=1}^C \left[\sum_p \sum_s \sum_t \frac{1}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \left\{ \left(\frac{\mu_{c\phi}}{\mu_0} - 1 \right) (-1) \hat{L}_c \vec{H}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}') + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + ik\epsilon_0 \left(\frac{\epsilon_{c\phi}}{\epsilon_0} - 1 \right) \hat{P}_c \vec{E}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}') \right\} e^{i(wt - k_1 r_{c(p,s,t)})} \right],\end{aligned}\quad (12)$$

где $\hat{L}_c$ и $\hat{P}_c$ функциональные матрицы вида:

$$\hat{L}_c = \begin{bmatrix} \Psi_{xxc} & \Psi_{xyc} & \Psi_{xzc} \\ \Psi_{yxc} & \Psi_{yyc} & \Psi_{yzc} \\ \Psi_{zxc} & \Psi_{zyc} & \Psi_{zyc} \end{bmatrix}, \quad \hat{P}_c = \begin{bmatrix} 0 & \Psi_{zc} & \Psi_{yc}^0 \\ \Psi_{zc}^0 & 0 & \Psi_{xc} \\ \Psi_{yc} & \Psi_{xc}^0 & 0 \end{bmatrix}.$$

Величины, входящие в функциональные матрицы (12), имеют вид (1):

$$\begin{aligned}\Psi_{xx} &= \frac{1}{r_{c(p,s,t)}} k^2 \varepsilon_0 \mu_0 + \frac{\left| 3(x-x_{c,s})^2 - r_{c(p,s,t)}^2 \right|}{r_{c(p,s,t)}^5} - \frac{k_1^2 (x-x_{c,s})^2}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{\left| 3(x-x_{c,s})^2 - r_{c(p,s,t)}^2 \right|}{r_{c(p,s,t)}^4}, \\ \Psi_{yy} &= \frac{1}{r_{c(p,s,t)}} k^2 \varepsilon_0 \mu_0 + \frac{\left| 3(y-y_{c,t})^2 - r_{c(p,s,t)}^2 \right|}{r_{c(p,s,t)}^5} - \frac{k_1^2 (y-y_{c,t})^2}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{\left| 3(y-y_{c,t})^2 - r_{c(p,s,t)}^2 \right|}{r_{c(p,s,t)}^4}, \\ \Psi_{zz} &= \frac{1}{r_{c(p,s,t)}} k^2 \varepsilon_0 \mu_0 + \frac{\left| 3(z-z_{c,p})^2 - r_{c(p,s,t)}^2 \right|}{r_{c(p,s,t)}^5} - \frac{k_1^2 (z-z_{c,p})^2}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{\left| 3(z-z_{c,p})^2 - r_{c(p,s,t)}^2 \right|}{r_{c(p,s,t)}^4}, \\ \Psi_{xyc} = \Psi_{yxc} &= \frac{3(x-x_{c,s})(y-y_{c,t})}{r_{c(p,s,t)}^5} - k_1^2 \frac{(x-x_{c,s})(y-y_{c,t})}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{3(x-x_{c,s})(y-y_{c,t})}{r_{c(p,s,t)}^4}, \\ \Psi_{xzc} = \Psi_{zxc} &= \frac{3(x-x_{c,s})(z-z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^5} - k_1^2 \frac{(x-x_{c,s})(z-z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{3(x-x_{c,s})(z-z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^4}, \\ \Psi_{yyc} = \Psi_{zyc} &= \frac{3(y-y_{c,t})(z-z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^5} - k_1^2 \frac{(y-y_{c,t})(z-z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{3(y-y_{c,t})(z-z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^4}, \\ \Psi_{xc} &= \frac{(x-x_{c,s})}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{(x-x_{c,s})}{r_{c(p,s,t)}^2}, & \Psi_{xc}^0 &= -\Psi_{xc}, \\ \Psi_{yc} &= \frac{(y-y_{c,t})}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{(y-y_{c,t})}{r_{c(p,s,t)}^2}, & \Psi_{yc}^0 &= -\Psi_{yc}, \\ \Psi_{zc} &= \frac{(z-z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{(z-z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^2}, & \Psi_{zc}^0 &= -\Psi_{zc}.\end{aligned}$$

Поле в произвольной точке пространства, лежащей вне сфер, представим в виде (12)

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r}, t) + \vec{E}_{\text{расс}}(\vec{r}, t),$$

где $\vec{E}_0(\vec{r}, t)$ – невозмущенное поле падающей волны.

Из детерминанта системы уравнений (8) определяются резонансные условия. Для случая, когда проницаемости ε_c , μ_c сфер решетки действительны и $a/\lambda_g \sim 1$, эти условия находятся из выражения

$$\det \text{Re} \|\alpha_{sj}\| = 0,$$

где $\|\alpha_{sj}\|$ – основная матрица системы уравнений (8).

На рис. 6 представлены особенности поведения $\text{Re}F(\theta)$ (сплошная кривая) и $\text{Im}F(\theta)$ (пунктирная кривая) в зависимости от $\text{Re}\theta$ при разных значениях тангенса угла диэлектрических потерь $\text{tg}\delta_\epsilon$ (1 кривая – $\text{tg}\delta_\epsilon=0$; 2 кривая – $\text{tg}\delta_\epsilon=0,05$; 3 кривая – $\text{tg}\delta_\epsilon=0,1$) и $\mu_c = 1$, здесь $\theta = ka_c\sqrt{\epsilon_c\mu_c}$.

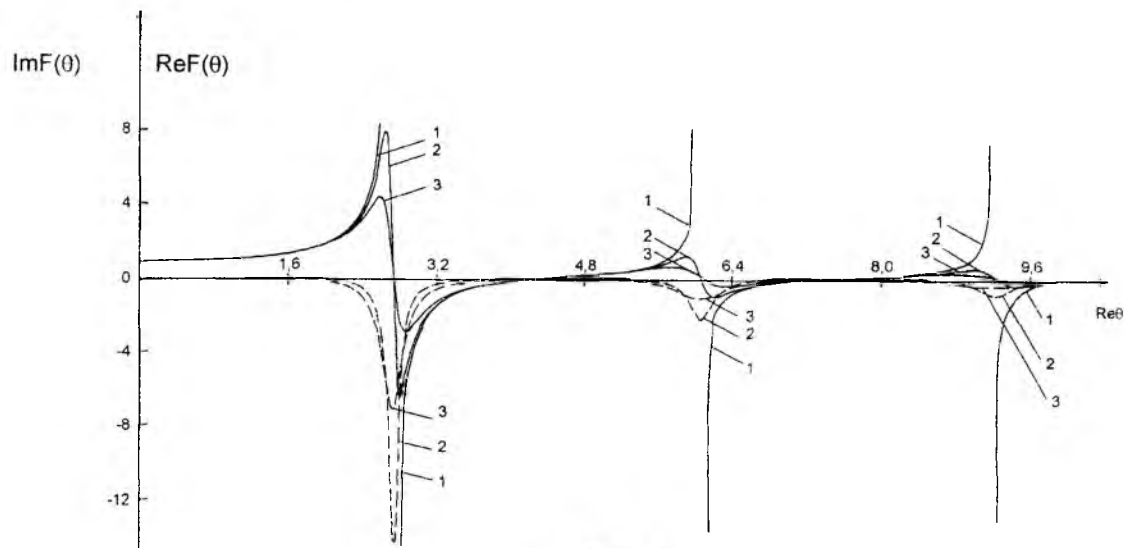


Рис. 6

Список литературы: 1.Бронштейн И.Н, Семендяев К.А. Справочник по математике. М.: Наука. 1986.С.134. 2.Козарь А.И., Хижняк Н.А. Отражение электромагнитных волн от резонансной диэлектрической сферы в волноводе // Укр. физ. журн. 1970. Т.15. С.847-849. 3.Хижняк Н.А. Интегральные уравнения макроскопической электродинамики. Киев.: Наукова думка, 1986. С.279. 4. Левин Л. Современная теория волноводов. М.: Изд-во иностр. лит., 1954. С.216. 5. Козарь А.И., Хижняк Н.А. К вопросу о точном измерении больших значений диэлектрической проницаемости сегнетоэлектриков. // Радиотехника. 1970. Вып. 14. С. 119-128.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 16.04.2002

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ СВЯЗЬ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ВОЛНОВОДОВ ЧЕРЕЗ УЗКИЕ ЩЕЛИ В ОБЩИХ СТЕНКАХ

Введение

Задача об электромагнитной связи двух прямоугольных волноводов через отверстия в их общих стенках является классической задачей, которая привлекала к себе внимание многих исследователей и, начиная с работы Бете [1], нашла широкое отражение в литературе, см., например, [2-10]. Особое место среди отверстий связи занимают узкие щели шириной d , длина которых $2L$ соизмерима с рабочей длиной волны λ ($d/2L \ll 1$, $d/\lambda \ll 1$). Исследования таких щелей, расположенных как в широких, так и в узких стенках прямоугольных волноводов, проводились различными методами (вариационными, численными, численно-аналитическими), которые, однако, не свободны от недостатков: численные методы не обладают достаточной наглядностью и простотой для понимания физических закономерностей процесса, а вариационные методы предполагают наличие априорной информации о функции распределения эквивалентного магнитного тока в щели, которая в некоторых случаях (например, для электрически длинных продольных щелей) даже приближенно неизвестна.

В настоящей работе на основе полученного авторами асимптотического решения интегрального уравнения для магнитного тока в щелевых отверстиях связи [11,12] всесторонне проанализированы электродинамические характеристики поперечных и продольных щелей, расположенных в общих стенках как соосных, так и взаимно перпендикулярных прямоугольных волноводов.

Теория

Различные варианты связи прямоугольных волноводов (сечением $a \times b$) через узкие щели показаны на рис.1. Введем следующие обозначения (на первом месте стоит волновод, в котором распространяется возбуждающая щель H_{10} – волна):

1. $W_t \Rightarrow W_t$: поперечная – поперечная щель в широкой стенке (рис.1а).
2. $W_t \Rightarrow W_{lx}$: поперечная – продольная щель в широкой стенке (рис.1б).
3. $W_t \Rightarrow W_{ly}$: поперечная – продольная щель в узкой стенке (рис.1в).
4. $W_{lx} \Rightarrow W_t$: продольная (в широкой стенке) – поперечная щель (рис.1б).
5. $W_{ly} \Rightarrow W_t$: продольная (в узкой стенке) – поперечная щель (рис.1в).
6. $W_{lx} \Rightarrow W_{lx}$: продольная – продольная щель в широкой стенке (рис.1а).
7. $W_{ly} \Rightarrow W_{ly}$: продольная – продольная щель в узкой стенке (рис.1а).
8. $W_{lx} \Leftrightarrow W_{ly}$: продольная – продольная щель в широкой и узкой стенках (рис.1а).

Для случаев связи 1-3 магнитный ток в щели является чисто симметричным относительно центра щели и имеет следующий вид [11]:

$$J_{1-3}^s(s) = -\alpha H_0 \frac{i\omega \left(\cos ks \cos \frac{\pi}{a} L - \cos kL \cos \frac{\pi}{a} s \right)}{\gamma^2 [\cos kL + \alpha N_{1-3}^s(kd, kL)]}. \quad (1)$$

Здесь $\alpha = 1/(8 \ln(d/8L))$ – естественный малый параметр; H_0 – амплитуда падающей волны; s – локальная продольная координата, связанная со щелью; $k = 2\pi/\lambda$; ω – круговая частота

(зависимость от времени выбрана в виде $e^{i\omega t}$); $\gamma = \sqrt{k^2 - (\pi/a)^2}$; $N_{1-3}^s(kd, kL)$ – функции собственного поля щели, определяющие ее резонансные и энергетические характеристики: $N_1^s(kd, kL) = 2W_t^s(kd, kL)$; $N_2^s(kd, kL) = W_t^s(kd, kL) + W_{lx}^s(kd, kL)$; $N_3^s(kd, kL) = W_t^s(kd, kL) + W_{ly}^s(kd, kL)$;

$$W_t^s(kd, kL) = \frac{8\pi}{ab} \sum_{m,n} \frac{\epsilon_n e^{-k_z d/4}}{k_z (k^2 - k_x^2)} \sin^2 \frac{n\pi}{2} \cos k_x L (k \sin kL \cos k_x L - k_x \cos kL \sin k_x L), \tag{2}$$

$$W_{lx}^s(kd, kL) = \frac{4\pi}{ab} \sum_{m,n} \frac{\epsilon_m \epsilon_n \cos k_x x_0 \cos k_x (x_0 + d/4)}{k_z (k_x^2 + k_y^2)} e^{-k_z L} [k_z \cos kL \operatorname{sh} k_z L + k \sin kL \operatorname{ch} k_z L], \tag{3}$$

$$W_{ly}^s(kd, kL) = \frac{4\pi}{ab} \sum_{m,n} \frac{\epsilon_m \epsilon_n \cos k_y y_0 \cos k_y (y_0 + d/4)}{k_z (k_x^2 + k_y^2)} e^{-k_z L} [k_z \cos kL \operatorname{sh} k_z L + k \sin kL \operatorname{ch} k_z L]. \tag{4}$$

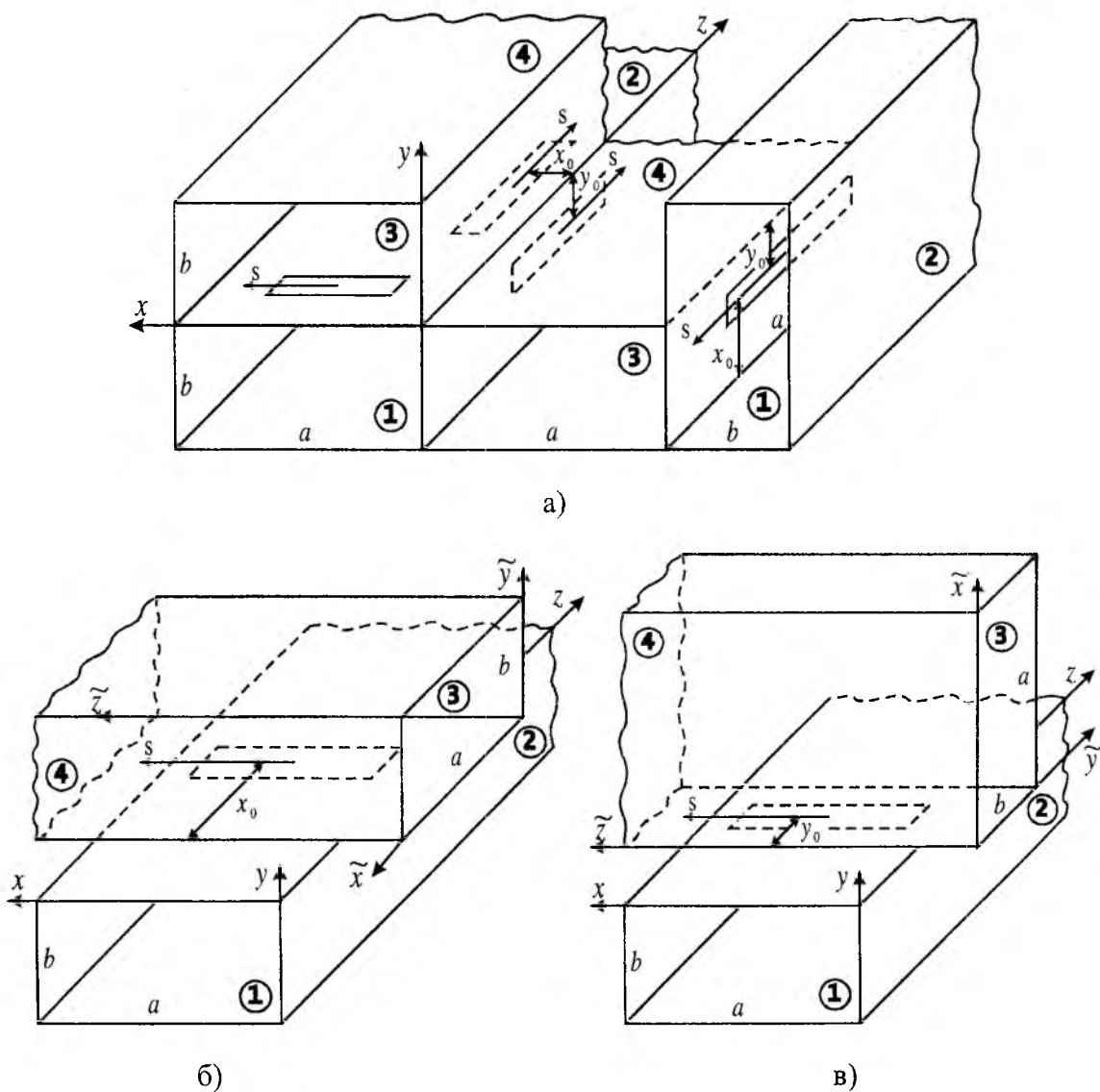


Рис.1

В выражениях (2)-(4) $k_x = \frac{m\pi}{a}$; $k_y = \frac{n\pi}{b}$; $k_z = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2}$; m, n – целые числа ($m \neq n \neq 0$); ϵ_m, ϵ_n – множители Неймана ($\epsilon_{m,n} = 1$ при $m, n = 0$; $\epsilon_{m,n} = 2$ при $m, n \neq 0$).

В работе [2] Стивенсон методом итераций получил следующую формулу для тока в произвольно ориентированной щели, расположенной в общей широкой стенке прямоугольных волноводов:

$$J^s(s) = \alpha J_0(kd, \pi/2) \frac{\cos ks}{\cos kL + \alpha F_{S_L}(kd, \pi/2)}, \quad (5)$$

которая справедлива лишь при $kL \equiv \pi/2$. Для произвольных kL итерационный метод дает выражение для тока, совпадающее с (1), при этом функция собственного поля щели для первого варианта связи волноводов равна $N_1^s(kd, kL) = 2F_1^s(kd, kL)$, где

$$F_1^s(kd, kL) = \frac{8\pi}{ab} \sum_{m,n} \frac{\epsilon_n e^{-k_z d/4}}{k_z(k^2 - k_x^2)} \frac{k}{k_x} \sin^2 \frac{m\pi}{2} \cos k_x L (k_x \sin kL \cos k_x L - k \cos kL \sin k_x L). \quad (6)$$

Отметим, что в работах [3,4] для вариационного метода в качестве пробных используются функции $J(s) = J_1 \cos \frac{\pi s}{2L} + J_2 \cos \frac{3\pi s}{2L} + \dots$, в работах [5,6] – $J(s) = J_0 \cos \frac{\pi s}{2L}$ и в работе [7] – $J(s) = J_0 \sin k(L - |s|)$ (J_0, J_1, J_2 – неизвестные амплитуды, подлежащие определению в процессе решения).

Для вариантов связи 4,5 через продольно-поперечную щель магнитный ток в ней имеет как симметричную $J^s(s)$, так и антисимметричную $J^a(s)$ составляющие [11]:

$$J_{4,5}(s) = J^s(s) + J^a(s) = -\alpha H_0 \frac{i\omega}{(\pi/a)^2} \left\{ \frac{\cos \frac{\pi x_0}{a}}{1} \right\} \times \\ \times \left\{ \frac{(\cos k s \cos \gamma L - \cos k L \cos \gamma s)}{\cos kL + \alpha N_{4,5}^s(kd, kL)} - i \frac{(\sin k s \sin \gamma L - \sin k L \sin \gamma s)}{\sin kL + N_{4,5}^a(kd, kL)} \right\}. \quad (7)$$

Здесь множитель $\left\{ \cos \frac{\pi x_0}{a} \right\}$ соответствует продольной щели в широкой стенке, а множитель $\{1\}$ – продольной щели в узкой стенке; $N_{4,5}^{s,a}(kd, kL) = W_{lx,ly}^{s,a}(kd, kL) + W_t^{s,a}(kd, kL)$;

$$W_t^a(kd, kL) = -\frac{8\pi}{ab} \sum_{m,n} \frac{\epsilon_n e^{-k_z d/4}}{k_z(k^2 - k_x^2)} \cos^2 \frac{m\pi}{2} \sin k_x L (k \cos kL \sin k_x L - k_x \sin kL \cos k_x L), \quad (8)$$

$$W_{lx}^a(kd, kL) = \frac{4\pi}{ab} \sum_{m,n} \frac{\epsilon_m \epsilon_n \cos k_x x_0 \cos k_x (x_0 + d/4)}{k_z(k_x^2 + k_y^2)} e^{-k_z L} [k_z \sin kL \operatorname{ch} k_z L - k \cos kL \operatorname{sh} k_z L], \quad (9)$$

$$W_{ly}^a(kd, kL) = \frac{4\pi}{ab} \sum_{m,n} \frac{\epsilon_m \epsilon_n \cos k_y y_0 \cos k_y (y_0 + d/4)}{k_z(k_x^2 + k_y^2)} e^{-k_z L} [k_z \sin kL \operatorname{ch} k_z L - k \cos kL \operatorname{sh} k_z L]. \quad (10)$$

В случае связи волноводов через продольные щели (варианты 6-8) магнитный ток с учетом симметричной и антисимметричной составляющих приобретает вид [12]:

$$J_{6-8}(s) = J^s(s) + J^a(s) = \alpha H_0 \frac{i\omega}{(\pi/a)^2} \begin{bmatrix} \cos \frac{\pi x_0}{a} \\ 1 \end{bmatrix} \times$$

$$\times \left\{ e^{-i\gamma s} - \frac{\cos k s \cos \gamma L}{\cos k L + \alpha N_{6-8}^s(kd, kL)} + i \frac{\sin k s \sin \gamma L}{\sin k L + \alpha N_{6-8}^a(kd, kL)} \right\}, \tag{11}$$

где $N_{6,7}^{s,a}(kd, kL) = 2W_{lx,ly}^{s,a}(kd, kL)$; $N_8^{s,a}(kd, kL) = W_{lx}^{s,a}(kd, kL) + W_{ly}^{s,a}(kd, kL)$.

В работе [8] Фридберг вариационным методом рассчитал параметры эквивалентной схемы волноводного сочленения (вариант 6) при пробных функциях $J(s) = J_1 \cos \frac{\pi s}{2L} + J_2 \sin \frac{\pi s}{L}$, т.е. $J(s) = J^s(s) + J^a(s)$, в то время как в работе [9] для варианта связи 7 за основу принято выражение $J(s) = J^s(s) = J_0 \sin k(L - |s|)$, что приводит, как это отмечено также в [4], к неправильным выводам и численным результатам.

Формулы для элементов матриц рассеяния $S_{i,j}^N$ (N – порядковый номер варианта связи; i, j – номера соединяемых прямоугольных волноводов) даны в Приложении.

Численные результаты

На рис.2 приведены графики зависимостей коэффициента связи $|S_{13}^1|^2$ от длины щели ($a = 22.86$ мм, $b = 10.16$ мм, $d = 1.5875$ мм, $\lambda = 32$ мм, $h = 0$ мм – толщина общей стенки), рассчитанные методом усреднения, методом итераций и вариационным методом [4]. Как видно, вблизи резонанса ($kL \cong \pi/2$) расчеты методом усреднения и вариационным методом (с косинусоидальными пробными функциями) практически совпадают, в то время как метод итераций дает другие значения резонансной длины щели. Это связано с различным подходом при нахождении функций собственного поля щели $W_i^s(kd, kL)$ и $F_i^s(kd, kL)$, которые вносят основной вклад в амплитуду тока в окрестности резонанса ($\cos kL \cong 0$). Различия в значениях $|S_{13}^1|^2$ в случае относительно коротких щелей объясняется, очевидно, уменьшением отношения $2L/d$ и соответственно возрастанием параметра α , для которого при решении интегрального уравнения относительно магнитного тока методами усреднения и итераций должно выполняться соотношение $|\alpha| \ll 1$.

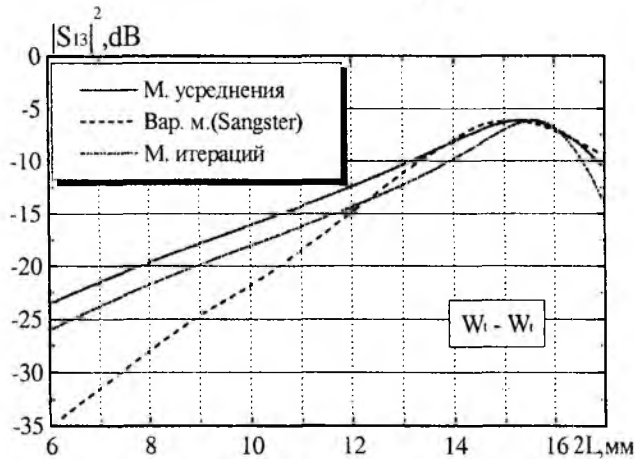


Рис.2

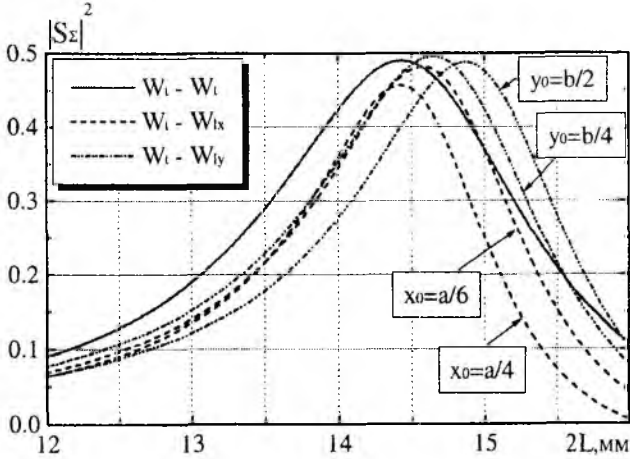
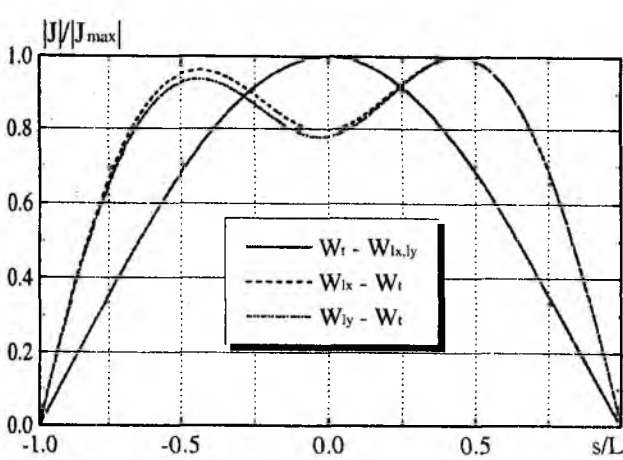
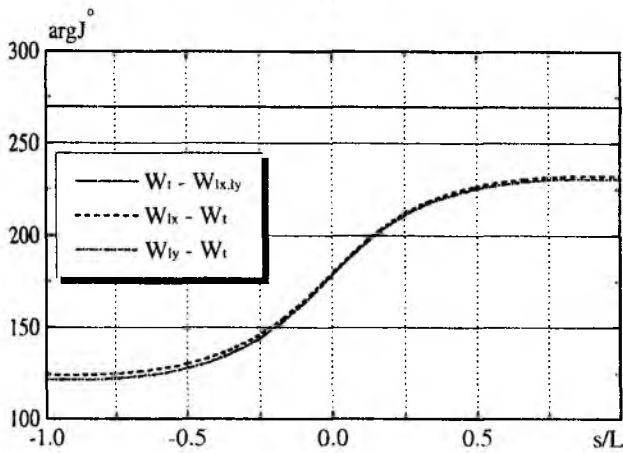


Рис.3

Графики зависимости коэффициента передачи $|S_{\Sigma}^{1-3}|^2$ от длины щели, представленные на рис.3 ($a = 23\text{ мм}$, $b = 10\text{ мм}$, $d = 1.5\text{ мм}$, $\lambda = 30\text{ мм}$, $h = 2\text{ мм}$), показывают, что вид связи и место расположения щели существенно меняют как резонансную длину щели, так и ширину резонансной кривой на фиксированном уровне (здесь и далее расчеты проведены методом усреднения).

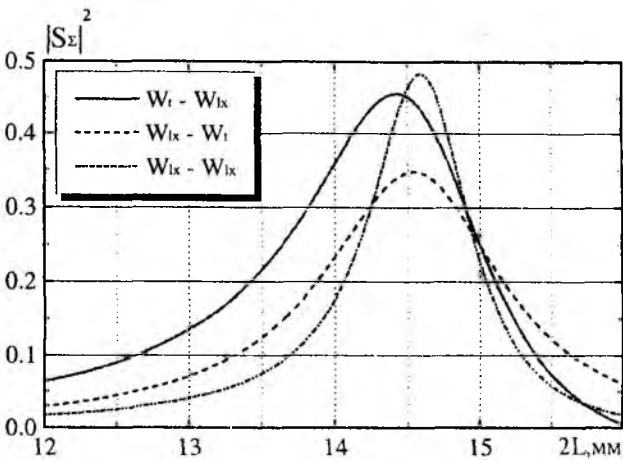


а)

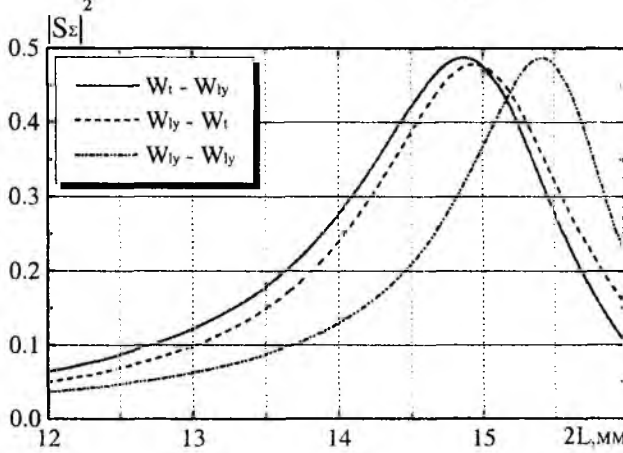


б)

Рис.4



а)



б)

Рис.5

На рис.4 ($a = 23\text{ мм}$, $b = 10\text{ мм}$, $d = 1.5\text{ мм}$, $2L = 20\text{ мм}$, $\lambda = 25\text{ мм}$, $h = 2\text{ мм}$) приведены кривые амплитудно-фазового распределения тока вдоль щели при ее различном возбуждении. Видно, что функция распределения тока в значительной степени определяется тем, в каком из волноводов распространяется H_{10} – волна, что подтверждается также графиками зависимостей $|S_{\Sigma}^{2-7}|^2 = f(2L)$ на рис.5 ($a = 23\text{ мм}$, $b = 10\text{ мм}$, $d = a/15$, $x_0 = a/4$, $y_0 = b/2$, $\lambda = 30\text{ мм}$, $h = 2\text{ мм}$). Связь волноводов через продольные щели (варианты 6,7) как в первом резонансе (рис.5: $\frac{\Delta L_{res}}{L} 100 = -3\%$ для продольной щели в общей широкой стенке, $\frac{\Delta L_{res}}{L} 100 = +3\%$ для продольной щели в общей узкой стенке), так и в случае электрически более длинных щелей – рис.6а ($a = 23\text{ мм}$, $b = 10\text{ мм}$, $d = a/15$, $x_0 = a/6$, $y_0 = b/2$, $\lambda = 28.75\text{ мм}$, $h = 2\text{ мм}$) существенно зависит от того, в какой из стенок волновода прорезана щель. Для комбинированного варианта связи 8 (рис.6б) эти различия значительно меньше, что говорит о взаимности таких устройств.

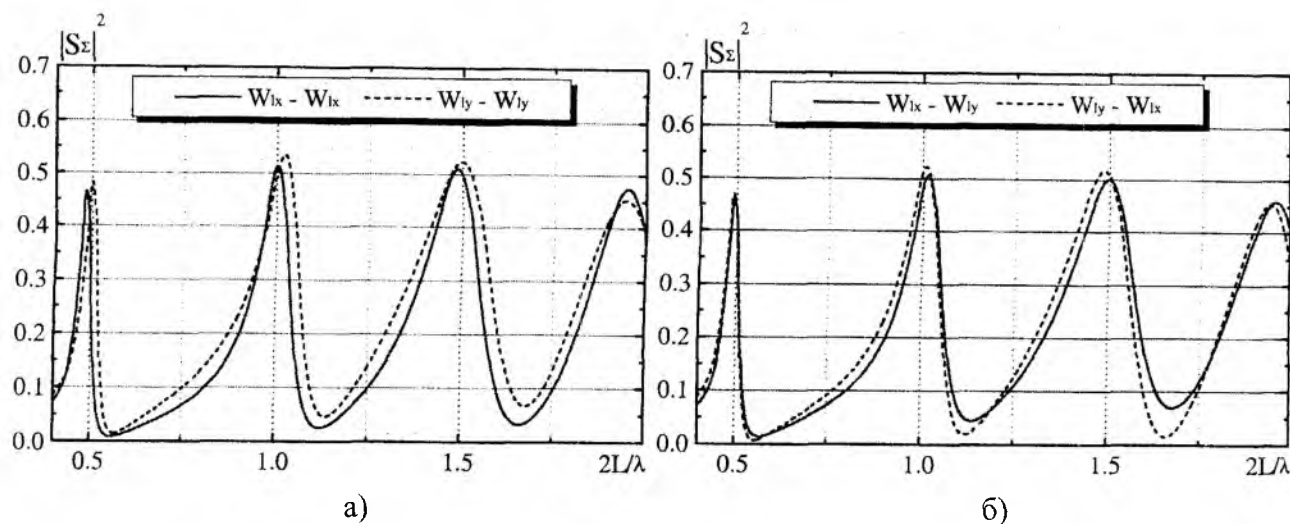


Рис.6

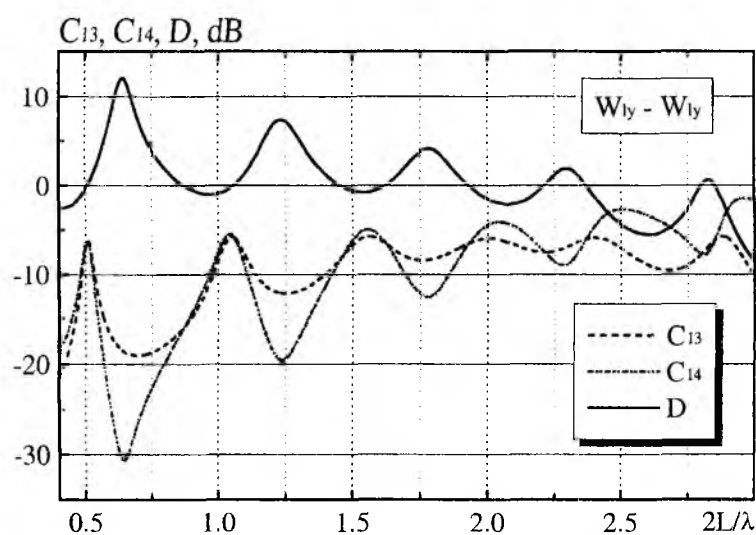


Рис.7

Отличия в элементах матриц рассеяния для поперечно-поперечных (П1) ($|S_{13}^1| = |S_{14}^1|$) и продольно-продольных (П14)-(П16), (П18)-(П20) ($|S_{13}^{6,7}| \neq |S_{14}^{6,7}|$) сочленений прямоугольных волноводов предопределяют направленные свойства вариантов связи 6-8. Это видно из графиков на рис.7 ($a = 23$ мм, $b = 10$ мм, $d = a/15$, $y_0 = b/2$, $\lambda = 28.75$ мм, $h = 2$ мм), где представлены кривые переходного затухания $C_{13} = 20 \log |S_{13}^7|$,

$C_{14} = 20 \log |S_{14}^7|$ и коэффициента направленности $D = 20 \log \frac{|S_{13}^7|}{|S_{14}^7|}$ для связи через про-

дольную щель, симметрично расположенную в общей узкой стенке волноводов. С ростом электрической длины щели увеличиваются различия в значениях C_{13} и C_{14} вблизи резонансов ($kL \cong n\pi/2$, $n = 1, 2, 3, \dots$), а направленные свойства такого ответвителя постепенно переходят в противоположные (плечо направленной связи и развязанное плечо меняются местами).

В заключение отметим, что представленные результаты без особых принципиальных трудностей могут быть распространены на многомодовые волноводы, щели в резонаторах и торцах полубесконечных волноводов, а также на наклонные щели в общих широких и узких стенках прямоугольных волноводов.

Приложение

Элементы матриц рассеяния щелевых сочленений прямоугольных волноводов

$$1. |S_{11}^1| = |S_{13}^1| = |S_{14}^1| = \left| \alpha \frac{4\pi f^s \left(kL, \frac{\pi}{a} L \right)}{abk\gamma [\cos kL + \alpha N^s(kd, kL)]} \right|, \quad (\Pi 1)$$

$$|S_{12}^1| = \left| 1 - \alpha \frac{4\pi f^s \left(kL, \frac{\pi}{a} L \right)}{iabk\gamma [\cos kL + \alpha N^s(kd, kL)]} \right|, \quad (\Pi 2)$$

$$|S_{\Sigma}^1|^2 = 1 - |S_{11}^1|^2 - |S_{12}^1|^2 = |S_{13}^1|^2 + |S_{14}^1|^2, \quad N^s(kd, kL) = N_1^s(kd, kL), \quad (\Pi 3)$$

$$f^s \left(kL, \frac{\pi}{a} L \right) = 2 \cos \frac{\pi}{a} L \frac{\sin kL \cos \frac{\pi}{a} L - \frac{\pi}{ka} \cos kL \sin \frac{\pi}{a} L}{1 - (\pi/ka)^2} - \frac{\cos kL}{(2\pi/ka)} \left(\sin \frac{2\pi L}{a} + \frac{2\pi L}{a} \right). \quad (\Pi 4)$$

$$2. |S_{11}^2| = |S_{11}^1|, |S_{12}^2| = |S_{12}^1|, |S_{13}^2|^2 + |S_{14}^2|^2 = |S_{\Sigma}^2|^2 = 1 - |S_{11}^2|^2 - |S_{12}^2|^2, \quad N^s(kd, kL) = N_2^s(kd, kL). \quad (\Pi 5)$$

$$3. |S_{11}^3| = |S_{11}^1|, |S_{12}^3| = |S_{12}^1|, |S_{13}^3|^2 + |S_{14}^3|^2 = |S_{\Sigma}^3|^2 = 1 - |S_{11}^3|^2 - |S_{12}^3|^2, \quad N^s(kd, kL) = N_3^s(kd, kL). \quad (\Pi 6)$$

$$4. |S_{33}^4| = \left| \alpha \frac{4\pi \cos^2 \frac{\pi x_0}{a}}{abk\gamma} \left\{ \frac{f_1^s(kL, \gamma L)}{\cos kL + \alpha N^s(kd, kL)} + \frac{f_1^a(kL, \gamma L)}{\sin kL + \alpha N^a(kd, kL)} \right\} \right|, \quad (\Pi 7)$$

$$|S_{34}^4| = \left| 1 - \alpha \frac{4\pi \cos^2 \frac{\pi x_0}{a}}{iabk\gamma} \left\{ \frac{f_1^s(kL, \gamma L)}{\cos kL + \alpha N^s(kd, kL)} - \frac{f_1^a(kL, \gamma L)}{\sin kL + \alpha N^a(kd, kL)} \right\} \right|, \quad (\Pi 8)$$

$$|S_{31}^4| = |S_{32}^4| = \frac{1}{2} |S_{\Sigma}^4|^2 = \frac{1}{2} (1 - |S_{33}^4|^2 - |S_{34}^4|^2), \quad N^{s,a}(kd, kL) = N_4^{s,a}(kd, kL), \quad (\Pi 9)$$

$$f_1^s(kL, \gamma L) = 2 \cos \gamma L \frac{\sin kL \cos \gamma L - (\gamma/k) \cos kL \sin \gamma L}{1 - (\gamma/k)^2} - \frac{\cos kL}{2(\gamma/k)} (\sin 2\gamma L + 2\gamma L), \quad (\Pi 10)$$

$$f_1^a(kL, \gamma L) = 2 \sin \gamma L \frac{\cos kL \sin \gamma L - (\gamma/k) \sin kL \cos \gamma L}{1 - (\gamma/k)^2} - \frac{\sin kL}{2(\gamma/k)} (\sin 2\gamma L - 2\gamma L).$$

$$5. |S_{33}^5| = \left| \alpha \frac{4\pi}{abk\gamma} \left\{ \frac{f_1^s(kL, \gamma L)}{\cos kL + \alpha N^s(kd, kL)} + \frac{f_1^a(kL, \gamma L)}{\sin kL + \alpha N^a(kd, kL)} \right\} \right|, \quad (\Pi 11)$$

$$|S_{34}^5| = \left| 1 - \alpha \frac{4\pi}{iabk\gamma} \left\{ \frac{f_1^s(kL, \gamma L)}{\cos kL + \alpha N^s(kd, kL)} - \frac{f_1^a(kL, \gamma L)}{\sin kL + \alpha N^a(kd, kL)} \right\} \right|, \quad (\Pi 12)$$

$$|S_{31}^5| = |S_{32}^5| = \frac{1}{2} |S_{\Sigma}^5|^2 = \frac{1}{2} (1 - |S_{33}^5|^2 - |S_{34}^5|^2), \quad N^{s,a}(kd, kL) = N_5^{s,a}(kd, kL). \quad (\Pi 13)$$

$$6. |S_{11}^6| = |S_{13}^6| = \left| \alpha \frac{4\pi \cos^2 \frac{\pi x_0}{a}}{abk\gamma} \left\{ \frac{f_2^s(kL, \gamma L)}{\cos kL + \alpha N^s(kd, kL)} + \frac{f_2^a(kL, \gamma L)}{\sin kL + \alpha N^a(kd, kL)} - 2kL \frac{\sin 2\gamma L}{2\gamma L} \right\} \right|, \quad (\Pi 14)$$

$$|S_{12}^6| = \left| 1 - \alpha \frac{4\pi \cos^2 \frac{\pi x_0}{a}}{iabk\gamma} \left\{ \frac{f_2^s(kL, \gamma L)}{\cos kL + \alpha N^s(kd, kL)} - \frac{f_2^a(kL, \gamma L)}{\sin kL + \alpha N^a(kd, kL)} - 2kL \right\} \right|, \quad (\Pi 15)$$

$$|S_{14}^6| = |S_{12}^6 - 1|, |S_{\Sigma}^6|^2 = 1 - |S_{11}^6|^2 - |S_{12}^6|^2 = |S_{13}^6|^2 + |S_{14}^6|^2, N^{s,a}(kd, kL) = N_6^{s,a}(kd, kL), \quad (\Pi 16)$$

$$f_2^s(kL, \gamma L) = 2 \cos \gamma L \frac{\sin kL \cos \gamma L - (\gamma/k) \cos kL \sin \gamma L}{1 - (\gamma/k)^2},$$

$$f_2^a(kL, \gamma L) = 2 \sin \gamma L \frac{\cos kL \sin \gamma L - (\gamma/k) \sin kL \cos \gamma L}{1 - (\gamma/k)^2}. \quad (\Pi 17)$$

$$7. |S_{11}^7| = |S_{13}^7| = \left| \alpha \frac{4\pi}{abk\gamma} \left\{ \frac{f_2^s(kL, \gamma L)}{\cos kL + \alpha N^s(kd, kL)} + \frac{f_2^a(kL, \gamma L)}{\sin kL + \alpha N^a(kd, kL)} - 2kL \frac{\sin 2\gamma L}{2\gamma L} \right\} \right|, \quad (\Pi 18)$$

$$|S_{12}^7| = \left| 1 - \alpha \frac{4\pi}{iabk\gamma} \left\{ \frac{f_2^s(kL, \gamma L)}{\cos kL + \alpha N^s(kd, kL)} - \frac{f_2^a(kL, \gamma L)}{\sin kL + \alpha N^a(kd, kL)} - 2kL \right\} \right|, \quad (\Pi 19)$$

$$|S_{14}^7| = |S_{12}^7 - 1|, |S_{\Sigma}^7|^2 = 1 - |S_{11}^7|^2 - |S_{12}^7|^2 = |S_{13}^7|^2 + |S_{14}^7|^2, N^{s,a}(kd, kL) = N_7^{s,a}(kd, kL). \quad (\Pi 20)$$

$$8. |S_{11}^8| = |S_{11}^6|, |S_{12}^8| = |S_{12}^6|, |S_{13}^8|^2 + |S_{14}^8|^2 = |S_{\Sigma}^8|^2 = 1 - |S_{11}^8|^2 - |S_{12}^8|^2, \quad (\Pi 21)$$

$$|S_{33}^8| = |S_{11}^7|, |S_{34}^8| = |S_{12}^7|, |S_{31}^8|^2 + |S_{32}^8|^2 = |S_{\Sigma}^8|^2 = 1 - |S_{33}^8|^2 - |S_{34}^8|^2, N^{s,a}(kd, kL) = N_8^{s,a}(kd, kL).$$

Список литературы: 1. Bethe H.A. Theory of diffraction by small holes // Phys. Rev. 1944. V.66, P. 163-182. 2. Stevenson A.F. Theory of slots in rectangular wave-guides // J. Appl. Phys. 1948. V.19, №1. P. 24-38. 3. Sangster A.J. Variational method for the analysis of waveguide coupling // Proc. IEE. 1965. V.112, №12. P. 2171-2179. 4. Sangster A.J. Slot coupling between uniform rectangular waveguides // IEEE Trans. 1979. V.MTT-27, №7. P. 705-707. 5. Левинсон И.Б., Фридберг П.Ш. Щелевые сочленения прямоугольных одномодовых волноводов. Эквивалентные схемы и сосредоточенные параметры // Радиотехника и электроника. 1966. Т.11, №5. С. 831-838. 6. Левинсон И.Б., Фридберг П.Ш. // Щелевые сочленения прямоугольных одномодовых волноводов. Численные результаты // Радиотехника и электроника. 1966. Т.11, №6. С. 1076-1085. 7. Pandharipande V.M., Das B.N. Coupling of waveguides through large apertures // IEEE Trans. 1978. V.MTT-26, №3. P. 209-212. 8. Фридберг П.Ш. Характеристики рассеяния узкой продольной щели в прямоугольном волноводе // Радиотехника и электроника. 1977. Т.22, №6. С. 1270-1273. 9. Pandharipande V.M., Das B.N. Equivalent circuit of a narrow-wall waveguide slot coupler // IEEE Trans. 1979. V.MTT-27, №9. P. 800-804. 10. Жиронкина А.В., Яцук Л.П., Катрич В.А. Сдвоенная щель как элемент связи электродинамических объемов // Радиотехника. Москва. 1993. №1. С. 56-63. 11. Катрич В.А., Нестеренко М.В., Хиженяк Н.А. Асимптотическое решение интегрального уравнения для магнитного тока в щелевых излучателях и отверстиях связи // Радиофизика и радиоастрономия. 2001. Т.6, №3. С. 230-240. 12. Катрич В.А., Нестеренко М.В. Энергетические характеристики электрически длинных продольных щелей в прямоугольном волноводе // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып.120. С. 91-95.

ВЛИЯНИЕ КРУГОВЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ВСТАВОК НА ХАРАКТЕРИСТИКИ Т – СОЕДИНЕНИЙ

На электродинамическом уровне выполнен численный анализ возможности согласования Н- и Е-плоскостных Т-соединений при помощи круговых цилиндров, размещенных в соединительной полости. Приведены и проанализированы графики для коэффициента отражения, рассчитаны номограммы, позволяющие выбирать радиусы и место положение круговых цилиндров, обеспечивающих согласование Т-соединения при возбуждении со стороны осевого волновода.

В настоящее время накоплен значительный теоретический и экспериментальный материал в сфере анализа свойств координатных волноводных разветвлений. Эти работы проведены различными методами, при различном уровне строгости. В работах [1-6] проведен строгий анализ свойств Т-узлов с областью связи сложной геометрии, а также имеющих различные проводящие вставки в виде круговых и прямоугольных стержней и пластин. Данная работа продолжает эту серию исследований. На практике встречаются случаи, когда возникает необходимость разместить круговые цилиндры в соединительной полости узла, например, крепежные элементы или элементы, имеющие другое функциональное назначение. Целью данной работы является изучение возможностей согласования Н- и Е-плоскостных Т-соединений, геометрия которых показана на рис.1 (а и б) (a и b – поперечные размеры волновода для Н- и Е-плоскостного узла соответственно) при возбуждении их волной типа H_{10} со стороны осевого волновода при изменении параметров R и d области связи.

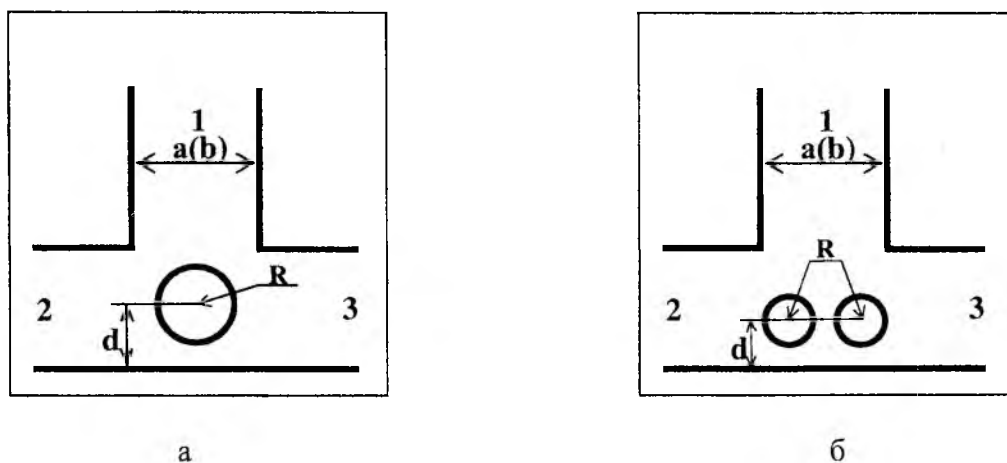


Рис. 1

Результаты, опубликованные в данной работе, будут полезны при разработке как реальных узлов на основе прямоугольных волноводов, так и соединений других линий передач, для анализа которых применяются волноводные модели. Алгоритмы, которые использовались для численного исследования, описаны в [2] для Н-плоскости и [7] для Е-плоскости. Погрешность вычислений матрицы рассеяния S_{ik} не превышает 0,005. Граничные поверхности и поверхности вставок предполагаем идеально проводящими. Зависимость от времени описывается множителем $e^{j\omega t}$.

Рассмотрим результаты, полученные для делителя мощности в Н-плоскости с одним круговым цилиндром рис 1а. Введем нормированный частотный параметр $\chi = a/\lambda$ (λ – длина волны в свободном пространстве). Анализ полученных данных свидетельствует о том, что в точках области $0,5 < \chi < 1$ подбором радиуса цилиндра R и расстояния d можно добиться

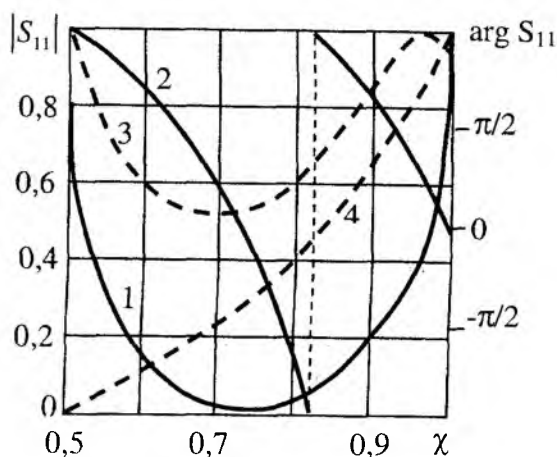


Рис. 2

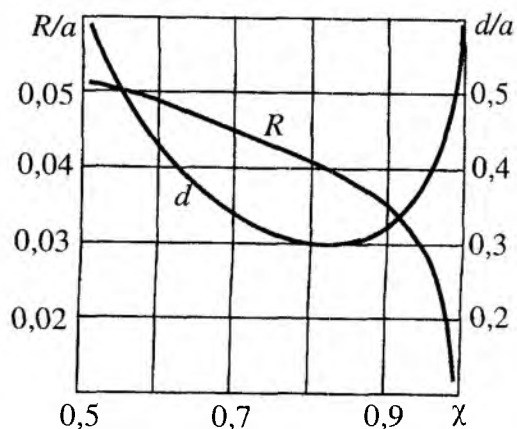


Рис. 3

практически полного согласования плеча 1. На рис. 2 приведено сравнение типичных частотных зависимостей коэффициента отражения S_{11} узла с цилиндрической вставкой ($R=0,03a$; $d=0,45a$) и узла без него. Кривая 1 относится к амплитудной зависимости $|S_{11}|$, кривая 2 – фазовая характеристика $\arg S_{11}$ узла с вставкой. Кривая 3 – амплитудная характеристика $|S_{11}|$, кривая 4 – фазовая характеристика $\arg S_{11}$ узла без вставки. Фазы отнесены к началу регулярного участка волновода. Рассчитанные зависимости тройника без вставок совпадают с известными [8]. Видно, что внесение вставки в соединительную полость приводит к значительному снижению уровня отраженной волны и позволяет достичь высокой степени согласования тройника в достаточно широком частотном интервале (порядка 30% по уровню $KCB=1,1$; KCB – коэффициент стоячей волны). Фазовая характеристика имеет практически линейную зависимость от частотного параметра на всем рабочем диапазоне. Нужно отметить, что радиусы вставки, приводящие к согласованию, лежат в пределах $0,03a - 0,06a$.

На рис.3 представлены номограммы, позволяющие выбирать радиус вставки R и размер d , обеспечивающие согласование при данном значении частотного параметра χ .

Кратко рассмотрим результаты, полученные для Т-делителя в Е-плоскости. На рис.4 показаны зависимости коэффициента отражения S_{11} такого узла от частотного параметра

$\chi^* = \frac{a}{b\sqrt{\epsilon^2 - (1/2)^2}}$ при различных значениях R . Принята следующая нумерация кривых:

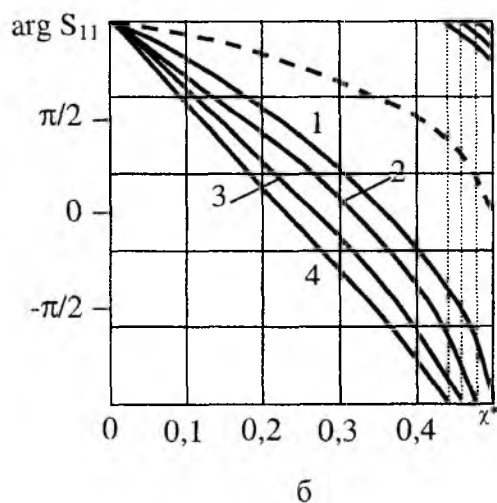
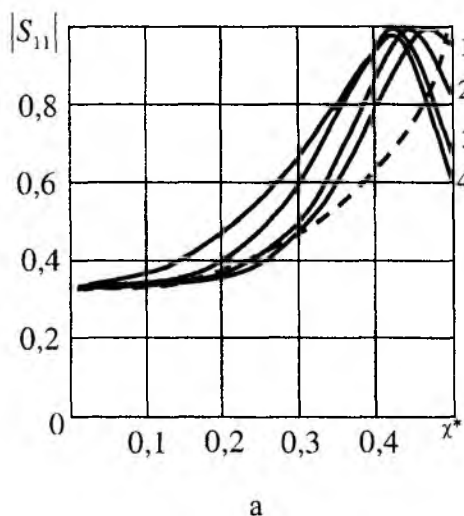
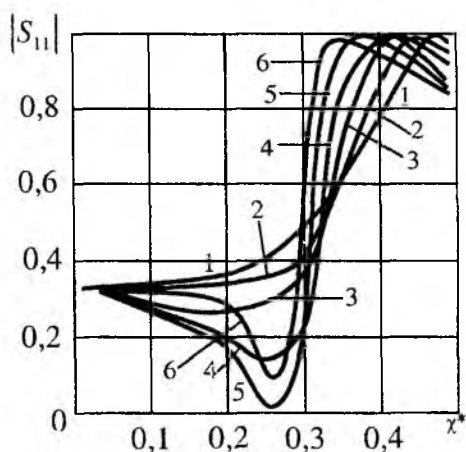


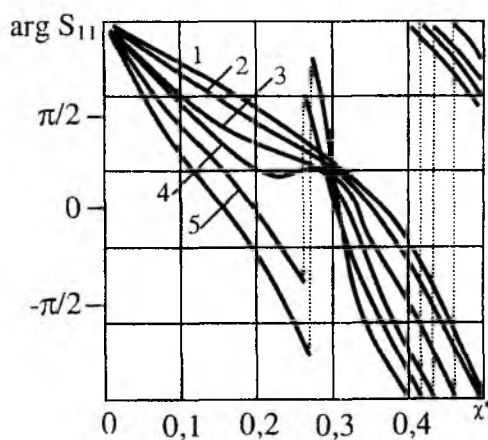
Рис. 4

1 – $R=0,15b$; 2 – $R=0,25b$; 3 – $R=0,35b$; 4 – $R=0,45b$. Штриховой линией показаны зависимости для узла без круговых вставок. Аргументы элементов матриц рассеяния рассчитывались в плоскостях, совпадающих с началом регулярных участков подводящих волноводов. Данные приводятся для $d=b/2$. Из рис. 4а видно, что с ростом частотного параметра χ^* значение модуля коэффициента отражения $|S_{11}|$ растет, достигая максимума $|S_{11}|=0,99$, и при увеличении радиуса вставки максимум смещается от значения $\chi^*=0,5$ до $\chi^*=0,425$ (кривые 1, 2, 3). При дальнейшем увеличении радиуса R (кривая 4) это смещение прекращается, а значение максимума несколько уменьшается. В целом характер кривых при изменении радиуса не изменяется. Нужно отметить, что для $\chi^*<0,15$ характеристики $|S_{11}|$ узла практически не зависят от радиуса штыря и совпадают с характеристиками Т-соединения без вставки. Как следует из рисунка, для значений $0,15b \leq R \leq 0,45b$ существует полоса (около 20%) в конце рабочего диапазона, где значение $|S_{11}| \leq 0,9$, т.е. вся подводимая мощность со стороны плеча 1 практически полностью отражается. Зависимости для $\arg S_{11}$ (рис. 4б) при малых R (кривые 1, 2) имеют “параболический” характер, а для $R>0,3$ становятся практически линейными. При стремлении частотного параметра к нулю для всех $\arg S_{11} \rightarrow \pi$.

Рассмотрим данные для Т-тройника с двумя цилиндрическими вставками. Как видно из рис. 5 для Е-плоскостного узла, внесение двух цилиндров в область связи, как показано на схеме (рис. 1б), приводит к значительному уменьшению уровня отраженной волны к плечу 1. Нумерация кривых на графиках соответствует: 1 – $R=0,1b$; 2 – $R=0,15b$; 3 – $R=0,2b$; 4 – $R=0,25b$; 5 – $R=0,3b$; 6 – $R=0,35b$. Данные приводятся для $d=b/2$, так как в других случаях согласование плеч 1 значительно хуже. Из рис. 5а видно, что характеристики для $|S_{11}|$ значительно зависят от радиусов штырей. Так, с увеличением радиуса в диапазоне χ^* от 0,15 до 0,3 модуль коэффициента отражения уменьшается и при значении $R=0,3b$ (кривая 5) для $\chi^*=0,25$ достигает своего минимального значения $|S_{11}|=0,02$, что соответствует практически полному согласованию узла. При дальнейшем увеличении радиусов происходит увеличение минимального значения $|S_{11}|$ (кривая 6). Максимальные значения $|S_{11}|=0,99$ располагаются на промежутке $\chi^* \geq 0,35$ и при увеличении радиуса смещаются вдоль частотного диапазона влево от $\chi^*=0,5$. При стремлении $\chi^* \rightarrow 0$ значения $|S_{11}| \rightarrow 0,33$ и не зависят от радиусов. Наилучшего согласования в середине рабочего диапазона ($\chi^*=0,25$) удастся добиться при $R=0,3b$ и $d=0,5b$ (кривая 5), полоса по уровню КСВ = 1,1 равна 10%, а по уровню КСВ = 1,2 – 20%. Характеристики $\arg S_{11}$ (рис. 5б) также значительно зависят от радиусов штырей, а кривые 5, 6 терпят разрыв в окрестности точки $\chi^*=0,25$.



а



б

Рис. 5

Введение двух круговых вставок в Н-плоскостной узел приводит к ухудшению характеристик согласования плеча 1, и данные по этому случаю не приводятся.

Приведенные в данной работе результаты исследований зависимостей коэффициента отражения от радиуса штырей и расстояния d свидетельствуют, что для согласования Н-плоскостного узла со стороны осевого волновода целесообразно использовать один круговой цилиндр, радиус которого лежит в пределах $0,03a - 0,06a$, а расстояние d лежит в пределах $0,2a - 0,5a$. Для согласования Е-плоскостного узла можно использовать два цилиндра. Один цилиндр, помещенный в область связи Е-плоскостного устройства, с радиусом $R \leq 0,15b$ практически не влияет на характеристики узла и может быть использован, например, как крепежный штырь. Однако увеличение радиуса штыря приводит к значительным изменениям характеристик Т-узла. Использование двух штырей в Н-плоскостном узле для согласования нецелесообразно.

Список литературы: 1. Чумаченко В.П. Дифракция волн типа H_{m0} на системе индуктивных штырей, расположенных в Н-плоскостной многоугольной структуре // Радиотехника и электроника. 1988. Т. 33, № 7. С. 1381-1386. 2. Кириленко А.А., Онуфриенко Л.М., Чумаченко В.П. Согласование Н-плоскостного тройника металлической лентой // Радиофизика и электроника миллиметровых и субмиллиметровых волн: Сб. научных трудов. Харьков: ИРЭ АН УССР. 1988. С. 89-94. 3. Кириленко А.А., Онуфриенко Л.М., Чумаченко В.П. Характеристики Н-плоскостных Т-образных делителей мощности, содержащих проводящие включения в области связи // Радиотехника и электроника. 1991. Т. 36, № 1. С. 188-191. 4. Зиненко И.И., Онуфриенко Л.М., Чумаченко В.П. Согласование плоскостных волноводных Т-узлов при помощи симметричного клинообразного выступа // Радиотехника и электроника. 1994. Т. 39, № 5. С. 782-785. 5. Согласование Т-соединения прямоугольных волноводов в Н-плоскости /А.Г. Дудко, В.И. Найденко, Л.М. Онуфриенко, В.П. Чумаченко // Радиоэлектроника. (Изв.высш.учеб.заведений). 1994. Т. 37. №9. С. 57-63. 6. Зиненко И.И., Онуфриенко Л.М., Чумаченко В.П. Эффект слабой связи в волноводных Т-узлах с треугольным расширением соединительной полости // Радиоэлектроника. (Изв.высш.учеб.заведений) 1997. Т. 40, № 8. С. 51-55. 7. Чумаченко В.П. Модифицированный метод расчета Е-плоскостных волноводных узлов с многоугольным контуром // Радиотехника и электроника. 1989. Т. 34, № 8. С. 1581. 8. Шестопалов В.П., Кириленко А.А., Рудь Л.А. Резонансное рассеяние волн: Волноводные неоднородности. Т. 2. Киев: Наукова думка. 1986. С.

*Запорожский национальный
технический университет*

Поступила в редколлегию 05.03.2002

К ИНТЕГРИРОВАНИЮ УРАВНЕНИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ МЕТОДА МГНОВЕННЫХ ЗНАЧЕНИЙ

В работах [1–3] получено матричное уравнение возбуждения замедляющей системы (ЗС) в виде цепочки связанных резонаторов и описана методика расчета его коэффициентов на базе параметров нормальных видов колебаний и бегущих волн. Данное уравнение предназначено для нестационарного и спектрального моделирования СВЧ-приборов методом мгновенных значений [4] и в матричном виде записывается как:

$$\frac{d^2 T}{dt^2} + 2\|\delta_0\| \frac{dT}{dt} + \|\omega_0\|^2 T = -\frac{1}{2} \|W_0\|^{-1} \int_V E_0 \frac{\partial j_{exc}}{\partial t} dV \quad (1)$$

(здесь и далее обозначения всех переменных соответствуют принятым в работах [1–3]). Для одномерной ЗС оно может быть представлено в виде системы:

$$\frac{d^2 T_n}{dt^2} + 2 \sum_u \delta_{0|u|} \frac{dT_{n+u}}{dt} + \sum_u \omega_{0|u|}^2 T_{n+u} = -\frac{1}{2} \sum_u W_{0|u|}^i \int_V E_{0n+u} \frac{\partial j_{exc}}{\partial t} dV. \quad (2)$$

После того как определены коэффициенты данного уравнения, осуществляется его интегрирование в составе алгоритма моделирования электронного прибора или другой нелинейной электрофизической системы. Для этого необходимо решить несколько относительно самостоятельных задач, к которым относятся: а) расчет единичных структурных функций электрического поля парциальных видов колебаний всех резонаторов ЗС $E_{0n}(x,y,z)$; б) дифференцирование по времени возбуждающего тока $j_{exc}(t,x,y,z)$; в) выбор численного метода решения задачи Коши для приведенного уравнения; г) оценивание гармонических параметров временной функции $T_n(t)$ в выходной ячейке ЗС. Рассмотрим каждую из перечисленных задач в отдельности.

Расчет единичных структурных функций парциальных видов резонаторов. Вычисление структурной функции $E_{0n}(x,y,z)$ заключается в решении уравнения Гельмгольца для парциального вида n -го резонатора ЗС. Решение может быть выполнено двумя способами. Первый, более точный, состоит в численном интегрировании данного уравнения конечно-разностным методом с учетом фактической формы полости n -го резонатора и, по крайней мере, нескольких ближайших к нему ячеек ЗС. Учитывая громоздкость данной задачи, а также то, что слишком высокая точность расчета функции E_{0n} не нужна (поскольку метод мгновенных значений игнорирует ее изменение в полосе частот), на практике целесообразно использовать другой способ. Он заключается в аналитическом решении уравнения Гельмгольца для пространства взаимодействия прибора методом разделения переменных путем разложения составляющих структурной функции в ряды Фурье по продольной координате. В качестве периода разложения выбирается длина ЗС.

Такой подход требует доопределения граничных условий в щели резонатора. В простейшем приближении продольную составляющую напряженности электрического поля можно считать постоянной на всем сечении зазора, граничащем с пространством взаимодействия. Более точное приближение учитывает зависимость этой составляющей от продольной и (в трехмерных моделях приборов М-типа) профильной координаты. При необходимости для указанных моделей можно учесть также наличие профильной компоненты электрического поля в пространстве взаимодействия, создаваемой присутствием торцевых экранов.

Поперечные зависимости компонент рядов Фурье, полученных в качестве решения уравнения Гельмгольца, определяются конструкцией и геометрией конкретной ЗС. Как правило, это линейные комбинации гиперболических или цилиндрических функций. Аргументы

тех и других зависят от частоты колебания ω через постоянную распространения волны в свободном пространстве $k = \omega/c$, где c – скорость света. Поэтому в качестве ω следует брать среднюю частоту полосы пропускания ЗС, либо, как вариант, рабочую частоту прибора (сравни с [3]).

На практике обычно поперечные зависимости в виде цилиндрических функций необходимо вычислять только для нулевой пространственной гармоники, а для остальных их целесообразно заменить аппроксимациями, типичными для квазистатического приближения (см., например, [5]). Дело в том, что расчет цилиндрических функций занимает много процессорного времени, а для порядков, превышающих несколько десятков, он вообще невозможен [6].

Выберем оптимальное количество пространственных гармоник, учитываемых в рядах Фурье. «Одноволновое» приближение, практиковавшееся в ранних работах по моделированию СВЧ-приборов, является слишком грубым, особенно при исследовании процессов вблизи ЗС. Из-за влияния объемного заряда электронный поток является многоскоростным и возможно его взаимодействие с высшими пространственными гармониками волны в ЗС. Учет же излишнего количества членов ряда почти не влияет на точность модели, увеличивая затраты процессорного времени. Это не так важно, если структурные функции вычисляются один раз в начале счета и табулируются. Однако время синтеза структуры поля выступает на первый план и его следует уменьшать даже ценой некоторого снижения точности моделирования в адаптивном методе комплексных амплитуд [7].

Рис. 1 иллюстрирует влияние количества учитываемых членов ряда Фурье на форму азимутальных зависимостей составляющих единичной структурной функции парциального вида колебания резонатора ЗС цилиндрического прибора М-типа на уровне торцов ламелей. Цифрой 1 обозначена азимутальная зависимость радиальной составляющей структурной функции, цифрой 2 – аналогичная зависимость ее азимутальной составляющей. Угловая ширина зазора резонатора θ составляет $\pi/10$ рад. График (а) построен путем суммирования пространственных гармоник с номерами $-20 \dots +20$ (т.е. одной пары полуволн функции $\sin(x)/x$). Графики (б) и (в) построены при учете двух и четырех пар полуволн (гармоник с номерами $-40 \dots +40$ и $-80 \dots +80$) соответственно. Видно, что в последнем случае обеспечивается форма зависимости азимутальной составляющей поля, достаточно близкая к прямоугольной, следовательно, большее количество членов ряда суммировать нет необходимости. Поскольку

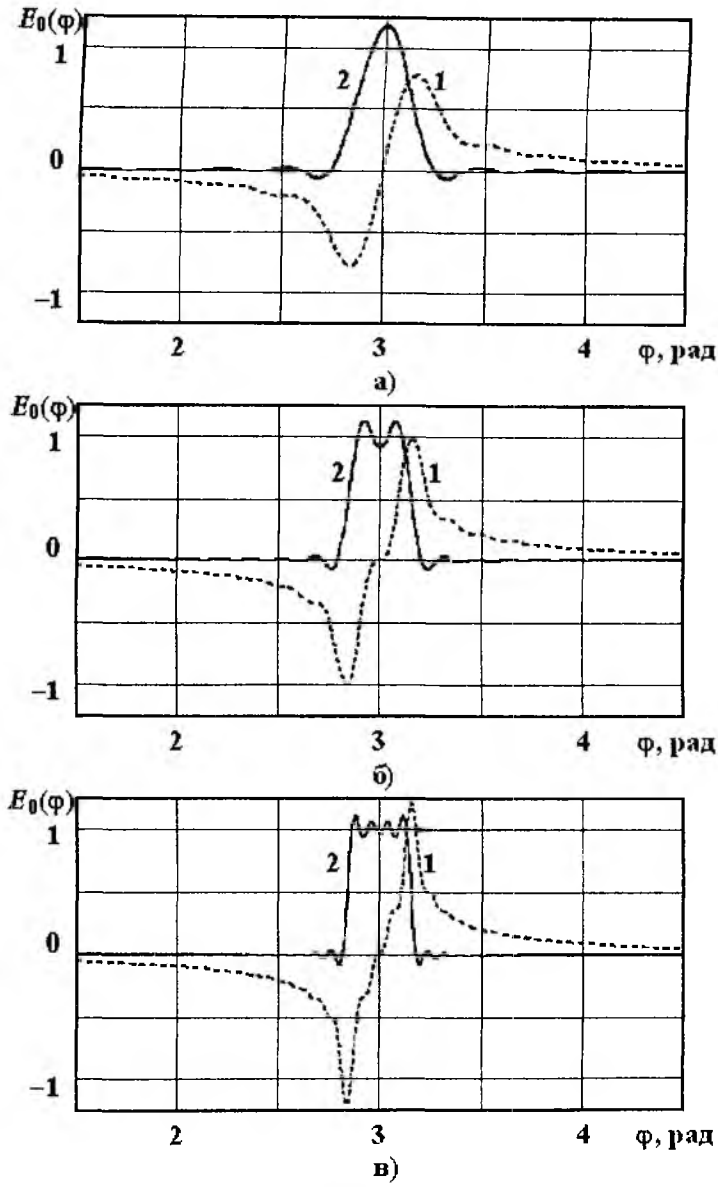


Рис. 1

высшие пространственные гармоники быстро затухают при удалении от ЗС, оптимальный наивысший номер учитываемой гармоники можно считать равным $(4 \dots 8)\pi/\theta$.

Дифференцирование возбуждающего тока. В моделях макрочастиц дифференцировать возбуждающий ток для каждой точки пространства взаимодействия прибора в лагранжевых переменных практически невозможно. Избежать перехода к эйлеровым координатам позволяет тот факт, что под интегралом в правой части уравнений (1) и (2) от времени зависит только функция j_{exc} . Поменяв местами интегрирование по объему и дифференцирование по времени, получим следующую форму уравнения возбуждения:

$$\frac{d^2T_n}{dt^2} + 2\sum_u \delta_{0|u|} \frac{dT_{n+u}}{dt} + \sum_u \omega_{0|u|}^2 T_{n+u} = -\frac{1}{2} \sum_u W^i_{0|u|} \frac{dI_{n+u}}{dt}, \tag{3}$$

где $I_n(t)$ – мгновенное значение интеграла возбуждения для n -й ячейки:

$$I_n(t) = \int_V E_{0n}(x,y,z) j_{exc}(t,x,y,z) dV.$$

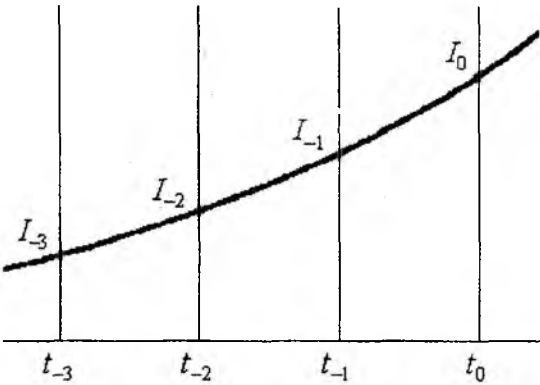


Рис. 2

В работе [8] для нахождения производной от I_n предложено использовать линейную регрессионную модель. Практика последующих расчетов показала, что даже незначительное запаздывание значения производной, создаваемое сглаживанием по времени, приводит к дополнительному нефизичному сдвигу фаз между возбуждающим током и высокочастотным полем в резонаторе. Поэтому вместо аппроксимации дискретных мгновенных значений интеграла возбуждения следует использовать их интерполяцию. Степень интерполирующего полинома может быть различной. Линейная интерполяция обеспечивает недостаточную точ-

ность, оптимальной является квадратичная или кубическая. Остановимся на последней.

Проведем кубическую параболу через четыре точки дискретной функции $I_l = I(t_l)$, где $t_l = l\Delta t$; $l = 0, -1, -2, -3$; Δt – временной шаг модели (рис. 2). Время t отсчитываем от текущего момента ($t_0 = 0$). Интерполирующий полином имеет вид:

$$I(t) = a_0 + a_1 \left(\frac{t}{\Delta t}\right) + a_2 \left(\frac{t}{\Delta t}\right)^2 + a_3 \left(\frac{t}{\Delta t}\right)^3. \tag{4}$$

Коэффициенты a_0, a_1, a_2 и a_3 находятся из мгновенных значений интеграла возбуждения $I_0, I_{-1}, I_{-2}, I_{-3}$ путем решения системы уравнений:

$$\begin{cases} a_0 = I_0, \\ a_0 - a_1 + a_2 - a_3 = I_{-1}, \\ a_0 - 2a_1 + 4a_2 - 8a_3 = I_{-2}, \\ a_0 - 3a_1 + 9a_2 - 27a_3 = I_{-3}. \end{cases}$$

Дифференцируя полином (4) и подставляя в него найденные значения коэффициентов a_1, a_2, a_3 , окончательно получаем:

$$\frac{dI(t_0)}{dt} = \frac{1}{6\Delta t} (11I_0 - 18I_{-1} + 9I_{-2} - 2I_{-3}). \tag{5}$$

Выбор метода интегрирования уравнения возбуждения. Интегрирование уравнения возбуждения (3) является типичной начальной задачей (задачей Коши). Оно выполняется численным методом с шагом дискретизации Δt , равным временному шагу модели. Целесообразно использовать многошаговый метод «прогноз-коррекция». На каждом l -м временном интервале значение функции T_n корректируется на момент начала текущего шага t_l , затем прогнозируется на момент его окончания t_{l+1} . В течение шага интегрирования скорректированное и прогнозируемое значения используются в четырехмерном методе сглаживания полей [9] для расчета правой части уравнения движения макрочастиц.

Большинство известных многошаговых методов решения задачи Коши работают с уравнениями первого порядка. Поэтому уравнение (3) путем введения дополнительной переменной $T'_n(t) = dT_n(t)/dt$ преобразуем в систему двух уравнений первого порядка:

$$\begin{cases} \frac{dT_n}{dt} = T'_n, \\ \frac{dT'_n}{dt} = -2 \sum_u \delta_{0|u|} T'_{n+u} - \sum_u \omega_{0|u|}^2 T_{n+u} - \frac{1}{2} \sum_u W^i_{0|u|} \frac{dI_{n+u}}{dt}. \end{cases} \quad (6)$$

Поскольку моделирование СВЧ-прибора обычно начинают из его «холодного» состояния, вычисление разгонных точек для многошагового метода не составляет труда. Значения T_n и T'_n на первых шагах полагаются равными нулю. Основное внимание следует уделить выбору конкретного численного метода интегрирования системы (6).

В работе [8] описаны первые попытки использования уравнения возбуждения второго порядка при моделировании магнетронных автогенераторов. Эта работа имеет приоритетный характер, однако некоторые ее выводы не отвечают современным требованиям. В частности, выбранные там и признанные годными методы интегрирования уравнения возбуждения на самом деле не обеспечивают необходимую на сегодняшний день точность расчета высокочастотных полей.

Внедрение в практику моделирования новых алгоритмов интерполяции полей, таких как четырехмерный метод PWS [9], позволяет повысить корректность анализа электронных потоков. Относительный дисбаланс подводимой и рассеиваемой мощности в магнетронном диоде снижается до величин порядка десятых долей процента. В то же время использование для решения уравнения возбуждения второго порядка любого из предложенных в работе [8] методов не дает возможности уменьшить этот дисбаланс в генерирующем магнетроне ниже нескольких процентов. Таким образом, точность решения уравнения (3) следует повысить.

Из двух способов уменьшения погрешностей при численном интегрировании (переход к методу более высокого порядка и применения итераций в процессе коррекции) предпочтение, по-видимому, следует отдать второму. Методы пятого и более высоких порядков мало исследованы, в том числе на предмет устойчивости конкретных схем. Поэтому остановимся на классической формуле Адамса-Башфорта четвертого порядка [10] с шагом прогноза:

$$f_{l+1} = f_l + \frac{1}{24} \left(55 \frac{df_l}{dt} - 59 \frac{df_{l-1}}{dt} + 37 \frac{df_{l-2}}{dt} - 9 \frac{df_{l-3}}{dt} \right) \Delta t,$$

этапом вычисления правой части и несколькими итеративными шагами коррекции значения функции и правой части:

$$f_{l+1} = f_l + \frac{1}{24} \left(9 \frac{df_{l+1}}{dt} + 19 \frac{df_l}{dt} - 5 \frac{df_{l-1}}{dt} + \frac{df_{l-2}}{dt} \right) \Delta t.$$

В работе [11] указано, что в конце итераций имеет смысл еще раз скорректировать значение правой части уравнения для использования его на следующих временных шагах (так называемая схема P(EC)^mE).

В результате экспериментального подбора оптимального количества этапов коррекции установлено, что оно лежит в пределах трех – четырех. При одной – двух коррекциях точность решения еще недостаточна, а увеличение числа итераций свыше четырех незначительно увеличивает точность, наращивая в то же время ошибки округления. Это соответствует данным, приведенным в книге [12], согласно которым погрешность убывает только до тех пор, пока количество итераций коррекции не превышает порядка метода.

Остановимся на схеме $P(EC)^3E$. При временном шаге Δt , равном $1/32$ периода колебания, дисбаланс мощностей в генерирующем магнетроне для этой схемы не превышает одного процента. Уменьшение шага вплоть до $1/256$ периода сигнала не обнаруживает неустойчивостей, связанных с накоплением ошибок округления. В то же время при временном шаге, равном $1/16$ периода колебания, погрешность интегрирования системы (6) недопустимо возрастает. Учитывая, что в этом случае даже при четырех итерациях коррекции погрешность не снижается до допустимых значений, можно сделать вывод: схема $P(EC)^3E$ является оптимальной, а размер временного шага при решении уравнения возбуждения для метода мгновенных значений не должен превышать $1/32$ периода колебания.

Оценивание гармонических параметров временной функции. Как показано в работе [4], гармонический анализ получаемой при решении уравнений возбуждения (1) и (2) дискретной временной функции $T_l = T(t_l)$ для последнего (N -го) резонатора ЗС в общем случае следует производить с помощью какой-либо параметрической модели, например исходного или модифицированного метода Прони [13]. Однако эти алгоритмы требуют много процессорного времени и недостаточно статистически устойчивы (робастны). Если функция T_N заведомо близка к гармонической (например, для магнетрона), можно уменьшить порядок модели до единицы. Тогда исходный метод Прони с разложением по незатухающим комплексным экспонентам вырождается в задачу гармонической интерполяции дискретной функции на трех точках, которая имеет простое аналитическое решение. Нетрудно видеть, что с учетом неизбежности ошибок округления, наибольшую точность определения всех гармонических параметров (частоты, амплитуды и фазы) можно получить на экстремуме интерполируемой квазигармонической зависимости.

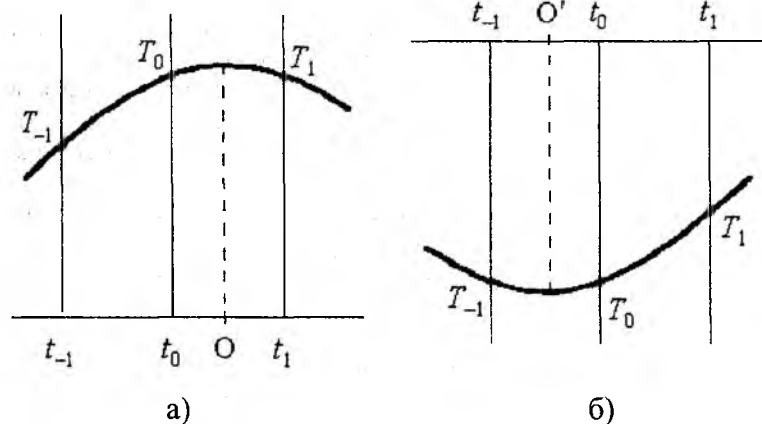


Рис. 3

Проведем через три точки дискретной функции T_l в области ее экстремума отрезок косинусоиды (рис. 3а,б). Присвоим локальному максимуму дискретной функции индекс $l=0$, а окружающим его соседним моментам дискретизации – индексы -1 и 1 . Время t отсчитываем от максимума интерполирующей косинусоиды (точки O), считая начальную фазу ее равной нулю. Система уравнений, связывающих неизвестные частоту интер-

полирующей функции ω , ее амплитуду T_m и временную координату нулевого узла t_0 с известными значениями дискретной функции T_{-1} , T_0 , T_1 в узлах, запишется в виде:

$$\begin{cases} T_m \cos(\omega t_0 - \omega \Delta t) = T_{-1}, \\ T_m \cos(\omega t_0) = T_0, \\ T_m \cos(\omega t_0 + \omega \Delta t) = T_1. \end{cases}$$

В результате решения этой системы получаем:

$$\omega = \frac{1}{\Delta t} \arccos \frac{T_{-1} + T_1}{2T_0}, \quad (7)$$

$$T_m = 2|T_0| \sqrt{\frac{T_0^2 - T_{-1}T_1}{4T_0^2 - (T_{-1} + T_1)^2}}, \quad (8)$$

$$\omega t_0 = -\arctg \frac{|T_1| - |T_{-1}|}{\sqrt{4T_0^2 - (T_{-1} + T_1)^2}}. \quad (9)$$

Как видно из рис. 3б, если функция интерполируется в области ее локального минимума (точки O'), к фазе ωt_0 в формуле (9) необходимо прибавить π .

Выражения (7) – (9) позволяют определить гармонические параметры (частоту, амплитуду, фазу) дискретной функции в предположении, что она действительно имеет квазигармонический характер. Эти формулы являются точными в том смысле, что в отсутствие ошибок округления, при приближении исходной временной функции $T(t)$ к гармонической, погрешности расчета частоты, амплитуды и фазы неограниченно уменьшаются. Если же форма зависимости $T(t)$ далека от гармонической, выражения (7) – (9) дают некорректные результаты. Поэтому для широкополосных систем вышеописанную методику можно применять лишь при условии периодического контроля спектра выходного сигнала параметрическим методом с достаточно высоким порядком модели.

Таким образом, рассмотрены главные особенности методики интегрирования полученного в работах [1–3] матричного уравнения возбуждения замедляющей системы в виде цепочки связанных резонаторов. Это уравнение является одним из основных при спектральном моделировании СВЧ-приборов методом мгновенных значений. Предложенные алгоритмы не являются единственно возможными, т.е. вместо них, в принципе, могут быть использованы другие с аналогичными или более высокими качественными показателями. Однако описанные здесь методы проверены на практике и обеспечивают достаточную точность моделирования приборов со скрещенными полями.

Список литературы: 1. Грицунов А.В. К выводу уравнения возбуждения цепочки связанных резонаторов для метода мгновенных значений // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 156 – 162. 2. Грицунов А.В. К расчету коэффициентов матричного уравнения возбуждения резонаторной замедляющей системы // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 124. С. 16 – 23. 3. Грицунов А.В. К решению матричного уравнения возбуждения резонаторной замедляющей системы // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 125. С. 101 – 105. 4. Gritsunov A.V. On Spectral Modeling of Microwave Devices // Telecomm. and Radio Engineering. 2001. V. 55, No. 8. P. 98 – 102. 5. Магнетроны сантиметрового диапазона. Т. 1 / Под ред. С.А. Зусмановского. М.: Сов. радио, 1950. 420 с. 6. Попов Б.А., Теслер Г.С. Вычисление функций на ЭВМ. К.: Наук. думка, 1984. 599 с. 7. Грицунов А.В. Адаптивный метод комплексных амплитуд в спектральных моделях СВЧ-приборов // Материалы междунар. конф. «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии». Севастополь: «Вебер». 2001. С. 224 – 227. 8. Грицунов А.В., Галаган А.В. Об использовании уравнения возбуждения второго порядка при моделировании автогенераторов со скрещенными полями // Радиотехника и электроника. 1989. Т. 34, № 8. С. 1719 – 1722. 9. Gritsunov A.V. About Simulation of Fields in Large Particles Model // Proc. SBMO/IEEE MTT-S Int. Microwave and Optoelectronics Conf. Natal (Brazil). 1997. P. 517 – 519. 10. Шун Т. Решение инженерных задач на ЭВМ. М.: Мир, 1982. 238 с. 11. Форсайт Дж., Малькольм М., Моулер К. Машинные методы математических вычислений. М.: Мир, 1980. 280 с. 12. Мудров А.Е. Численные методы для ПЭВМ на языках Бейсик, Фортран и Паскаль. Томск: МП "РАСКО", 1991. 272 с. 13. Марпл-мл. С.Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения. М.: Мир, 1990. 584 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 12.03.2002

МОДУЛЯЦИОННЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ИНФОРМАЦИОННЫХ СИГНАЛОВ В РЕЗОНАНСНЫХ ИЗМЕРИТЕЛЯХ ПАРАМЕТРОВ ОБЪЕКТОВ И СРЕД

Выходные параметры резонансного преобразователя функционально связаны с характеристиками измеряемого объекта. Конкретный вид связи определяется решением электродинамической задачи. В данной работе рассматриваются причины, приводящие к потере информации при передаче ее от резонансного преобразователя к вычислительному устройству, и показана возможность использования модуляционных методов для уменьшения ее потерь. Результаты работы можно использовать при проектировании резонансных измерителей любых типов.

Использование модуляционных методов в измерительной технике позволяет решать ряд специфических задач. При модуляции параметров исследуемого объекта можно получать новую информацию, недоступную для статических измерений. Не менее важным является использование модуляционных преобразований при обработке измерительной информации [1]. Примером могут служить ставшие уже классическими мостовые автобалансные преобразователи [2] или модуляционные радиометры [3]. В ряде случаев модуляция позволяет получить линейную передаточную характеристику измерительного прибора [4]. Однако появление микропроцессоров снизило актуальность использования модуляционных методов в области обработки измерительных сигналов. Сравнительная дешевизна и доступность микропроцессорной техники, широкие возможности, которые она предоставляет в области обработки и преобразования измерительной информации, а также управления процессом измерения, позволяет передать ей те функции, которые требовали разработки специфических, а иногда и уникальных по сложности функциональных схем измерителей.

В современных измерительных приборах применяется, как правило, метод косвенного получения значений искомых величин, при котором информационный сигнал проходит сложную обработку, а выходные параметры получаются в результате вычислений. В алгоритмах обработки информации таких приборов можно выделить два этапа. На первом этапе из первичных сигналов чувствительного элемента выделяют те, которые несут полезную информацию и получают промежуточные параметры, которые затем входят в конечную формулу. На втором – непосредственно вычисляют искомые параметры. Обычно при проектировании измерителей, содержащих микроконтроллеры, стремятся максимально сократить аппаратную часть, а функции управления и вычисления передать программе микроконтроллера. Однако количество информации, которое передается при аналого-цифровом преобразовании, как правило, меньше того, которое может пропускать аналоговый тракт. Поэтому на вход АЦП целесообразно подавать сигналы, в которых первичное выделение параметров уже произведено, при этом микроконтроллер должен провести лишь конечные вычисления. Модуляционные методы позволяют решить проблему выделения информационного сигнала из шумов и отделения полезных сигналов от сопутствующих. Поэтому, несмотря на широкие возможности, которые предоставляет микропроцессорная техника, использование достаточно сложных модуляционных схем для обработки первичных информационных сигналов не только оправдано, но и в ряде случаев необходимо. Естественно, что степень предварительной обработки определяется при поиске компромисса между допустимым усложнением схемы и допустимой величиной погрешности в проектируемом измерительном приборе.

Резонансный преобразователь может быть включен в обратную связь автогенератора и в тракт проходящей мощности. Как правило, по автогенераторной схеме строятся только достаточно простые измерители, которые определяют лишь один параметр исследуемого объекта, функционально связанный с резонансной частотой. Более сложные устройства в качестве информационных параметров используют резонансную частоту f_0 и добротность Q . В этом

случае для возбуждения тракта часто применяется отдельный генератор, возбуждающий тракт, который должен содержать измерительную резонансную цепь и детектор.

На выходе детектора напряжение пропорционально модулю комплексного коэффициента передачи

$$|\dot{K}(f)| = \frac{1}{\sqrt{(1+x)^2 \frac{1}{Q^2} + (2x+x^2)^2}}, \tag{1}$$

где $x = \Delta f_0 / f_0$ – относительная расстройка;

f_0 – резонансная частота;

Δf_0 – разность между частотой генератора и f_0 ;

Q – добротность резонатора.

На рис.1 представлена схема функциональных связей измерителя, в котором все функции как управления, так и обработки информации, возложены на микропроцессорный блок.

Здесь обозначены: 1 – измерительное резонансное устройство; 2 – детектор; 3 – АЦП; 4 – генератор, управляемый напряжением; 5 – ЦАП; 6 – микроконтроллер. Масштабирующие усилители, элементы согласования и прочие устройства, при прохождении которых сигналы не меняют количества информации, на рисунке не показаны.

Работа такой измерительной схемы заключается в том, что в соответствии с выбранным алгоритмом микропроцессор с

помощью ЦАП перестраивает генератор. При этом с помощью АЦП фиксируется уровень сигнала на выходе резонансного устройства. Вычисление резонансной частоты и добротности может быть осуществлено несколькими способами. Для анализа выберем относительно простой алгоритм обработки. Несмотря на то, что в настоящее время разработаны алгоритмы, позволяющие уменьшить погрешность, их реализация с помощью микроконтроллеров, имеющих ограниченные возможности, не всегда доступна. Для такой функциональной схемы оптимальным алгоритмом вычисления является последовательное определение максимального значения отклика, который возникает на резонансной частоте, и определение частот f_1 и f_2 , на которых выходной сигнал уменьшается до 0,707 от максимального уровня. Далее производят вычисление резонансной частоты $f_{0B} = 0.5(f_1 + f_2)$ и добротности $Q_B = (f_2 - f_1) / f_0$. В резонаторных измерителях f_{0B} и Q_B служат параметрами для дальнейших вычислений, поэтому основным критерием для оценки качества аппаратной части измерителя является количество информации, которое в них содержится. Особенно важен этот критерий при проектировании информационно-измерительных систем комплексного исследования объектов, так как количество информации является основным параметром при проектировании каналов связи и выборе ЭВМ.

Количество информации уменьшается при увеличении погрешности измерений. В данной работе рассматриваются погрешности, вызванные дискретностью преобразования сигналов. Погрешности квантования являются неустранимыми, они всегда присущи устройствам с цифровой обработкой и не зависят от алгоритмов управления и метода вычислений.

Каждая из частот f_1 и f_2 определяется с погрешностью Δf_1 и Δf_2 соответственно.

Тогда

$$f_{0B} = f_0 + \frac{\Delta f_1 + \Delta f_2}{2} . \quad (2)$$

Независимость Δf_1 и Δf_2 приводит к

$$f_{0B} = f_0 \left(1 + \frac{\Delta f}{f_0} \right) . \quad (3)$$

Для измеренного значения добротности аналогично получаем:

$$Q_B = Q \left(1 + \frac{2\Delta f}{f_0} Q \right) . \quad (4)$$

Погрешность полученных значений частот f_1 и f_2 складывается из погрешности определения величины коэффициента передачи резонансной цепи на уровне 0,707 от максимального значения и погрешности установки частот в схеме управления генератором. Погрешность коэффициента передачи складывается из погрешности определения максимального значения Δk_1 и погрешности подбора ближайшего из дискретных значений коэффициента передачи $\Delta k_{0,707}$ для установки уровня 0,707. Погрешность Δk_1 и $\Delta k_{0,707}$ распределена по равномерному закону, ее максимальная величина равна половине шага дискретизации $0,5k_\Delta$. Эти погрешности слабо коррелированы, поэтому можно считать, что закон распределения результирующей погрешности треугольный. Для треугольного закона доверительной вероятности $P_{доп} = 0,98$ соответствует доверительный интервал равный $1,6k_\Delta$, доверительной вероятности $P_{доп} = 0,99$ – $1,7k_\Delta$, доверительной вероятности $P_{доп} = 0,995$ – $1,8k_\Delta$, то есть в пределах оценки можно взять $\Delta k = \pm k_\Delta$. Погрешность, определяемая дискретностью установки частоты, также распределена по равномерному закону, ее максимальное значение равно половине шага дискретизации $0,5f_\Delta$.

Так как данный анализ ограничен учетом вкладов двух составляющих погрешности и законы их распределения известны, то их необходимо суммировать алгебраически, то есть для полученных значений частот f_1 и f_2 дискретизация дает вклад равный

$$\Delta f_{1,2} = 0,5f_\Delta + \frac{df}{dk}(0,707) \cdot k_\Delta . \quad (5)$$

Погрешности частот f_1 и f_2 также слабо коррелированы. Поэтому в результирующих значениях f_{0B} и Q_B их также можно складывать алгебраически, получив при этом оценку максимальной погрешности результата. Закон распределения результирующей погрешности будет приближаться к нормальному, но при этом доверительный интервал для общепринятых значений доверительных вероятностей ($P_{доп} = 0,98 \dots 0,995$) будет завышен не более чем на 20-30% относительно оценки максимальной погрешности. Поэтому вполне допустимо считать, что:

$$\Delta f = f_\Delta + 2 \frac{df}{dk}(0,707) \cdot k_\Delta . \quad (6)$$

Процесс получения информации в измерителе, построенном по схеме, изображенной на рис.1, можно представить как составление резонансной кривой из элементов размерами один шаг по частоте и один шаг по измеряемому напряжению на рабочей поверхности, включающей все возможные значения частот и напряжений (рис.2).

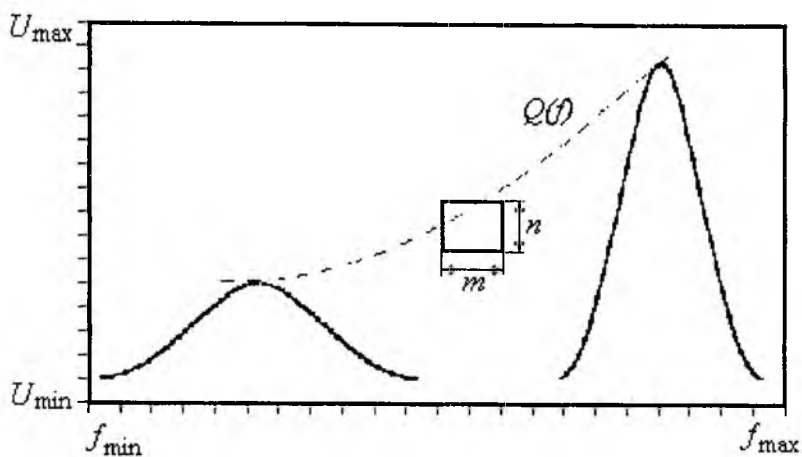


Рис. 2

В резонансном преобразователе исследуемые образцы могут иметь большой диапазон потерь, поэтому форма кривой может существенно отличаться. Также будет изменяться и вклад отдельных составляющих погрешностей. Для сохранения объема полезной информации диапазон преобразования должен соответствовать диапазону измерительных

сигналов, несущих полезную информацию. В данном случае при измерении выходного напряжения нижнюю и верхнюю границы необходимо выбирать, исходя из минимального и максимального значений добротности. Верхняя граница устанавливается масштабирующим усилителем, а нижнюю необходимо смещать в соответствии с минимальным значением сигнала. Но обычно диапазон изменения добротности велик, и установка нижней границы рабочего участка, отличной от нуля, незначительно уменьшает его. Поэтому здесь схемы смещения уровня усложняют устройство измерителя и не приносят существенного выигрыша в количестве получаемой информации. Верхнюю границу с учетом возможных флуктуаций параметров высокочастотного тракта целесообразно увеличить на 10-15%. Тогда величина шага преобразования АЦП k_{Δ} соответствует

$$k_{\Delta} = (1,1 \dots 1,15) \frac{k_{\max}}{N}, \quad (7)$$

где $k_{\max}$ – максимальный коэффициент передачи резонансной системы;

N – количество состояний выходных сигналов АЦП.

Диапазон изменения коэффициентов передачи резонансной системы соответствует диапазону изменения ее добротности. Поэтому с точностью до постоянного множителя, определяемого масштабирующими усилителями, можно считать, что $k_{\max} = Q_{\max}$.

Диапазон рабочих частот измерителя задается функциональными требованиями. Его выбор определяет конструкцию высокочастотного тракта. Для системы управления и обработки основным параметром в этой части является коэффициент перекрытия $k_n = f_B / f_H$ – отношение верхней и нижней частот диапазона. Тогда шаг перестройки по частоте равен

$$f_{\Delta} = \frac{(k_n - 1)f_H}{M}, \quad (8)$$

где M – количество состояний выходных сигналов ЦАП.

В точках определения частот f_1 и f_2 наклон резонансной кривой равен

$$\frac{d|K(\pm f_0/2Q)|}{df} = \mp \frac{Q^2}{\sqrt{2}f_0}. \quad (9)$$

В зависимости от величины наклона соотношение вкладов дискретизации установки частоты и преобразования выходного сигнала будет изменяться. В соответствии с (6) равенство вкладов выполняется при условии

$$\frac{dk}{df}(0,707) = \frac{2 \cdot k_{\Delta}}{f_{\Delta}} \quad (10)$$

Отсюда с учетом (7) получаем условие равного вклада дискретизации частоты и амплитуды

$$(1,1 \dots 1,15) \frac{2Q_{\max} M}{N(k_n - 1)f_H} = \frac{Q^2}{\sqrt{2}f_0} \quad (11)$$

Взяв для определенности $k_{\Delta} = 1,12 k_{\max} / N$, получим:

$$Q_p = \sqrt{3,2 \frac{Q_{\max} M f_0}{N(k_n - 1)f_H}} \quad (12)$$

Если добротность резонансной цепи больше Q_p , то доминировать будет погрешность установки частоты, если меньше, то будет преобладать погрешность преобразования выходного сигнала.

Многие современные микропроцессоры содержат устройства связи с аналоговыми цепями. Если они отсутствуют, то, как правило, при конструировании измерителей микросхемы АЦП и ЦАП выбирают из одной серии. Часто используют одну многофункциональную микросхему, задавая соответствующий режим работы. Поэтому можно считать, что $M = N$. Коэффициент перекрытия определяется с одной стороны требуемым диапазоном перестройки резонансной системы, с другой – возможностью построения перестраиваемого генератора. Если в измерителе не используется широкополосный синтезатор частот, и для получения высокочастотных колебаний применяют относительно простое автогенераторное устройство, то коэффициент перекрытия будет не более 2-3. Тогда значение Q_p можно оценить как

$$Q_p \cong 2 \sqrt{\frac{Q_{\max}}{(k_n - 1)}} \quad (13)$$

То есть, в большей части области измерений $\Delta f = f_{\Delta}$. Такое соотношение обусловлено существованием острого пика резонансной кривой при высокой добротности резонансной цепи.

Оценка эффективности первичного выделения полезного сигнала может быть проведена путем сравнения количества информации, содержащегося в измеренных значениях f_{0B} и Q_B по отношению к максимальному количеству информации, которое можно передать в микроконтроллер. Максимальное ее количество определяется разрядностью АЦП и ЦАП, и для равновероятного априорного распределения состояний информационных сигналов это даст $I_{k \max} = \ln N$ и $I_{f \max} = \ln M$ соответственно.

Для области $Q > Q_p$ потеря информации измеренного значения f_{0B} сравнительно невелика и обусловлена неопределенностью, которая согласно (3) не превышает $\pm f_{\Delta}$, то есть составляет два шага дискретизации частоты. Тогда для этой области $I_{1f} = \ln M - \ln 2$. Потеря информации при оценке Q_B , согласно (4), обусловлена вторым слагаемым в скобках, то есть четыре шага дискретизации частоты умноженные на Q . Это будет составлять $I_{1Q} = \ln M - \ln 4Q$. График этой зависимости совместно с максимальным значением при $M = 2^{16}$ представлен на рис.3. Обострение резонансной кривой при больших Q приводит к

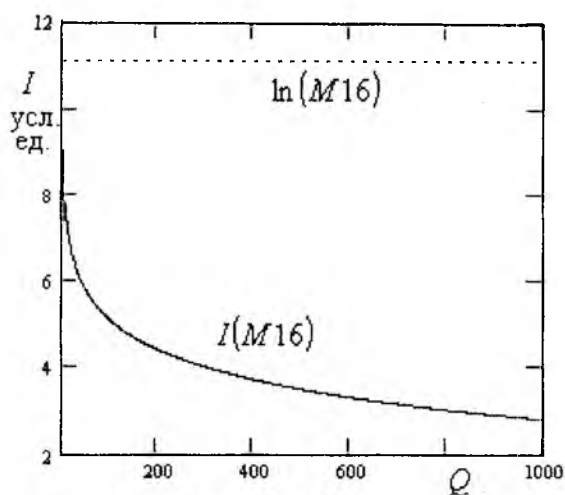


Рис. 3

снижению точности вычисления разности $f_2 - f_1$ и, соответственно, уменьшению количества информации в Q_B .

Для области $Q_B < Q_p$ потеря информации измеренного значения f_{0B} существенно возрастает. Это вызвано тем, что в этой области $\Delta f \approx 2 \frac{df}{dk}(0,707) \cdot k_\Delta = 2 \frac{\sqrt{2} f_0 Q_{\max}}{Q^2 N}$, и потеря информации для f_{0B} в этой области приводит к $I_{2f} = \ln M - \ln \frac{\Delta f}{f_\Delta}$. Считая, что при небольших

коэффициентах перекрытия, $f_0 \approx f_H \frac{k_n + 1}{2}$,

для второго слагаемого I_{2f} получим

$$\frac{\Delta f}{f_\Delta} \approx \frac{4Q_{\max}}{Q^2(k_n - 1)}.$$

График зависимости I_{2f} совместно с максимальным значением при $M = 2^{16}$ представлен на рис.4. В этой области при обострении резонансной кривой точность определения f_B увеличивается. Для добротности получим $I_{2Q} = \ln M - \ln \frac{16Q_{\max}}{Q(k_n - 1)}$. График этой зависимости

совместно с максимальным значением при $M = 2^{16}$ представлен на рис.5. По Q_B в этой области количество информации также возрастает при увеличении Q . Зависимости, изображенные на рис.3 и рис.5, показывают, что максимальное количество информации по Q_B получается при $Q \approx Q_p$ и составляет около половины от $\ln M$.

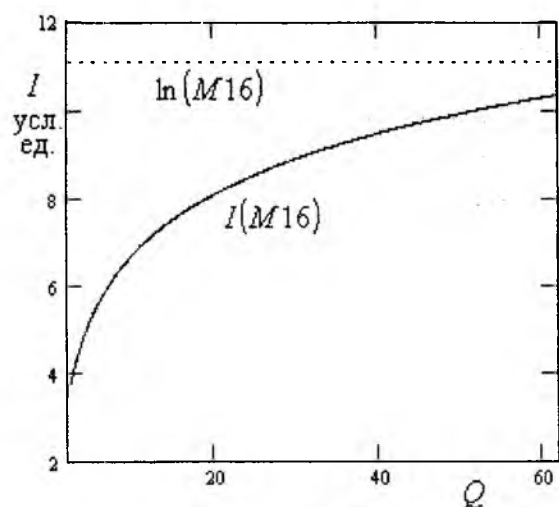


Рис. 4

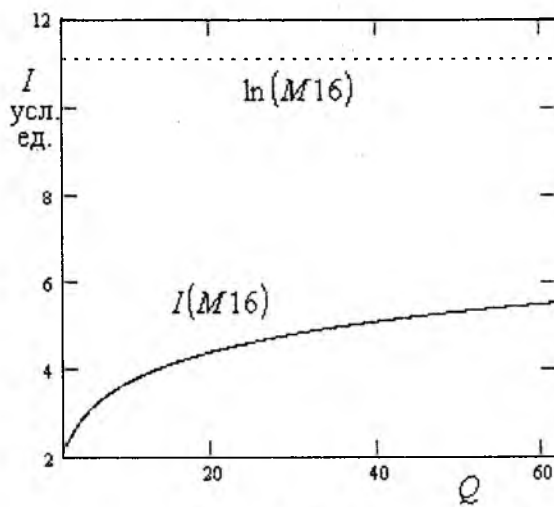


Рис. 5

Таким образом, рассматриваемая схема обработки сигнала обеспечивает только точное определение f_{0B} при больших Q . В остальных случаях точность определения информационных параметров будет невелика, и даже при использовании современных АЦП и ЦАП по-

добная схема позволяет создавать приборы, удовлетворяющие лишь требованиям для приборов экспресс-контроля.

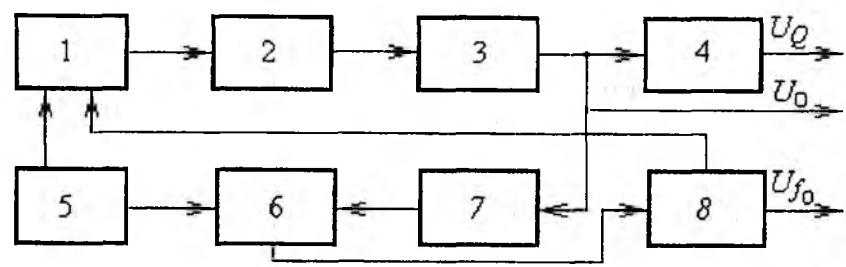


Рис. 6

Схема функциональных связей резонансного измерителя, в котором для выделения информационных сигналов использована модуляция, изображена на рис.6. Здесь обозначены: 1 – перестраиваемый генератор; 2 – резонансное устройство; 3 – детектор высокой частоты; 4 –

фильтр второй гармоники модулирующей частоты; 5 – модулятор; 6 – синхронный детектор; 7 – фильтр первой гармоники модулирующей частоты; 8 – фильтр нижних частот. Перестраиваемый генератор управляется гармоническим модулирующим напряжением и сигналом рассогласования, который вырабатывается в петле автоматической подстройки частоты (АПЧ), содержащей фильтр первой гармоники модулирующей частоты, синхронный детектор и фильтр нижних частот.

Раскладывая (1) в ряд и считая $\Delta f_0 = f_c + f_d \cos \Omega t$, где f_c – смещение центральной частоты относительно частоты резонанса; f_d – девиация частоты; Ω – частота модуляции, получим

$$U_{вых}(t) = U_z Q \left(1 - \frac{f_c + f_d \cos \Omega t}{f_0} - 2Q^2 \frac{f_c^2 + 2f_c f_d \cos \Omega t + 0.5f_d^2 + 0.5f_d^2 \cos 2\Omega t}{f_0^2} \right). \tag{14}$$

Петля АПЧ по первой гармонике (рис.6) даст смещение равное $f_c = -\frac{f_0}{4Q^2}$. Выходное напряжение петли АПЧ с точностью до функции управления генератора соответствует f_0 . Таким образом, при определении резонансной частоты потеря информации будет обусловлена только нелинейностью функции управления генератором.

Амплитуда сигнала на выходе фильтра второй гармоники будет равна $U_2 = U_0 Q^2 \frac{f_d^2}{f_0^2}$, где U_0 – постоянное напряжение на выходе детектора. Добротность вычисляется по формуле

$$Q_B = \frac{f_0}{f_d} \sqrt{\frac{U_2}{U_0}}. \tag{15}$$

Нелинейность связи Q_B и U_2 приведет здесь к большей потере информации, чем при определении f_0 . При оценке ее потерь можно считать, что априорное распределение исходного значения Q равновероятно в диапазоне от Q_{min} до Q_{max} . Тогда распределение U_2 можно определить на основании известного соотношения $p(\alpha) d\alpha = p(\beta) d\beta$. Это даст

$$p(U_2) = \frac{f_0^2}{2U_0 f_d^2 (Q_{max} - Q_{min})} \frac{1}{Q}. \tag{16}$$

Или, после подстановки (15), получим:

$$p(U_2) = \begin{cases} \frac{f_0}{2\sqrt{U_0} f_d (Q_{\max} - Q_{\min})} \frac{1}{\sqrt{U_2}} & \text{при } U_0 Q_{\min}^2 \frac{f_d^2}{f_0^2} < U_2 < U_0 Q_{\max}^2 \frac{f_d^2}{f_0^2} \\ 0 & \text{при } U_0 Q_{\min}^2 \frac{f_d^2}{f_0^2} > U_2 > U_0 Q_{\max}^2 \frac{f_d^2}{f_0^2} \end{cases} \quad (17)$$

Как известно [5], количество информации при определении неизвестного события x по регистрации события y равно

$$I(x|y) = \int_y p(y) \left[\int_{x|y} p(x|y) \ln p(x|y) dx \right] dy - \int_x p(x) \ln p(x) dx, \quad (18)$$

где $p(x)$, $p(y)$ – законы распределения величин x и y соответственно;

$p(x|y)$ – условная вероятность распределения x при известном значении y .

Для упрощения дальнейших выкладок можно опустить постоянные коэффициенты в (17), поскольку количество информации определяется только отношениями между величинами. Тогда (17) упрощается до

$$p(x) = \begin{cases} \frac{k_x}{\sqrt{x}} & \text{при } x_{\min} < x < x_{\max} \\ 0 & \text{при } x_{\min} > x > x_{\max} \end{cases}, \quad (19)$$

$$\text{где } k_x = \frac{1}{2(\sqrt{x_{\max}} - \sqrt{x_{\min}})}.$$

При дискретизации апостериорная вероятность значения x при совершившемся событии y распределена по равновероятному закону, границы которого определяются величиной шага $\Delta x = \frac{x_{\max} - x_{\min}}{M}$ и не зависят от величины y . Тогда первое слагаемое в (18), которое определяет меру «дезинформации», равно

$$I_d = \int_y p(y) \left[\int_{-0.5\Delta x}^{0.5\Delta x} \frac{1}{\Delta x} \ln \frac{1}{\Delta x} dx \right] = \ln \frac{1}{\Delta x}. \quad (20)$$

Второе слагаемое в (18), определяющее количество информации в сообщениях x , даст

$$- \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} \frac{k_x}{\sqrt{x}} \ln \frac{k_x}{\sqrt{x}} dx = 2k_x \left[\sqrt{x_{\max}} (\ln \sqrt{x_{\max}} - 1) - \sqrt{x_{\min}} (\ln \sqrt{x_{\min}} - 1) \right] - \ln k_x. \quad (21)$$

Окончательно для $I(x|y)$ получим

$$\begin{aligned} I(x|y) &= \ln M + \ln 2 - \ln(\sqrt{x_{\max}} + \sqrt{x_{\min}}) - 1 + \frac{\sqrt{x_{\max}} \ln \sqrt{x_{\max}} - \sqrt{x_{\min}} \ln \sqrt{x_{\min}}}{\sqrt{x_{\max}} - \sqrt{x_{\min}}} = \\ &= \ln M + \ln 2 - 1 - \left(\sqrt{x_{\min}/x_{\max}} \ln \sqrt{x_{\min}/x_{\max}} \right) / \left(1 - \sqrt{x_{\min}/x_{\max}} \right) \end{aligned} \quad (22)$$

Отношение максимального значению амплитуды U_2 (17) к минимальному определяется как квадрат отношения предельных значений диапазона измерения добротности $Q_{\max}^2 / Q_{\min}^2$. Тогда справедливо равенство $x_{\min} / x_{\max} = Q_{\min}^2 / Q_{\max}^2$.

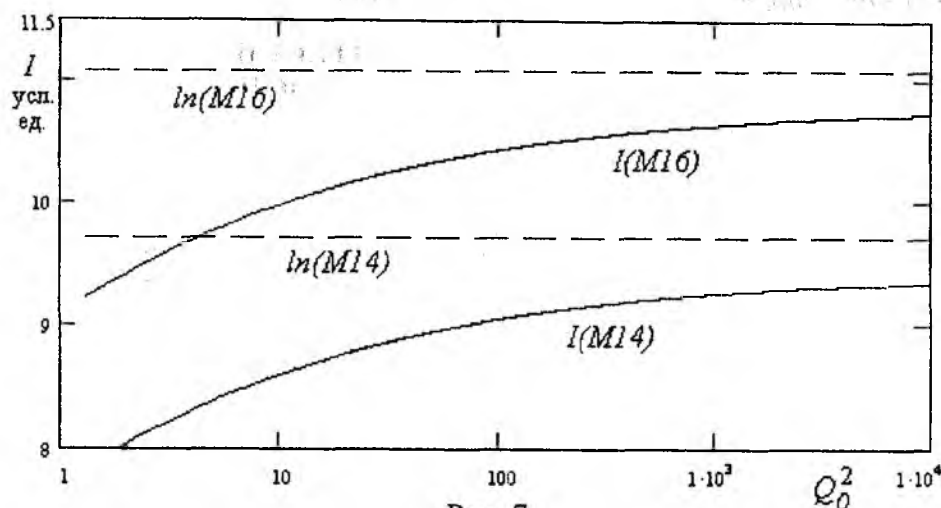


Рис. 7

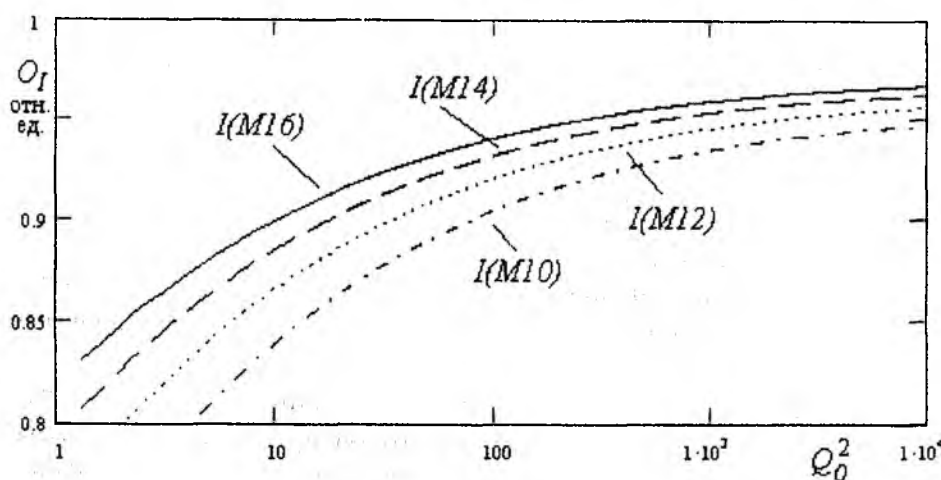


Рис. 8

На рис.7 представлены графики зависимости $I(x|y)$ от $\frac{Q_{\max}^2}{Q_{\min}^2}$, обозначенного как Q_0^2 , для $M16 = 2^{16}$ и $M14 = 2^{14}$.

На рис.8 представлено относительное уменьшение количества информации $O_I = \frac{I(x|y)}{\ln(M)}$ для

$M16 = 2^{16}$, $M14 = 2^{14}$, $M12 = 2^{12}$, $M10 = 2^{10}$. При проектировании резонансных измерителей Q_0^2 берут достаточно большим (больше, чем 10-15), поэтому функциональная схема, представленная на рис.6, удовлетворяет достаточно высоким метрологическим требованиям.

Проведенный анализ показывает, что несмотря на широкие возможности, предоставляемые современной микропроцессорной техникой, при проектировании измерителей, в которых информация подвергается сложным преобразованиям, необходимо искать оптимальное соотношение между аналоговыми и цифровыми этапами ее обработки.

Список литературы: 1. Скрипник Ю.А. Модуляционные измерения параметров сигналов и цепей. М.: Сов. радио, 1975. С.320. 2. Электрические измерения неэлектрических величин / Под ред. П.В. Новицкого. Л.: Энергия, 1975. 576 с. 3. Шелухин О.И. Радиосистемы ближнего действия. М.: Радио и связь, 1989. 237 с. 4. Головки Д.Б., Скрипник Ю.О., Яненко О.П. Модуляційні НВЧ-вимірювачі електричних та неелектричних величин. Наукове видання. К.: "МП Леся", 2001. 232с. 5. Измерение электрических и неэлектрических величин / Под общ. ред. Н.Н. Евтихьева. М.: Энергоатомиздат, 1990. 352 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 19.06.2002

*О.В. ГУРИН, В.А. МАСЛОВ, канд. физ.-мат. наук, В.А. СВИЧ, д-р физ.-мат. наук,
А.Н. ТОПКОВ, канд. физ.-мат. наук, Е.В. ФУРЦОВА*

ФОРМИРОВАНИЕ ОДНОРОДНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОЛНОВОДНОМ КВАЗИОПТИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ С АМПЛИТУДНО-СТУПЕНЧАТЫМ ЗЕРКАЛОМ

Введение

Получение световых пучков с требуемым пространственным распределением интенсивности и фазы относится к одной из актуальных задач современной лазерной оптики. Задачи такого рода возникают при лазерной обработке материалов [1], в локации [2], лазерной хирургии [3], системах оптоэлектронной обработки информации [4].

Для решения поставленных задач используются как внerezонаторные формирующие устройства, так и внутррезонаторные элементы. Внerezонаторные средства, эффективно формирующие пучок, приводят к дополнительным потерям энергии и усложнению лазерной системы [5]. Поэтому более эффективным в настоящее время считается внутррезонаторный подход к проблеме получения пучков с заданным распределением поля. Он может быть реализован с использованием неоднородных зеркал [6–10], введением дополнительных оптических элементов в резонатор [11, 12], модуляцией пространственного распределения коэффициента усиления активной среды [13]. Однако во всех этих методах анализировалась проблема получения заданного выходного пучка в лазерах на основе открытых резонаторах.

В волноводных газовых лазерах используются резонаторы, содержащие участки свободного пространства и многомодовые сверхразмерные волноводы [14]. Поэтому способ формирования выходных пучков заданного профиля в таких системах должен основываться на тщательном выборе параметров и согласовании полых волноводов и участков свободного пространства для осуществления когерентного суммирования поперечных мод волноводного типа [15].

Показано [16], что субмиллиметровый лазер компактной конструкции может быть выполнен на основе свернутой конструкции волноводных резонаторов при помощи системы поворотных зеркал. С другой стороны такая схема близка к схеме обобщенного конфокального резонатора (ОКР) [17], которая позволяет увеличить селективность резонаторов по отношению к основной моде. Используя преимущества этих подходов к построению резонаторов, можно реализовать способ получения выходного равномерного профиля интенсивности в волноводном резонаторе с неоднородным “глухим” зеркалом и комбинированным резонатором, включающим ОКР и отрезок полого волновода.

Определение конфигурации волноводного квазиоптического резонатора (ВКР) и геометрических параметров его амплитудно-ступенчатого зеркала для формирования выходного пучка излучения с однородным профилем и явилось целью данной работы.

1. Теоретические соотношения

Теоретическое рассмотрение основано на методах фурье-оптики и собственных колебаний. Процесс формирования резонаторных типов колебаний интерпретируется путем интерференции распространяющихся по волноводу и на участках свободного пространства навстречу друг другу волновых пучков, отражаемых рефлекторами. Наличие линзового корректора и неоднородностей на зеркалах опишем при помощи функций амплитудно-фазовой коррекции.

Обоснуем предлагаемый принцип формирования моды с равномерным распределением интенсивности на выходном зеркале (фурье-мода) на примере резонатора с азимутально-симметричными круговыми отражателями. Получение пучков с заданным распределением поля тесно связано с другой важной проблемой лазерной техники – проблемой одномодово-

сти. Как известно, симметричные устойчивые резонаторы, эквивалентные конфокальному и содержащие положительную линзу между зеркалами, – обобщенные конфокальные резонаторы (ОКР) позволяют получить наилучшую модовую селекцию. Для формирования однородных выходных пучков излучения было предложено использовать геометрию ОКР для построения волноводного резонатора, который включает ОКР и отрезок полигармонического волновода [18]. Схема резонатора представлена на рис. 1.

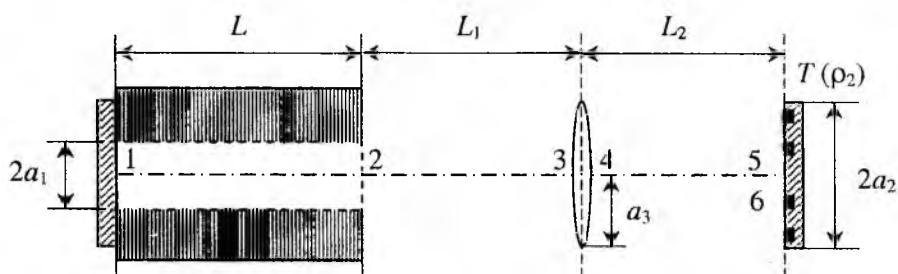


Рис. 1

В одном плече резонатора возле выходного полупрозрачного отражателя размещается волновод вида канал в диэлектрике (ВКД). Его размеры должны соответствовать условиям самоизображения в ВКД пучков излучения с распределением амплитуды поля вида супергауссиан. Эти условия приведены в [19]. На расстоянии L_1 от торца волновода размещается тонкий линзовый корректор радиуса a_3 и фокусным расстоянием F , осуществляющий фурье-преобразование поля на выходе ВКД. С другой стороны, на расстоянии L_2 от фазового корректора располагается неоднородное зеркало диаметром $2a_2$ с амплитудным пространственным фильтром.

Получим интегральные уравнения, к которым сводится задача о собственных колебаниях в таком резонаторе в квазиоптическом приближении. Обозначим диаметр выходного зеркала и волновода через $2a_1$, длину волновода через L . Комплексная амплитуда компоненты электромагнитного поля парциального пучка на выходном отражателе резонатора в плоскости 1 описывается следующим выражением:

$$U_{(1)}(\rho_1) = \sum_{m=1} C_m U_m^{(0)}(\rho_1), \quad (1)$$

где $U_m^{(0)}(\rho_1)$ – радиальные ортонормированные собственные функции полого диэлектрического канала [20], $\rho_1 = r/a_1$ – безразмерная радиальная координата канала. Тогда на торце волновода в положении 2, на расстоянии L от раскрытия выходного отражателя, выражение для комплексной амплитуды поля можно записать в виде:

$$U_{(2)}(\rho_1) = \sum_{m=1} C_m U_m^{(1)}(\rho_1) \exp\{iL\gamma_m\}, \quad (2)$$

где γ_m – постоянные распространения волноводных мод.

В рамках скалярной теории дифракции в параксиальном приближении, используя выражение для дифракционного интеграла Френеля-Кирхгофа в цилиндрической системе координат [21], для компоненты поля на входной апертуре линзы в положении 3 получим:

$$U_{(3)}(\rho_l) = 2\pi N_1 (-ie^{ikL_1}) \int_0^1 J_0(2\pi N_1 \rho_l \rho_1) \exp(i\pi N_1 \rho_l^2) U_{(2)}(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \quad (3)$$

где $N_1 = a_1^2/\lambda L_1$; $\rho_l = r_l/a_1$; r_l – радиальная координата на поверхности линзы; J_0 – функция Бесселя первого рода нулевого порядка; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число.

Поле на выходной апертуре линзы с учетом фазового преобразования равно:

$$U_{(4)}(\rho_3) = U_{(3)}(\rho_3) \exp\{-i\pi N_0 \rho_3^2\}, \quad (4)$$

где $N_0 = a_3^2 / \lambda F$; $\rho_3 = r_3 / a_3$.

Тогда для распределения комплексной амплитуды поля на неоднородном отражателе в положении 5 с учетом (3) и (4) получим:

$$U_{(5)}(\rho_2) = -\frac{4\pi^2 N_1 N_0}{(1 - \gamma_2)} e^{ik(L_1 + L_2)} e^{i\pi N_2 \rho_2^2} \int_0^1 U_{(2)}(\rho_1) e^{i\pi N_1 \rho_1^2} \rho_1 d\rho_1 \times \\ \times \int_0^1 e^{i\pi N_0 Z \rho_3^2} J_0(2\pi N_1 \xi_1 \rho_1 \rho_3) J_0(2\pi N_2 \xi_2 \rho_2 \rho_3) \rho_3 d\rho_3. \quad (5)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$N_2 = \frac{a_2^2}{\lambda L_2}, \quad \xi_{1(2)} = \frac{a_3}{a_{1(2)}}, \quad \gamma_{1(2)} = 1 - \frac{L_{1(2)}}{F}, \quad Z = \frac{1 - \gamma_1 \gamma_2}{(1 - \gamma_1)(1 - \gamma_2)}, \quad \rho_2 = \frac{r_2}{a_2}.$$

После взаимодействия с амплитудным пространственным фильтром на зеркале 2 комплексная амплитуда компоненты поля имеет следующий вид:

$$U_6(\rho_2) = U_5(\rho_2) T(\rho_2), \quad (6)$$

где $T(\rho_2)$ – функция амплитудной коррекции неоднородного зеркала.

Повторяя вышеприведенные рассуждения и принимая во внимание, что распределение поля после кругового обхода резонатора восстанавливается с точностью до постоянного множителя α , вводимого для симметрии записи (физический смысл которого состоит в том, что его модуль описывает уменьшение амплитуды, а аргумент – фазовый набег за круговой обход волны), и введя для повторяющегося через круговой обход поля координату ρ_1' в положении 1, получим следующую систему интегральных уравнений для нахождения распределения комплексной амплитуды компоненты поля $U_{(1)}(\rho_1)$ на выходном зеркале ВКР:

$$\alpha C_k = e^{i\gamma_k L} \sum_{m=1}^M e^{i\gamma_m L} \int_0^1 V_m(\rho_1) Q_k(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \quad (7)$$

где

$$Q_k(\rho_1) = \int_0^1 Q^0(\rho_1, \rho_1') V_k(\rho_1') \rho_1' d\rho_1'; \\ Q^0(\rho_1, \rho_1') = \frac{N_1 N_2}{(1 - \gamma_1)(1 - \gamma_2)} \int_0^1 Q(\rho_1, \rho_2) Q(\rho_2, \rho_1') T(\rho_2) \rho_2 d\rho_2; \\ Q(\rho_p, \rho_n) = -4\pi^2 N_0 e^{ik(L_1 + L_2)} e^{i\pi(N_1 \rho_p^2 + N_2 \rho_n^2)} \times \\ \times \int_0^1 e^{i\pi N_0 Z \rho_3^2} J_0(2\pi N_1 \xi_1 \rho_p \rho_3) J_0(2\pi N_2 \xi_2 \rho_n \rho_3) \rho_3 d\rho_3.$$

Здесь $p = 1, 2$ – номер отражателя; $n = 3 - p$; $k = m = 1 \dots M$; M – число волноводных мод, участвующих в разложении (1). Тогда потери энергии за круговой обход в резонаторе для исследуемых мод равны: $\delta = 1 - |\alpha|^2$, а их дополнительный фазовый набег к геометрооптическому – $\arg \alpha$.

Пусть распределение комплексной амплитуды компоненты поля на выходном зеркале ВКР и соответственно на торце полигармонического волновода, обращенного к фазовому корректору, описывается круговой функцией:

$$\text{circ}(\rho_1) = \begin{cases} 1, & \rho_1 \leq 1, \\ 0, & \rho_1 > 1. \end{cases} \quad (8)$$

Преобразование Фурье-Бесселя этой функции в случае бесконечного фазового корректора с точностью до дополнительного несущественного постоянного множителя имеет вид функции [22]:

$$\text{somb}(G) = \frac{2J_1(\pi G)}{\pi G}, \quad (9)$$

где $G = 2N_{12}\rho_2$; $N_{12} = a_1a_2 / [\lambda F(1 - \gamma_1\gamma_2)]$ – число Френеля ОКР.

Расположив поглощающие или рассеивающие элементы на “глухом” зеркале резонатора таким образом, что $\rho_{2g} = v_{1g} / 2\pi N_{12}$, где v_{1g} – корни функции J_1 , $g = 1, 2, 3 \dots$, и учитывая возможность выделения поперечных мод при помощи вышеуказанных элементов [23, 24], можно ожидать, что решением системы (7) будут функции, близкие к аналитическим формам (8), (9). При этом поперечные размеры однородных участков, на границах которых имеется скачок материальных постоянных, должны значительно превышать длину волны.

При численном исследовании характеристик фурье-моды ВКР ограничимся практически наиболее важным случаем генерации линейно поляризованного излучения. Среди множества типов колебаний ВКД имеется набор мод EH_{1m} , которые при $m \leq \sqrt{a/\lambda}$ имеют линейную поляризацию поля и комплексные амплитуды, описываемые составляющими полную систему ортонормированными функциями [20]

$$U_m^{(0)}(\rho) = \sqrt{2}J_0(U_{0m}\rho) / J_1(U_{0m}), \quad (10)$$

где J_1 – функция Бесселя первого рода первого порядка; U_{0m} – корни уравнения $J_0(U_{0m}) = 0$. Постоянные распространения этих мод равны:

$$\gamma_m \approx k \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{U_{0m}\lambda}{2\pi a_1} \right)^2 \left(1 - \frac{iv_n\lambda}{\pi a_1} \right) \right], \quad (11)$$

где $v_n = 0,5(v^2 + 1)/(v^2 - 1)^{\frac{1}{2}}$ для EH_{nm} -мод; v – показатель преломления стенки волновода; k – волновое число.

Данный алгоритм последовательных приближений был положен в основу численных расчетов характеристик фурье-моды ВКР, результаты которых приведены в следующем разделе.

2. Влияние геометрии волноводного квазиоптического резонатора и параметров неоднородного зеркала на характеристики фурье-моды

Используя известную методику расчетов ОКР [9], были проведены расчеты его геометрии с учетом дальнейшего использования в волноводном резонаторе CO_2 -лазера. Интегральные уравнения, описывающие характеристики мод, решались на ПЭВМ для симметричных резонаторов ($a_1 = a_2 = a$, $\gamma_1 = \gamma_2 = 0$). Исследовались зависимости распределений интенсивности поля, потеря энергии за круговой обход основной моды от числа Френеля резонатора, количества, размеров и расположения неоднородных участков, обеспечивающих заданные значения коэффициента отражения зеркал в местах нулей функций сомбреро (9). Диссипативные участки решетчатого зеркала полагались полностью поглощающими. Остальная его часть и вся поверхность однородного выходного рефлектора были идеально отражающими.

При проведении расчетов размеры зеркал и фокусное расстояние фазового корректора были выбраны характерными для конфигураций резонаторов волноводных CO_2 -лазеров и составили $a \approx 1,2 \div 2,5$ мм ($a/\lambda \approx 120 - 240$) и $F = 75$ мм соответственно. Была также учтена конечность размера фазового корректора, апертура которого была выбрана вдвое превышающей радиус зеркал резонатора. Дальнейшее увеличение апертуры фазового корректора приводило к незначительному изменению результатов расчетов.

В табл. 1 приведены практически приемлемые результаты расчетов по выбору оптимального числа Френеля $N_F = a^2/\lambda F$ ОКР для указанных размеров зеркал и линзы.

Таблица 1

N_F	X	a , мм	δ , %	$\Pi_{\text{ср}}$, %	Π_1 , %
5,03	9	2,00	2,74	9,27	23,13
5,29	10	2,05	3,22	11,68	19,13
5,55	10	2,10	2,81	9,79	17,12
5,81	11	2,15	3,35	12,92	33,18
6,09	11	2,20	3,24	18,92	23,87
6,37	12	2,25	4,26	8,70	18,64
6,95	13	2,35	3,45	15,77	30,84
7,25	14	2,40	4,86	10,85	21,87

Ширина поглощающих участков S была фиксированной и составляла $0,02a$. Смещение центральной линии поглощающих колец от координат узлов функции сомбреро ΔS отсутствовало. При этом число поглощающих участков X менялось от 9 до 14, что способствовало формированию на неоднородном зеркале распределений амплитуды поля в виде различных функций сомбреро. В данной таблице, кроме результатов по потерям энергии фурье-моды, представлены данные по нормированным абсолютным мерам различия [25] между круговой функцией и распределением интенсивности фурье-моды на однородном зеркале (Π_1), также между средним значением распределения интенсивности фурье-моды $|U_1(\rho)|$ на однородном зеркале и текущим значением этого распределения ($\Pi_{\text{ср}}$):

$$\Pi_1 = \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M \left| 1 - |U_1(\rho_k)|^2 \right|, \quad \Pi_{\text{ср}} = \frac{\sum_{k=1}^M \left| \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M |U_1(\rho_i)|^2 - |U_1(\rho_k)|^2 \right|}{\sum_{i=1}^M |U_1(\rho_i)|^2}. \quad (12)$$

Исходя из данных результатов, для получения фурье-моды в ВКР, было предложено использовать амплитудно-ступенчатое зеркало со следующими геометрическими параметрами: радиус – $a = 2,1$ мм; количество поглощающих участков $X = 10$, а их ширина $S = 0,02a$, $\Delta S/a = 0$. Такое зеркало обеспечивало наилучшие характеристики основного типа колебаний

при расположении линзового корректора на фокусном расстоянии от зеркала $F = 75$ мм.

В предложенной геометрии волноводного резонатора одним из основных элементов является широкий полый диэлектрический волновод, поэтому проведен выбор его длины, обеспечивающей наилучшую однородность выходного пучка при минимальных потерях для исследуемой фурье-моды. Интегральные уравнения (7) решались на ПЭВМ для симметричного ВКР, в случае, когда радиусы отражателей совпадали с радиусом волноводного канала, т.е. $a_1 = a_2 = a$. Радиус фазового корректора полагался вдвое превышающим размеры зеркал. В качестве материала диэлектрического волновода было выбрано стекло с показателем преломления $n=1,5$. Анализировались распределения интенсивности и фазы поля на выходном зеркале для низшей моды, ее потери для различных длин волновода, характеризующихся безразмерным параметром $g = z\lambda/a^2$ в диапазоне $g = 1 \div 5$. При этом длина волновода L изменялась от 416 мм до 2080 мм, а число Френеля волновода $N_w = a^2/\lambda L$ уменьшалось от 1 до 0,2.

На основании проведенных расчетов установлено, что оптимальная длина волновода для получения квазиоднородного выходного пучка в вышеуказанной геометрии ВКР характеризуется параметром $g \approx 3,15$ ($L \approx 1310$ мм). Для данного размера волновода абсолютные меры различия вида (12) между распределениями интенсивности выходного пучка излучения и близких к равномерному супергауссовым пучкам четвертого-восьмого порядка составляют $\Pi_{4-8} = 14\% - 22\%$. При этом потери энергии за круговой обход формируемой в ВКР фурье-моды составляют $\sim 14\%$.

Для данной длины волновода проведены расчеты по выбору размера и расположения поглощающих участков относительно координат узловых линий формируемых распределений амплитуды поля типа функций сомбреро на неоднородном зеркале ВКР. При этом размеры поглощающих участков и их размещение были выбраны в пределах: $S/a = 0,02 \div 0,04$; $\Delta S/a = -0,02 \div 0,03$ (табл.2). Как видно из расчетов, для поглощающих ячеек различной ширины существуют оптимальные положения их центров относительно нулей распределений амплитуды поля вида функций сомбреро, формирующихся на этих участках ($\Delta S/a = 0,01 \div 0,02$), которые обеспечивают минимальные потери энергии основной моды за круговой обход ($\delta \approx 5 - 9\%$) и достаточную для практики однородность пучка ($\Pi_{4-8} \approx 13\% - 25\%$).

Таблица 2

S/a	$\Delta S/a$	$\delta, \%$	$\Pi_4, \%$	$\Pi_6, \%$	$\Pi_8, \%$
0,02	-0,02	30,92	16,91	23,83	27,31
	-0,01	22,04	12,88	19,03	22,72
	0,00	14,14	13,94	18,11	21,83
	0,01	8,25	12,93	19,33	23,02
	0,02	4,51	14,52	21,59	25,18
	0,03	2,50	24,57	30,90	34,06
0,03	-0,02	39,26	19,47	26,23	29,60
	-0,01	31,85	27,99	28,62	31,42
	0,00	20,91	24,72	26,46	29,43
	0,01	12,47	17,45	20,70	24,00
	0,02	6,88	13,05	20,03	23,68
	0,03	3,76	21,91	28,47	31,74
0,04	-0,02	50,32	30,25	30,18	32,85
	-0,01	37,04	31,25	31,55	34,20
	0,00	24,93	26,43	28,07	30,96
	0,01	15,27	18,60	21,76	25,00
	0,02	8,66	13,33	20,09	23,74
	0,03	4,80	22,16	28,70	31,96

На рис.2 показаны характерные относительные распределения интенсивности (а) и фазы (б) фурье-моды на выходном зеркале ВКР. Эти результаты получены при постоянных длине волновода $g = 3,15$ и размере поглощающих участков $S/a = 0,02$. При этом менялось расположение поглощающих участков относительно координат узловых линий, формируемых распределений амплитуды поля вида функций сомбреро на неоднородном зеркале ВКР ($\Delta S/a = -0,02$ (кривая 1); 0 (кривая 2); 0,01 (кривая 3); 0,02 (кривая 4) – на рис.2).

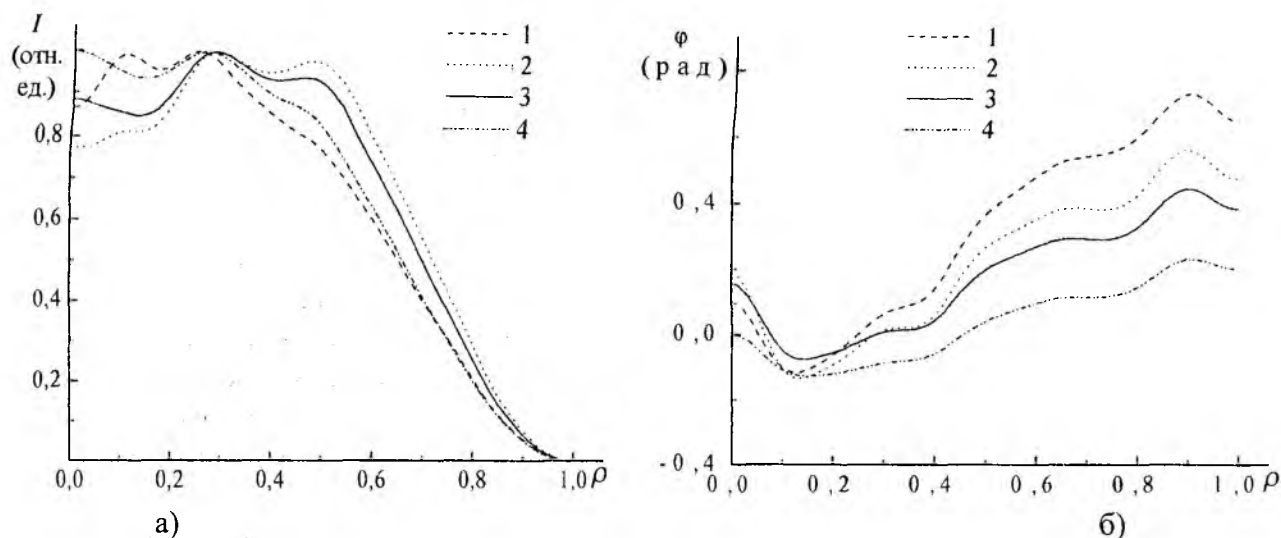


Рис.2

Видна устойчивость пространственных характеристик фурье-моды к изменению положения поглощающих ячеек на расстояние порядка 4λ на поверхности неоднородного зеркала. Фазовый фронт рассматриваемых пучков не является плоским по сравнению с аналогичной характеристикой для ОКР [9], и для оптимального положения колец ($\Delta S/a = 0,01$) его максимальное отклонение от плоского составляет $\sim 0,45$ рад.

Таким образом, приведенные результаты подтверждают возможность получения в волноводном квазиоптическом резонаторе с неоднородным амплитудно-ступенчатым зеркалом моды, которая имеет профиль интенсивности на выходном зеркале, близкий к равномерному. Показана определяющая роль волновода как амплитудно-фазового формирователя пучков заданного профиля в таких резонаторах. Предложенные в работе теоретическая модель, алгоритм расчета и полученные результаты по внутрирезонаторному формированию выходного пучка с однородным поперечным распределением интенсивности излучения в диэлектрических волноводных резонаторах являются базой для создания экспериментального образца волноводного CO_2 -лазера с пучком излучения заданного типа.

Список литературы: 1. Технологические лазеры. Справочник: В 2 т. Т.1: Расчет, проектирование и эксплуатация / Абиляситов Г.А., Голубев В.С., Гонтарь В.Г. и др. М.: Машиностроение, 1991. 544с. 2. Устинов Н.Д., Матвеев И.Н., Протопопов В.В. Методы обработки оптических полей в лазерной локации. М.: Наука, 1983. 272с. 3. Артюшенко В.Г., Калайдохин К.И., Миракян М.М. Медицинская установка на основе CO_2 -лазера с гибким скальпелем // Изв. АН СССР. 1990. Т.54, № 10. С.1881–1885. 4. Парыгин В.Н., Балакиев В.И. Оптическая обработка информации. М.: Изд-во Московского университета, 1987. 153с. 5. Veldkamp W.B., Kastner C.J. Beam profile shaping for laser radars that use detector arrays // Appl.Optics. 1982. V. 21, № 2. P. 345 – 356. 6. Neste R.V., Pare C., Lachance R.L., Belanger P.A. Grade-phase mirror resonator with a super-gaussian output in a CW- CO_2 -laser // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1994. V.30, №11. P. 2663 – 2669. 7. Cherezova T.Yu., Chesnokov S.S., Kaptsov L.N., Samarkin V.V., Kudryashov A.V. Active laser resonator performance: formation of a specified intensity output // Applied Optics. (LP). 2001. V.40, №33. P. 6026–6033. 8. Епишин В.А., Маслов В.А., Милитинский И.М. Обнаружение в модифицированном решетчатом резонаторе моды с равномерным амплитудным распределением на одном из зеркал // Письма в ЖТФ. 1991. Т.17, Вып.2. С.1–5. 9. Гурин О.В., Епишин В.А., Маслов В.А. и др. Получение пучка с равномерным распределением интенсивности в CO_2 -лазере с обобщенным конфокальным резонатором. // Квантовая электроника. 1998. Т.25, №5. С.424–428. 10. Гурин О.В., Епишин В.А., Маслов В.А. и др. Формирование однородного распределения интенсивности в непрерывном CO_2 -лазере с

фазоступенчатым зеркалом // Квантовая электроника. 2001. Т.31, №6. С.543–546. 11. Матизен Ю. Э., Троцкий Ю.В. Получение пучка с равномерным распределением интенсивности в лазере с внутррезонаторным неоднородным светоделителем // Квантовая электроника. 1989. Т. 16, № 3. С. 604–609. 12. Napartovich A.A., Elkin N.N., Troschieva V.N., Vysotsky D.V., J.R.Leger. Simplified intracavity phase plates for increasing laser-mode discrimination// Applied Optics. (IP). 1999. V.38. №14. P. 3025 – 3029. 13. Аверьянов Н.Е., Балошин Ю.А., Беляков И.В. и др. Расчет резонаторов лазеров с оптической накачкой // ЖПС. 1987. Т. 46, № 3. С. 396–400. 14. Abrams R.L., Chester A.N. Resonator theory for hollow waveguide lasers// Applied optics. 1974. V.13, №9. P.2117–2125. 15. Бокуть Б.В., Романенко Е.С., Хило Н.А. Резонатор для формирования квазиоднородного поля // Квантовая электроника. 1991. Т. 18, № 8. С.985 – 988. 16. Гурин О.В., Дегтярев А.В., Маслов В.А. и др. Селекция поперечных мод в лазерных резонаторах, содержащих волноводные и открытые участки // Квантовая электроника. 2001. Т.31, № 4. С.346–350. 17. Вахитов Н.Г., Исаев М.П., Кушнир В.Р., Шариф Г.А. Сравнительный анализ резонаторов одномодовых лазеров // Квантовая электроника. 1987. Т.14, №8. С.1633–1637. 18. Ривлин Л.А., Шильдяев В.С. Полигармонические волноводы для когерентного света // Радиофизика. 1968. Т. 11, № 4. С.572 – 578 (Изв. высш. учеб. заведений). 19. Гурин О.В., Маслов В.А., Свич В.А. и др. Полигармонические волноводы типа канал в диэлектрике для передачи пучков излучения вида функций сомбреро и супергауссиан // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 117–120. 20. Marcatily E.A., Schmeltzer R.A. Hollow metallic and dielectric waveguides for long distance optical transmission and lasers // BSTJ. 1964. V43, №4. P.1783–1809. 21. Солимено С., Крозиньяни Б., Ди Порто П. Дифракция и волноводное распространение оптического излучения. М.: Мир, 1989. 664с. 22. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику. М.:Мир, 1970. 364с. 23. Етишин В.А., Лытов А.В., Камышан В.А. Открытые резонаторы с плоскими зеркалами, на которых периодически расположены поглощающие полосы // Тр. Всесоюзного симпозиума по дифракции и распространению волн (Ленинград, 1971г.). Л.: Наука, 1971. С.91 – 103. 24. Кольченко А.П., Никитенко А.Г., Троцкий Ю.В. Управление структурой поперечных мод лазера при помощи фазосдвигающих масок // Квантовая электроника. 1980. Т. 7, №8. С.1756 – 1762. 25. Хермен Г. Восстановление изображений по проекциям. М.: Мир, 1983. 349с.

Харьковский национальный
университет им. В.Н. Каразина

Поступила в редколлегию 08.02.2002

А. Г. ПАЩЕНКО, канд. физ.-мат. наук, В. М. ВАНЦАН, канд. физ.-мат. наук

ФОРМИРОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА МНОГОСЛОЙНОЙ СИММЕТРИЧНОЙ КВАНТОВОРАЗМЕРНОЙ СТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ GaAs/Al_{x1}Ga_{1-x1}As/Al_{x2}Ga_{1-x2}As. Часть 2. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Расчёты собственных значений энергии носителей, проведенные в [1] по формулам (35) – (38), позволяют детально проанализировать влияние квантово ограниченных барьерных слоёв на центральный (активный) слой рассматриваемой квантоворазмерной структуры (КРС). В многослойных (в данном случае трёхслойных КРС) наибольший интерес с точки зрения изучения их электрооптических свойств представляет изучение влияния полупроводниковых ограничивающих слоёв, в которых так же, как и в активном слое, наблюдается квантоворазмерный эффект, на формирование энергетического спектра носителей в активном слое и на распределение носителей по уровням энергии. На рис. 1 показана полная система энергетических уровней электронов на фоне энергетического профиля зоны проводимости в области квантового ограничения.

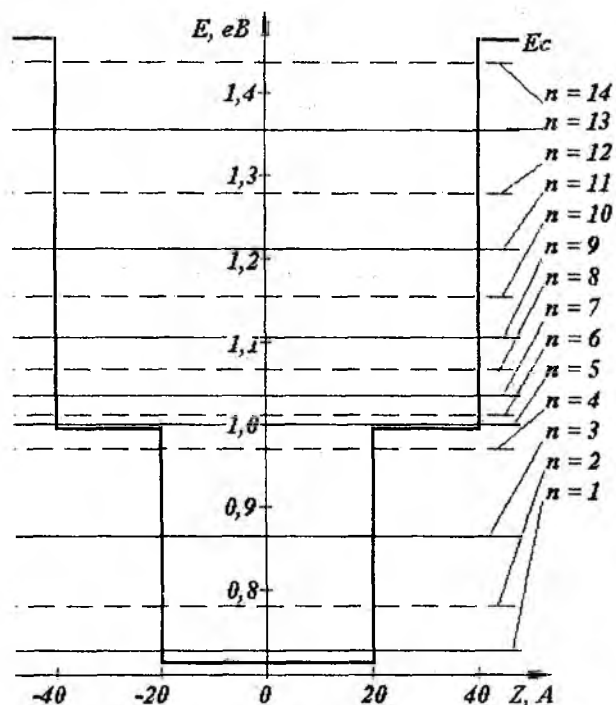


Рис. 1

Расчёты собственных значений энергии проводились в [1] без учёта влияния полей объёмных зарядов, что допустимо для случая невырожденных полупроводниковых материалов, входящих в КРС, поэтому форма потенциальных барьеров на границе раздела различных материалов может быть принята прямоугольной, как показано на рис. 1. Аналогичные допущения приводились и при расчёте собственных значений энергии носителей в однослойных симметричных [2, 3, 4] и несимметричных [5, 6] КРС как в стационарном состоянии, так и при воздействии на КРС постоянного электрического поля, векторы напряженности которого направлены перпендикулярно плоскостям квантового ограничения [5, 6, 7, 8].

Распределение энергетических уровней электронов в структуре, показанной на рис. 1, сочетает в себе признаки распределения как «узких» квантовых ям с «низкими» потенциальными барьерами, так и «широких» ям с «высокими» потенциальными барьерами [3, 4, 7, 8].

В центральной части трёхслойной структуры наблюдается высокая дискретность энергетических уровней, что практически недостижимо в «широких» квантовых ямах с «высокими» барьерами, и большая плотность энергетических уровней носителей, чего нельзя достичь в «узких» ямах даже с «высокими» барьерами. Кроме этого, сами энергетические уровни распределены по КРС неравномерно. В центральной, узкой части КРС, на частицы действует ограничивающий потенциал V_1 на границе раздела слоёв GaAs и Al_{x1}Ga_{1-x1}As. Вследствие узости слоя энергетические уровни носителей расположены довольно далеко друг от друга по оси энергии. Относительная узость центрального, активного слоя трёхслойной КРС, обеспечивает высокую дискретность энергетических уровней. В ограничивающих слоях между материалами Al_{x1}Ga_{1-x1}As и Al_{x2}Ga_{1-x2}As в области энергий, больших V_1 , действует ограничивающий потенциал $V_1 + V_2$, но между слоями GaAs и Al_{x1}Ga_{1-x1}As в этом

же промежутке энергий ограничивающий потенциал V_1 уже не действует, поскольку и для GaAs и для $Al_{x1}Ga_{1-x1}As$ данный промежуток энергии относится к зоне проводимости. Таким образом, для частиц с энергией, большей V_1 , формируется «широкая» квантовая яма, состоящая из трёх слоёв: $Al_{x1}Ga_{1-x1}As/GaAs/Al_{x1}Ga_{1-x1}As$.

Для такой квантовой ямы распределение энергетических состояний начинается со значений энергии больших, но не равных, V_1 , и поскольку яма, образованная тремя слоями разнородных полупроводниковых материалов, заведомо шире квантовой ямы, возникающей в центральной части КРС, то распределение энергетических уровней в ней такое же, как и в любой другой «широкой» квантовой яме: большинство энергетических уровней частиц расположены в нижней части ямы, энергетическое расстояние между которыми постепенно возрастает по мере возрастания энергии уровней.

Подобное дискретное расположение энергетических уровней по энергетической диаграмме КРС будет наблюдаться лишь в тех структурах, в которых общая ширина широкой части КРС для промежутка энергии большего V_1 остаётся в пределах длины волны де Бройля электронов в GaAs. В случае превышения этого параметра на этапе производства КРС энергетические уровни частиц в этой области будут образовывать мини-зоны энергий, а в случае значительного (более, чем в 15 – 20 раз) превышения суммарной толщины КРС над длиной волны де Бройля электронов в GaAs мини-зоны энергий частиц образуют континуум, и квантовое ограничение сохранится только для частиц, энергетические уровни которых по своему абсолютному значению находятся ниже V_1 .

Волновые функции и плотности распределения вероятностей нахождения частиц на энергетических уровнях, показанных на рис. 1, рассчитанные для стационарного состояния, приведены на рис. 2 а, и 2 б, соответственно.

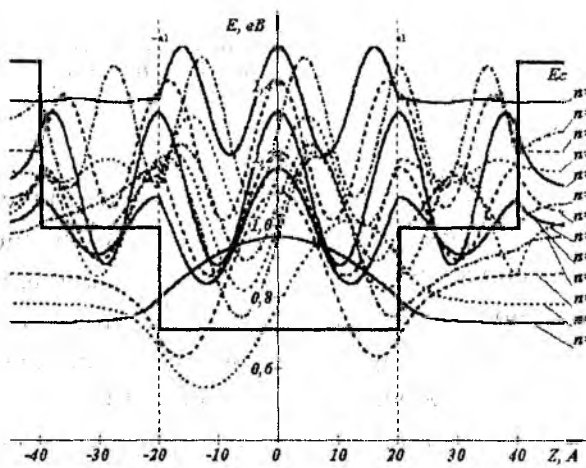


Рис. 2 а

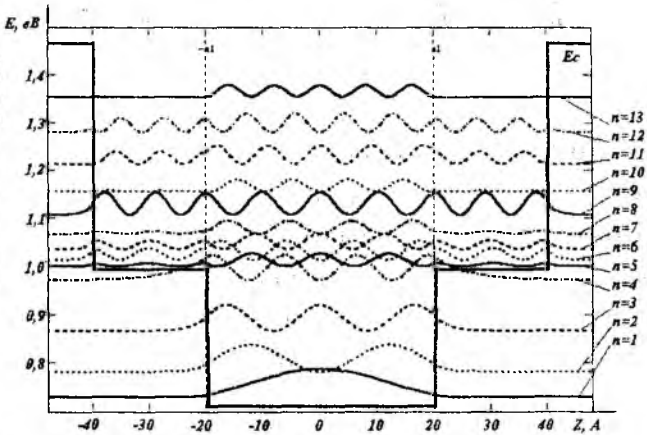


Рис. 2 б

Как показано на рисунках, частицы в стационарном состоянии наиболее сильно локализируются в центральной части КРС, даже для состояний с энергией больше V_1 . Уменьшение амплитуды волновых функций частиц в слоях $Al_{x1}Ga_{1-x1}As$ связано с увеличением эффективной массы частиц, вызванной наличием алюминия в твёрдом растворе замещения материала слоя и, как следствие, с уменьшением подвижности носителей в этих слоях. В остальном распределение энергетических уровней, волновых функций частиц и плотности распределения вероятности нахождения частиц на энергетических уровнях сходны с аналогичными распределениями в симметричных однослойных КРС [9 – 10].

Влияние стационарного электрического поля на энергетические состояния и волновые функции частиц в трёхслойной симметричной КРС также имеет ряд особенностей по сравнению с однослойными структурами. На рис. 3 а показаны собственные значения энергии электронов на фоне энергетического профиля зоны проводимости КРС, изменившейся под

действием внешнего стационарного электрического поля. Расчёты собственных значений энергии проводились с помощью второго приближения теории возмущений без учёта влияния экранирования энергетических состояний электронов полем объёмного заряда. На рис. 3 б показано изменение положения энергетических уровней электронов в сравнении со стационарным состоянием для первых семи уровней.

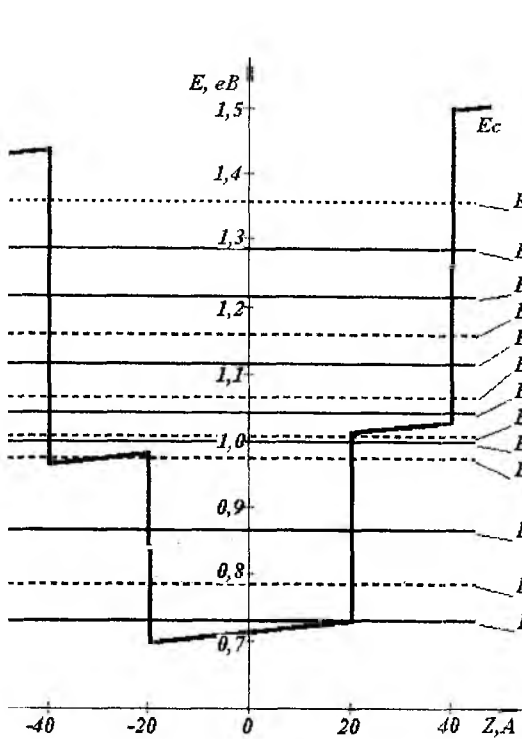


Рис. 3 а

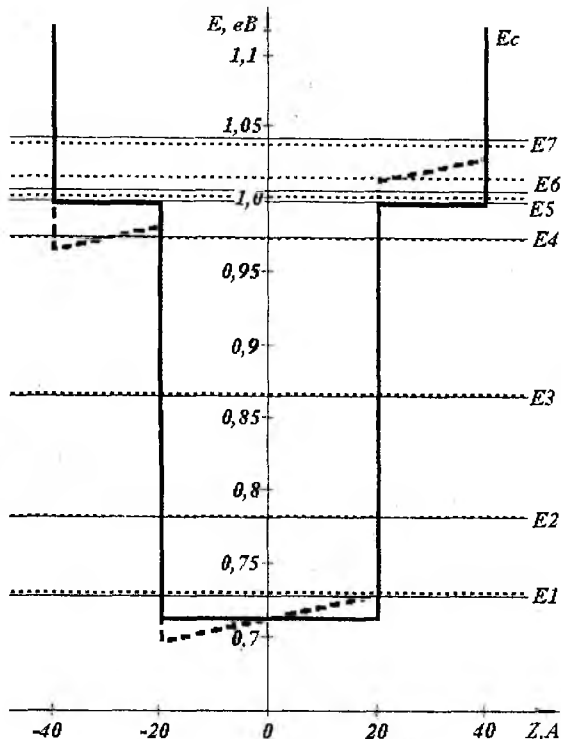


Рис. 3 б

По сравнению с однослойной КРС при одинаковой напряжённости внешнего электрического поля, действующего как на однослойную, так и на трёхслойную структуру, изменение положения энергетических уровней электронов выражено значительно слабее, даже для первых двух – трёх уровней. Однако влияние внешнего поля на вышележащие уровни хотя и слабо, но более ощутимо, чем в однослойной КРС. Подобный характер изменения собственных значений энергии электронов может быть объяснён двумя основными причинами:

- на уровни, лежащие ниже потенциального барьера V_1 , стабилизирующее влияние оказывают уровни, лежащие между потенциалами V_2 и V_1 , поскольку они расположены на энергетической диаграмме близко к границе раздела барьеров V_2 и V_1 , и их взаимосвязь и влияние на состояния, лежащие ниже V_1 , достаточно существенно;
- суммарный потенциальный барьер $V_1 + V_2$ всей структуры оказывает, с учётом толщины слоёв $Al_{x1}Ga_{1-x1}As$ и координатной зависимости напряженности внешнего стационарного электрического поля, более сильное экранирующее воздействие на энергетические состояния электронов, чем барьер той же высоты, но в однослойной структуре.

Расчёты волновых функций электронов и распределений плотности вероятности электронов на энергетических уровнях для трёхслойной КРС, находящейся под действием внешнего стационарного электрического поля, проводились как в первом, так и во втором приближении теории возмущений. Волновые функции и распределения плотности вероятности нахождения электронов на энергетических уровнях, рассчитанные в первом приближе-

нии теории возмущений, показаны на рис. 4 а, рис. 4 б соответственно, и рассчитанные во втором приближении теории возмущений – на рис. 5 а и рис. 5 б соответственно.

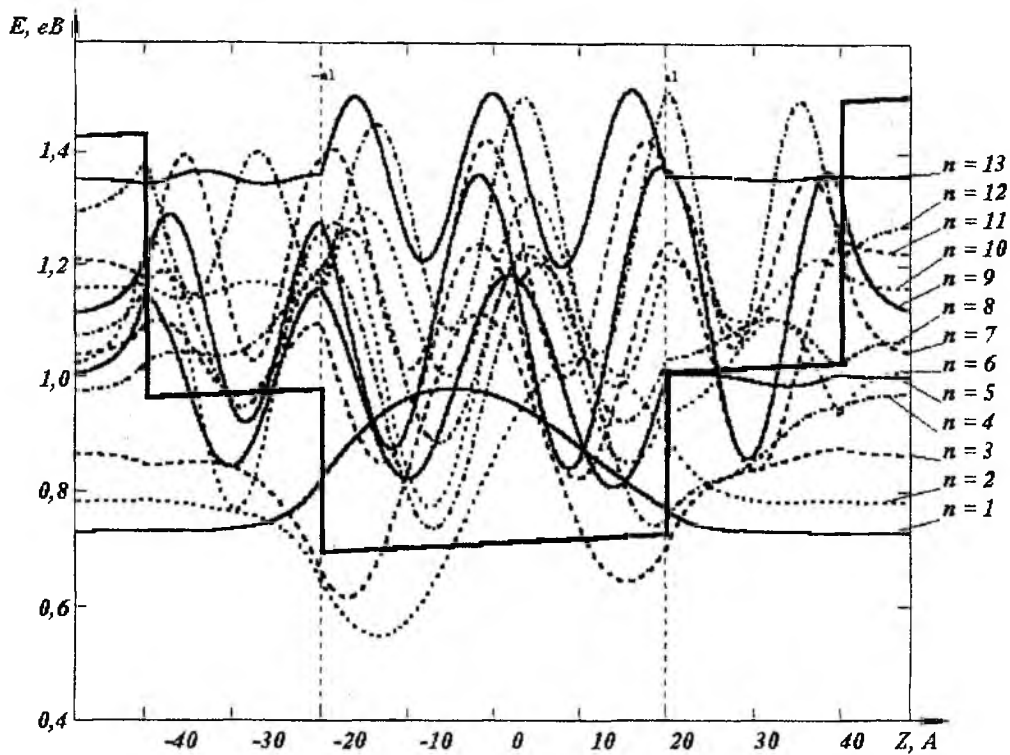


Рис. 4 а

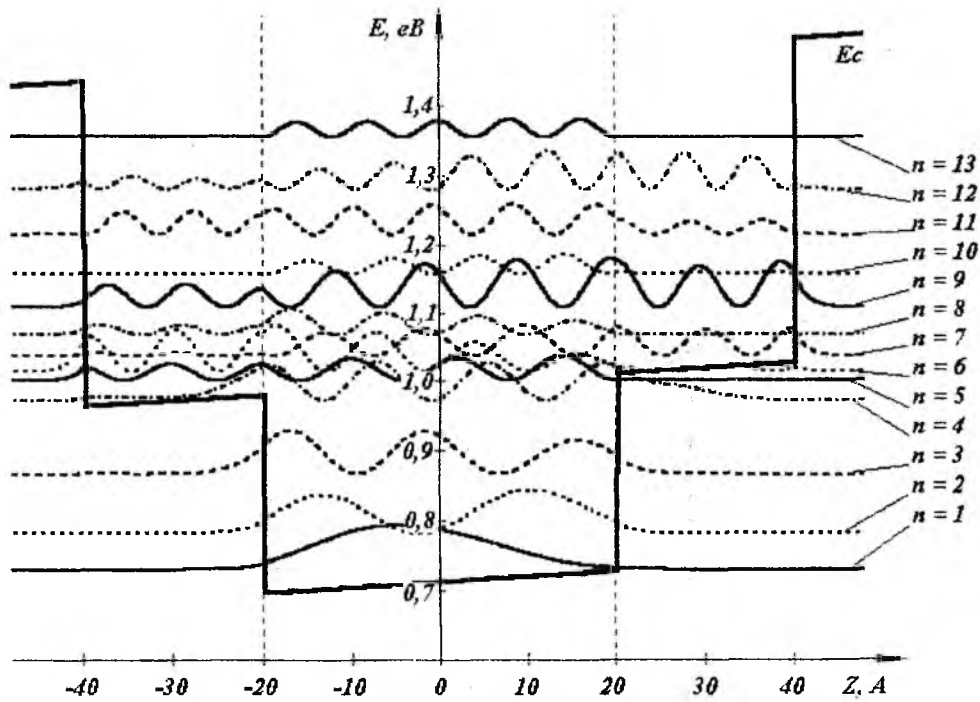


Рис. 4 б

Результаты расчётов иллюстрируют ещё одно отличие трёхслойных КРС (по сравнению с однослойными) – даже под действием внешнего поля носители пространственно локали-

зуются в центральном слое КРС, и их перераспределение по самому слою под действием поля незначительно в отличие от однослойной КРС,

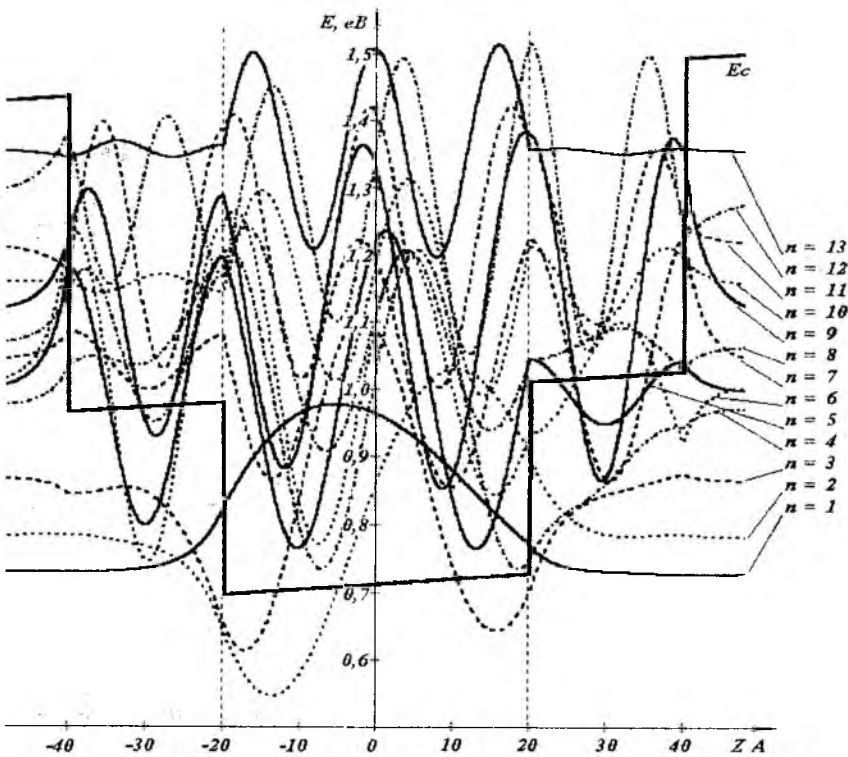


Рис. 5 а

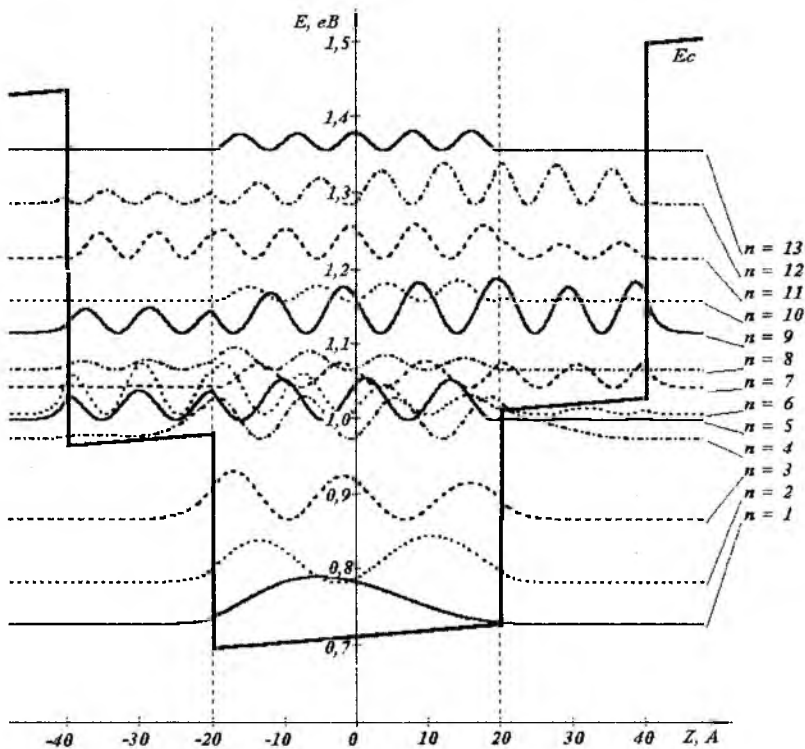


Рис. 5 б

где носители сильно смещаются в пределах слоя под действием внешнего стационарного электрического поля, векторы напряженности которого перпендикулярны плоскостям квантового ограничения: электроны движутся против вектора напряженности внешнего поля,

дырки – в одном направлении с ним. Иными словами, в трёхслойной КРС внешнее поле способствует инжекции носителей в область квантового ограничения, почти не меняя их энергетического спектра и распределения по уровням. Следовательно, уже на этапе производства нанoeлектронного прибора с такой КРС можно более точно прогнозировать его электрооптические свойства. Данная особенность трёхслойных КРС является важной с точки зрения практического применения КРС в светоизлучающих приборах и особенно в полупроводниковых лазерах. Большинство носителей будет сконцентрировано в центральной, рабочей, области прибора, что в конечном итоге приведёт к уменьшению порогового тока в случае лазерной генерации. Увеличение концентрации носителей приведёт также к возрастанию диэлектрической проницаемости активного слоя, а значит – к возрастанию его коэффициента преломления и формированию полупроводникового волновода, по которому и будет распространяться генерируемое излучение.

Однако наличие дополнительных ограничивающих слоёв с некоторым содержанием алюминия, в которых так же как и в активном слое наблюдается квантоворазмерный эффект, при определённой конфигурации геометрических и энергетических параметров трёхслойной КРС может привести к возрастанию коэффициента преломления не только в активном слое, но и в ограничивающих слоях до значений, сравнимых с коэффициентом преломления активного слоя. При этом возможно появление таких паразитных эффектов, как пространственная расходимость поля излучения основных мод, появление паразитных продольных и поперечных мод, что в свою очередь приводит к снижению выходной оптической мощности.

Список литературы: 1. *Пащенко А.Г., Ванцан В.М.* Формирование энергетического спектра многослойной симметричной квантоворазмерной структуры на основе $\text{GaAs}/\text{Al}_{x_1}\text{Ga}_{1-x_1}\text{As}/\text{Al}_{x_2}\text{Ga}_{1-x_2}\text{As}$. Часть 1. Постановка задачи // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 125. С. 85 – 92. 2. *A. G. Pashchenko and V.M Vantsan* A Study of Wannier-Mott Exciton Stationary Energy States in Semiconductor Injection Lasers Based on Size-Quantized Structures // Telecommunications and Radio Engineering N 52 (2), 1998 P 53 – 56. 3. *Пащенко А.Г.* Энергетические состояния частиц и квазичастиц в активной области ИПЛ на КРС на основе $\text{In-GaAs}/\text{InP}$ // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 111. С. 26 – 29. 4. *A. G. Pashchenko* Variations in the particles and quasiparticles energy states in semiconductive nanostructures under the external electric field action // Праці першої міжнародної наукової конференції молодих вчених з прикладної фізики. Київський нац. ун-т ім. Тараса Шевченка. Радіофізичний факультет. 2001. С. 100. 5. *Пащенко А.Г.* Влияние энергетических и геометрических параметров квантово-ограниченных слоёв на энергетические состояния частиц и квазичастиц // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 122. С. 162 – 168. 6. *Пащенко А.Г.* Влияние внешнего стационарного электрического поля на энергетические состояния частиц и квазичастиц в несимметричной квантоворазмерной структуре // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 134 — 138. 7. *Пащенко А.Г.* Влияние внешнего стационарного электрического поля на энергетические состояния частиц и квазичастиц в квантоворазмерной структуре. Часть 1. Постановка задачи // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 117. С. 117 – 120. 8. *Пащенко А.Г.* Влияние внешнего стационарного электрического поля на энергетические состояния частиц и квазичастиц в квантоворазмерной структуре. Часть 2. Обсуждение результатов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 118. С. 55 — 60. 9. *Херман М.* Полупроводниковые сверхрешетки: Пер с англ. М.: Мир 1989. 240 с. 10. *Бузанёва Е.В.* Микроструктуры интегральной электроники. М.: Радио и связь, 1990. 304 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 19.06.2002

УСТРОЙСТВА УПРАВЛЕНИЯ АКУСТООПТИЧЕСКИМИ ЗАТВОРОМ И ДЕФЛЕКТОРОМ

Введение

Акустооптические затворы и дефлекторы как элементы вычислительной техники, в частности, оптических ЗУ с побитовым представлением информации, используются в качестве устройств управления потоком и адресацией данных [1,2]. Структура акустооптического устройства (АОУ), элементный состав которого был показан в работах [3,4], предполагает в своем наличии радиоэлектронный источник управления АОУ. В научно – технической литературе публиковались схмотехнические решения устройств управления (УУ) акустооптическими затвором (АОЗ) и дефлектором (АОД), например, в работах [5-7]. Вместе с тем, вопрос создания УУ АОЗ и УУ АОД для применений в оптических ЗУ с побитовым представлением информации, насколько известно, не обсуждался.

Схмотехнические решения элементов устройства управления акустооптическим затвором

Основываясь на опыте разработки таких устройств [9,10], блок – схема УУ АОЗ представляется в виде, показанном на рис. 1, где 1 – задающий генератор, 2 – амплитудный модулятор, 3 – импульсный амплитудный модулятор, 4 – формирователь информационного сигнала, 5 – усилитель мощности. Формирователь 4 предназначен для корректировки искажений формы информационных импульсов, приходящих с линии передачи информации.

Выбор схемы задающего генератора устройства определяется стабильностью средней частоты электрооптической частотной характеристики (ЭОЧХ) АОЗ – $f_{\text{эо}}$. Измерения, проведенные для АОЗ типа АОЗ-1 и АОЗ-2 (разработки НИИКА, г. Донецк), у которых соответственно $f_{\text{эо}}=125$ и $f_{\text{эо}}=150$ МГц, показывают, что изменение $f_{\text{эо}}$ на $\pm 1\%$ приводит к изменению электрооптической эффективности затвора не более чем на 0,5 %. Откуда следует, что величина $\Delta f_{\text{эо}}/f_{\text{эо}} \leq 10^{-2}$ практически не влияет на изменение эффективности

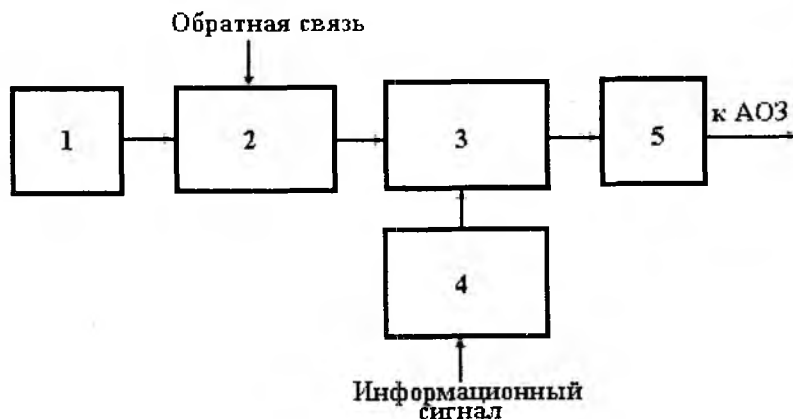


Рис. 1

дифракции АОЗ. Нестабильность $\Delta f_{\text{эо}}$ приводит к изменению угла отклоненного лазерного пучка на $\Delta \Theta = \lambda \Delta f_{\text{эо}}/V$, где V и λ – скорость акустической волны и длина волны лазерного излучения. Так как узел АОЗ содержит соответствующую формирующую оптику, то изменение $\Delta \Theta$ преобразуется в линейное смещение $\Delta r = Z \Delta \Theta$, где Z – фокусное расстояние объектива, формирующего входной лазерный пучок АОЗ. Величина Z при использовании материалов с малой скоростью акустической волны (не более 1000 м/с) не превышает 0,5 м,

и при $f_{30} \sim 100 \dots 200$ МГц изменение f_{30} на 1 МГц приведет к изменению Δr не более чем на 40 мкм. Такое смещение в плоскости окна объектива не может вызвать существенного искажения сфокусированного пятна [8].

Величину $\Delta f_{30} / f_{30} \leq 10^{-2}$ обеспечивают кварцевые и параметрические автогенераторы, например, по схеме Батлера (см. рис. 2). Кварцевые генераторы этого типа позволяют возбуждать нечетные гармоники резонаторов вплоть до пятой, они проще в обеспечении эксплуатационной и долговременной стабильности [9].

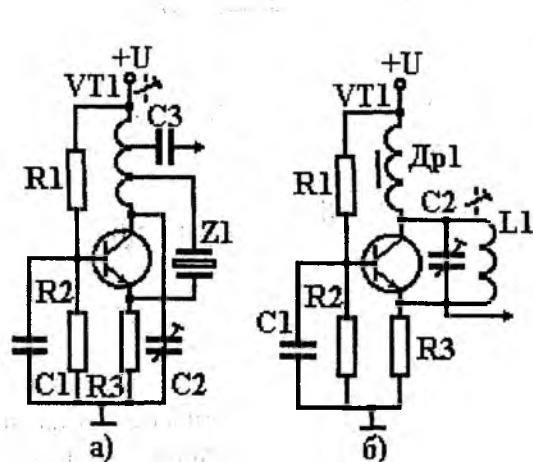


Рис. 2

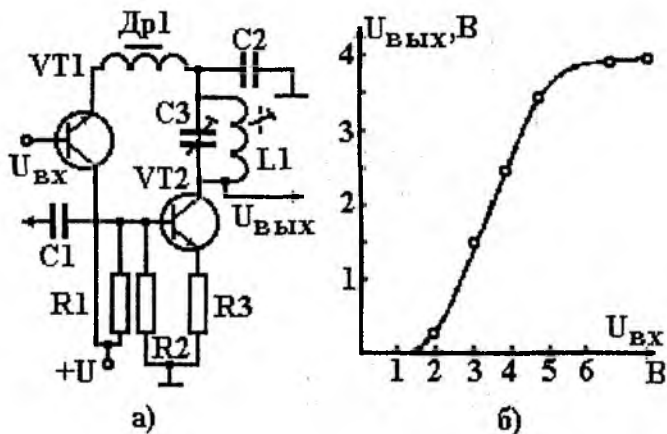


Рис. 3

В УУ АОЗ, согласно рис. 1, необходимы два типа модуляторов: один (элемент 2) управляется по сигналу обратной связи и должен иметь высокую линейность, другой, управляемый информационными сигналами (элемент 3), должен быть достаточно быстродействующим и обеспечивать 100 % глубину модуляции.

Различают две разновидности модуляции – автогенератора или автоколебаний [10,11]. Первая заключается в изменении параметров нелинейного 4-х полюсника, последовательно подключенного к источнику ВЧ – колебаний, вторая сводится к включению и выключению автогенератора и применяется только для амплитудно-импульсного управления автоколебаниями. В качестве нелинейного 4-х полюсника могут использоваться регулируемый усилитель и балансный модулятор. В регулируемом усилителе выходной сигнал $s(t)$ зависит от изменения уровня несущей $A_0 \cos \omega_0 t$ по закону управляющего сигнала $S(t)$: $s(t) = A_0[1 + \beta S(t) \cos \omega_0 t + \gamma S(t)]$, где β и γ – коэффициенты пропорциональности. Спектр выходного сигнала такого усилителя содержит три спектральные компоненты, высокочастотная составляющая из которого выделяется резонансным элементом, например параллельным колебательным контуром. По сути, два 4-х полюсника составляют балансный модулятор, выходной сигнал $s(t)$ которого образуется путем вычитания промодулированных в противофазе сигналов:

$$s(t) = A_0[1 + \beta S(t)] \cos \omega_0 t + \gamma S(t) - A_0[1 - \beta S(t)] \cos \omega_0 t - \gamma S(t) = 2A_0\beta S(t) \cos \omega_0 t.$$

Избирательный элемент, входящий в состав балансного модулятора, выделяет несущую таким образом, что в спектре выходного сигнала присутствует только спектральная компонента, обусловленная модулирующим сигналом. В управляемых усилителях наиболее распространенными являются модуляция коллекторного и базового тока транзистора. На рис. 3а показан вариант реализации модуляции тока коллектора и его модуляционная характеристика (рис. 3б). Довольно большой диапазон линейного регулирования позволяет рекомендовать данный вид включения транзисторов для реализации аналогового управления по входу обратной связи УУ АОЗ. Вариант схемы модуляции путем изменения тока базы транзистора

показан на рис. 4. Колебательный контур L1 настроен на частоту несущей, управляющий сигнал смещает потенциал эмиттера транзистора VT3 относительно потенциала базы.

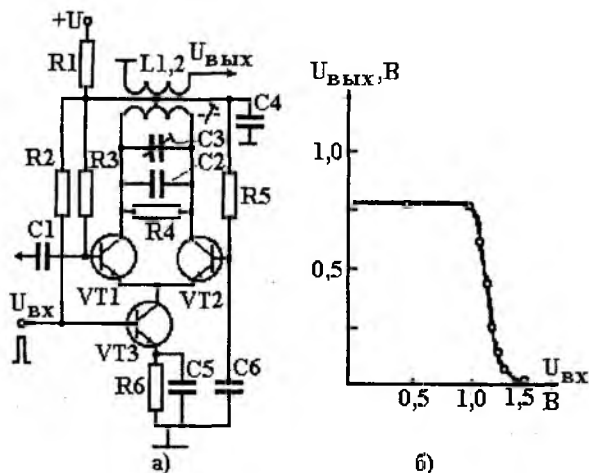


Рис. 4

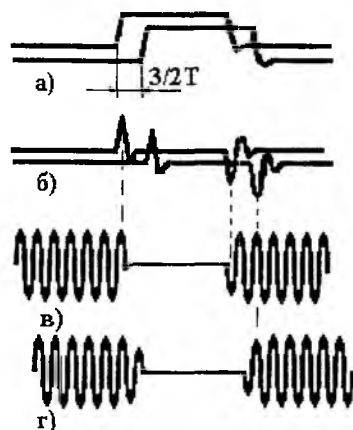


Рис. 5

Модуляционная характеристика схемы нелинейная и имеет пороговый характер, что позволяет рекомендовать схему для реализации модуляции ВЧ сигнала информационными сигналами, которые, как правило, бывают импульсными. Процесс формирования радиоимпульса в схеме по рис. 4 идет на фоне импульсного модулирующего сигнала (рис. 5а). При крутом фронте и спаде ВЧ часть видеоимпульса $\gamma S(t)$ в виде всплесков попадает в полосу резонансного контура L1 (рис. 5б). В зависимости от фазового соотношения происходит либо сложение, либо вычитание данных всплесков и несущей. При этом фронт или спад радиоимпульса укорачивается (рис. 5в) либо удлиняется (рис. 5г) и крайние полуволны радиоимпульса всегда совпадают по полярности с направлением всплеска. При периодической последовательности радиоимпульсов замечено присутствие радиоимпульсов с длительностью фронта от 0,25T до 1,25T, а световой импульс на выходе АОЗ при данной ситуации будет иметь всегда фазовую нестабильность фронта в пределах периода частоты заполнения импульса. Физического толкования экспериментально наблюдаемого явления в научно-технической литературе обнаружить не удалось. Используя чисто радиотехнический подход для исключения этого явления рекомендуется мощный выходной каскад УУ реализовать по схеме, в которой транзистор работает с отсечкой и при этом усиливаются полуволны только одной полярности. Если на входе каскада радиоимпульс начинается с полуволны другой полярности, то фронт выходного радиоимпульса будет задержан всегда на пол периода несущей.

При проектировании ВЧ-усилителей мощности необходим учет следующих свойств мощных биполярных транзисторов: входные сопротивление их имеют малые значения (единицы Ом) и меньше, чем выходные сопротивления источников возбуждения; нелинейный характер входных сопротивлений существенно искажает форму входных сигналов; низкое напряжение питания и большие мощности определяют малые сопротивления нагрузки в коллекторной цепи (порядка 10 Ом). Вследствие этого использование фильтрующих емкостей по цепям питания неэффективно. Максимум передачи мощности каскадами и минимальность искажения ими формы сигнала достигается при согласовании их входных и выходных сопротивлений. Известно, что внутреннее дифференциальное сопротивление транзистора $R_{id} = dU/dI$ нелинейно. На рис. 6 приведены экспериментальные характеристики $R_{id} = f(R_H)$ для некоторых мощных транзисторов СВЧ-диапазона. Большая разница между величинами входных и выходных сопротивлений транзисторов (например, для КТ 907 (1) –

$r_{вх}=5$ Ом, КТ904 (2) – $r_{вх}=10$ Ом, КТ911 (3) – $r_{вх}=20$ Ом, КТ610 (4) – $r_{вх}=15$ Ом) приводит к необходимости применять для межкаскадных связей согласующие устройства.

Одним из способов решения межкаскадного согласования, в работах [13,14], предложено использовать широкополосные ферритовые микрополосковые вентили, общий вид которых показан на рис. 7, технические характеристики приведены в таблице. Устройства

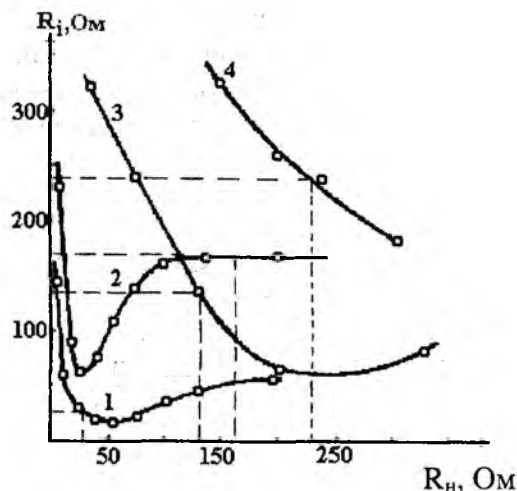


Рис. 6

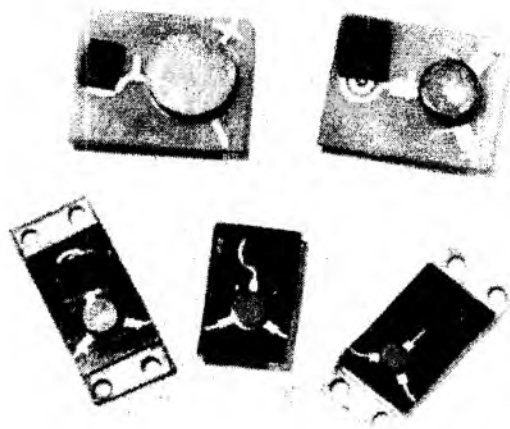


Рис. 7

сохраняют работоспособность в диапазоне температур $-60...+75^{\circ}\text{C}$. Входное и выходное сопротивления вентилей приведены к значению 50 Ом. Мощность, рассеиваемая вентилем при сохранении работоспособности, не более 5 Вт.

Таблица

Диапазон частот, ГГц	$\alpha_{пр}$, дБ	$\alpha_{обр}$, дБ	КСВН	Габаритные размеры, мм.
0,75 - 0,96	0,7	20	1,25	48x30x6
0,85 - 1,1	0,7	20	1,25	48x30x6
1,5 - 2,8	0,7	20	1,3	48x30x6
2,8 - 3,2	0,5	20	1,25	30x24x6
3,6 - 4,2	0,5	20	1,25	30x24x6
6 - 7,6	0,5	20	1,25	24x15x6
7 - 8	0,5	20	1,25	24x15x6
9,5 - 11	0,5	20	1,25	24x15x6

Устройство управления акустооптическим дефлектором

Из практики разработки устройств управления АОД известны три принципа их построения: на основе синтеза частот, генераторы с электронной перестройкой частоты и набор генераторов, работающих на фиксированных частотах. Практически исчерпывающе исследованы вопросы создания синтезаторов частот и набора генераторов, настроенных на фиксированные частоты в коллективе Института электрометрии СО РАН [9]. Устройства управления АОД на основе генераторов с электронной перестройкой частоты (ГЭПЧ), как показал функционально-стоимостный анализ, проведенный в НИИ комплексной автоматизации, разработок фирм Crystal Technology, Hughes, Westinghouse (США), наиболее полно соответствуют существующим потребностям. Вместе с тем, разработки указанных фирм

ориентированы на использование коммутаторов ВЧ-сигналов для выбора поддиапазонов частот, что является причиной недостаточного быстродействия и наличия ВЧ-помех в управляющем АОД радиосигнале, которые приводят к возникновению оптических помех в рабочем диапазоне углов отклонения лазерного пучка акустооптического дефлектора [10].

Структура устройства для цифрового управления пространственным положением дифрагированного лазерного пучка акустооптического дефлектора в оптических ЗУ с побитовым представлением информации на основе ГЭПЧ содержит последовательно соединенные ЭВМ, преобразователь кодов, ППЗУ, блок генераторов с электронной перестройкой частоты и широкополосный усилитель мощности [10]. Основным элементом структуры, определяющим точность пространственного положения дифрагированного луча АОД является блок генераторов, возможный вариант решения которого, представлен на рис. 8.

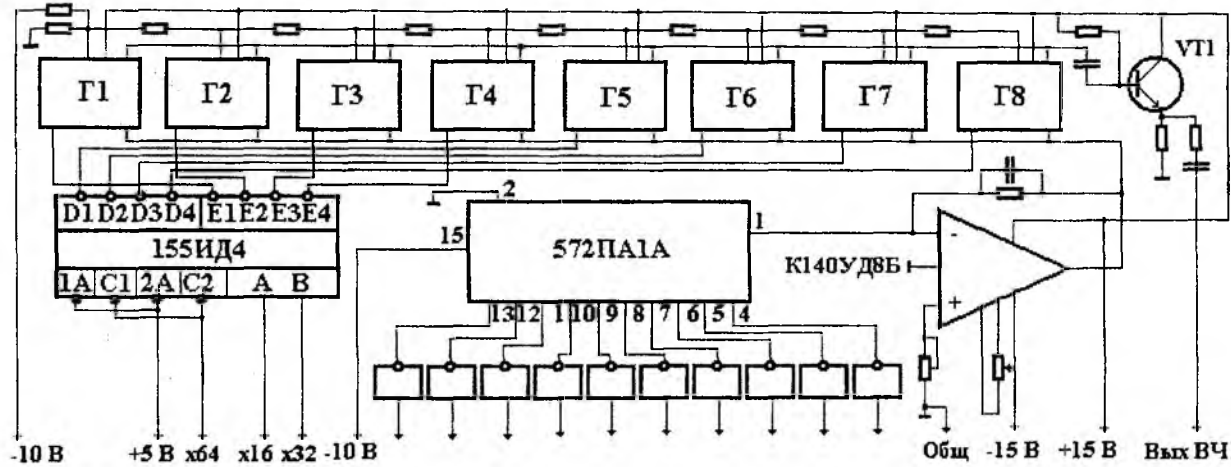


Рис. 8

Блок генераторов с электронной перестройкой частоты содержит восемь перестраиваемых генераторов (Г1...Г8), усилитель на транзисторе VT1, дешифратор (155ИД4), 10-разрядный ЦАП (572ПА1А, K140УД8Б). Блок функционирует следующим образом. На вход 155ИД4 (x16, x32, x64) поступают три старших разряда семиразрядного управляющего двоичного кода. Дешифратор включает один из восьми ГЭПЧ (Г1...Г8), т.е. выбирает заданный поддиапазон частот в рабочей полосе частот блока ГЭПЧ. Каждый из генераторов Г1...Г8 генерирует шестнадцать дискретных частот в соответствии с управляющим двоичным кодом адреса. В тоже время ЦАП по сигналам из ППЗУ (10 разрядный код), поступающим на его входы, формирует требуемый уровень ступенчатого напряжения, определяющего частоту генерации конкретного ГЭПЧ.

Отличительной особенностью показанного варианта структуры ГЭПЧ является то, что включение и выключение выходного радиосигнала для выбора заданного поддиапазона частот реализовано на основе импульсной модуляции обратной связи каждого генератора [9,10]. Математическая модель ГЭПЧ. Эквивалентная и принципиальная схема ГЭПЧ приведены на рис. 9. Перестройка частоты в данном LC – генераторе осуществляется варикапом VD1. Включение и выключение VD1 обеспечивается посредством VD2, стоящего в цепи обратной связи (ОС). При подаче на вход «мод» управляющего сигнала уровнем 0,4 В, соответствующего уровню логического 0 для ТТЛ-логики, VD2 открывается и емкость С3 «включается» в цепь ОС (коллектор VT1-емкость С2 и С3, база VT1), и ГЭПЧ генерирует радиосигнал. Подача уровня $2,4\text{ В} \leq U_{\text{мод}} \leq 5\text{ В}$ приводит к запирающему диода VD2, и условия самовозбуждения не выполняются. Эквивалентная схема генератора описывается Т-образным включением транзистора на высоких частотах, выражением [11]:

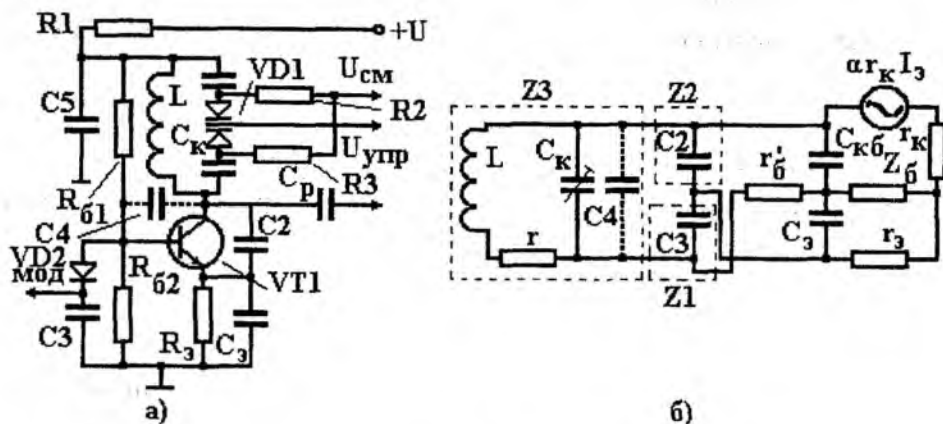


Рис. 9

$$\begin{aligned}
 & -\frac{Z_1^2}{\sigma} \left\{ \alpha - \sigma(1 - \alpha) - \frac{[Z_1(1 + \sigma) + r_6]j\omega_0 C_k}{\sigma} \right\} + Z_1^2 [r_3 + Z_6(1 - \alpha)] \left[j\omega_0 C_3 + \frac{(1 + \sigma)^2 j\omega_0 C_{кб}}{\sigma^2} \right] - \\
 & - Z_0 \{ r_3 + (r_6' + Z_1 + Z_6)(1 - \alpha) + [r_3 + Z_6(1 - \alpha)] [(r_6' + Z_1)j\omega_0 C_3 + \frac{\sigma r_6 + Z_1(1 + \sigma)j\omega_0 C_{кз}}{\sigma}] + \\
 & + \frac{Z_1(r_6' + Z_1)j\omega_0 C_{кз}}{\sigma} \} = 0,
 \end{aligned} \quad (1)$$

где: $Z_0 = Z_1 + Z_2 + Z_3$; $\sigma = Z_1 / Z_2$; α - комплексный коэффициент передачи транзистора; r_3 - сопротивление эмиттерного перехода транзистора; Z_6 - комплексное значение наведенного сопротивления базы транзистора, зависящее от частоты радиосигнала; $C_{кб}$, $C_{кз}$, C_3 - емкости переходов транзистора; r_6' - объемное сопротивление базы; r_k - сопротивление коллекторного перехода транзистора; ω_0 - частота радиосигнала, генерируемого ГЭПЧ. Согласно данной эквивалентной схеме генератора расчет частоты его выходного радиосигнала f_0 сводится к расчету величины параметров транзистора, обеспечивающих режим по постоянному току (R_{61} , R_{62} , R_3) и частотозадающих элементов (C_1 , C_2 , C_3 , C_4). Для расчета ГЭПЧ согласно рис. 9а для частотозадающих элементов вводятся безразмерные коэффициенты:

$$a_k = (1 + \sigma)C_4 / C_2, \quad (2)$$

$$p = [C_1(1 + \sigma) / [C_1(1 + \sigma) + C_2(1 + a_k)]], \quad (3)$$

$$m_k = 1 - C_k / C_0, \quad (4)$$

где C_0 - полная емкость колебательного контура. В соответствии с введенными коэффициентами (2) - (4), с учетом исходных данных C_0 , I_k , U_k , Q и параметров транзистора f_α , r_6 , r_6' , α , $C_{кб}$, C_3 (справочные данные), расчет сводится к нахождению a_k , m_k и p . Значение σ , как показал опыт разработки ГЭПЧ, лежит в области 0,4 - 0,5. Величины R_{61} , R_{62} , определяющие режим транзистора по постоянному току, определяются в соответствии: $R_3 = U_k / I_k$; $R_{61} = (R_6 U_k) / (R_6 I_6 + U_6 + R_3 I_k)$; $R_{62} = (R_{61} R_6) / (R_{61} - R_6)$, где R_6 - общее сопротивление делителя в цепи базы транзистора. На частоте $f_0 = 68$ МГц и при использовании транзистора КТ306, варикапа КВС-111А получаются следующие значения: $C_2 = 48$ пФ, $C_3 = 96$ пФ, $R_{61} = R_{62} = 6,6$ кОм., $R_3 = 800$ Ом.

В процессе экспериментального исследования ГЭПЧ установлено, что необходим учет так называемого коэффициента фазы γ_k , который через a_k и m_k определим в виде:

$$\gamma_k = (1 + a_k) / m_k. \quad (5)$$

Воспользовавшись определениями Z_0 , σ , a_k и m_k , можно показать, что при импульсной модуляции ОС транзистора ГЭПЧ описанным способом происходит изменение γ_k , приводящее к срыву генерации:

$$\gamma_k = \frac{1 + (1 + \sigma)(C_4 / C_2)}{1 - (C_k / C_0)}. \quad (6)$$

Подставляя в (6) значение σ , которое для данной схемы пропорционально отношению C_3 к C_2 , получим:

$$\gamma_k = \frac{C_3 C_4 + C_2 (C_2 + C_4)}{C_2^2 (1 - \frac{C_k}{C_0})}. \quad (7)$$

Анализируя (7) видно, что при уменьшении емкости C_3 , при запираании диода VD2 в процессе модуляции ГЭПЧ, уменьшается γ_k , следствием которого является срыв генерации.

Основными его техническими характеристиками УУ АОД являются [9,10]: стабильность частоты управляющего ВЧ-радиосигнала; быстродействие; число дискретных частот, формируемых в заданном поддиапазоне. Для обеспечения пространственной стабильности отклоненного лазерного пучка на уровне 1' стабильность частоты радиосигнала ГЭПЧ для АОД оптических ЗУ должна быть не хуже 10^{-4} [1].

Анализ дестабилизирующих факторов схемы ГЭПЧ проведем в предположении изменения температуры окружающей среды, нестабильности питающих напряжений, «плавания» режимов транзистора по постоянному току, способа модуляции. Пусть Δf - суммарная частотная поправка, а стабильность частоты генератора оценим по относительной суммарной частотной поправке - $\delta f = \Delta f / f_0$. Основываясь на общих соображениях, для δf можно записать:

$$\delta f = \delta f_k + \delta f_c + \delta f_a + \delta f_T, \quad (8)$$

где δf_k - относительная частотная поправка, обусловленная влиянием температуры на параметры колебательного контура, δf_c - относительная частотная поправка, обусловленная влиянием нестабильности питающего напряжения на параметры активных элементов генератора, δf_a - относительная частотная поправка, обусловленная влиянием высших гармоник коллекторного и базового тока транзистора, δf_T - относительная частотная поправка, обусловленная зависимостью параметров транзистора от температуры. Оценим величину δf для транзисторного LC- генератора, принципиальная и эквивалентная схема которого показаны на рис. 9.

Оценку δf_k проведем, используя $f_0 = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{LC}}$ - формулу Томсона, путем логарифмирования этого выражения с последующим дифференцированием. Поскольку влияние изменения температуры окружающей среды на индуктивность и емкость колебательного контура схемы описывается температурными коэффициентами индуктивности и емкости (ТКИ и ТКЕ), соответственно α_L и α_C , можно записать:

$$\delta f_k = -0,5(\alpha_L + \alpha_C), \alpha_L = \Delta L / L \Delta T, \alpha_C = \Delta C / C \Delta T. \quad (9)$$

Известно, что изменение индуктивности под воздействием температуры обусловлено изменением ее геометрических размеров, которые определяются коэффициентом линейного расширения материала провода dl , и для однослойной катушки $dl = \text{ТКИ}$. В качестве емкости в схеме используется варикап, ТКЕ которого в конечном счете и будет определяться ТКЕ контура. При использовании медного посеребренного провода ($dl = 8,1 \cdot 10^{-5}$) и варикапа КВС-111А (ТКЕ = 5×10^{-4}) величина δf_k определяется в основном ТКЕ варикапа.

На δf_c оказывают влияние изменение следующих параметров транзистора: r_b , $C_{кб}$, α , r_3 , C_3 . Величина δf_c определяется [12]:

$$\delta f_c = -D / (2QS). \quad (10)$$

Тогда $D = m_1(1 + \sigma) + \frac{r_b \omega_0 C_{кб}}{\sigma} + r_3 \sigma \omega_0 C_3$; $m_1 = \alpha m_0(1 + m_0^2)$; $m_0 = 1,2f / f_\alpha$; $Q = \omega L / r$;
 $S = \frac{\Delta I_K}{\Delta U_b} |_{U_K = \text{const}}$. Основываясь на приведенных формулах, можно показать, что при использовании биполярных транзисторов в схемах генераторов $\delta f_c \sim (1-10) \cdot 10^{-4}$.

Основы теории, анализирующей влияние высших гармоник тока на стабильность частоты сигнала транзисторного генератора [11,12] дает следующее выражение для δf_a :

$$\delta f_a = \frac{(1 + \sigma)[p(1 + a_k) + a_k]}{2Qp m_k \beta} \left[\frac{\beta}{1 + \sigma} + \frac{1}{p(1 + a_k) + a_k} \right] x \sum_{N=2}^{\infty} \left(\frac{a_N}{a_1} \right)^2, \quad (11)$$

где $\beta = \alpha / (1 - \alpha)$; $a_N / a_1 = I_{kN} / I_{k1}$, N - номер гармоники коллекторного тока. Как показали проведенные исследования, величина δf_a при наличии коррекции фазы в цепи обратной связи генератора соизмерима с δf_c и лежит в пределах $(1-10) \cdot 10^{-4}$.

Относительная частотная поправка δf_T может быть получена из (10), поскольку при изменении температуры резко меняется величина подводимого к эмиттерному переходу транзистора постоянного напряжения, что равносильно изменению режима транзистора по постоянному току. В этом случае изменение его режима связано с изменением таких параметров, как r_3 и C_3 . Дифференцируя (10) сначала по C_3 и r_3 , а затем по T , получим:

$$\delta f_T = \frac{r_3 \left\{ S \left[\frac{D}{\alpha_\partial} \left(1 + \frac{C_3 p \gamma_k \sigma}{2C_0(1 + \sigma)} \right) \right] - \frac{\omega C_3}{2} (r_b S + \sigma) \right\}}{2Q \alpha_\partial T_0}, \quad (12)$$

где $\alpha_\partial = \alpha - \sigma(1 - \alpha) - (p \gamma_k C_{кб}) / C_0$. T_0 - начальное значение температуры. Из выражения (12) видно что δf_T , особенно на высоких частотах, может существенно превышать значения 10^{-4} .

Способы уменьшения относительной суммарной частотной поправки δf . Величину δf_k можно значительно уменьшить, приблизив ее к значению ТКИ колебательного контура ($\sim 10^{-4}$) путем включения параллельно варикапу постоянной емкости, в 2 – 3 раза превышающей емкость варикапа и имеющей отрицательный ТКЕ.

Включение в эмиттерную цепь транзистора ГЭПЧ сопротивления $R_3 \gg r_b$, шунтированного по ВЧ емкостью C_3 , практически исключает влияние температуры на режим транзистора по постоянному току и при наличии коррекции фазы в цепи обратной связи генератора позволяет получить $\delta f_T = 10^{-6}$.

Уменьшение δf_a и δf_c до значений $\leq 10^{-4}$ в процессе экспериментального исследования не оказалось возможным. Поскольку они сравнимы по величине и имеют противоположные знаки, возможна только их взаимная компенсация. Установлено, что при малых значениях коэффициента коррекции фазы γ_k основной вклад в величину δf вносит δf_c при больших δf_a .

Как было установлено экспериментально, существенное влияние на стабильность частоты ГЭПЧ оказывает смена режимов работы транзистора при модуляции сигнала генератора, обеспечиваемая двумя способами. В первом – происходит включение генератора при помощи импульсной модуляции ОС, если предыдущее значение частоты лежало в поддиапазоне частот другого генератора и формирование уровня управляющего напряжения для варикапа генератора. Второй способ предусматривает ступенчатое изменение управляющих напряжений, подаваемых на варикап. Наибольшее влияние на уход частоты оказывает первый режим. Выбором режима транзистора по постоянному току практически устраняется этот недостаток.

Для устранения отмеченных трудностей в схеме используются два каскада на транзисторах VT1 и VT2 (см. рис. 10), включенных по схеме с общей базой. Коэффициент усиления каскада на VT2 близок к 1, так как его нагрузкой является невысокое сопротивление эмиттерного перехода VT1. Большое сопротивление коллекторного перехода VT2, создает глубокую отрицательную обратную связь по току. Общий коэффициент усиления каскадов получается высоким, что дает возможность установить слабую связь с контуром через емкостной делитель C_5, C_6 , при этом ослабляется влияние на контур эмиттерной цепи VT2.

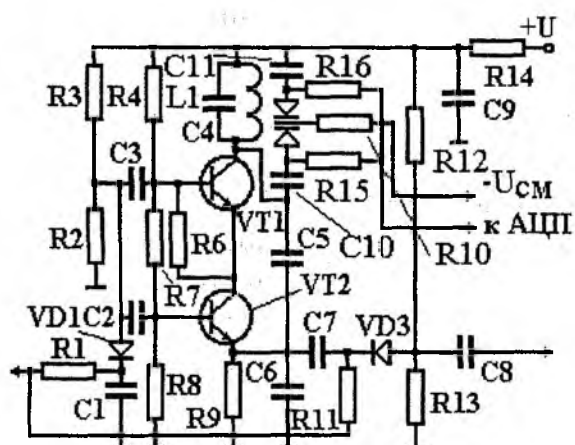


Рис. 10

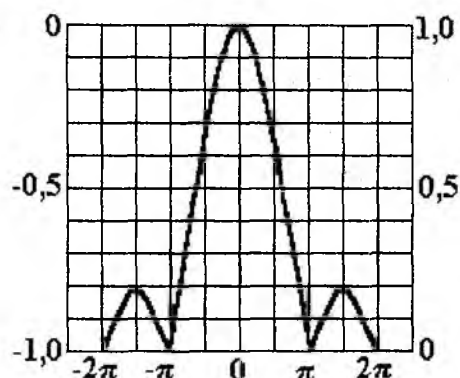


Рис. 11

Генераторы формируют радиоимпульсы длительностью переднего и заднего фронтов не более 1,5 мкс, частота заполнения 45...90 МГц. Диапазон перестройки отдельного генератора 5,5 МГц, каждый работает на 16 дискретных частотах, определяемых уровнем сигнала от ЦАП в диапазоне 0...7 В. Быстродействие данного ГЭПЧ определялось путем измерения длительности фронтов радиоимпульсов на его выходе и задержки радиоимпульсов относительно управляющего сигнала. В случае импульсной модуляции генератора задержка радиоимпульса с фронтом 400 нс относительно запускающего импульса практически отсутствует, что по-видимому связано с незначительной постоянной времени управляющей цепи, которая в основном определяется барьерной емкостью модулирующего диода VD1. В режиме переключения частот, лежащих в рабочем диапазоне ГЭПЧ, задержка радиоимпульса относительно запускающего сигнала составляет 0,6 мкс и определяется быстродействием ППЗУ, по кодам которого формируется уровень управляющего напряжения для варикапа.

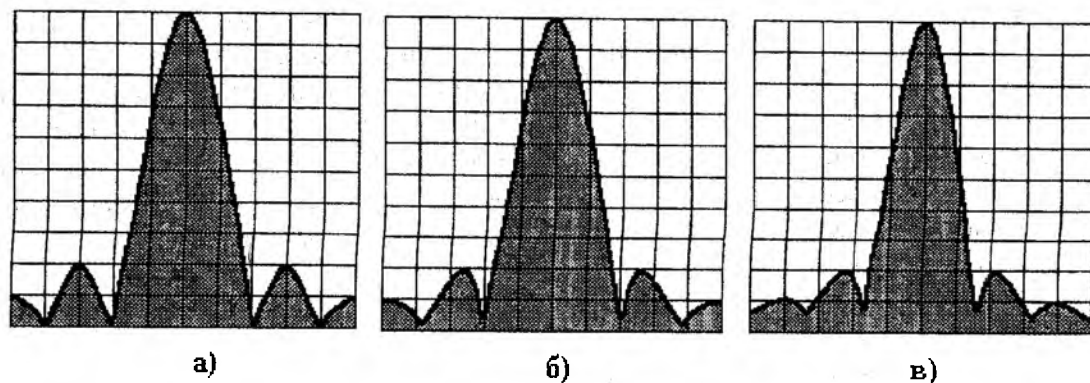


Рис. 12

Минимальная длительность радиоимпульсов, формируемых УУ АОД, оценивалась по виду огибающей их спектра, рассчитанный вид которой показан на рис. 10. На рис. 12 представлены осциллограммы спектров радиоимпульсов длительностью 10 (а), 1,5 (б) и 1 мкс (в). Как видно из рисунка, минимальная длительность радиоимпульса составляет 1,5 мкс, при которой огибающая практически не отличается от теоретической.

Заключение

Одним из элементов структуры акустооптического устройства, используемого в оптических вычислительных средствах, реализующего ввод данных, например в оптические процессоры, управление потоком и адресацией данных, например в оптических ЗУ и т.д., является радиоэлектронное устройство управления, формирующее определенным образом исходные данные и преобразующее их в радиосигналы.

Как элемент структуры АОУ, устройства управления определяют его быстродействие и соответственно – производительность оптических вычислительных средств в целом.

Структура устройства управления акустооптическим затвором для применений в оптических ЗУ с побитовым представлением информации включает задающий генератор, амплитудный и импульсный модуляторы, формирователь информационного сигнала и усилитель мощности. Задающий генератор УУ определяет стабильность пространственного положения дифрагированного пучка АОЗ и его эффективность. Наиболее отвечающими эксплуатационной и долговременной стабильности УУ АОЗ являются кварцевые генераторы. Наличие амплитудного модулятора в структуре УУ АОЗ обеспечивает линейную регулировку мощности выходного радиосигнала и может использоваться для регулировки мощности дифрагированного лазерного пучка АОЗ по сигналам обратной связи. Техническое решение элемента представляется целесообразным на основе регулируемого транзисторного усилителя за счет управления его тока коллектора. Импульсный модулятор структуры УУ АОЗ предназначен для формирования последовательности радиоимпульсов, длительностью и частотой следования соответствующих задаваемым формирователем информационного сигнала. Как одно из технических решений импульсного модулятора предлагается использование в его качестве схемы балансного модулятора, модуляционная характеристика которого нелинейна и имеет пороговый характер. Максимум передачи мощности и минимальность искажений формы радиоимпульсов элементами УУ АОЗ достигается при согласовании их входных и выходных сопротивлений, особенно это актуально при разработке технических решений усилителя мощности (УМ) структуры. Для широко используемых выходных транзисторов УМ приведены экспериментальные данные зависимости внутреннего сопротивления от сопротивления нагрузки. Проблему межкаскадного согласования элементов структуры УУ предлагается решать путем использования ферритовых микрополосковых вентилей.

Для реализации устройства управления акустооптическим дефлектором известны принципы построения на основе синтеза частот, набора генераторов на фиксированные частоты, генераторов с электронной перестройкой частоты. Анализ технических решений УУ АОД на

основе ГЭПЧ показывает целесообразность применения их для управления АОД в составе оптических ЗУ с побитовым представлением информации. Вместе с тем существующие технические решения УУ предполагают в своем наличии коммутаторы ВЧ-сигналов для выбора поддиапазонов частот, что ограничивает быстродействие УУ и приводит к возникновению помех в рабочем диапазоне углов отклонения дифрагированного лазерного пучка на выходе АОД. Предлагаемая структура устройства для цифрового управления пространственным положением дифрагированного лазерного пучка акустооптического дефлектора в оптических ЗУ с побитовым представлением информации содержит последовательно соединенные ЭВМ, преобразователь кодов, ППЗУ, блок генераторов с электронной перестройкой частоты и широкополосный усилитель мощности.

Отличительной особенностью применяемых генераторов является то, что включение и выключение выходного радиосигнала для выбора заданного поддиапазона частот реализовано на основе модуляции обратной связи. Математическая модель ГЭПЧ включает описание эквивалентной схемы генератора, согласно которой расчет частоты генерации сводится к расчету параметров транзистора, обеспечивающих его режим по постоянному току и частото задающих элементов. Для определения значений последних вводятся безразмерные коэффициенты a_k , p и m_k , учитывающие связь элементов схемы, а также влияние их на так называемый коэффициент фазы γ_k , посредством влияния которого и реализован режим импульсной модуляции обратной связи. Анализ дестабилизирующих факторов ГЭПЧ показывает, что общая относительная частотная поправка δf , являющаяся суммой поправок обусловленных влиянием температуры на колебательный контур, нестабильности питающих напряжений, высших гармоник коллекторного и базового токов транзистора, зависимостью параметров транзистора от температуры для данной схемы, не превышает 10^{-4} . Предложены технические решения уменьшения δf , а также схемотехнические решения ГЭПЧ.

Список литературы: 1. Данилов В.В. Акустооптические дефлекторы систем оптической памяти с побитовым представлением информации // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. №116. С. 125-132. 2. Данилов В.В., Иванов С.В. Акустооптический затвор // Тр. междунар. науч.-практ. конф. «Современные информационные и электронные технологии». Одесса. 2000. С.94-95. 3. Данилов В.В. Акустооптические устройства управления лазерным пучком систем оптоэлектронной обработки радиосигналов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. №111. 1999. С. 136-142. 4. Данилов В.В. Классификационный анализ устройств управления лазерным пучком // Технологии и конструирование в электронной аппаратуре. 2000. №2-3. С. 52-57. 5. Прищутов А.А., Терентьев В.Е. Импульсный высокочастотный генератор для жидкостного акустооптического затвора // ПТЭ. 1981. №1. С. 134-136. 6. Ермолович А.В., Коломиец В.М. Формирователь сигнала управления акустооптическим модулятором // ПТЭ. 1988. №2. С. 81-83. 7. Г.Д. Янушевский. Выбор блок-схемы синтезатора частоты для акустооптических систем отклонения луча лазера // Вопросы радиоэлектроники. Сер. общетехническая. 1974. Вып. 3. С. 68 – 75. 8. Папулис А. Теория систем и преобразований в оптике: Пер. с англ / Под ред. В.И. Алексеева. М.: Мир, 1971. 9. Данилов В.В., Литвиненко В.И., Rogанов Л.М., Чуркин А.В. Генераторный СВЧ модуль // Тез. докл. Всеросс. науч.-техн. конф. с междунар. участием «Информационно-управляющие и вычислительные комплексы на основе новых технологий. Наука и маркетинг». С.–Петербург. 1992. С. 156. 10. Данилов В.В., Rogанов Л.М., Чуркин А.В. Акустооптические элементы межблочной волоконно-оптической связи для высокопроизводительных вычислительных средств // Тез. докл. VI междунар. науч.-техн. конф. «ВОЛСПИ-95». Запорожье. 1995. С. 32-35. 11. Справочник по радиоэлектронным устройствам. В 2 т. / Под ред. Д.П. Линде. Т. 1,2. М. Энергия. 1978. 12. Справочник по теоретическим основам радиоэлектроники. В 2 т. Т. 2 /Под ред. Б.Х. Кривицкого. М. Энергия. 1977. 13. Данилов В.В., Чуркин А.В., Онищенко Г.В., Денисович С.М., Деркаченко Е.В. Ферритовые микрополосковые вентили // ПТЭ. 1992. №4. С.235-236. 14. Данилов В.В., Литвиненко В.И., Rogанов Л.М., Чуркин А.В. Невзаимные устройства СВЧ-диапазона // Информационно-управляющие и вычислительные комплексы на основе новых технологий. Наука и маркетинг. Тез. докл. Всеросс. науч.-техн. конф. с междунар. участием. С.–Петербург. 1992. С.155.

Н. Г. ЗУЕВ, канд. физ.-мат. наук, А. М. ТИТАРЕНКО, канд. физ.-мат. наук,
И. П. ЧЕРЕДНИКОВ, М. АБДЕРРАЗИК

АНАЛИЗ АМПЛИТУДНЫХ И ЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ ЗОННЫХ СИСТЕМ

Одним из важных вопросов применения метода гармонического баланса при исследовании нелинейных систем является задача анализа резонансных явлений нелинейных параметрических зонных систем, работающих в высших зонах параметрической неустойчивости (параметрические зонные системы $PZnS$). В работе [1] при исследовании параметрического генератора были рассмотрены первые две зоны неустойчивости. Было установлено, что процессы в $PZnS$ с сильными полями внешнего возбуждения (накачки) в высших зонах неустойчивости происходят с гораздо большей глубиной модуляции и более сложными условиями параметрического возбуждения. Поэтому представляет интерес обобщить известные и новые результаты, рассмотреть особенности процессов в высших зонах неустойчивости.

Целью работы является обоснование применения метода гармонического баланса при исследовании амплитудных и частотных характеристик для слабо и сильно нелинейных параметрических зонных систем.

Классическая схема индуктивного параметрического генератора представляет собой два магнитных сердечника с обмотками: накачки – W_1 , резонансными – W_2 .

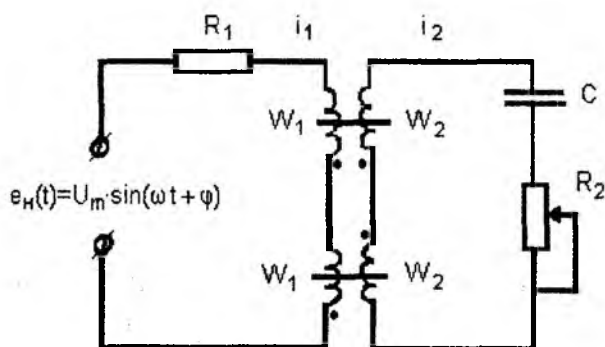


Рис. 1

Схема параметрического зонного устройства, фазировка обмоток и обозначение элементов приведены на рис.1. При построении математической модели пренебрегаем магнитным потоком рассеивания, используем законы Кирхгофа и полного тока. Нелинейную зависимость напряженности магнитного поля H от магнитной индукции B в сердечнике аппроксимируем гиперболическим синусом $H = \alpha \cdot sh \beta B$, где α и β – постоянные коэффициенты. После соответствующих преобразований [2], при синусоидальном напряжении накачки $e(t) = U_m \cdot \sin(\tau + \varphi)$ получим:

$$\begin{cases} \dot{x} + \gamma_1 \cdot sh \frac{x}{2} \cdot ch \frac{y}{2} = U'_m \cdot \sin(\tau + \varphi), \\ \ddot{y} + \gamma_2 \cdot ch \frac{x}{2} \cdot sh \frac{y}{2} + \gamma_3 \cdot \frac{d}{d\tau} \left(ch \frac{x}{2} \cdot sh \frac{y}{2} \right) = 0, \end{cases} \quad (1)$$

$$\text{где } x = \beta \cdot (B_I + B_{II}); \quad y = \beta \cdot (B_I - B_{II}); \quad \gamma_1 = \frac{R_1}{L_1 \cdot \omega}; \quad \gamma_2 = \frac{\omega_0^2}{\omega^2}; \quad \gamma_3 = \frac{R_2}{L_2 \cdot \omega};$$

$U'_m = \frac{\beta \cdot U_m}{S \cdot W_1 \cdot \omega}$; $L_{1,2} = \frac{S \cdot W_{1,2}^2}{\alpha \cdot \beta \cdot l}$; $\omega_0^2 = \frac{1}{C \cdot L_2}$; B_I и B_{II} – индукция магнитного поля в первом и втором магнитных сердечниках.

Решение системы (1) будем искать в виде:

$$\begin{aligned} x &= 2 \cdot B_n \cdot \sin \tau, \\ y &= 2 \cdot B_n \cdot \sin[n \cdot (\tau + \varphi_n)], \end{aligned} \quad (2)$$

где $2 \cdot B_n$ - амплитуда сигнала накачки; $2 \cdot B_n$ - амплитуда исследуемой n - й гармоники на выходе параметрического зонного устройства.

Введем обозначения: $I_j(B_n) = I_{j,n}$, $I_j(B_n) = I_{j,n}$, где $I_{j,n}$, $I_{j,n}$ - модифицированные функции Бесселя, j - неотрицательные целые числа, n - натуральные числа. После громоздких преобразований из системы (1) получим выражения для синусной и косинусной составляющих:

$$\begin{aligned} & -n^2 \cdot B_n \cdot \cos \cdot n \cdot \varphi_n + \sum_{j=1}^{\infty} \gamma_2 \cdot \left\{ (-1)^{(n+1)(j-1)} \cdot I_{(2 \cdot j - 2)n,n} \cdot I_{2 \cdot j - 1,n} - \right. \\ & \left. - (-1)^{(n+1)j-1} \cdot I_{2 \cdot j,n,n} \cdot I_{2 \cdot j - 1,n} \right\} \cos(2 \cdot j - 1) \cdot n \cdot \varphi_n + \\ & + \sum_{j=1}^{\infty} n \cdot \gamma_3 \cdot \left\{ (-1)^{(n+1)(j-1)} \cdot I_{(2 \cdot j - 2)n,n} \cdot I_{2 \cdot j - 1,n} - \right. \\ & \left. - (-1)^{(n+1)j-1} \cdot I_{2 \cdot j,n,n} \cdot I_{2 \cdot j - 1,n} \right\} \sin(2 \cdot j - 1) \cdot n \cdot \varphi_n = 0 \end{aligned} \quad (3)$$

(синусная составляющая),

$$\begin{aligned} & -n^2 \cdot B_n \cdot \sin \cdot n \cdot \varphi_n + \sum_{j=1}^{\infty} \gamma_2 \cdot \left\{ (-1)^{(n+1)(j-1)} \cdot I_{(2 \cdot j - 2)n,n} \cdot I_{2 \cdot j - 1,n} + \right. \\ & \left. + (-1)^{(n+1)j-1} \cdot I_{2 \cdot j,n,n} \cdot I_{2 \cdot j - 1,n} \right\} \sin(2 \cdot j - 1) \cdot n \cdot \varphi_n + \\ & + \sum_{j=1}^{\infty} n \cdot \gamma_3 \cdot \left\{ (-1)^{(n+1)(j-1)} \cdot I_{(2 \cdot j - 2)n,n} \cdot I_{2 \cdot j - 1,n} - \right. \\ & \left. - (-1)^{(n+1)j-1} \cdot I_{2 \cdot j,n,n} \cdot I_{2 \cdot j - 1,n} \right\} \cos(2 \cdot j - 1) \cdot n \cdot \varphi_n = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

(косинусная составляющая).

Получим графики зависимостей амплитуд n -х гармоник как функций амплитуд сигналов накачки $B_n = f(B_n)$. В формулах для расчета γ_1 , γ_2 , γ_3 примем значения коэффициентов, равные соответственно $l=0.0267$, $C=3 \cdot 10^{-7}$, $S=6 \cdot 10^{-6}$, $W_2=75$, $\omega=2 \cdot \pi \cdot 10^3$. Для коэффициентов аппроксимации α и β рассмотрим два случая, соответствующие режимам сильной и слабой нелинейности. При аппроксимации гиперболическим синусом для слабо нелинейного случая $\alpha=0,365$, $\beta=12,12$. Для сильно нелинейного случая, при котором кривая намагничивания близка к прямоугольной, $\alpha=0.244 \cdot 10^{-4}$, $\beta=37,5$.

Из (3) и (4) после ряда преобразований, ограничиваясь наиболее существенными членами [2], получим уравнения для определения амплитудных характеристик в виде:

$$\left(n^2 \cdot B_n - \gamma_2 \cdot I_{0,n} I_{1,n} \right)^2 + \left(n \gamma_3 \cdot I_{0,n} \cdot I_{1,n} \right)^2 = I_{2,n,n}^2 \cdot I_{1,n}^2 \cdot \left(\gamma_2^2 + n^2 \cdot \gamma^2 \right) \quad (5)$$

На координатной плоскости (B_n, B_n) построим множество точек, удовлетворяющих уравнению (5). На рис. 2 приведены амплитудные характеристики для слабо (а) и сильно (б) нелинейных систем. Для того чтобы не загромождать графики, на рис. 2б показаны только три гармоники - 1,4,7, пунктиром показаны соответствующие «скелетные» кривые. Из рис. 2 видно, что в сильно нелинейном случае максимумы амплитуд n -х гармоник значительно выше, чем соответствующие максимумы в слабо нелинейном случае. С увеличением сопротивления R_2 максимумы амплитуд гармоник уменьшаются, а значения B_n , дающие максимумы, сдвигаются вправо (увеличиваются). Из анализа амплитудных характеристик следует, что

переход от одной зоны возбуждения к следующей осуществляется путем изменения амплитуды сигнала накачки при фиксированной частоте накачки.

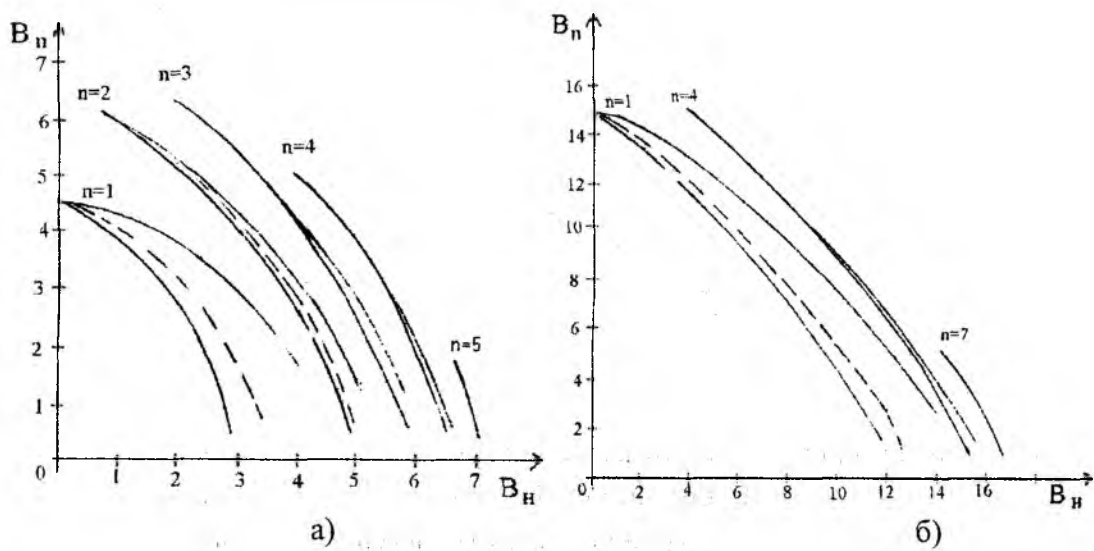


Рис. 2

Следует отметить, что, уменьшая потери в резонансном контуре, можно получить и другие, более высокие гармоники. Так, при $R_2 = 10^{-3}$ Ом может возбуждаться 7 гармоник в случае слабой нелинейности и 10 гармоник – в случае сильно нелинейной системы; при $R_2 = 10^{-9}$ Ом может возникнуть 11 и 16 гармоник соответственно. При этом с уменьшением сопротивления R_2 возрастает не только число возбуждаемых гармоник, но и их амплитуда. Номер гармоники, имеющей наибольшую амплитуду, также возрастает с уменьшением R_2 . Так, в случае сильно нелинейной системы при $R_2 = 0,1$ Ом наибольшую амплитуду из всех возбуждаемых имеет третья гармоника, при $R_2 = 10^{-3}$ Ом – четвертая гармоника, при $R_2 = 10^{-9}$ - шестая. В случае слабо нелинейной системы имеем следующее: при $R_2 = 0,1$ Ом наибольшую амплитуду имеет третья гармоника, при $R_2 = 10^{-3}$ Ом – четвертая, при $R_2 = 10^{-9}$ - шестая. Это видно на рис. 3, где приведены амплитудные характеристики для различных R_2 .

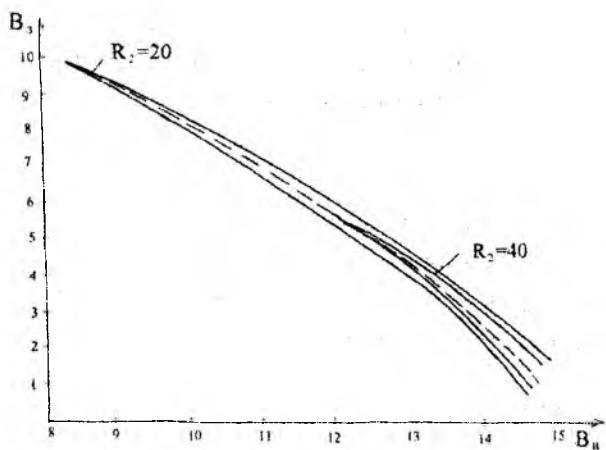


Рис. 3

Для изучения частотных свойств параметрической системы обратимся еще раз к уравнению (5), зафиксируем B_H , будем менять частоту накачки f . В этом случае воспользуемся коэффициентами

$$\gamma_2 = \frac{\omega_0^2}{4 \cdot \pi^2 \cdot f^2}, \quad \gamma_3 = \frac{L_2 \cdot R_2}{2 \cdot \pi \cdot f},$$

в которые входит частота накачки. Расчетные резонансные кривые (амплитудно-частотные характеристики для третьей зоны) для случаев слабо (а) и сильно (б) нелинейных параметрических систем приведены на рис. 4.

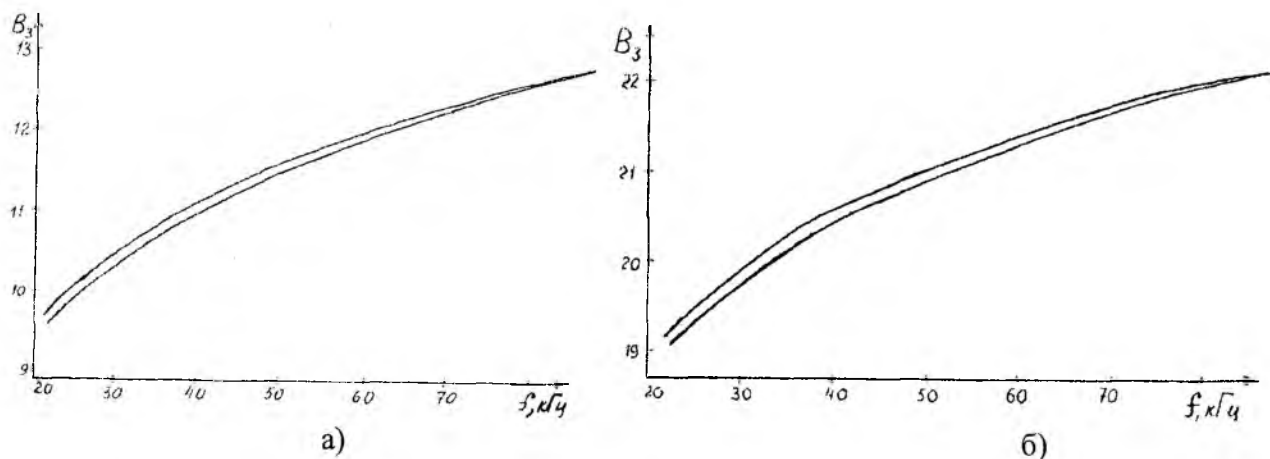


Рис. 4

На рис. 5 приведена амплитудно-частотная характеристика третьей гармоники для сильно нелинейного случая при $R_2 = 20$ Ом, 40 Ом. Из анализа резонансных кривых следует, что при уменьшении R_2 происходит возрастание амплитуд высших гармоник. Также уменьшение затухания ведет к увеличению затягивания колебаний. Как показали исследования, в PZnS, сильная нелинейность приводит к нарушению рационального отношения между частотами параметрически возбуждаемых колебаний и накачки.

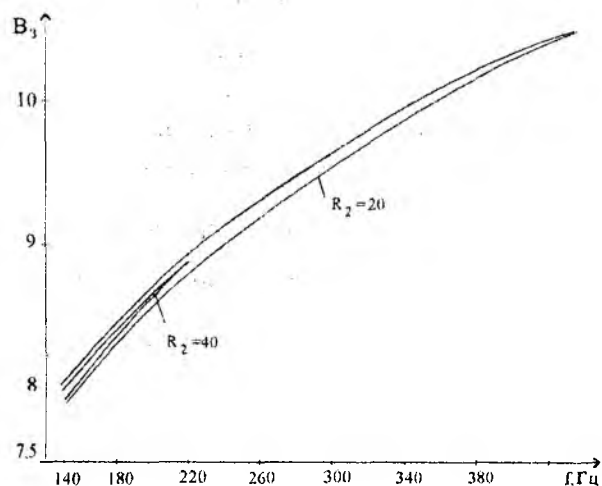


Рис. 5

На рис. 6 приведены экспериментальные частотные характеристики параметрического зонного устройства в высших зонах неустойчивости [3]. Номера зон указаны соответственно $n=1...5$. Параметрическое зонное устройство создано на двух ферритовых сердечниках М2000 с размерами $7 \times 4 \times 3$, $W_1=W_2=20$ витков, емкость линейного конденсатора в резонансной цепи лежит в пределах $0,001...1,1$ мкФ, частота накачки изменялась в пределах 10-60 кГц, напряжение накачки изменялось в пределах $0...20$ В. Кривые (рис. 6а) получены путем настройки резонансного контура изменением напряжения накачки на частоту параметрических колебаний, равную 60 кГц. На всех рисунках приведено качественное изменение амплитуды коле-

баний в параметрическом зонном устройстве, так как количественная оценка вызывает большие трудности (измерительная аппаратура фиксирует амплитуду основной гармоники соответствующей зоны неустойчивости).

Частота f_n параметрических зонных колебаний измерялась цифровым частотомером ЧЗ-33 с погрешностью порядка 0,1 %. Как видно из полученных экспериментальных частотных характеристик, при частоте $f = 60 \text{ кГц} = \text{const}$ на рис. 6а наблюдается кратное рациональное отношение частот накачки и параметрических колебаний, т.е. выполняется классическое условие $\frac{f_n}{f} = \frac{n}{2}$. Частотная характеристика, приведенная на рис. 6б (в соответствующих

зонах указаны частоты f_n), получена при постоянной амплитуде накачки, т.е. $B_m = \text{const}$. Изменение частоты накачки f вызывает изменение параметров ферритовых сердечников, что

сказывается на изменении средней интегральной индуктивности $\bar{L}_i$ и, естественно, на средней собственной частоте контура. При этом в самих зонах неустойчивости четко выполняется условие $\frac{f_n}{f} = \frac{n}{2}$, а при переходе от зоны к зоне это условие не выполняется при фиксированной частоте накачки, т.е. нарушается рациональное отношение и наблюдается смещение зон неустойчивости. Причем рабочая область частот накачки сокращается в 2...4 раза в зависимости от параметров сердечника и резонансного контура.

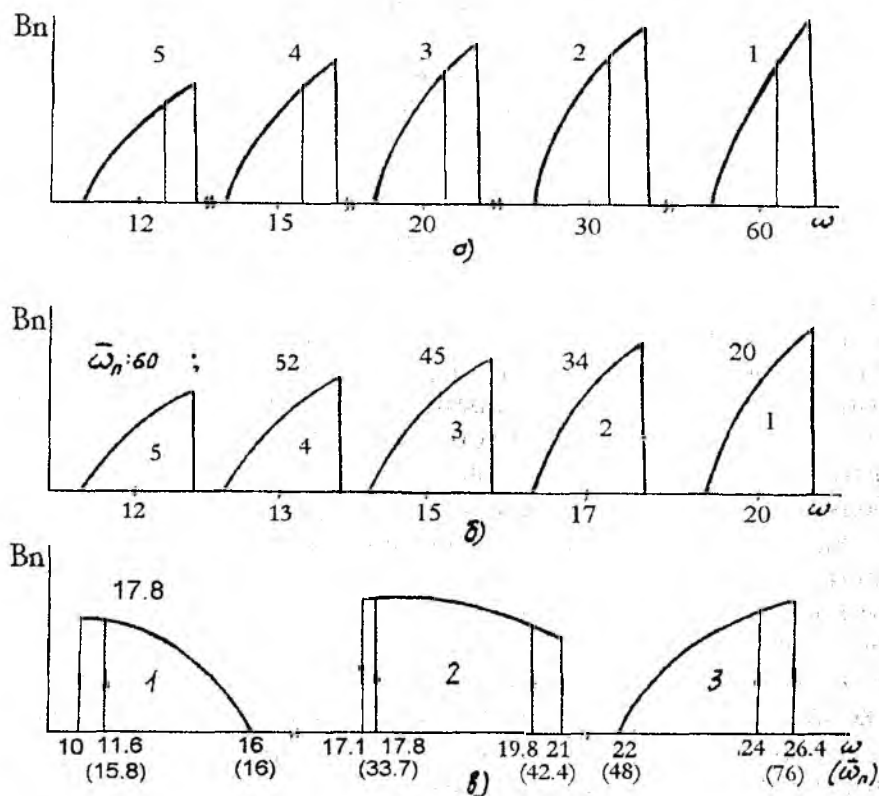


Рис. 6

Так, согласно рис. 6б, при изменении f от низких частот к высоким наблюдается следующее. При $f=12$ кГц в параметрическом зонном устройстве наблюдаются колебания с частотой $f_n = 60$ кГц, а уже при $f = 20$ кГц возбуждаются параметрические зонные колебания с частотой $\omega_n = 20$ кГц. Таким образом, в данном случае нарушается известное условие ра-

ционального отношения частот $\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2$ резонанса, например для первой зоны неустойчивости имеется неравенство $\frac{f_n}{f} \neq \frac{n}{2}$, т.е. $\frac{20}{15} \neq \frac{5}{2}$.

На рис. 6в приведено еще одно неизвестное свойство нелинейных параметрических зонных систем при частоте накачки 16 кГц и емкости резонансного контура $C=0,11$ мкФ. Так, если во второй зоне неустойчивости создать условие для двустороннего жесткого режима (выбором равенства реактивных сопротивлений резонансного контура), то при переходе в первую зону неустойчивости со стороны второй зоны (от высоких частот накачки к низким) наблюдается мягкий режим возбуждения параметрических зонных колебаний. При дальнейшем уменьшении частоты ω наблюдается жесткий срыв колебаний. Это говорит о том, что в первой зоне неустойчивости преобладает индуктивный характер сопротивления в контуре.

При переходе в третью зону неустойчивости со стороны второй также наблюдается мягкий режим возбуждения колебаний, а дальнейшее увеличение частоты f приводит соответственно к жесткому их срыву. Это явление соответствует емкостному режиму резонансного

контура. Физика этого явления состоит в том, что при увеличении частоты f уменьшается $\bar{L}_*$, как и в случае, приведенном на рис. 6б, что приводит к изменению f_n . На оси частот (рис. 6в) в скобках приведены значения средних частот параметрических зонных колебаний. Полученные результаты показывают, что при изменении частоты накачки от 11,6 до 16 кГц в первой зоне неустойчивости наблюдаются стабильные колебания с частотой порядка 16 кГц. Во второй зоне неустойчивости частоты параметрических колебаний и накачки мало отличаются друг от друга как при возбуждении параметрических колебаний, так и при их гашении.

В третьей зоне неустойчивости при движении частоты накачки со стороны второй зоны возбуждаются колебания с частотой, не соответствующей условию $\frac{f_n}{f} = \frac{n}{2}$. Так, для $f=21$ кГц

параметрические зонные колебания должны иметь частоту 63 кГц, а реально $f_3=48$ кГц. При увеличении частоты накачки частота параметрических колебаний догоняет частоту накачки,

и, в случае их кратного равенства (при выполнении условия $\frac{f_n}{f} = \frac{n}{2}$), происходит срыв пара-

метрических зонных колебаний. Жесткое возбуждение со стороны четвертой зоны неустойчивости также наблюдается при рациональном кратном равенстве f и f_3 . Правда, в этом наблюдается обычное затягивание.

Для проверки достоверности теоретических и экспериментальных результатов была разработана структура алгоритма исследования параметрических зонных устройств (рис. 7). Исходными данными при проведении исследований являются тип используемого нелинейного энергоемкого элемента (для индуктивных устройств – ферромагнитного сердечника), диапазон изменения входных воздействий, тип параметрического устройства. Алгоритм подразделяется на две большие ветви: аналитического и экспериментального исследований. Общей частью для них является формулировка требований, предъявляемых к параметрическому зонному устройству, и определение исходных данных.

Ветвь аналитических исследований включает в себя этапы: определение желаемой внутренней структуры параметрического зонного устройства; построение физической модели, которая должна отражать требуемую структуру параметрического устройства, содержать соответствующее количество управляющих входов и информационных выходов. На основании физической модели строится математическая модель и определяются входящие в нее постоянные коэффициенты. На следующем этапе выбирают и анализируют функции аппроксимации нелинейной характеристики магнитного элемента, рассчитывают коэффициенты аппроксимирующей функции. Далее проводят анализ многозначного магнитного элемента, включающий в себя определение структуры и построение функции аппроксимации нелинейной многозначной характеристики. Исследование параметрического зонного устройства заключается в расчете и построении аналитических амплитудных и частотных характеристик, расчете переходных процессов и устойчивости с применением фазовых портретов, анализе быстроедействия. Завершающим этапом аналитического исследования является проверка соответствия полученных теоретических характеристик заявленным требованиям и инженерный (конструкторский) расчет параметрического зонного устройства с учетом существенной нелинейности. Отличительной особенностью рассмотренной части алгоритма является обзор и анализ функций аппроксимации нелинейной характеристики энергоемкого элемента, анализ многозначного магнитного элемента, использование для исследований переходных процессов и устойчивости параметрического зонного устройства фазовых портретов, учет нелинейности характеристик при аналитическом инженерном расчете параметрических зонных устройств.

После проведения теоретических исследований необходимо подтвердить полученные результаты экспериментально. Экспериментальная ветвь алгоритма состоит из исследований магнитных сердечников и исследования непосредственно самого параметрического устройства. Первая часть включает в себя получение вольтамперных характеристик магнитных сердечников, используемых в параметрических зонных устройствах, получение кривых магнитной проницаемости и петли гистерезиса. Исследование параметрического устройства включает в себя определение входных и выходных значений и форм токов и напряжений при раз-

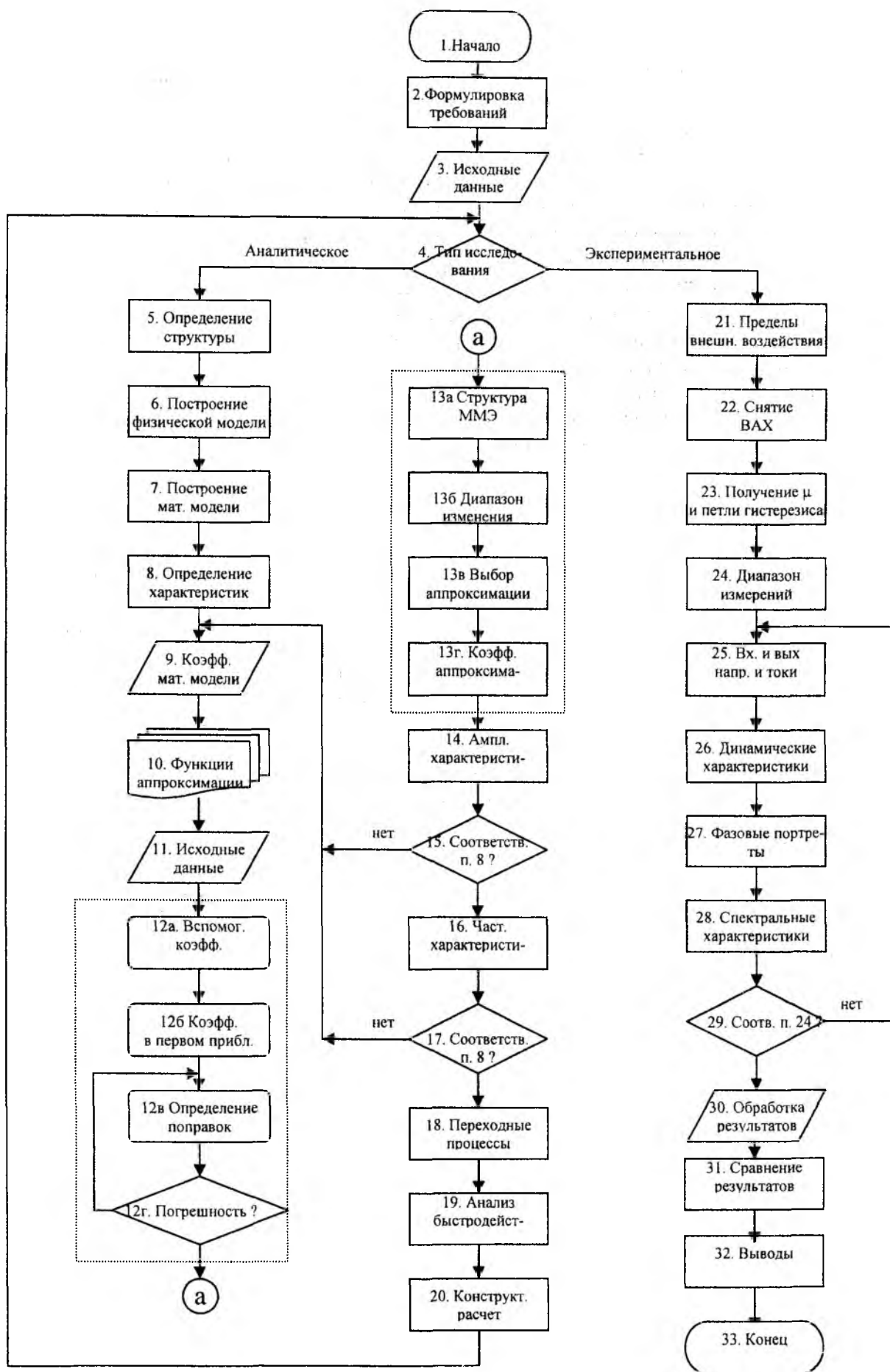


Рис. 7

личных внешних воздействиях (при изменении амплитуды и частоты накачки) в различных зонах параметрической неустойчивости, получение характеристик динамической и дифференциальной индуктивностей, коэффициента модуляции, снятие амплитудных, частотных, спектральных характеристик параметрических зонных устройств.

Завершающим этапом исследования является обработка полученных экспериментальных результатов, определение погрешностей, сравнение теоретически и экспериментально полученных характеристик. В результате проведения исследований делается общее заключение о выявленных закономерностях полученных амплитудных, частотных, спектральных характеристик, о соответствии полученных результатов заявленным требованиям. Предлагаемая методика содержит последовательность этапов теоретического и экспериментального изучения параметрических зонных устройств, включая высшие зоны параметрической неустойчивости, с учетом их характерных особенностей (существенной нелинейности характеристик, особенностей различных видов аппроксимирующих функций и т.д.).

Сравнение теоретических и экспериментальных результатов показывает, что применение метода гармонического баланса позволяет описывать зоны неустойчивости ($n=1\dots$), в которых наблюдается рациональное отношение частот собственной и накачки (расстройка контура). Кроме того, при сильной нелинейности может быть как иррациональная, так и смешанная расстройка контура (критические частоты). Этот вопрос представляет практический интерес и требует дополнительных исследований.

Полученные результаты можно обобщить следующим образом. В работе обоснована возможность применения метода гармонического баланса для исследования амплитудных и частотных характеристик слабо и сильно нелинейных параметрических систем, работающих в зонах неустойчивости. Установлено, что при прочих равных условиях сильно нелинейная система дает более богатый спектр гармоник и для гашения параметрически возбуждаемых колебаний требуется заметно большие значения активных потерь. При анализе параметрических зонных устройств в высших зонах параметрической неустойчивости применен предложенный алгоритм, который позволяет систематизировать порядок проведения теоретических и экспериментальных исследований. Результаты, полученные в работе, могут быть использованы при исследовании и проектировании нелинейных и нелинейно-параметрических систем, работающих в высших зонах параметрической неустойчивости.

Список литературы: 1 Булгаков Б. М., Чередников П. И., Степанов В. П. Исследование параметрического усилителя-модулятора // М.: Радиотехника и электроника. 1974. Т. 19, №8. С. 80-86. 2. К расчету характеристик нелинейных индуктивностей / Зуев Н. Г., Магиденко В. Э., Титаренко А. М., Чередников П. И.: Харьк. ин-т радиоэлектроники. Харьков, 1984. Деп. в УкрНИИНТИ 11.11.1984. №1877 Ук – 84. 3. А. С. №1529254 СССР, МКИ G06g 7/48. Устройство для моделирования динамических объектов / Чередников П. И. Харьковский ин-т радиоэлектроники. Опубл. 15.12.86. Бюл. №46.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 22.03.2002

СИНТЕЗ ОПТИМАЛЬНЫХ ПО КРИТЕРИЮ МАКСИМУМА АПОСТЕРИОРНОЙ ВЕРОЯТНОСТИ АЛГОРИТМОВ СЕЛЕКЦИИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЙ НА ВЫХОДЕ ФУРЬЕ-ПРОЦЕССОРА

Современные системы анализа радиоизлучений обычно включают в себя устройства частотно-временного поиска радиосигналов и устройства обработки обнаруженных сигналов. Устройства частотно-временного поиска, как правило, строятся основе Фурье-процессоров различных типов. Поиск радиосигналов проводится в широкой полосе частот, что приводит к высокой загрузке устройств обработки. Для снижения загрузки проводится селекция сигналов по частотным и временным признакам (параметрам радиосигналов). До настоящего времени разработки алгоритмов селекции для систем анализа радиоизлучений проводились эвристическими методами без применения статистических критериев оптимальности. Общий подход к синтезу оптимальных по критерию максимума апостериорной вероятности алгоритмов селекции разработан в [1].

Целью работы является конкретизирование приведенного в [1] метода синтеза алгоритмов селекции для случая многоуровневого квантования сигналов на выходе Фурье-процессора.

Рассмотрим постановку задачи в [1].

Вводится следующая модель совокупности сигналов, наблюдаемых на выходе устройств частотно-временного поиска. Радиосигналы, которые априорно могут быть обнаружены, рассматриваются как объекты обработки. Множество объектов обработки состоит из двух непересекающихся подмножеств – объекта селекции и объекта режекции. По шкале каждого из признаков объект селекции задается одним или несколькими эталонными дискретными значениями или интервалами значений. Объект обработки, значения признаков которого априорно принадлежат множеству заданных дискретных значений или интервалов на шкале каждого из признаков, считается принадлежащим объекту селекции. Если априорное значение хотя бы одного из признаков не соответствует заданным для объекта селекции, то объект обработки принадлежит объекту режекции. Рассматривается многомерное пространство признаков S . Эталонное описание объекта селекции задается многомерной дифференциальной функцией распределения вероятностей вектора признаков в финитной области S_0 признакового пространства S .

Считая, что координаты пространства S независимы, эталонное описание объекта селекции представлено в виде произведения

$$w_0(s) = \prod_{j=1}^3 w_{0j}(s_j) \quad (1)$$

$w_{0j}(s_j)$ одномерных априорных плотностей распределения вероятности значений признака s_j . Априорное распределение эталонных значений признака s_j определено в виде:

$$w_j(s_j) = p_{0j} w_{0j}(s_j) + p_{1j} [p_{nj} w_{nj}(s_j) + p_{bj} w_{bj}(s_j)] \quad (2)$$

где $p_{0j} = P\{s_j \in S_{0j}\}$; $p_{1j} = P\{s_j \in S_{1j}\}$; $p_{0j} + p_{1j} = 1$; $p_{nj} + p_{bj} = 1$; $w_{nj}(s_j)$ – одномерная плотность распределения вероятности значений j -го признака, определенная на отрезке $[0, s_{nj}]$ – $w_{nj}(s_j) = 0$, когда $s_j \notin [0, s_{nj}]$; $w_{bj}(s_j)$ – одномерная плотность распределения вероятности значений j -го признака, определенная на отрезке $[s_{bj}, \infty]$ – $w_{bj}(s_j) = 0$ при $s_j \notin [s_{bj}, \infty]$. Считая признаки независимыми, эталонное описание совокупности объектов обработки представлено в виде:

$$w(s) = \prod_{j=1}^3 w_j(s_j) = \prod_{j=1}^3 \left(p_{0j} w_{0j}(s_j) + p_{1j} [p_{nj} w_{nj}(s_j) + p_{vj} w_{vj}(s_j)] \right). \quad (3)$$

Принимая во внимание, что эталонное описание объекта селекции и эталонное описание объекта режекции задаются в непересекающихся финитных областях S_0 и S_1 пространства признаков S , эталонное описание объекта режекции определено в виде разности между априорным распределением совокупности объектов обработки и эталонным описанием объекта селекции –

$$w_1(s) = \frac{1}{p_1} \cdot (w(s) - p_0 \cdot w_0(s)). \quad (4)$$

Подставив в (4) выражения (3) и (1), получим:

$$w_1(s) = \frac{1}{p_1} \cdot \left(\prod_{j=1}^3 (p_{0j} w_{0j}(s_j) + p_{1j} [p_{nj} w_{nj}(s_j) + p_{vj} w_{vj}(s_j)]) - p_0 \cdot \prod_{j=1}^3 w_{0j}(s_j) \right). \quad (5)$$

Проверяется сложная гипотеза о том, что наблюдаемая выборка x принадлежит объекту селекции, против сложной альтернативы – наблюдаемая выборка не принадлежит объекту селекции. Необходимо выбрать правило, реализующее оптимальное, в соответствии с заданными критериями, разбиение выборочного пространства X на две непересекающиеся области, соответствующие названным гипотезам.

В соответствии с общим подходом [2, 3, 4] и считая измеренные значения признаков независимыми (функция правдоподобия может быть представлена в виде произведения

$$W(x|s) = \prod_{j=1}^3 W_j(x_j|s_j) \quad (6)$$

функций правдоподобия $W_j(x_j|s_j)$, соответствующих каждому из признаков s_j), в [1] получено общее правило принятия решения:

$$\delta : \prod_{j=1}^3 \left(p_{0j} + p_{1j} \cdot p_{nj} \frac{\int_{S_{nj}} w_{nj}(s_j) \cdot W_j(x_j|s_j) ds_j}{\int_{S_{0j}} w_{0j}(s_j) \cdot W_j(x_j|s_j) ds_j} + p_{1j} \cdot p_{vj} \frac{\int_{S_{vj}} w_{vj}(s_j) \cdot W_j(x_j|s_j) ds_j}{\int_{S_{0j}} w_{0j}(s_j) \cdot W_j(x_j|s_j) ds_j} \right) \leq 2 \cdot p_0. \quad (7)$$

Для дальнейшей конкретизации решающего правила необходимо ввести априорные распределения сигналов, соответствующие объектам селекции и режекции, и условные функции правдоподобия $W_j(x_j|s_j)$.

Модель сигналов на выходе Фурье-процессора представлена в [4]. Сигналы на выходе Фурье-процессора имеют дискретный характер и представляют собой последовательность пачек радиоимпульсов. В силу дискретного характера сигналов на выходе Фурье-процессора, см.[4], значение частотных признаков может быть измерено с точностью, определяемой периодом дискретизации спектрограмм $T_d - \Delta f = \frac{T_d F_0}{\tau_{nc}}$ (F_0 – полоса анализа Фурье-процессора,

τ_{nc} – длительность спектрограммы), временных признаков – с точностью до периода следования спектрограмм – T_{cn} . Поэтому непрерывное множество значений признака s_j преобразуется дискретное множество с числом членов, равным V_j , $V_j = \text{ent} \left(\frac{S_j}{\Delta s_{dj}} \right)$, где S_j – максимально

возможное значение признака s_j , а Δs_{dj} – интервал дискретизации признака. При этом эталонное описание можно представить в виде:

$$w_{ij}(s_j) = \sum_{n=1}^{v_{ij}} p_{ijn} \delta(s_j - s_{ijn}), \quad (i=n, 0, \text{ в}) \quad \sum_{n=1}^{v_{ij}} p_{ijn} = 1, \quad (8)$$

где $v_{nj} = \text{ent} \left(\frac{s_{nj}}{\Delta s_{dj}} \right)$ – количество дискретных значений признака s_j , меньших s_{nj} , соответствующих объекту режекции; $v_{0j} = \text{ent} \left(\frac{s_{bj} - s_{nj}}{\Delta s_{dj}} \right)$ – количество дискретных значений признака, соответствующих объекту селекции; $v_{bj} = \text{ent} \left(\frac{s_j - s_{bj}}{\Delta s_{dj}} \right)$ – количество дискретных значений признака, больших s_{bj} , соответствующих объекту режекции; $s_{ijn} = \left[\text{ent} \left(\frac{s_{nj}}{\Delta s_{dj}} \right) - n \right] \cdot \Delta s_{dj}$ ($n = 0 \dots v_{nj}$) – дискретные значения признака, меньшие s_{nj} и соответствующие объекту режекции, $s_{0jn} = \left(\text{ent} \left[\frac{s_{nj}}{\Delta s_{dj}} \right] + n \right) \cdot \Delta s_{dj}$, $n = 1 \dots v_{0j}$ – дискретные значения признака, соответствующие объекту селекции; $s_{bjn} = \left(\text{ent} \left[\frac{s_{bj}}{\Delta s_{dj}} \right] + n \right) \cdot \Delta s_{dj}$; $n = 1 \dots v_{bj}$ – дискретные значения признака, большие s_{bj} , соответствующие объекту режекции; $p_{ijn} = \int_{s_{ij(n+1)}}^{s_{ijn}} w_{ij}(s_j) ds_j$ – априорная вероятность того, что признак s_j примет значение s_{ijn} , $p_{0jn} = \int_{s_{0jn}}^{s_{0j(n+1)}} w_{0j}(s_j) ds_j$ – априорная вероятность того, что признак s_j примет значение s_{0jn} , $p_{bjn} = \int_{s_{bjn}}^{s_{bj(n+1)}} w_{bj}(s_j) ds_j$ – априорная вероятность того, что признак s_j примет значение s_{bjn} .

Подставляя (8) в (7), учитывая фильтрующее свойство дельта-функции, после некоторых преобразований получаем:

$$\prod_{j=1}^3 \left(p_{0j} + p_{1j} \cdot p_{nj} \cdot \frac{\sum_{n=0}^{v_{nj}} p_{ijn} W_j(x_j | s_{ijn})}{\sum_{n=1}^{v_{0j}} p_{0jn} W_j(x_j | s_{0jn})} + p_{1j} \cdot p_{bj} \cdot \frac{\sum_{n=1}^{v_{bj}} p_{bjn} W_j(x_j | s_{bjn})}{\sum_{n=1}^{v_{0j}} p_{0jn} W_j(x_j | s_{0jn})} \right) \leq 2 \cdot p_0. \quad (9)$$

В соответствии с моделью [4] сигнал на выходе Фурье-процессора можно представить в виде последовательности нефлуктуирующих видеоимпульсов с амплитудами $S_{mp} = S(\theta_m, p)$, где m – номер временной позиции импульса в p -й спектрограмме, соответствующей частоте f_m анализируемого диапазона частот. То есть объектам наблюдения на выходе Фурье-процессора в точках частотно-временной плоскости размером $NM_i \times NP_i$ условно соответствуют некоторые кодовые последовательности импульсов «единичной» и «нулевой» амплитуды. Импульсы последовательности наблюдаются в моменты времени, отсчитываемые в дискретных точках координатных осей $0m$ и $1p$, где

$$m=1, 2, \dots, \text{ent}\{0_m/T_d\}, \dots, M, \quad \theta_m=t-(p-1)T_{cn}; \quad M=\text{ent}(\tau_{cn}/T_d); \quad (10)$$

$$p=1, 2, \dots, \text{ent}(t/T_{cn})+1, \dots, P, \quad P=\text{ent}(t_a/T_{cn})+1. \quad (11)$$

При этом, каждому из объектов наблюдения соответствуют видеоимпульсы на $m, m+1, m+2, \dots, m+NM_i$ равноотстоящих позициях спектрограммы в каждой из $p=1, 2, \dots, NP_i$ спектрограмм. Пусть признаку «ширина спектра» соответствует $j=1$, а признаку «длительность элемента сигнала (длительность импульса)» – $j=2$. Тогда каждому NM_i , $i=1, 2, \dots, V_1$, ставится в соответствие одно из V_1 возможных дискретных значений признака «ширина спектра сигнала» – $s_{n1n}, s_{01n}, s_{b1n}$, а каждому NP_2 , $i=1, 2, \dots, V_2$, соответствует одно из дискретных значений признака «длительность элемента сигнала» $s_{n2n}, s_{02n}, s_{b2n}$.

Следовательно, для рассматриваемой модели сигналов эталонные значения признака s_j – $s_{njn}, s_{0jn}, s_{bjn}$ соответствуют векторам эталонных значений амплитуд сигнала в точках частотно-временной плоскости $s_{0jn} \leftrightarrow S_{0jn} = \left\| (S_{0jn})_k \right\|^T$, $s_{njn} \leftrightarrow S_{njn} = \left\| (S_{njn})_k \right\|^T$, $s_{bjn} \leftrightarrow S_{bjn} = \left\| (S_{bjn})_k \right\|^T$, а выборочное значение признака x_j определяется вектором выборочных значений $x_j \leftrightarrow U_j = \left\| (U_j)_k \right\|^T$ огибающей $s_{ФП}(t)$ сигнала на выходе Фурье-процессора. При этом

$$W_j(x_j | s_{0jn}) \leftrightarrow W_j(U_j | S_{0jn}); \quad W_j(x_j | s_{n(b)jn}) \leftrightarrow W_j(U_j | S_{n(b)jn}). \quad (12)$$

Будем полагать, что для фиксированного j и любого n $W_j(U_j | S_{0jn})$ и $W_j(U_j | S_{n(b)jn})$ имеют одинаковую, максимальную из отмечаемых в объектах наблюдения по координатам m или p мерность N_j .

В соответствии с одной из моделей сигналов на выходе Фурье-процессора, введённой в [2], рассмотрим случай, когда сигналы на выходе Фурье-процессора квантуются по амплитуде так, что цена младшего разряда не превышает среднего квадратического значения внутренних шумов ФП $\sigma_{ш}$.

При многоуровневом квантовании сигналов эталонное описание каждого объекта наблюдения в метрике каждого временного или частотного признака можно определить совокупностью выборочных значений пачки нефлуктуирующих импульсов. Каждый из импульсов наблюдается на фоне собственных шумов Фурье-процессора, предшествующих ему трактов системы анализа радиоизлучений и шумов квантования. Определим принцип формирования векторов эталонных значений амплитуд сигнала.

Будем считать, что в точке последовательности, где должен быть импульс, математическое ожидание его амплитуды равно a_1 , в остальных точках последовательности – 0. Вектор S_{ijn} $i=\{0, n, b\}$, описывающий значение признака s_{ijn} , определим так: элемент $(S_{ijn})_1=0$, сле-

дующие за ним $K = \frac{s_{ijn}}{\Delta s_d}$ элементов (элементы $(S_{ijn})_2, (S_{ijn})_3 \dots (S_{ijn})_{K+1}$) равны a_1 , остальные

элементы $((S_{ijn})_{K+2} \dots (S_{ijn})_N)$ равны 0. Число элементов N_j в векторах $S_{njn}, S_{0jn}, S_{bjn}$, математических ожиданий амплитуд импульсов в последовательностях будем считать равным

$N_j = \frac{s_{0jv_{0j}}}{\Delta s_d} + 3$. Величину признака, превышающую s_{bj} , будем задавать двумя дискретными

значениями s_{bj1} и s_{bj2} , при этом p_{bj1} – вероятность того, что значение признака s_j находится в пределах отрезка $[s_{bj1}; s_{bj2}]$, а p_{bj2} – вероятность того, что значение признака $s_j > s_{bj2}$. Таким образом значение признака s_j , лежащее в пределах от 0 до Δs_d , ($0 < s_j \leq \Delta s_d$), можно представить в

виде вектора $\left\| (S_{njn})_k \right\|^T = \left\| 0 \quad a_1 \quad 0 \quad \dots \quad 0 \right\|^T$, значение признака $\Delta s_d < s_j \leq 2\Delta s_d$ –

$\|(\mathbf{S}_{ijn})_k\|^T = \|0 \ a_1 \ a_1 \ 0 \ \dots \ 0\|^T$ и т.д., а значению признака $s_j > s_{bj2}$ соответствует вектор $\|(\mathbf{S}_{ijn})_k\|^T = \|0 \ a_1 \ a_1 \ \dots \ a_1 \ a_1\|^T$.

При решении задач последетекторной дискретной обработки сигналов обычно вводят ряд упрощений [2, 3], позволяющих описать сигнал на выходе детектора рэлеевским законом распределения. Основными из них являются некоррелированность выборочных значений огибающей и равные промежутки времени между ними. Для рассматриваемых моделей из некоррелированности выборочных значений следует их независимость [3]. В [2] показано, что при дискретизации сигналов по В.А. Котельникову приближенно можно считать, что эти требования выполняются.

В силу сделанных предположений функции правдоподобия (6) определим законом Рэлея-Райса:

$$W_j(x_j|s_{jn}) \Leftrightarrow W_j(U_j|S_{jn}) = \prod_{k=0}^{N_j-1} \frac{U_k}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{U_k^2 + (S_{ijn})_k^2}{2\sigma^2}\right) I_0\left(\frac{U_k (S_{ijn})_k}{\sigma^2}\right), \quad U_k > 0, i=0, n, b; \quad (13)$$

σ^2 – дисперсия внутренних шумов Фурье-процессора, предшествующих ему трактов и шумов квантования в полосе обрабатываемого сигнала; I_0 – модифицированная функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

Подставляя (13) в (9), имеем:

$$\prod_{j=1}^3 (p_{0j} + p_{1j} \cdot p_{nj} \cdot L_{nj} + p_{1j} \cdot p_{bj} \cdot L_{bj}) \leq 2 \cdot p_0, \quad (14)$$

где

$$L_{nj} = \frac{\sum_{n=0}^{v_{nj}} p_{njn} \cdot \prod_{k=0}^{N_j-1} \frac{u_k}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{u_k^2 + (S_{ijn})_k^2}{2\sigma^2}\right) I_0\left(\frac{u_k (S_{ijn})_k}{\sigma^2}\right)}{\sum_{n=1}^{v_{0j}} p_{0jn} \cdot \prod_{k=0}^{N_j-1} \frac{u_k}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{u_k^2 + (S_{0jn})_k^2}{2\sigma^2}\right) I_0\left(\frac{u_k (S_{0jn})_k}{\sigma^2}\right)}, \quad (15)$$

$$L_{bj} = \frac{\sum_{n=1}^{v_{bj}} p_{bjn} \cdot \prod_{k=0}^{N_j-1} \frac{u_k}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{u_k^2 + (S_{bjn})_k^2}{2\sigma^2}\right) I_0\left(\frac{u_k (S_{bjn})_k}{\sigma^2}\right)}{\sum_{n=1}^{v_{0j}} p_{0jn} \cdot \prod_{k=0}^{N_j} \frac{u_k}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{u_k^2 + (S_{0jn})_k^2}{2\sigma^2}\right) I_0\left(\frac{u_k (S_{0jn})_k}{\sigma^2}\right)}, \quad (16)$$

$u_k = U_{(m+k)p}$, $m=1 \dots M-N_j$ – для частотных признаков; $u_k = U_{m(p+k)}$, $p=1 \dots P-N_j$ – для временных признаков.

Для упрощения (14)...(16) рассмотрим два случая [2, 3] – сильных сигналов, когда $\frac{a_1}{\sigma} \gg 1$ – функцию Бесселя можно заменить ее асимптотическим разложением

$$I_0\left(\frac{U \cdot a_1}{\sigma^2}\right) \approx \frac{\sigma}{\sqrt{2\pi \cdot U \cdot a_1}} \cdot \exp\left(\frac{U \cdot a_1}{\sigma^2}\right) \cdot \left(1 + \frac{\sigma^2}{8 \cdot U \cdot a_1} + \dots\right); \quad (17)$$

слабых сигналов – $\frac{a_1}{\sigma} \ll 1$, тогда функция Бесселя может быть представлена разложением в степенной ряд, ограниченный первыми двумя членами:

$$I_0\left(\frac{U \cdot a_1}{\sigma^2}\right) \approx \left(1 + \frac{U^2 \cdot a_1^2}{4 \cdot \sigma^4} + \dots\right). \quad (18)$$

Подставляем (17), (18) в (15), (16) и получаем: для случая сильных сигналов –

$$L_{hj} = \frac{p_{hjv_{hj}} + \sum_{n=1}^{v_{hj}-1} p_{hjn} \cdot \prod_{k=1}^n \exp\left(-\frac{a_1^2}{2\sigma^2}\right) \frac{\sigma}{\sqrt{2\pi \cdot u_k \cdot a_1}} \cdot \exp\left(\frac{u_k \cdot a_1}{\sigma^2}\right)}{\sum_{n=1}^{v_{0j}} p_{0jn} \cdot \prod_{k=1}^{v_{hj}+n} \exp\left(-\frac{a_1^2}{2\sigma^2}\right) \frac{\sigma}{\sqrt{2\pi \cdot u_k \cdot a_1}} \cdot \exp\left(\frac{u_k \cdot a_1}{\sigma^2}\right)}, \quad (19)$$

$$L_{vj} = \frac{\sum_{n=1}^{v_{vj}} p_{vjn} \cdot \prod_{k=1}^{v_{0j}+n} \exp\left(-\frac{a_1^2}{2\sigma^2}\right) \frac{\sigma}{\sqrt{2\pi \cdot u_k \cdot a_1}} \cdot \exp\left(\frac{u_k \cdot a_1}{\sigma^2}\right)}{\sum_{n=1}^{v_{0j}} p_{0jn} \cdot \prod_{k=1}^{v_{vj}+n} \exp\left(-\frac{a_1^2}{2\sigma^2}\right) \frac{\sigma}{\sqrt{2\pi \cdot u_k \cdot a_1}} \cdot \exp\left(\frac{u_k \cdot a_1}{\sigma^2}\right)}; \quad (20)$$

для случая слабых сигналов –

$$L_{hj} = \frac{p_{hjv_{hj}} + \sum_{n=1}^{v_{hj}-1} p_{hjn} \cdot \prod_{k=1}^n \exp\left(-\frac{a_1^2}{2\sigma^2}\right) \cdot \left(1 + \frac{u_k^2 \cdot a_1^2}{\sigma^2}\right)}{\sum_{n=1}^{v_{0j}} p_{0jn} \cdot \prod_{k=1}^{v_{hj}+n} \exp\left(-\frac{a_1^2}{2\sigma^2}\right) \cdot \left(1 + \frac{u_k^2 \cdot a_1^2}{\sigma^2}\right)}, \quad (21)$$

$$L_{vj} = \frac{\sum_{n=1}^{v_{vj}} p_{vjn} \cdot \prod_{k=1}^{v_{0j}+n} \exp\left(-\frac{a_1^2}{2\sigma^2}\right) \cdot \left(1 + \frac{u_k^2 \cdot a_1^2}{\sigma^2}\right)}{\sum_{n=1}^{v_{0j}} p_{0jn} \cdot \prod_{k=1}^{v_{vj}+n} \exp\left(-\frac{a_1^2}{2\sigma^2}\right) \cdot \left(1 + \frac{u_k^2 \cdot a_1^2}{\sigma^2}\right)}. \quad (22)$$

Правило (14), (19), (20), (21), (22) определяет оптимальный по критерию максимума априорной вероятности алгоритм селекции для случаев сильных и слабых сигналов.

Алгоритм имеет следующие особенности: предназначен для реализации на выходе Фурье-процессоров систем анализа радиоизлучений; позволяет использовать в качестве признаков частотные и временные параметры сигналов; каждый из признаков в алгоритме задается эталонным описанием последовательности импульсов «нулевой» и «единичной амплитуды», соответствующим последовательности импульсов на выходе Фурье-процессора; эталонное описание представляет собой вектор, элементы которого есть математические ожидания амплитуд импульсов в последовательности; считается, что амплитуды импульсов в последовательности имеют распределение Рэлея-Райса, так как рассматриваются сигналы после амплитудного детектирования.

Для иллюстрации разработанного метода синтезируем частный алгоритм селекции сигналов на выходе Фурье-процессора по признаку «Ширина спектра сигнала» и реализующее его устройство.

Пусть необходимо синтезировать устройство селекции сигналов на выходе Фурье-процессора по признаку ($\mathcal{S}=1$) – «Ширина спектра сигнала». Объектами наблюдения являются все сигналы, которые могут быть обнаружены на выходе ФП. Их ширина спектра составляет от $\Delta f_{\min}=0,2$ кГц до $\Delta f_{\max}=50$ кГц. Объектами селекции являются сигналы, ширина спектра которых лежит в пределах от $\Delta f_1=3$ кГц до $\Delta f_2=4$ кГц, т.е. $s_n=\Delta f_1=3$ кГц, $s_b=\Delta f_2=4$ кГц. Будем считать, что период дискретизации спектрограмм выбран равным для

тельности элемента временного разрешения сигналов в спектрограмме $\left(\frac{\tau_{\text{фп}}}{\Delta F} \delta f_{\text{фп}} = T_{\text{д}} \right)$, т.е. $\delta f_{\text{фп}} = \Delta s_{\text{д}}$, а $\delta f_{\text{фп}} = 1$ кГц.

Исходные данные для синтеза представлены в таблице.

Таблица

Априорные вероятности	$p_{n2}=0.2$	$p_{n1}=0.3$	$p_{n0}=0.5$	$p_{o1}=0.5$	$p_{o2}=0.5$	$p_{b1}=0.3$	$p_{b2}=0.7$
Интервалы непрерывных значений признака «ширина спектра», кГц	$s_f=0$ (сигнал отсутствует)	$]0; 1]$	$]1; 2]$	$]2; 3]$	$]3; 4]$	$]4; 5]$	$]5; \infty[$
Возможные дискретные значения признака, кГц	$S_{n2}=0$ кГц	$S_{n1}=1$ кГц	$S_{n0}=2$ кГц	$S_{o1}=3$ кГц	$S_{o2}=4$ кГц	$S_{b1}=5$ кГц	$S_{b2}=6$ кГц
k	S_{n2}	S_{n1}	S_{n0}	S_{o1}	S_{o2}	S_{b1}	S_{b2}
1	0	0	0	0	0	0	0
2	0	a_1	a_1	a_1	a_1	a_1	a_1
3	0	0	a_1	a_1	a_1	a_1	a_1
4	0	0	0	a_1	a_1	a_1	a_1
5	0	0	0	0	a_1	a_1	a_1
6	0	0	0	0	0	a_1	a_1
7	0	0	0	0	0	0	a_1

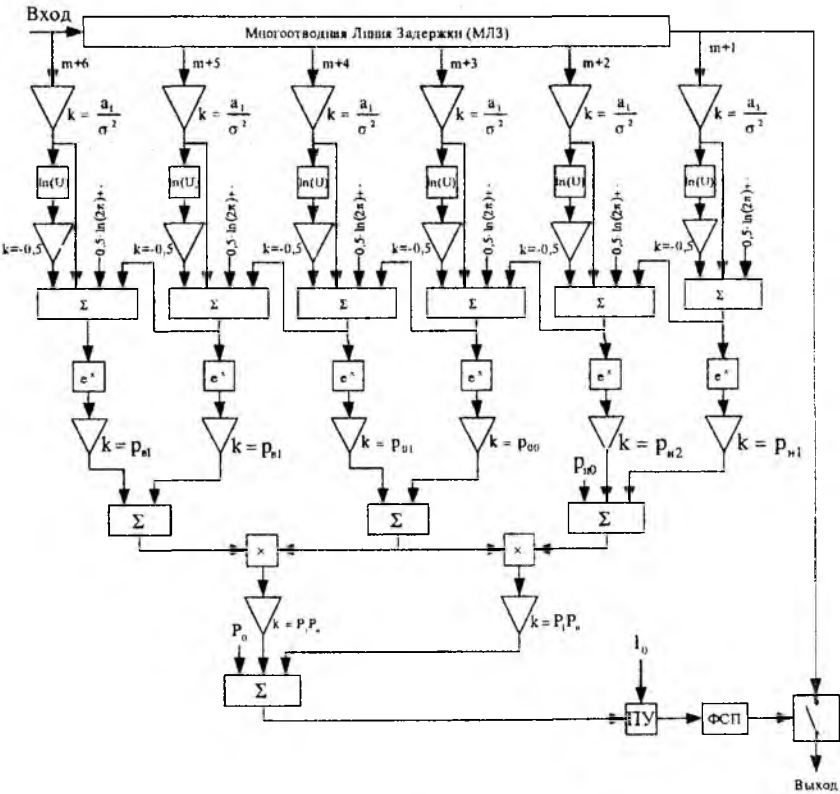


Рис.

Подставляя данные из табл.1 в (8), (13), (14), для случая сильных сигналов, получаем:

$$(p_0 + p_1 \cdot p_n \cdot L_n + p_1 \cdot p_b \cdot L_b) \leq 2 \cdot p_0, \tag{22}$$

где

$$L_n = \frac{p_{n2} + \sum_{n=0}^1 p_{n(1-n)} \cdot \prod_{k=1}^{1+n} \exp\left\{-\frac{(a_1)^2}{2 \cdot \sigma^2}\right\} \cdot \frac{\sigma}{\sqrt{2\pi \cdot a_1 \cdot U_{(m+k)p}}} \cdot \exp\left\{\frac{a_1 \cdot U_{(m+k)p}}{\sigma^2}\right\}}{\sum_{n=0}^1 p_{0n} \cdot \prod_{k=1}^{3+n} \exp\left\{-\frac{(a_1)^2}{2 \cdot \sigma^2}\right\} \cdot \frac{\sigma}{\sqrt{2\pi \cdot a_1 \cdot U_{(m+k)p}}} \cdot \exp\left\{\frac{a_1 \cdot U_{(m+k)p}}{\sigma^2}\right\}}, \quad (23)$$

$$L_n = \frac{\sum_{n=0}^1 p_{n1} \cdot \prod_{k=1}^{5+n} \exp\left\{-\frac{a_1^2}{2\sigma^2}\right\} \cdot \frac{\sigma}{\sqrt{2\pi \cdot a_1 \cdot U_{(m+k)p}}} \cdot \exp\left\{\frac{a_1 \cdot U_{(m+k)p}}{\sigma^2}\right\}}{\sum_{n=0}^1 p_{0jn} \cdot \prod_{k=1}^{3+n} \exp\left\{-\frac{a_1^2}{2\sigma^2}\right\} \cdot \frac{\sigma}{\sqrt{2\pi \cdot a_1 \cdot U_{(m+k)p}}} \cdot \exp\left\{\frac{a_1 \cdot U_{(m+k)p}}{\sigma^2}\right\}}. \quad (24)$$

Структурная схема полученного в результате синтеза устройства, реализующего (22)...(24), представлена на рисунке.

Список литературы: 1. Певцов Г.В. Галкин С.А. Синтез алгоритмов селекции радиоизлучений на основе оптимальной по критерию максимума апостериорной вероятности проверки статистических сложных гипотез // Радиотехника. 2001. Т. 44, № 8. С. 30-37 (Изв. высш. учебн. заведений). 2. Левин Б.Р. Теоретические основы статистической радиотехники: В 3-х кн. Кн. 2. М.: Сов. радио, 1975. 392 с. 3. Левин Б.Р. Теоретические основы статистической радиотехники. М.: Радио и связь, 1989. 656 с. 4. Певцов Г.В. Калюжный Н.М. Галкин С.А. Модель сигналов на выходе Фурье-процессоров для синтеза устройств распознавания и селекции радиоизлучений по спектрально-временным признакам // Вестн. Харьк. гос. политехн. ун-та: Сб. науч. тр. 1999. Вып. 42. С. 74-80.

Харьковский военный
университет

Поступила в редколлегию 27.03.2002

*А.И. ЦОПА., Г.И. СИДОРОВ, канд. техн.наук, В.С. ЧЕЧЕЛЬНИЦКИЙ,
В.А. ТИХОНОВ, канд. техн.наук*

ОЦЕНКА ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ И ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ КАБЕЛЬНЫХ ЛИНИЙ ПРИ ПРОЕКТИРОВАНИИ ЦИФРОВЫХ СИСТЕМ ПЕРЕДАЧИ ИНФОРМАЦИИ

Применение xDSL-технологии уплотнения абонентских линий для цифровой речевой связи и передачи данных становится актуальной задачей развития телекоммуникаций в Украине. Однако применение новых технологий на существующих линиях связи может вызывать определенные трудности, связанные с ограниченной шириной полосы каналов, величиной затухания, влиянием помех и искажений, групповым временем задержки. В связи с этим возникает задача исследования пропускной способности существующих телефонных каналов связи и определения требований к проектируемым. В статье проведен анализ первичных параметров эксплуатируемых кабельных линий связи, исследована потенциальная ширина полосы пропускания и проведена оценка пропускной способности каналов.

Сеть телефонной связи Украины, как и других стран мира, развивалась как низкочастотная сеть, обеспечивающая передачу аналогового телефонного сигнала. Существующая сеть, особенно в сельской местности, базируется на основе координатных АТС, аналоговых малокабельных систем передачи, 15- и 30-канальных цифровых систем (ИКМ). При этом основой линейных сооружений являются линии из одночетверочных кабелей, которые используются для соединительных линий между АТС. Значительный объем занимают также воздушные линии связи. Средняя длина соединительных линий достаточно велика и лежит в пределах от 10 до 20 км. Более 80% линий межстанционных соединений выполнены с использованием кабеля типа КСПП – 1х4х0,9(1,2) (ГОСТ 22498-77). Недостатком конструкции этого кабеля является наличие свободного объема в сердечнике кабеля. Это может быть причиной продольного распространения влаги вдоль кабеля при повреждении оболочек и корпусов соединительных муфт кабельных линий.

Замена кабелей на новые, более совершенные медные или оптоволоконные, требует больших как материальных, так и временных затрат. Если в черте города можно заменить кабели на современные с относительно небольшими затратами, то замена линий связи в сельской местности требует значительных инвестиций. Поэтому наиболее эффективным решением проблемы в ближайшее десятилетие будет повышение скорости передачи цифровой информации до 2 Мбит/с и выше по существующим линиям телефонной связи с применением новых технологий. В связи с этим наиболее перспективной является технология цифрового уплотнения абонентских линий xDSL. Разработка и проектирование отечественного оборудования, использующего эту технологию, требует исследования характеристик и моделирования каналов передачи с учетом особенностей участников связи, параметров кабельных линий, воздействий внешних факторов [1].

В xDSL-технологии применяются многоуровневая модуляция, эхоподавление, подавление межсимвольной интерференции, подстройка фазы и частоты по синхрослову, борьба с дрожанием фронтов, защита от искажений и помех, вызванных токами в соседних парах и наводками на кабель. Широкие возможности этой технологии требуют создания эффективных алгоритмов обработки цифровых сигналов и выбора их оптимальных параметров. Синтез и анализ алгоритмов, их проверка и оценка потенциальных возможностей требуют статистического моделирования каналов связи и методов обработки сигналов.

Для проектирования и расчета систем передачи цифровой информации необходимо знать электрические характеристики цепей кабельных линий связи. Электрические характеристики могут быть определены двумя способами: расчетным и на основе результатов электрических измерений. Точный расчет параметров линии связи затруднителен по следующим причинам:

- а) трудно точно определить диаметры жил и расстояние между центрами, объемное соотношение диэлектрика, воздуха и влаги в изоляции по всей длине линии связи;
- б) существует технологический разброс ϵ (относительная диэлектрическая проницаемость), $\operatorname{tg} \delta$ (угол диэлектрических потерь) изолирующих материалов;
- в) применяются неточные, эмпирические формулы для расчета погонного сопротивления и индуктивности, отсутствуют точные формулы для расчета рабочей емкости.

Указанные причины приводят к тому, что рассчитанные значения могут рассматриваться как ориентировочные и могут отличаться на 10..15% от реальных. Для задач моделирования в условиях нестационарности параметров линии связи такая точность вполне удовлетворительна. Реальные характеристики телефонных кабелей имеются только для тональной частоты (0,3 ... 3,4 кГц) [2]. Для высокоскоростной передачи цифровой информации таких данных явно недостаточно.

В данной статье расчеты амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) основывались на погонных параметрах длинной линии. При расчетах учитывались следующие первичные электрические параметры цепи: погонное сопротивление токопроводящей жилы $R(\text{Ом/км})$, погонная индуктивность цепи $L(\text{Гн/км})$, погонная емкость цепи $C(\text{Ф/км})$ и погонная проводимость изолятора $G(\text{См/км})$. Первичные параметры передачи цепи использовались для расчета вторичного параметра - коэффициента затухания $\alpha(\text{дБ})$. Оценки характеристик цепи проводились с учетом влажности как основного фактора, влияющего на параметры кабельных линий. При расчете двухпроводной линии за базовую модель принята модель, приведенная в [3]. Частотные характеристики рассчитывались для эквивалентной схемы линии связи, представленной на рис. 1 для некоторой длины l . Схема включает последовательное соединение сопротивления нагрузки R_n , сопротивления токопроводящей жилы $R(f) \cdot l (\text{Ом})$, погонной индуктивности цепи $L(f) \cdot l (\text{Гн})$. Цепь шунтируется погонной емкостью цепи $C \cdot l (\text{Ф})$, погонной проводимостью изолятора $G(f) \cdot l (\text{См})$ и сопротивлением нагрузки R_n .

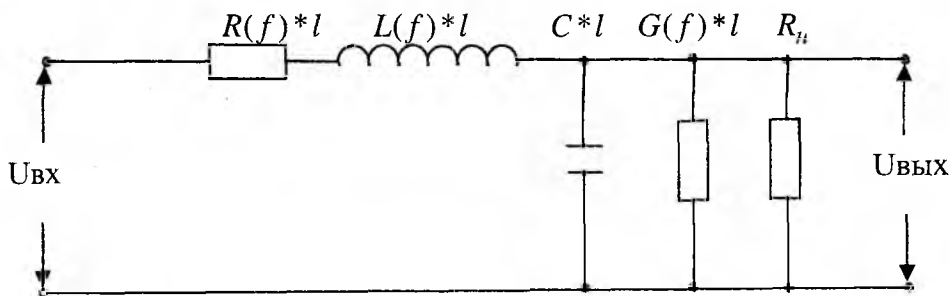


Рис. 1

Сопротивление нагрузки, согласованной с линией, равно $R_n = 135 \text{ Ом}$. Погонное сопротивление по постоянному току для монометаллических жил (медь, алюминий), (Ом/км) составляет [2]:

$$R_0 = \frac{8\rho k_y}{\pi d_0^2} \cdot 10^3, \quad (1)$$

где ρ - удельное сопротивление материала жил при 20°C , (Ом мм²/м); k_y - коэффициент укладки; d_0 - диаметр токопроводящей жилы, (мм).

Активное погонное сопротивление цепи на частотах выше 5 кГц, без учета влияния окисления металлических элементов кабеля, вычисляется по формуле [2]:

$$R(x) = R_0 \left[1 + F(x) + \frac{pG(x)(\frac{d_0}{a})^2}{1 - H(x)(\frac{d_0}{a})^2} \right], \quad (2)$$

где a - расстояние между центрами жил; p - коэффициент, учитывающий вид скрутки ($p=1$ для парной, $p=5$ для четверочной); $F(x), H(x), G(x)$ - табличные функции [2], величина $x = 0,0082d_0\sqrt{f}$ для медных жил; f - частота, Гц.

Погонная проводимость изолятора в цепи равна [2]:

$$G(f) = G_0 + j2\pi f C t g \delta, \quad (3)$$

где G_0 - погонная проводимость изолятора по постоянному току; C - погонная емкость между электродами; δ - угол диэлектрических потерь. Погонная проводимость изолятора по постоянному току рассчитывается с помощью выражения [2]:

$$G_0 = (\rho_v 10^{-11} / 2\pi) \ln(a / d_0), \quad (4)$$

где ρ_v - удельное сопротивление изолятора, (Ом*м).

Погонная рабочая емкость цепи (Ф/км) равна [2]:

$$C = \frac{k_y \epsilon_3 * 10^{-6}}{36 * \ln(\frac{2a}{d_0} \psi)}, \quad (5)$$

где: ϵ_3 - эквивалентная диэлектрическая проницаемость изоляции; ψ - поправочный коэффициент, характеризующий близость цепи к заземленным другим жилам и оболочке, на практике $\psi \approx 0,75$ [2].

Как видно из формулы (5), емкость не зависит от частоты. Увлажнение сердечника кабеля приводит к росту погонной емкости и, как следствие, к увеличению погонной проводимости. Большая диэлектрическая проницаемость воды $\epsilon_w = 80$ по сравнению с диэлектрической проницаемостью диэлектрика (для полиэтилена она составляет $\epsilon_n = 2,3$) заметно увеличивает диэлектрическую проницаемость изолятора. Эквивалентная диэлектрическая проницаемость комбинированного диэлектрика при хаотическом, неупорядоченном в пространстве расположении статической смеси может быть вычислена по следующей формуле [4]:

$$\epsilon_3 = \left(\frac{\sum_{i=1}^n V_i \sqrt[3]{\epsilon_i}}{\sum_{i=1}^n V_i} \right)^3, \quad (6)$$

где V_i - объемное содержание в смеси i -того компонента; ϵ_i - диэлектрическая проницаемость i -того компонента.

Наличие сквозного тока в диэлектрике приводит к диэлектрическим потерям на электропроводность. Для оценки тангенса угла диэлектрических потерь, обусловленных сквозным током, можно использовать соотношение [4]:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{1,8 \cdot 10^{10}}{f \epsilon_{\Sigma} \rho_v} . \quad (7)$$

Однако для практических целей оценка (7) дает значительные погрешности и поэтому целесообразно использовать результаты экспериментальных исследований [4], показывающих рост тангенса угла диэлектрических потерь с увеличением заполнения сердечника кабеля водой, особенно на высоких частотах.

Погонная индуктивность цепи (без учета влияния окружающих металлических элементов кабеля) представляет собой сумму внешней межпроводниковой индуктивности $L_{\text{внеш}}$ и внутренней $L_{\text{внутр}}$. Внешняя индуктивность зависит от диаметра токопроводящих жил и расстояния между их центрами. Внутренняя индуктивность определяется магнитным полем, возникающим внутри токопроводящих жил. Индуктивность цепи (Гн/км) определяется выражением [2]:

$$L(f) = L_{\text{внеш}} + L_{\text{внутр}}(f) = k_y \left(2 \ln \frac{2a - d_0}{d_0} + \mu_r Q(x) \right) \cdot 10^{-4}, \quad (8)$$

где $Q(x)$ – функция, зависящая от коэффициентов вихревых токов, диаметра жил и частоты; μ_r – относительная магнитная проницаемость материала жил, равная 1 для медных и алюминиевых жил; k_y – коэффициент укрутки (≈ 1).

Значения $Q(x)$ приводятся в таблицах [2].

Проведем расчет погонных параметров и АЧХ для кабеля КСПП – 1х4х1,2, имеющего следующие основные характеристики [5]: 1. Тип жилы – медь. 2. Сечение жилы – 1,2 мм. 3. Расстояние между жилами – 1,6 мм; 4. Тип изоляции – полиэтилен. 5. Длина линии – 5,25 км. 6. Количество пар в кабеле – 2. 7. Заполнение сердечника кабеля влагой в % – 0, 4, 8. 8. Удельное сопротивление диэлектрика (полиэтилен) – 10^7 Ом/см. 9. Тип скрутки – звездная четверка.

На рисунке 2 представлены частотные зависимости для первичных параметров кабеля (1 – погонное сопротивление; 2 – погонная проводимость; 3 – погонная индуктивность).

Величина погонной емкости от различного количества влаги в сердечнике кабеля приведена в табл. 1.

Таблица 1

Процент влаги, %	0	2	4	6	8
Эквивалентная диэлектрическая проницаемость	2,16	2,49	2,9	3,32	3,8
Погоная емкость, нФ/км	39	45	52	60	68

R, Ом/км G, См/км L, Гн/км

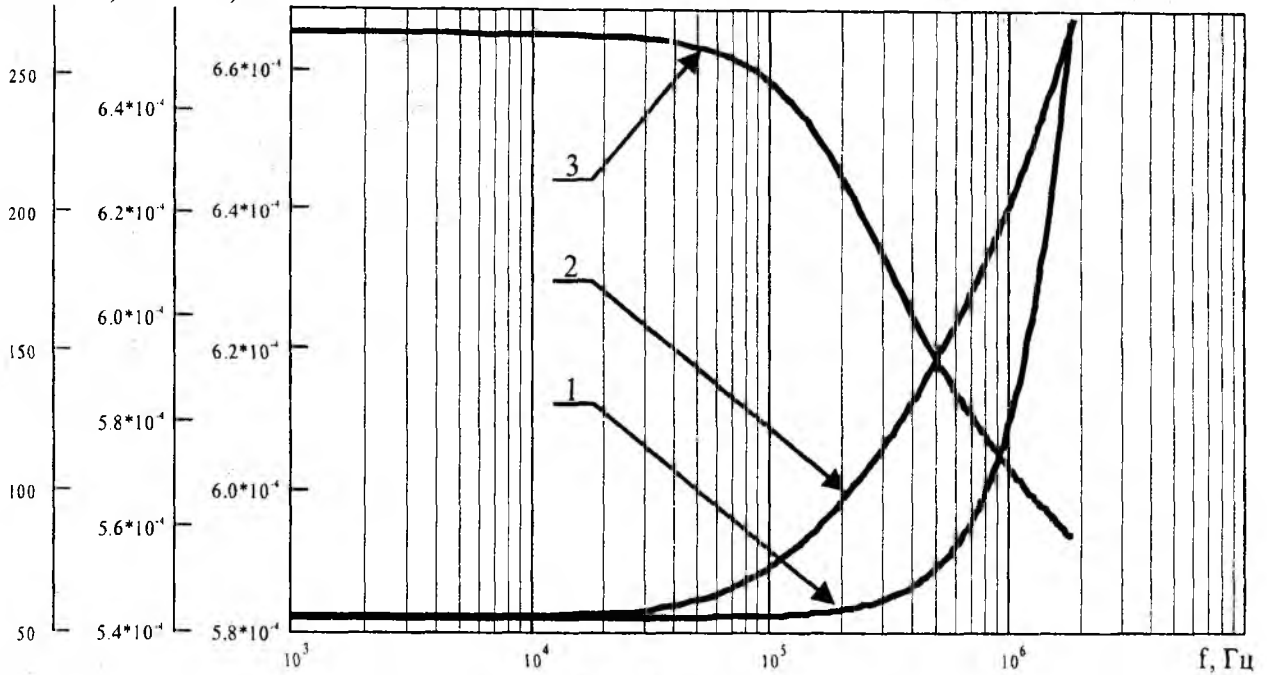


Рис. 2

Взаимосвязь между частотной характеристикой, погонными параметрами телефонного кабеля и максимальной дальностью связи для кабелей в литературе не приведена, что не позволяет оценивать максимально достижимую скорость передачи информации при заданной длине линии связи и выборе оптимального вида модуляции.

Модуль АЧХ всей линии для приведенных выше первичных параметров и для эквивалентной схемы (рис.1) равен:

$$|K(jf)| = \left| \frac{\frac{1}{G(f)l + G_n + j2\pi fCl}}{R_n + R(f)l + \frac{1}{G(f)l + G_n + j2\pi fCl}} \right|. \quad (9)$$

Семейство кривых модуля АЧХ для различной длины линии связи и количества влаги 4% в сердечнике кабеля приведено на рис. 3. (1 - L=5 км; 2 - L=10 км; 3 - L=15 км; 4 - L=20 км; 5 - L=25 км).

Если принять, что на отечественных телефонных линиях связи в условиях реальных уровней помех энергетический потенциал системы должен составлять не менее -40 дБ, то при граничной частоте f (рис. 3) и использовании двоичного кода максимальная скорость передачи информации составляет $\leq 2f$, а при использовании четырехуровневого кода 2B1Q скорость передачи - $\leq 4f$. В табл. 2 приведены оценки максимальной скорости передачи для различных длин линии связи при использовании xDSL-технологии, полученные в соответствии с рис. 3. В этой же таблице приведены значения стандартизованных скоростей передачи. Практически полное соответствие данных полностью подтверждает адекватность предлагаемых моделей и методик расчета.

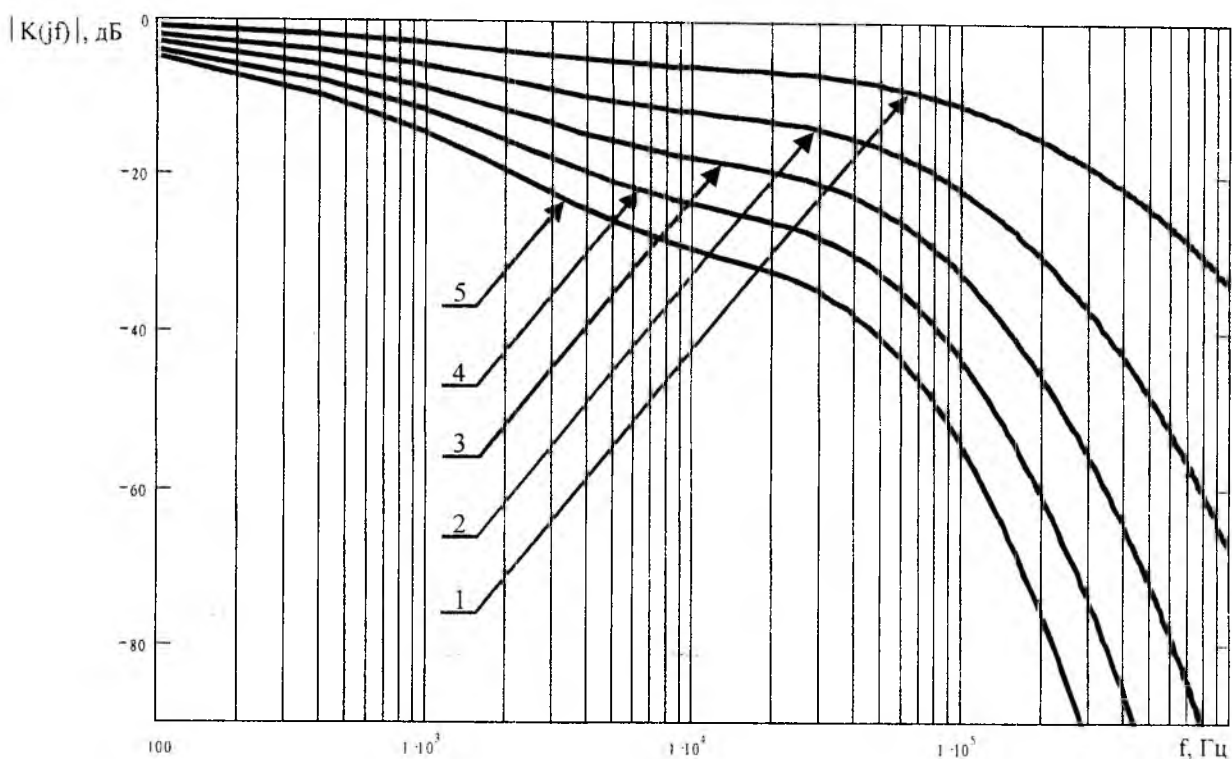


Рис. 3

Таблица 2

L, км	5	10	15	20	25
C_{max} , кбит/с	>4000	1188	530	304	165
$C_{\text{ст}}$, кбит/с	2048	1168	528	272	160

Графики зависимости модуля АЧХ для кабеля КСПП-4-4-1.2 при длине $L=20$ км для различного содержания влаги в сердечнике кабеля представлены на рис. 4 : 1 – 0%; 2 – 4%; 3 – 8%.

Как видно из рисунка 4, увеличение количества влаги в кабеле ведет к увеличению затухания. Это вызвано увеличением погонной емкости цепи и, как следствие увеличением погонной проводимости.

Следует учитывать воздействие влаги на взаимное влияние между цепями в кабеле. Причиной взаимного влияния является поперечное электромагнитное поле, возникающее от токонесущих жил. Теоретический анализ и экспериментальные данные доказывают увеличение воздействия влаги на взаимное влияние с ростом частоты [4]. Влага в сердечнике кабеля уменьшает величину переходного затухания на 10 дБ.

Кроме влияния влаги необходимо учитывать влияние отрицательных факторов, возникающих в процессе старения кабеля. Коррозия жил, возникновение окисла меди на них увеличивают асимметрию цепи, нелинейные искажения, перерывы в связи, изменение волнового сопротивления. Ухудшение параметров кабелей снижает пробивное напряжение, возрастает затухание, возрастают взаимные влияния и увеличивается неоднородность волнового сопротивления. Исследования показывают [4], что суммарное воздействие этих факторов на линии из кабелей КСПП, находящихся в эксплуатации 15-20 лет, приводит к увеличению коэффициента затухания на 15-20%.

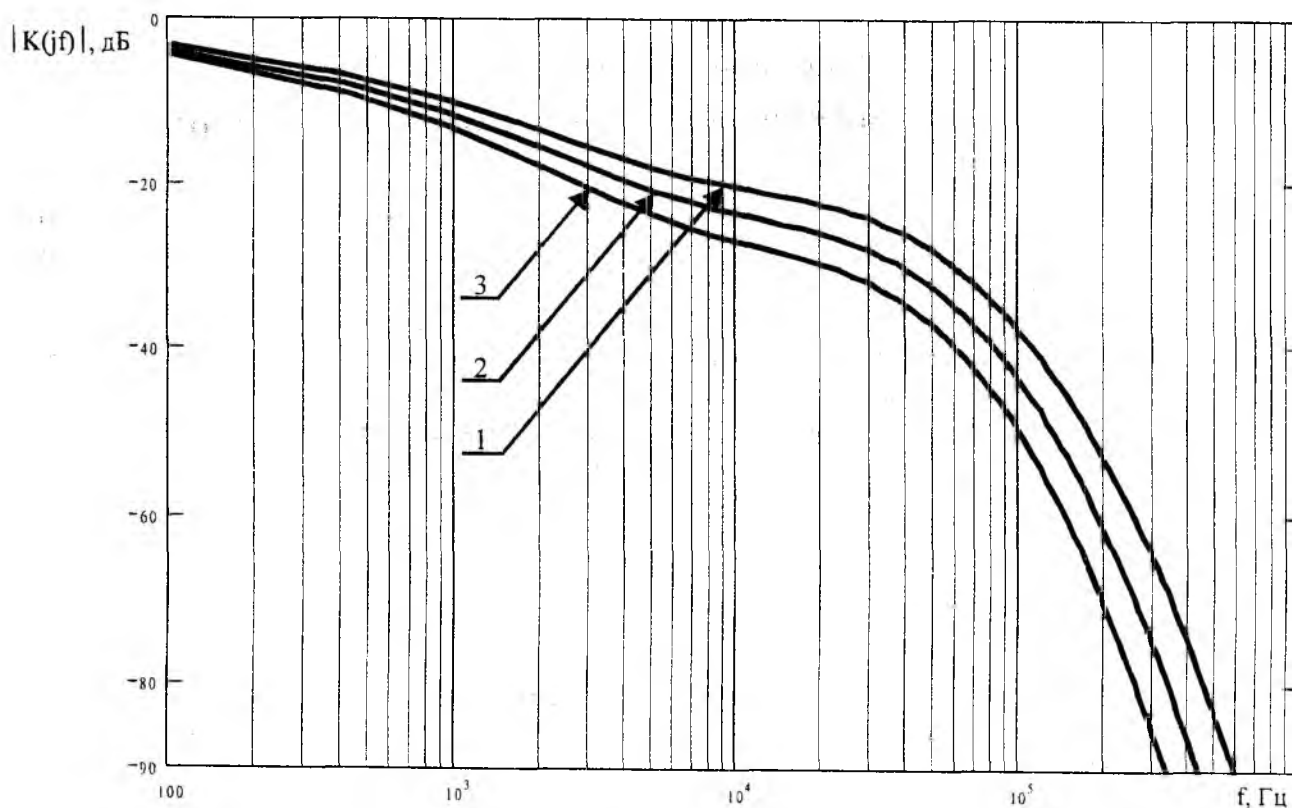


Рис. 4

Разработанная модель кабельных линий связи позволяет проводить оценку и расчет частотных характеристик конкретных линий связи и максимальной скорости передачи, что чрезвычайно необходимо при проектировании высокоскоростных цифровых систем передачи информации.

Список литературы: 1. Мирошников Д. Г. и др. Современные методы передачи данных в оборудовании SDSL с линейным кодом TC-PAM // Электросвязь, 2001. №4. 2. Брискер А.С., Руга А.Д., Шарле Д.Л. Городские телефонные кабели. М.: Радио и связь, 1991. 208 с. 3. Ионов А. Д., Попов Б. В. Линии связи. М.: Радио и связь, 1990. 168 с. 4. Парфенов Ю. А., Мирошников Д. Г. Последняя миля на медных кабелях. М.: Эко-Трендз, 2001. 212 с. 5. Кабельные линии сельской телефонной связи и проводного вещания. М.: Радио и связь, 1981. 168 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 27.02.2002

ФУНКЦИОНАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ АДАПТИВНОЙ МАРШРУТИЗАЦИИ КОМБИНИРОВАННОГО ТИПА

Обеспечение своевременности и достоверности доставки пользовательских данных, эффективность использования процессорных, буферных ресурсов и ресурсов пропускной способности, а также производительность сети в целом во многом определяются качеством решения маршрутных задач. Их решение производится путем расчета оптимальных в рамках выбранных критериев маршрутных таблиц, основу которых составляют маршрутные переменные, определяющие, в свою очередь, степень загруженности трактов передачи сети разноадресными абонентскими или транзитными трафиками. Обычно маршрутная таблица для i -го узла коммутации представляется в виде соответствующей матрицы

$$M_i = \|\varphi_{i,j}^k\|, i, j, k = \overline{1, N}, i \neq j, k \neq i,$$

где $\varphi_{i,j}^k$ - доля пропускной способности тракта передачи (i, j) , используемая для передачи данных от i -го узла коммутации к k -му узлу.

В зависимости от места и способа расчета маршрутных таблиц, а также от степени использования информации о состоянии сети методы маршрутизации подразделяются на статические, квазистатические и адаптивные (рис. 1).

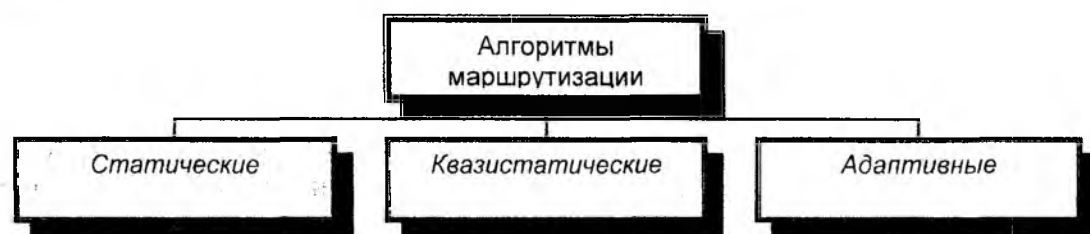


Рис. 1

Статическая маршрутизация предполагает использование на каждом маршрутизаторе ТПС фиксированных маршрутных таблиц, составляемых на этапе проектирования сети на основе информации о ее структуре, пропускной способности каналов связи, а также априорных данных о средней загрузке отдельных направлений сети. Алгоритмы (протоколы) статической маршрутизации просты в практической реализации и ориентированы на применение в сетях с невысокой динамикой изменения состояния сети. Примером подобного решения служит протокол маршрутизации IIS (Interim Interswitch Signaling Protocol), нашедший свое применение в сетях АТМ.

Квазистатическая маршрутизация обладает существенно большей степенью адаптируемости, подразумевая периодическую модификацию маршрутных таблиц с учетом изменяющихся условий функционирования сети. Квазистатические алгоритмы путем последовательных итераций обеспечивают маршрутизацию в ТКС при неизвестных, но фиксированных интенсивностях входных потоков. Качество маршрутизации в этом случае определяется скоростью изменения интенсивностей входных потоков и периодом перерасчета маршрутных таблиц.

Адаптивная маршрутизация подразумевает постоянный контроль состояния сети и характеристик входных потоков и обеспечивает постоянную коррекцию маршрутных таблиц в соответствии с изменениями состояния сети. При этом достигается наилучшее качество решения маршрутных задач. Однако реализация адаптивной стратегии маршрутизации требует передачи в рамках сети максимального по сравнению с другими подходами объема служеб-

ной информации о ее состоянии. В свою очередь качество адаптивной маршрутизации определяется полнотой и достоверностью такой информации. Протоколы OSPF (Open Short Patch First) и PNNI (Private Network-to-Network Interface) как представители адаптивных решений маршрутных задач в настоящее время широко используются, соответственно, в масштабных IP- и АТМ-сетях.

Современные телекоммуникационные системы характеризуются высоким динамизмом протекающего в сети процесса информационного обмена, стохастичным поступлением пользовательских запросов на обслуживание, что приводит к необходимости оперативного отслеживания состояния сети (загрузка буферов очереди, трактов передачи информации, оценка интенсивности абонентской нагрузки и др.). Решение этой важной задачи предполагает поиск комплексного подхода в области комбинированных решений по оптимизации процессов маршрутизации информационных потоков в ТКС, способных обеспечить должный уровень адаптации в зависимости от задаваемых требований к качеству процессов информационного обмена, объему циркулирующей служебной информации и т.д..

Сложность поставленных задач диктует необходимость применения для их решения целостного подхода, базирующегося на использовании системы математических моделей. Адекватно описать транспортную подсистему (ТПС) с системологических позиций можно с помощью следующей системы математических моделей:

- структурной модели, описывающей топологию ТКС, количество и взаимосвязь ее элементов;
- функциональной модели, отображающей процессы информационного обмена и управления в сети;
- информационной модели, определяющей характер передаваемых сообщений, их тип, приоритетность и качество предоставляемых услуг.

Структурную модель как результат морфологического описания транспортной подсистемы можно представить в виде ориентированного взвешенного графа $\Gamma(R, L)$, где множество вершин $R = \{R_i\}$, $(i = \overline{1, N})$ составляют маршрутизаторы, а N - общее их количество в ТПС; $L = \{L_{i,j}\}$, $(i, j = \overline{1, N}; i \neq j)$ - множество дуг, моделирующих цифровые тракты передачи информации между маршрутизаторами ТПС.

Высокий динамизм процессов информационного обмена и управления, протекающих в сети, определяет необходимость адекватного функционального описания ТПС только на основе соответствующих динамических моделей, при разработке которых может быть использован аппарат дифференциальных или разностных управляемых уравнений состояния [1,2]. Использование динамических моделей служит необходимым условием реализации любой стратегии маршрутизации - с одной стороны, расширяя область применения статической маршрутизации, а с другой, оправдывая затраты на использование адаптивной. Адаптивный характер маршрутизации позволяет достичь максимальной производительности сети, требуя, в свою очередь, существенных затрат временных, аппаратных и других сетевых ресурсов. Тем не менее, возможны ситуации, когда подобный подход изначально результативный в силу ряда причин становится неэффективным, например, вследствие снижения динамики поступающей нагрузки, приостановки различного рода дестабилизирующего воздействия, связанного с выходом из строя различных элементов ТПС. Поэтому дополнительным требованием к динамической функциональной модели является необходимость обеспечения учета возможности реализации в рамках единой ТПС различных маршрутных стратегий.

Для совместной реализации в сети статической и адаптивной маршрутизации на каждом i -м маршрутизаторе целесообразно иметь относительно постоянную статическую маршрутную таблицу $M_i^{cm} = \|a_{i,l}^j\|$ и периодически обновляемую динамическую маршрутную таблицу $M_i^o = \|u_{i,l}^j(k)\|$, где $a_{i,l}^j$ и $u_{i,l}^j(k)$ - доли пропускной способности тракта (i, l) , выделенные тра-

фику с адресом R_j в момент времени t_k и трактуемые в дальнейшем, соответственно, как статические и динамические маршрутные переменные. При этом результирующая маршрутная таблица $M_i = M_i^{cm} + M_i^d$.

В силу приведенных выше требований динамику информационного обмена можно представить в виде следующей системы неавтономных уравнений загрузки буферов очередей на маршрутизаторах ТПС:

$$x_{i,j}(k+1) = x_{i,j}(k) - \sum_{\substack{g=1 \\ g \neq i}}^N a_{i,g}^j \cdot x_{i,j}(k) + \sum_{\substack{r=1 \\ r \neq i,j}}^N a_{r,i}^j \cdot x_{i,j}(k) - \sum_{\substack{l=1, \\ l \neq i}}^N b_{i,l}(k) \cdot u_{i,l}^j(k) + \sum_{\substack{m=1, \\ m \neq i,j}}^N b_{m,i}(k) \cdot u_{m,i}^j(k) + y_{i,j}(k), \quad (1)$$

где $b_{m,i}(k) = c_{m,i}(k) \cdot \Delta t \cdot (1 - w_{m,i}^{cm})$; $y_{i,j}(k) = \zeta_{i,j}(k) \cdot \Delta t$; $k=0,1,2,\dots$; $\Delta t = t_{k+1} - t_k$; $x_{i,j}(k)$ - объем данных, находящихся на маршрутизаторе R_i и предназначенных для передачи маршрутизатору R_j в момент времени t_k , трактуемый в дальнейшем как переменная состояния; $c_{i,j}(k)$ - скорость передачи данных от маршрутизатора R_i к маршрутизатору R_j в момент времени t_k в тракте (i,j) ; $w_{i,j}^{cm}$ - доля пропускной способности тракта (i,j) , выделенная для реализации статической маршрутизации; $\zeta_{i,j}(k)$ - интенсивность поступления данных на маршрутизатор R_i в момент времени t_k с адресатом R_j от пользователей сети; Δt - период перерасчета маршрутных переменных.

На переменные состояния и маршрутные переменные с целью предотвращения перегрузки элементов ТПС может быть наложен ряд ограничений. Ввиду ограниченности величины буферов очередей на маршрутизаторах ТПС, на переменные состояния накладываются минимаксные ограничения вида

$$0 \leq x_{i,j}(k) \leq x_{i,j}^{\max}, \quad (2)$$

где $x_{i,j}^{\max}$ - емкость буфера очереди для трафиков с адресатом R_j на коммутаторе R_i .

Вследствие ограниченности пропускных способностей цифровых трактов передачи на маршрутные переменные накладывается система ограничений вида

$$0 \leq a_{i,l}^j(k), \quad (3)$$

$$\sum_{\substack{n=1, \\ n \neq i}}^N a_{i,l}^n(k) \leq w_{i,l}^{cm} \leq 1, \quad (4)$$

$$0 \leq u_{i,l}^j(k), \quad (5)$$

$$\sum_{\substack{n=1, \\ n \neq i}}^N u_{i,l}^n(k) \leq (1 - w_{i,l}^{cm}), \quad (6)$$

где $(1 - w_{i,l}^{cm})$ - доля пропускной способности тракта (i,l) , выделенная для реализации адаптивной маршрутизации.

С целью описания динамики информационного обмена в ТПС в целом осуществим переход от скалярной системы уравнений (1), отражающих динамику отдельных очередей на маршрутизаторах сети, к ее векторно-матричному представлению

$$X(k+1) = A \cdot X(k) + B(k) \cdot U(k) + Y(k), \quad (7)$$

где A - матрица статической маршрутизации размерности $N \cdot (N-1) \times N \cdot (N-1)$, диагональные элементы которой можно представить как $A_{ii} = 1 - \sum_{\substack{g=1 \\ g \neq i}}^{N-1} a_{i,g}^r$, формируемая на основании статической маршрутной таблицы $M_i^{cm} = \|a_{i,l}^r\|$ каждого маршрутизатора; $X(k) = [x_{1,2}(k), \dots, x_{i,j}(k), \dots, x_{N,N-1}(k)]^T$ - вектор загрузки буферных устройств на маршрутизаторах транспортной подсистемы в момент времени t_k размерности $N \cdot (N-1)$; $U(k) = [u_{1,2}^2(k), \dots, u_{i,j}^j(k), \dots, u_{N,N-1}^{N-1}(k)]^T$ - вектор адаптивной маршрутизации размерности $N \cdot (N-1)^2$, компоненты которого представляют собой динамические маршрутные переменные, в соответствии с которыми в ТПС реализуется процесс адаптивной маршрутизации в момент времени t_k ; $B(k)$ - матрица пропускных способностей трактов между маршрутизаторами ТПС в момент времени t_k размерности $N \cdot (N-1) \times N \cdot (N-1)^2$, а ее элементы формируются в виде линейных комбинаций $b_{i,j}(k)$, исходя из выражения (1); $Y(k) = [y_{1,2}(k), \dots, y_{i,j}(k), \dots, y_{N,N-1}(k)]^T$ - вектор пользовательской нагрузки на маршрутизаторы ТПС в момент времени t_k размерности $N \cdot (N-1)$.

С помощью проведенного функционального описания ТПС удалось успешно формализовать процессы статической и адаптивной маршрутизации на основе их комбинации в рамках разработанной математической модели. Это стало возможным путем введения матриц статической маршрутизации A и вектора адаптивной маршрутизации U . В связи с тем, что нередко совершенствование той или иной модели при отмечаемых достоинствах сопровождается существенным усложнением ее дальнейшего исследования, дополним приведенные выкладки примером, подтверждающим целесообразность проведенной модификации.

Возможность применения разработанной модели рассмотрим на примере решения оптимизационной задачи нахождения динамических маршрутных переменных, используя в качестве целевого функционала

$$J = \sum_{k=0}^{v-1} [X^T(k) \cdot Q_X \cdot X(k) + U^T(k) \cdot Q_U \cdot U(k)] \rightarrow \min, \quad (8)$$

где Q_X - диагональная неотрицательно определенная весовая матрица, определяемая приоритетностью очередей на коммутаторах ТПС; Q_U - диагональная неотрицательно определенная весовая матрица, определяемая важностью цифровых трактов передачи данных в ТПС; v - количество интервалов Δt , для которых осуществляется расчет маршрутных переменных.

Подобная формулировка функционала (8) позволяет оценить суммарные аппаратные затраты маршрутизаторов по загрузке буферных устройств и затраты трактов передачи ТПС, связанных с загрузкой их пропускных способностей на протяжении цикла оптимизации $T = v \cdot \Delta t$.

Таким образом задача нахождения динамических маршрутных переменных сводится к решению оптимизационной задачи по минимизации векторного функционала (8) с учетом динамических ограничений (7), а также ограничений на переменные состояния и маршрут-

ные переменные (2), (3-6). Приведем решение этой вариационной задачи векторной оптимизации с помощью метода целевой координации [3], относящегося к классу иерархическо-координационных методов.

Решение исходной задачи минимизации функционала (8) в соответствии с методом целевой координации может быть заменено решением двойственной задачи максимизации по Λ функционала $\Phi(\Lambda)$. Двойственная задача определяется следующим образом:

$$\Phi(\Lambda) = \min_{x,u} L(X, U, \Lambda),$$

$$L(X, U, \Lambda) = \sum_{k=0}^{v-1} \{X^T(k) \cdot Q_X \cdot X(k) + U^T(k) \cdot Q_U \cdot U(k) + \lambda^T(k) \cdot [-X(k+1) + A \cdot X(k) + B(k) \cdot U(k) + Y(k)]\}, \quad (9)$$

где Λ - вектор множителей Лагранжа размерности $v \cdot N \cdot (N-1)$, состоящий из v векторов $\lambda(k)$; $L(X, U, \Lambda)$ - лагранжиан, образованный при введении условия (7).

Многоуровневый характер решения задачи позволяет обеспечить вычисление лагранжиана $L(X, U, \Lambda)$ для заданных на вышестоящем уровне $\Lambda = \Lambda^*$ независимо для каждого момента времени, определяемого индексом k . С этой целью определим гамильтониан

$$H(k) = X^T(k) \cdot Q_X \cdot X(k) + U^T(k) \cdot Q_U \cdot U(k) + \lambda^T(k) \cdot [A \cdot X(k) + B(k) \cdot U(k) + Y(k)]. \quad (10)$$

Тогда с учетом выражения (10) уравнение (9) принимает вид

$$L(X, U, \Lambda) = \min_{x,u} \sum_{k=0}^{v-1} [H(k) - \lambda^T(k-1) \cdot X(k)] = \sum_{k=0}^{v-1} L_k(\Lambda),$$

$$L_k(\Lambda) = \min_{x,u} [H(k) - \lambda^T(k-1) \cdot X(k)]. \quad (11)$$

С целью получения численного решения задачи необходимо рассчитать независимо друг от друга значения функций L_k для заданных $\Lambda = \Lambda^*$ и затем максимизировать $\Phi(\Lambda^*)$ с использованием градиентных процедур, где градиент функции $\nabla \Phi(\Lambda^*)$ представим в виде

$$\nabla \Phi(\Lambda) \Big|_{\Lambda = \Lambda^*} = \begin{bmatrix} -X^*(1) + A \cdot X^*(0) + B(0) \cdot U^*(0) + Y(0) \\ -X^*(k+1) + A \cdot X^*(k) + B(k) \cdot U^*(k) + Y(k) \\ -X^*(v) + A \cdot X^*(v-1) + B(v-1) \cdot U^*(v-1) + Y(v-1) \end{bmatrix}, \quad (12)$$

где X^*, U^* - решения, полученные после минимизации L_k для заданных значений $\Lambda = \Lambda^*$.

Задача минимизации L_k в выражении (11) в соответствии с ограничениями (2) и (3-6) является задачей параметрической оптимизации и решается методами математического (квадратичного) программирования.

Таким образом, решение оптимизационной задачи по минимизации целевого функционала (8) может быть представлено с помощью следующей двухуровневой процедуры. На нижнем уровне при заданных $\Lambda = \Lambda^*$ независимо друг от друга минимизируются функции L_k , $k = \overline{0, v-1}$ в выражении (11). Полученные решения X^*, U^* участвуют на верхнем уровне в расчете градиента (12), который, в свою очередь, применяется для нахождения вектора

Λ , максимизирующего Φ . Оптимум функционала J достигается при равенстве нулю градиента (12).

Пример решения маршрутной задачи, связанной с нахождением вектора динамических маршрутных переменных U , продемонстрировал относительную простоту и удобство исследования предложенной функциональной модели. Комбинированность решения заключается в возможности реализации в рамках единой ТПС одновременно стратегий статической и адаптивной маршрутизации. Это достигнуто за счет введения разграничивающего порога использования пропускных способностей отдельных трактов $w_{i,j}^{cm}$, позволившего разнести во времени расчет статических и динамических маршрутных переменных. Таким образом, предложенная функциональная модель ориентирует на организацию процесса маршрутизации в ТПС следующим образом: часть трафика передается в соответствии со статической таблицей маршрутизации, задаваемой матрицей A , рассчитанной заранее и сохраняемой длительное время без изменений, другая часть нагрузки передается по динамически формируемым маршрутам, для чего в процессе функционирования рассчитываются соответствующие маршрутные переменные как компоненты вектора $U(k)$.

Синтезированная модель обладает должной степенью общности и позволяет находить свое применение в широком спектре практических приложений. В прямой постановке адекватное описание достигается в случае, когда сетевая нагрузка распределяется как по статическому плану, так и по динамическому, что возможно при наличии априорной информации о статистических характеристиках входного трафика. Т.е. часть нагрузки, объем которой практически не изменяется, можно передавать с использованием статических маршрутных таблиц. Оставшаяся часть нагрузки, динамично изменяющаяся со временем, передается по адаптивно рассчитанным маршрутам с учетом динамики условий функционирования сети. Примером такой ситуации может служить организация процессов маршрутизации в гибридных сетях, где часть нагрузки передается по постоянным виртуальным соединениям (PVC), а часть по технологии коммутируемых виртуальных соединений (SVC) [2] или с помощью дейтаграмм, например, в соответствии с приведенным выше алгоритмом. Другим проявлением подобной ситуации может служить наличие в сети практически постоянного объема служебной информации и динамично изменяющегося трафика пользователей, когда имеет смысл использовать статически выделенную часть пропускной способности трактов передачи для обмена служебной информацией, а для пользовательских приложений маршруты доведения рассчитывать адаптивно.

Предложенная модель позволяет реализовать также и предельные случаи. При относительно низкой интенсивности входного трафика, а также при известных его статистических характеристиках возможны ситуации, когда реализация процесса адаптивной маршрутизации оказывается накладной, избыточной и в целом неэффективной. В этом случае процесс маршрутизации пользовательских информационных потоков носит преимущественно статический характер и под ее нужды выделяются все сетевые ресурсы ($w_{i,j}^{cm} = 1$), избавляя от необходимости расчета вектора адаптивной маршрутизации ($U = 0$). В противном случае, при высокой динамике входного информационного потока либо при отсутствии априорной информации о нем необходимым будет отказ от статических решений, мобилизовав все ресурсы ТПС для реализации адаптивной стратегии ($w_{i,j}^{cm} = 0$). Подобный вариант может быть представлен моделью (7) с введением единичной матрицы статической маршрутизации – $A = I$ [2,4].

Таким образом, представленная функциональная модель маршрутизации на основе заложенных в ней комбинированных решений обеспечивает сочетание в себе простоты статической и высокую степень адаптируемости динамической маршрутизации. Это позволяет в зависимости от уровня априорной информированности о характере входного трафика, объе-

мов передаваемой служебной информации и т.д. должным образом настроить предложенную модель путем задания матриц A и U , обеспечив тем самым условия для эффективного решения столь важных маршрутных задач.

Список литературы: 1. *Segall A.* The modeling of adaptive routing in data-communications networks // IEEE Trans. on communications, 1975. Vol. 25, №1. P.85-95. 2. *Лемешко А.В., Евсеева О.Ю., Гема Н.И.* Динамическая маршрутизация в пакетных сетях с гарантированным качеством обслуживания // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. № 123. С.45-50. 3. *Сингх М., Титли А.* Системы: декомпозиция, оптимизация и управление. М.: Машиностроение, 1986. 494 с. 4. *Лемешко А.В.* Алгоритм иерархическо-координационного управления информационным обменом в сети передачи данных // Открытые информационные и компьютерные интегрированные технологии: Сб. науч. тр. ХАИ. Вып. 1. Х.: ХАИ, 1998. С.323-328.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 13.02.2002

Ю.П. КУНЧЕНКО, д-р физ.-мат. наук, А.С. ГАВРИШ, канд. физ.-мат. наук,
С.В. ЗАБОЛОТНЫЙ, канд. техн. наук, Т.В. ПРОКОПЕНКО

ФОРМИРОВАНИЕ МАССИВА ПСЕВДОСЛУЧАЙНЫХ ЧИСЕЛ С ЗАДААННЫМИ МОМЕНТАМИ ДО ЧЕТВЕРТОГО ПОРЯДКА

При решении различных статистических задач обработки информации возникает необходимость проведения имитационного моделирования работы синтезированных алгоритмов. Часто статистическое исследование ориентировано на использование гауссовских моделей. При таком подходе удается получать результаты в аналитическом виде, что значительно повышает их эффективность. Однако физическая природа реальных помех такова, что необходимо использовать более сложные вероятностные модели, законы распределения которых отличны от гауссовского.

Для организации эксперимента необходимо синтезировать математический датчик негауссовской последовательности случайных (псевдослучайных) чисел. В большинстве случаев априорной информацией о генерируемой случайной величине является функция или плотность распределения вероятностей. Для получения последовательности псевдослучайных чисел с требуемым законом распределения существует множество методов, подробно описанных в научной литературе [1]. Кроме того, в настоящее время широко используются пакеты прикладных программ для статистических вычислений, имеющие встроенные стандартные процедуры генерации случайных последовательностей с различными функциями и плотностями распределения вероятностей (нормальным, пуассоновским, равномерным и т.п.) [2]. Во многих случаях удобным и эффективным способом описания негауссовских случайных величин является последовательность усредненных характеристик, например, моментов или кумулянтов [3]. Однако генерация случайных величин с заданными значениями моментов (кумулянтов) не получила столь широкого распространения и этот вопрос заслуживает дополнительного обсуждения и исследования. На сегодняшний день для построения подобных генераторов используются следующие подходы: применение функционального преобразования гауссовской случайной величины; использование многопараметрических распределений (например, распределений из семейства Пирсона (тип IV и тип VII) или из семейства кривых Джонсона (тип S_u)); разложение функции или плотности распределения в ряд (например, ортогональные разложения типа Грама-Шарлье и Эджворта); формирование полигауссовской случайной величины; кусочно-нормальная аппроксимация плотности распределения вероятности и т.д. Общим недостатком существующих методов является сложность решения аппроксимационных задач. В данной работе предложен новый простой метод формирования массива псевдослучайных чисел, основанный на использовании выборочных моментов.

Пусть для произвольного множества случайных чисел $\bar{a}_n = \{a_1, a_2, \dots, a_n\}$ объемом n существует выборочные моменты m_i порядка i , равные

$$m_i = \frac{1}{n} \sum_{v=1}^n a_v^i, \quad i = \overline{1, k}. \quad (1)$$

При этом множество $\bar{a}$ будем называть моментно-образующим, если оно имеет бесконечный объем и если существует предел

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n} \sum_{v=1}^n a_v^i = m_i^*$$

для произвольного i , т.е. $i = \overline{1, \infty}$. Числа m_i^* будем называть теоретическими моментами порядка i множества чисел $\bar{a}$.

Для произвольного множества $\bar{a}_n$ или $\bar{a}$ будут получаться некоторые определенные выборочные моменты m_i или теоретические моменты m_i^* . Представляет интерес решить обратную задачу, когда заданы некоторые конкретные выборочные моменты m_i , $i = \overline{1, k}$ и необходимо найти такие числа a_v , $v = \overline{1, n}$, для которых справедливо равенство (1). Если необходимо фиксировать значения кумулянтных коэффициентов, то целесообразно воспользоваться выражениями, связывающими моментное и кумулянтное описание [3].

Известно, что удовлетворительное приближение многих законов распределений может осуществляться по их коэффициентам асимметрии γ_3 и эксцесса γ_4 [4]. Напомним, что величины γ_3 и γ_4 характеризуют негауссовость исследуемой случайной величины. Варьируя значение коэффициента асимметрии, можно управлять «кособокостью» плотности распределения вероятностей, а, изменяя коэффициент эксцесса, можно контролировать ее островершинность.

Для фиксации значений математического ожидания α_1 , дисперсии χ_2 , коэффициентов асимметрии γ_3 и эксцесса γ_4 необходимо, чтобы искомая система уравнений содержала не менее четырех равенств. Рассмотрим случай, когда $n = (k + 1) = 5$ и элемент a_5 является случайной величиной, распределенной по равномерному закону. Известно, что математическое ожидание и дисперсия произвольной выборки всегда могут быть изменены за счет внесения простых поправок [1]. Поэтому для упрощения расчетов положим $m_1 = a_5/5$ и $\chi_2 = 1$. Таким образом для нахождения чисел $\{a_1, a_2, a_3, a_4\}$ систему уравнений (1) можно переписать в виде:

$$\sum_{v=1}^4 a_v = 0; \quad \frac{1}{5} \sum_{v=1}^5 a_v^2 = 1; \quad \frac{1}{5} \sum_{v=1}^5 a_v^3 = \gamma_3; \quad \frac{1}{5} \sum_{v=1}^5 a_v^4 = \gamma_4 + 3, \quad (2)$$

где для чисел γ_3 и γ_4 выполняется неравенство [3]:

$$\gamma_3^2 \leq \gamma_4 + 2. \quad (3)$$

При использовании данного метода генерации псевдослучайной негауссовской последовательности возникает проблема подбора комбинаций фиксируемых кумулянтных коэффициентов, для которых система уравнений (1) имеет решение в области действительных чисел. В связи с этим целесообразно выяснить для каких значений пары кумулянтных коэффициентов γ_3 и γ_4 система уравнений (2) сходится. Для этого попытаемся установить взаимосвязь между параметрами, входящими в систему уравнений (2).

Из первого уравнения системы (2) находим:

$$a_1 = -a_2 - z, \quad (4)$$

где

$$z = a_3 + a_4. \quad (5)$$

Подставляя это значение a_1 в третье уравнение системы (2), получим квадратное уравнение относительно a_2 . После несложных вычислений имеем

$$a_{1,2} = -\frac{z}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{z^2 - 4a_3a_4 + \frac{4a_5^3}{3z} - \frac{20\gamma_3}{3z}}. \quad (6)$$

Если во второе уравнение системы (2) подставить выражения для коэффициентов a_1 и a_2 вида (6), получим уравнение

$$a_3^2 + a_4^2 - \frac{5\gamma_3}{3z} + \frac{a_5^3}{3z} + \frac{a_5^2 - 5}{2} = 0. \quad (7)$$

Подставив соотношение (5) в уравнение (7), легко найти

$$a_{3,4} = \frac{z}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{5 - z^2 - a_5^2 + \frac{10\gamma_3 - 2a_5^3}{3z}}. \quad (8)$$

Используя выражения (8) и (6), преобразуем коэффициенты a_1 и a_2 к виду

$$a_{1,2} = -\frac{z}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{5 - z^2 - a_5^2 - \frac{10\gamma_3 - 2a_5^3}{3z}}. \quad (9)$$

Таким образом для компонент вектора $\{a_1, a_2, a_3, a_4\}$ получены рекуррентные соотношения (8), (9), которые зависят от статистических характеристик случайной величины γ_3 , γ_4 и коэффициента a_5 . Для установления взаимосвязи между кумулянтными коэффициентами необходимо в четвертое уравнение системы (2) подставить коэффициенты вида (8), (9). После несложных алгебраических преобразований получим

$$z^6 - z^4(5 - a_5^2) - \frac{5}{4}z^2(a_5^4 - 2a_5^2 - 7 - 4\gamma_4) + (5\gamma_3 - a_5^3)^2 = 0, \quad z \neq 0. \quad (10)$$

В частности, из выражения (10) следует, что диапазон варьирования кумулянтными коэффициентами достаточно узок. На рис.1 приведена область допустимых значений параметров γ_3 и γ_4 , для которых система уравнений (2) имеет решение в области действительных чисел. Для сравнения на этом же рисунке изображена граница общей области допустимых значений пары рассматриваемых кумулянтных коэффициентов, определяемая неравенством (3). Следовательно, с помощью данного метода можно генерировать последовательности псевдослучайных чисел только с плосковершинной кривой распределения.

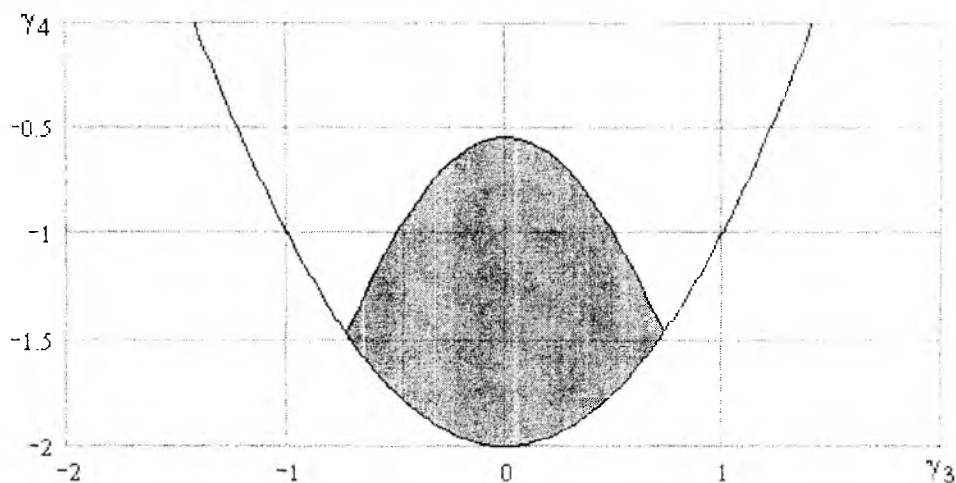


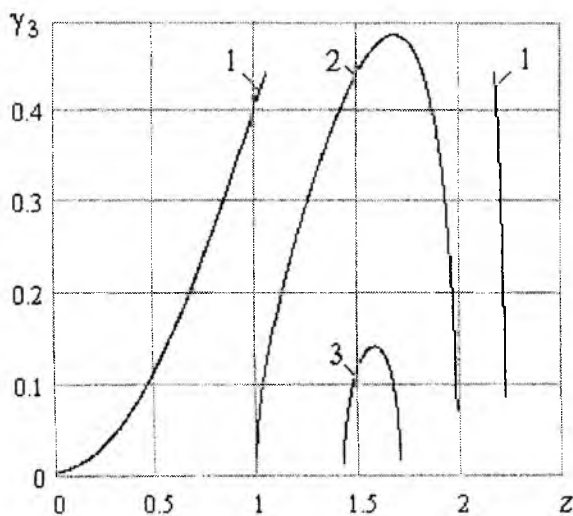
Рис.1

Построены графики зависимости коэффициента асимметрии γ_3 (рис.2.а) и эксцесса γ_4 (рис.2.б) от параметра z при $a_5 = 0,25$ и при различных фиксированных значениях другого кумулянтного коэффициента (а – коэффициент эксцесса γ_4 : 1) $-1,8$; 2) -1 ; 3) $-0,6$; б – коэффициент асимметрии γ_3 : 1) 0 ; 2) $0,2$; 3) $0,4$). Выражение (10) является четной функцией относительно параметров z и γ_3 , поэтому достаточно рассмотреть поведение искомых

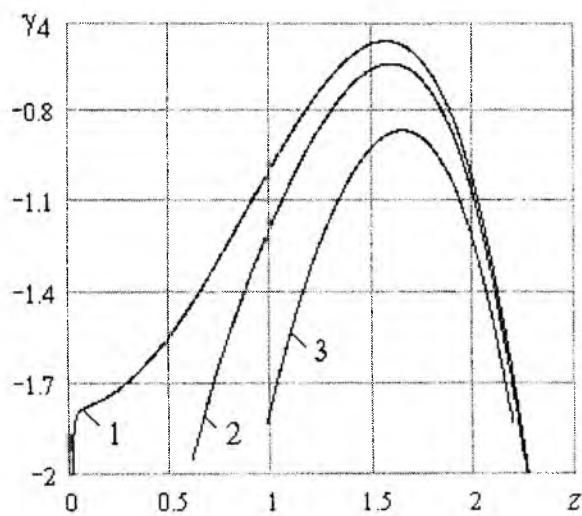
характеристик для положительных значений. Отметим, что при построении указанных зависимостей наряду с выражением (9) необходимо учитывать неравенство (3).

С помощью пакета Mathcad-7 в среде Windows-95 построена программная модель генератора псевдослучайных чисел, основанного на использовании выборочных моментов. Приведем алгоритм формирования негауссовской псевдослучайной последовательности объемом N с заданными значениями моментов (кумулянтов) до 4-го порядка.

1. Ввод необходимых значений математического ожидания α_{10} , дисперсии χ_{20} , коэффициентов асимметрии γ_{30} , эксцесса γ_{40} и длины N псевдослучайной последовательности. Необходимо удостовериться, что значения требуемых кумулянтных коэффициентов принадлежат области допустимых значений, представленной на рис.1.
2. Формирование последовательности из $N/5$ случайных чисел a_5 , имеющих равномерное распределение в интервале $[0; 0,5]$.
3. С помощью рис.2 (при необходимости можно воспользоваться выражением (10)), по заданным значениям кумулянтных коэффициентов находится величина z . Подставляя найденное значение z в выражения (8) и (9), находят значения начальных приближений вектора $\{a_1, a_2, a_3, a_4\}$.



а)



б)

Рис. 2

4. Для каждого значения a_5 находится решение системы нелинейных уравнений (2). При использовании пакета Mathcad-7 для отыскания элементов искомого вектора применяется итерационный метод Левенберга-Маркардта [2].
5. Преобразование дисперсии и математического ожидания последовательности. Для этого каждое значение вектора из пяти элементов умножается на величину χ_{20} и к полученным элементам добавляется величина $(\alpha_{10} - a_5 / 5)$.
6. Объединение полученных массивов в одну последовательность заданной длины.
7. Используя генератор с равномерным законом распределения, осуществляется перемешивание элементов результирующей негауссовской последовательности.
8. Нахождение экспериментальных значений рассматриваемых статистических характеристик полученной негауссовской последовательности и сравнение с исходными данными.

Предложенный алгоритм является простым и эффективным инструментом для генерации псевдослучайных последовательностей с заданными начальными моментами (кумулянтами) до 4-го порядка. При этом варьирование параметром $z = f(\vec{a}_n)$ дает возможность целенаправленно изменять значения статистических характеристик генерируемой псевдослучайной последовательности.

Полученный алгоритм можно применять для имитации помеховой ситуации реальных каналов связи при компьютерном моделировании работы дискретных алгоритмов обработки статистических данных, использующих моментно-кумулянтное описание [5, 6].

Список литературы: 1. Айвазян С.А., Енюков И.С., Мешалкин Л.Д. Прикладная статистика: Основы моделирования и первичная обработка данных: Справ. изд. М.: Финансы и статистика, 1983. 471 с. 2. *Mathcad 6.0 Plus*. Финансовые, инженерные и научные расчеты в среде Windows 95: Пер. с англ. М.: Филинь, 1996. 712 с. 3. Малахов А.Н. Кумулянтный анализ негауссовских случайных процессов и их преобразований. М.: Сов. радио, 1978. 376с. 4. Штейнвольф А.Л. Расчеты и имитация негауссовских случайных вибраций. К.: Наукова думка, 1993. 250 с. 5. Кунченко Ю.П., Лега Ю.Г. Оценка параметров случайных величин методом максимизации полинома. К.: Наукова думка, 1992. 180 с. 6. Гавриш А.С. Алгоритмы оценки параметров полигармонического сигнала на фоне негауссовских помех // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн.сб. 2000. № 114. С. 155-158.

*Черкасский государственный
технологический университет*

Поступила в редколлегию 30.01.2002

ПОГРЕШНОСТИ НИНИУСНОГО МЕТОДА ПАКЕТНОГО СОВПАДЕНИЯ

Определение пространственного положения объекта требует применения высокоточных преобразователей время-код, имеющих широкий динамический диапазон и высокую точность измерения [1].

Измеритель коротких интервалов времени, использующий ниниусный метод совпадения импульсов пакетами, рассмотрен в [2].

Уравнение ниниусного метода пакетного совпадения имеет вид:

$$t_x = t_u + t_1 + t_2 = N \cdot T_0 + T_0 \cdot \frac{n_{10}}{N_{p1}} + T_0 \cdot \frac{n_{02}}{N_{p2}}, \quad (1)$$

где N – количество импульсов, соответствующее измеряемому временному интервалу, укладывающемуся в целое число периодов T_0 ; T_0 – период импульсов генератора основной частоты f_0 ; n_{10} – число импульсов частоты f_1 от стартового импульса до середины пакета совпадений в стартовом канале (число импульсов стартового пакета); n_{02} – число импульсов частоты f_2 от стопового импульса до середины пакета совпадений в стоповом канале (число импульсов стопового пакета); N_{p1} , N_{p2} – количество импульсов, соответствующее периодам разностных частот в стартовом и стоповом каналах преобразования соответственно.

Рассмотрим механизм возникновения общей погрешности совпадения импульсов пакетами, которая состоит из методической и инструментальной погрешностей. Преобразование однократных временных интервалов в цифровой эквивалент путём фиксации на оси времени центров пакетов совпадения сопровождается возникновением погрешностей, обусловленных квантованием РПМ (разностно-периодной мерой) δt_{10} и δt_{02} . Эту погрешность следует отнести к методической, так как она возникает при замене аналоговых величин t_1 и t_2 соответствующими им дискретными. Максимальное значение такой погрешности в реальном масштабе времени составляет

$$\delta t = \delta t_{10} = \frac{f_{p1}}{f_0 f_1},$$

то есть методическая погрешность на высокой частоте равна $\delta t_M = \delta t_{10}$ или δt_{02} .

Пусть $f_0 \approx f_1 \approx f_2 = f$, $\delta t_{10} = \delta t_{02} = \delta t$, тогда $f_{p1} = f_{p2}$. На разностной частоте f_p при постоянном коэффициенте трансформации эквивалентом периода повторения T_1 импульсов является период разностной частоты $T_p = f_p^{-1}$, а эквивалентом разностно-периодного шага квантования δt – некоторая величина δT_p . Тогда справедливо соотношение

$$\frac{\delta t}{T_1} = \frac{\delta T_p}{T_p}. \quad (2)$$

С учётом значения δt и $T_0 \approx T_1 = T_2$ эквивалент кванта на разностной частоте

$$\delta T_p = \frac{T_p}{T_1} \cdot \delta t \approx T_1.$$

Максимальная методическая погрешность на разностной (низкой) частоте, выраженная через количество периодов частоты f_0 , составляет

$$\delta N_M = \frac{\delta T_p}{T_p} = \frac{T_1}{T_p} = T_0 \cdot \delta t \cdot f_0 f_1 = 1, \quad (3)$$

то есть равна одному периоду повторения импульсов последовательности, на которой исследуется преобразуемый интервал времени.

Произведем анализ и количественную оценку инструментальных погрешностей нониусного метода с использованием РПМ. Основными дестабилизирующими факторами в рассматриваемом преобразовании являются термодинамические шумы, пульсации напряжения питания, нестабильности частот f_0 , f_1 и f_2 . Влияние пульсаций можно устранить путем применения гальванических источников для питания формирователей импульсов, схем совпадения, и остается рассмотреть степень влияния на точность преобразования t_u термодинамических шумов и нестабильностей частот f_0 , f_1 и f_2 .

Влияние шумовых процессов проявляется в возникновении временной неопределённости на границах пакетов импульсов совпадений. На огибающей пакета такая неопределённость будет пропорциональна коэффициенту трансформации, равному f_1/f_{p1} или f_2/f_{p2} . Рассмотрим для определённости f_1/f_{p1} . Значение T_u определяется уравнением Найквиста

$$\delta T_u = \frac{U_u}{K_u} \cdot \frac{f_1}{f_p} = \frac{\sqrt{4k\theta\delta fr}}{K_u} \cdot \frac{f_1}{f_p},$$

где $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/град, постоянная Больцмана;

θ - абсолютная температура;

$\delta f \approx 1/\tau$ - полоса частот, к которой принадлежит тепловой шум;

r - входное сопротивление схемы совпадения;

τ - средняя длительность импульсов на выходе схем совпадения.

Если крутизна фронта импульса совпадения K_u известна, то неопределенность момента пересечения этого фронта уровнем срабатывания схемы совпадения за счет термодинамического шума $\delta t_u = U_u/K_u$. На огибающей пакета совпадений подобная неопределенность пропорциональна f_1/f_p , т.е.

$$\delta T_u = \frac{U_u}{K_u} \cdot \frac{f_1}{f_p}.$$

Считая рассматриваемые шумовые отклонения некоррелированными в начале и конце пакета, выразим δT_u в виде числа импульсов стартового канала

$$\delta N_u = \sqrt{2} \cdot \delta T_u \cdot f_1 = \frac{2\sqrt{k\theta\delta fr}}{K_u} \cdot \frac{f_1^2}{f_p}. \quad (4)$$

Считая, что $f_1 \approx f_2$, для стопового канала расчёт числа импульсов пакета за счёт шумовых явлений аналогичен.

Для анализа инструментальной погрешности из-за нестабильности частоты рассмотрим влияние кратковременной нестабильности ГУВ на результат преобразования.

Результат преобразования t_1 и t_2 , вычисленный по формуле (1), содержит погрешности от нестабильностей частот f_0, f_1, f_2 . Протяженность пакета в стартовом канале $T_{n1}=N_{n1} \cdot T_1$, в стоповом - $T_{n2}=N_{n2} \cdot T_2$.

Погрешность величины T_n от нестабильности частоты ГУВ, равной α , равна $\delta T_n = T_n \cdot \alpha$. Здесь нестабильность α является суммарной нестабильностью частот f_0 и f_1 (или f_2 и f_0) в стартовом (стоповом) каналах,

$$\alpha = \sqrt{\alpha_1^2 + \alpha_0^2}.$$

Так как нестабильность ГУВ выше, нежели нестабильность ГОЧ, то α можно оценивать по значению нестабильности ГУВ1(ГУВ2). Пусть нестабильности ГУВ1 и ГУВ2 равны, т.е. $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$, частоты $f_0 \approx f_1 \approx f_2 = f$. Пакет импульсов совпадения изменится за счёт суммарной кратковременной нестабильности $\alpha_\Sigma = \sqrt{2}\alpha$ частот f_0, f_1 и f_2 на величину интервала времени

$$\delta T_n = T_n \cdot \alpha_\Sigma. \quad (5)$$

Количество импульсов в пакете при этом будет изменяться на величину

$$\delta N_\alpha = \frac{\delta T_n}{T_1} = \alpha_\Sigma \cdot \frac{T_n}{T_1}. \quad (6)$$

Количество периодов частоты f_1 за промежуток времени, равный периоду разностной частоты, равен

$$N_p = T_p \cdot f_1. \quad (7)$$

Нестабильность периодов импульсов генераторов равна $\delta T_\alpha = \alpha_\Sigma / f$, и это приводит к деформации временного отрезка между импульсами, участвующими в процессе совпадения. На отрезке времени, равном периоду разностной частоты T_p , погрешность преобразования, обусловленная нестабильностью частот, может быть найдена из выражения

$$\delta t_\alpha = N_p \cdot \delta T_\alpha = \frac{\alpha_\Sigma}{f_p}.$$

Количество импульсов в пакете изменится на величину

$$\delta N_\alpha = \frac{\delta t_\alpha}{\delta t} = \frac{\alpha_\Sigma \cdot f^2}{f_p^2}. \quad (8)$$

Подставляя в полученное выражение значения соответствующих величин, можно определить количество импульсов, на которое пакет импульсов совпадения может удлиниться (уменьшится) из-за влияния нестабильностей частот генераторов.

Суммарная погрешность величин $t_1, (t_2)$, выраженная в изменении числа импульсов пакета, запишется в виде

$$\delta N = \sqrt{(\delta N_M)^2 + (\delta N_{III})^2 + (\delta N_\alpha)^2}. \quad (9)$$

Конечно, в процессе преобразования количество импульсов в пакетах совпадений от реализации к реализации может быть неодинаковым. Следовательно, погрешности величин t_1 и t_2 , выраженные через погрешности кодов δN , могут быть определены следующим образом:

$$\delta t_1 = \left(\frac{n_{10} + \sqrt{2} \cdot \delta N}{N_{p1} + \delta N} - \frac{n_{10}}{N_{p1}} \right) T_0, \quad (10)$$

$$\delta t_2 = \left(\frac{n_{02} + \sqrt{2} \cdot \delta N}{N_{p2} + \delta N} - \frac{n_{02}}{N_{p2}} \right) T_0.$$

Полагая в среднем $n_{10} \approx 0,5 \cdot N_{p1}$ и $n_{02} \approx 0,5 \cdot N_{p2}$ и имея в виду, что $\delta N < N_p$, после несложных преобразований выражений (10) получим:

$$\delta t_1 = T_0 \cdot \frac{(0,5 \cdot N_{p1} + \sqrt{2} \cdot \delta N) \cdot N_{p1} - 0,5 \cdot N_{p1} (N_{p1} + \delta N)}{(N_{p1} + \delta N) N_{p1}} \approx \frac{\delta N}{N_{p1}} \cdot T_0, \quad (11)$$

$$\delta t_2 \approx \frac{\delta N}{N_{p2}} \cdot T_0. \quad (12)$$

Импульсы в процессе образования пакета перекрываются с шагом δt_{10} и δt_{02} . При равенстве длительностей импульсов последовательностей частоты f_0 , f_1 и f_2 , $\delta t_{10} = \delta t_{02} = \delta t$ длины пакетов в стартовом и стоповом каналах будут примерно одинаковы, то есть $N_n = \frac{2\tau}{\delta t}$.

Таблица 1

$\delta t_{10}, \delta t_{02}, \text{с}$	$\delta f, \text{Гц}$	$f_0, \text{Гц}$	$\delta T_n, \text{с}$	N_p	δN_u	δN_α	δN	$\delta t_1, \delta t_2, \text{с}$
10^{-11}	10^8	10^6	$2 \cdot 10^{-8}$	10^5	$2 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$	~ 1	10^{-11}
10^{-13}	10^8	10^7	$2 \cdot 10^{-7}$	10^6	2,57	2	3,4	$3,4 \cdot 10^{-13}$
10^{-14}	10^8	10^7	$2 \cdot 10^{-6}$	10^7	25,7	20	32,5	$0,3 \cdot 10^{-14}$
10^{-11}	10^9	10^6	$2 \cdot 10^{-9}$	10^5	$0,75 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-3}$	1	10^{-11}
10^{-13}	10^9	10^7	$2 \cdot 10^{-8}$	10^6	0,75	0,2	1,26	$1,2 \cdot 10^{-13}$
10^{-14}	10^9	10^7	$2 \cdot 10^{-9}$	10^7	7,5	$2 \cdot 10^{-2}$	7,5	$7,5 \cdot 10^{-14}$

В табл. 1 приведены результаты вычислений погрешностей δt_1 и δt_2 величин t_1 и t_2 соответственно для различных значений полосы частот δf при $r=50 \text{ Ом}$, $K_u=10^8 \text{ В/с}$, $\alpha=10^{-5}$, $\Theta=300\text{К}$. Анализ таблицы 1 позволяет подтвердить вывод о том, что погрешности квантования измеряемой величины t_x имеют порядок величины не больший, чем значения разностно-периодных квантов δt_{10} , δt_{02} .

Список литературы: 1. Обнаружение движущихся объектов / П.А. Бакут, Ю.В. Жулина, Н.А. Иванчук; Под ред. П.А. Бакута. М.: Сов. радио, 1980. 288с. 2. А.с. 1550472 СССР, МКИ G 04 F 10/04. Измеритель коротких временных интервалов / О.И.Кадацкая, В.Е.Тырса (СССР) // Открытия. Изобретения. 1999. №10. С.15.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 30.01.2002

ВВЕДЕНИЕ В ПРОБЛЕМАТИКУ КОМПЬЮТЕРНЫХ ПРЕСТУПЛЕНИЙ

Следует отметить, что не существует общепринятого определения термина "киберпреступление", характеризуемого экспертами как преступление, совершенное с применением высоких и компьютерных технологий.

Киберпреступление (ссылаясь на материалы Tenth United Nations Congress по борьбе с преступностью и правонарушителями, проведенного в Вене в апреле 2000) – любое преступление, совершенное в электронной среде (т.е. некоторое незаконное действие, ведущее к уголовной ответственности, хотя в разных странах существуют различные подходы к оценке "незаконности" тех или иных действий). Киберпреступление может быть совершено средствами компьютерных систем и сетей, в компьютерной системе или сети, или против компьютерной системы или сети.

Иногда ссылаются на **категории** киберпреступлений (в узком смысле "компьютерные преступления"). К ним относится любое незаконное действие, проведенное с помощью каких-либо электронных средств, имеющее целью воздействовать на средства компьютерной безопасности и данные, обрабатываемые или хранящиеся в компьютерной системе. Примерами таких преступлений являются:

- хакерство или получение незаконного доступа к данным;
- незаконное использование компьютерных систем;
- компьютерный вандализм.

В рамках данной категории могут рассматриваться второстепенные или косвенные угрозы, такие как подготовка к более серьезным атакам: передача компьютерных паролей, ключей кодирования, кодов доступа и т.д. Киберпреступления также могут рассматриваться как обычные преступления, совершенные с применением новых технологий, так называемые преступления, относящиеся к компьютерным. К ним относятся любые незаконные действия, совершенные с применением или против компьютерных систем и сетей. Сюда также относится незаконное владение информацией и ее распространение с применением компьютерных систем и сетей. Примерами таких преступлений являются:

- экономические преступления (незаконное распределение финансовых фондов и искажение финансовой информации, вымогательство, манипуляции с отчетами акций и т.д.);
- информационные преступления или нарушение частной собственности (доступ к закрытым базам данных, продажа информации);
- телекоммуникационные преступления ("радиоперехват");
- criminal communications (transmitting threats);

Также следует отметить, что телекоммуникационные системы делятся на такие же категории, что и компьютерные системы и сети, что, безусловно, расширяет спектр рассматриваемого вопроса.

В чем состоит проблема?

Во-первых, отметим, что спектр международного сотрудничества в области борьбы с киберпреступлениями ограничен международными договоренностями и национальным законодательством каждой страны.

Кроме того, существуют значительные отличия в приоритетах развивающихся стран. Существование таких отличий усложняет международное сотрудничество и увеличивает разрыв в технологическом развитии между двумя этими группами. Недостаток взаимодействия с развивающимися странами может способствовать возникновению серьезных противоречий при попытке привести их законодательство в соответствие с соглашениями, принятыми в развитых странах.

С тех пор, как в конце 1970-х годов было принято законодательство о защите информации, сохранилась необходимость внесения изменений непосредственно в уголовное законодательство, чтобы уменьшить количество "правовых лазеек", позволяющих вести незаконные действия в областях, где ведение подобных действий не считается наказуемым.

Например, различия в законодательстве стран относительно ответственности за дискриминацию создают серьезные проблемы при выработке единой политики по этому вопросу.

Более того, даже вопрос определения понятия распространения запрещенной информации требует определенного уточнения. Сюда относят распространение информации незаконной самой по себе и распространение информации, не являющейся незаконной, но которая может стать таковой при определенных обстоятельствах ее распространения. Проблема состоит в том, насколько существующие национальные законодательства применимы в новом электронном пространстве.

Наконец, особую проблему представляет Internet. Права провайдеров трактуются так же, как и права телекоммуникационных операторов. Это означает, что не существует никаких законных возможностей контролировать или блокировать трафик в компьютерных системах. Но, тем не менее, возникает вопрос об их гражданской ответственности, в соответствии с которой они обязаны сотрудничать и помогать представителям законных властей.

Вопрос криминального расследования

Такие расследования идут вне киберпреступлений, поскольку они (расследования) должны охватывать случаи, в которых улики должны храниться в электронном пространстве. При этом следует рассмотреть такие аспекты:

- ограниченные возможности специальных отделов по расследованию компьютерных преступлений;
- невозможность полностью исследовать место преступления – компьютерную систему при нежелании ее законного владельца;
- разные политики защиты информации: с одной стороны сторонники жесткого контроля и уголовной ответственности, с другой – сторонники частной собственности и коммерческого интереса;
- юридическое определение разницы между хранимыми данными и данными, находящимися в сети, поскольку к последним вообще применяются более высокие требования;
- различия в определении формальных требований к тому, насколько законно использование электронных данных в качестве улик (звуковые и видео- данные не учитываются);
- определение достоверности улик.

Вопрос международного сотрудничества

Киберпреступления все больше пересекают национальные границы. Возникает вопрос – достаточное ли внимание уделяется этим межнациональным преступлениям? Скорее всего – нет. Международная полиция нуждается в специальных международных соглашениях, расширяющих ее возможности по развивающимся странам. Существование таких отличий усложняет международное сотрудничество в борьбе с такой преступностью. В 1997 году G-8 приняло несколько принципиальных законов и общую программу действий "против высокотехнологических преступлений".

Следовательно, решение взаимного правового сотрудничества наталкивается на несколько существующих проблем:

- одни и те же действия могут по-разному трактоваться в различных странах;
- международное законодательство не позволяет использовать все доступные возможности сравнительно с национальным законодательством;

- возможное существование отнимающих много времени формальностей, которые, даже будучи необходимыми при сотрудничестве в сфере обыкновенной преступности, совершенно бессмысленны в случае киберпреступлений.

Трудности также могут возникнуть в случае появления экстра-территориального эффекта вследствие правовых действий. Примерами являются:

- перехват данных между двумя разными юрисдикциями;
- секретные действия могут быть законными в одном государстве и незаконными в другом;
- поиск, копирование и уничтожение данных, расположенных на территории другого государства, может привести трактовке таких действий как уголовных и нарушение национального суверенитета.

Международное сотрудничество может быть усовершенствовано путем гармонизации соответствующих национальных правовых норм, что приведет к ликвидации или значительному уменьшению вышеизложенных экстра-территориальных эффектов.

Каковы перспективы международного юридического сотрудничества в такой специфической области?

В свете угроз, представляемых киберпреступностью для государств и народов, только общее универсальное долговременное соглашение сможет со временем принести положительные результаты. Если такое соглашение невозможно, остается возможность осуществлять моделированное регулирование (model regulation).

Особые проблемы возникли в процессе переговоров, ограниченных G-8 и Советом Европы. Они подтвердили трудности в принятии общей концепции взаимоотношений возможного вмешательства закона и основных прав человека.

Вопрос общей юрисдикции

Право государства осуществлять юрисдикцию закреплено в национальном законодательстве любого государства. Пять основных принципов, обеспечивающих основу осуществления уголовной юрисдикции, в различной мере представлены в законодательствах всех государств:

- территориальный принцип;
- национальный принцип;
- принцип защиты;
- принцип общности;

Принцип общей юрисдикции относится к так называемым международным преступлениям. К таким преступлениям относятся особо серьезные преступления, могущие влиять на интересы всего международного сообщества. Такие преступные действия наказуемы в рамках международного законодательства. Принцип общей юрисдикции уполномочивает государства осуществлять юрисдикцию на своей территории, уделяя особое внимание преступлениям, представляющим большой интерес для международного сообщества в плане их строгого наказания.

Тем не менее, на сегодняшний день не существует единой концепции общей юрисдикции. Существуют различные взгляды на преступления на национальном уровне, входящие в общую юрисдикцию. Также присутствуют, зафиксированные в различных договорах, различные подходы к обязательности судебного преследования и выдаче преступников. Спорным также является вопрос, вменяется ли странам в обязанность или право рассматривать данные преступления в соответствии с международной юрисдикцией.

Наконец, давайте рассмотрим некоторые исторические прецеденты осуществления международной юрисдикции.

Нюрнбергский процесс являлся осуществлением верховной законодательной власти стран-победительниц в качестве их права осуществлять правовой контроль на занятых территориях. Кроме того, экспертная комиссия на территории бывшей Югославии ссылалась на Нюрнбергский процесс в виде примера того, что страны могут использовать объединенные национальные юрисдикции в качестве международного трибунала.

Отчет генерального секретаря ООН, содержащий проект статуса международного уголовного трибунала для бывшей Югославии, рассматривает скорее законность установления такого трибунала, используя возможности Совета Безопасности, чем принцип общей юрисдикции с учетом всех стран.

В переговорах, приведших к принятию римского статуса, некоторые государства выступали за осуществление юрисдикции международным уголовным судом, основанном на принципе общности. Это предложение было отклонено большинством стран – участниц переговоров. Таким образом, международный уголовный суд осуществляет юрисдикцию либо на основе территориального, либо на основе национального принципа, в соответствии со статьей 12 римского статуса.

Заключительные замечания

- Вопрос главенства закона в международных отношениях в последнее время стал основным для рассмотрения и определения странами – участницами ООН. Единственным способом сохранить мир и безопасность в будущем является главенство закона на национальном и международном уровнях.
- Другой вопрос, ставший в недавнее время одним из основных – растущее понимание необходимости пересмотреть концепцию государственного суверенитета. Отправной точкой рассмотрения должно быть не само понятие суверенитета. Отправной точкой рассмотрения должно быть не само понятие суверенитета, а благо народа. Многие государства воспринимали попытки препятствовать нарушению прав человека и гуманитарных прав как угрозу собственному суверенитету.

Большой угрозой суверенитету стран являются компьютерные преступления, представляющие серьезную проблему даже для суперстран.

- Главной задачей государств – вне зависимости от того, развиты они или развивающиеся – является задача собственной защиты – точнее, защиты собственного народа.
- Многие обнаруженные угрозы взаимосвязаны. В будущем в один ряд с компьютерными преступлениями по "интернациональности угроз" можно будет поставить терроризм, торговлю наркотиками, финансовые преступления, коррупцию, "отмывание" денег и т.д.
- Ведущая роль в борьбе с компьютерными преступлениями возложена на международное сотрудничество. Также крайне необходимо развивать диалог между развитыми и развивающимися странами, поскольку для решения такой проблемы необходимо участие всех заинтересованных сторон.
- Принятие концепции общей юрисдикции для множества стран не было легким решением. Но в свете того, что для борьбы с компьютерной преступностью – вне зависимости от того, как мы ее определяем, – требуется действительно тесное взаимное сотрудничество в юридической области, странами было принято единственно верное решение. Общая юрисдикция в борьбе с компьютерной преступностью крайне необходима,
- поскольку компьютерные преступления, в отличие от традиционных, которые могут рассматриваться по каким-то конкретным признакам: территориальным, национальным и т.д., – не имеют каких-то определенных физических границ. Возможно, борьба с такой преступностью только с законодательной точки зрения не

является единственной, следует искать другие способы достижения успеха. Например, помощь самих пользователей виртуального пространства, элементы делового саморегулирования, полномочия пользователей отбирать (фильтровать) информацию и т.д.

- Проблемой борьбы с компьютерной преступностью может стать не столько недостаток, сколько избыток внимания к таким преступлениям. Но в то же время крайне нежелательно недооценивать их опасность.
- Еще одной проблемой является угроза нарушения прав частной собственности.
- На сегодня не существует единой концепции определения компьютерных преступлений, выше описаны лишь некоторые их составные элементы.
- Следует рассмотреть законодательную основу для следующих действий:
 1. Незаконный доступ к компьютерным системам.
 2. Использование компьютеров и компьютерных систем в незаконных целях.
 3. Уничтожение или изменение данных в пределах компьютерных систем.
 4. Похищение интеллектуальной (виртуальной) собственности.
 5. Получение ценной информации нечестным путем с помощью компьютерных систем.

Как же со всем этим справиться?

Единственный выход – взаимное и искреннее сотрудничество. Рано или поздно перед нами встанет проблема виртуального мира.

Список литературы: 1.Барсуков В.С. Обеспечение информационной безопасности. М.: Технология электронных коммуникаций, 1996. 94с. 2.Батурин Ю.М. Проблемы компьютерного права. М.: Юридическая литература, 1991. 3.Балюк В. Особенности развития ИНТЕРНЕТ в Украине // Правове, нормативне та метрологічне забезпечення системи захисту інформації в автоматизованих системах України. К.: 2000.- С.21-24. 3.BBC (1999) NATO under "cyber attack". 4.Denning, D. *Information Warfare and Security*. Boston: Addison Wesley. 5.Denning, D. (2000) Activism, Hacktivism, and Cyberterrorism: The Internet as a Tool for Influencing Foreign Policy. 6.Grabovsky, P., and Smith, R.G. (1998) *Crime in the Digital Age: Controlling Telecommunications and Cyberspace Illegalities*. New Brunswick, NJ: Transaction Publishers and Sydney: Federation Press. 7.Grabovsky, P., Smith, R.G., and Dempsey, G. (2001) *Electronic Theft: Crimes of Acquisition in Cyberspace*. Cambridge: Cambridge University Press. 8.Grant, A., David, F., and Grabovsky, P., (1997) "Child pornography in the Digital Age" *Transnational Organized Crime*, 3, 4, pp. 171-188. 9.Hundley, R., and Anderson, R. (1995) "Emerging Challenge: Security and Safety in Cyberspace", *IEEE Technology and Society Magazine*, 14(4): pp. 19-28. 10.Venditto, G. 1996, "Safe Computing", *Internet World*, September: pp.45-58. 11.Wahlert, G. (1996) "Implications for Law Enforcement of the Move to a Cashless Society", 22-28 in Graycar A., and Grabovsky P. N. (eds), *Money Laundering*. Australian Institute of Criminology, Canberra.

*Национальный университет
внутренних дел*

Поступила в редколлегию 21.05.2002

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГРЕШНОСТЕЙ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РЕФРАКЦИОННЫХ ПОПРАВОК К РЕЗУЛЬТАТАМ ИЗМЕРЕНИЙ КООРДИНАТ КОСМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ, ОСУЩЕСТВЛЯЕМЫХ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Применение координатно-временных измерений в различных областях науки, техники и промышленности в последнее время становится все более интенсивным. Увеличивается количество приборов, осуществляющих такие измерения, растет их точность. Несмотря на разнообразие типов измерительных приборов в данной области (это классические астрономо-геодезические инструменты, оптические и радиодальномеры, радиотелескопы, радиоинтерферометры со сверхдлинной базой, радионавигационные спутниковые системы, системы передачи точного времени и др.), так или иначе все они используют измерения каких-либо параметров электромагнитного сигнала, распространяющегося в земной атмосфере и за ее пределами.

В то же время требования к точности координатных измерений во многих областях их применения удовлетворяются еще не в полной мере.

Погрешности определения координат (а это – погрешности измерения углов и дальностей между объектами) в общем случае можно классифицировать как инструментальные погрешности (т.е. погрешности приборов) и погрешности, вызванные влиянием внешней среды, в данном случае – земной атмосферы. В связи с быстрым развитием высоких технологий точность современных приборов становится все выше и в большинстве случаев может удовлетворить современные требования. Поэтому определяющим фактором при формировании погрешности координатных измерений становится атмосфера Земли, главным образом, ее приземная часть – тропосфера.

Тропосферные поправки к результатам измерений дальности, осуществляемых с помощью электромагнитных волн, обычно вводятся методами Марини-Мюррея (в оптическом диапазоне длин волн) [1], Дэвиса, Герринга, Нила (в радиодиапазоне) [2, 3, 4]. В качестве исходных данных эти методы используют метеорологические параметры, измеренные на поверхности Земли. Как показали многочисленные исследования [5], эти методы являются наиболее точными. Однако соотношения, определяющие поправки к результатам координатных измерений и являющиеся основой упомянутых методов, получены в пренебрежении ряда рефракционных эффектов.

Известно, что при разработке методов Марини-Мюррея, Дэвиса, Герринга, Нила строились "функции отображения" (так называемые *mapping functions*), учитывающие зависимость атмосферных поправок от зенитного угла наблюдаемого объекта. Функции отображения в этих методах имеют смысл коэффициентов сомножителей при формуле Саастамойнена [6], определяющей групповую задержку для наблюдений в зенит. Такие функции строятся на основе результатов численного моделирования атмосферных поправок как интегралов вдоль траектории распространения электромагнитного сигнала для различных зенитных углов. Однако при этом не учитывается величина расстояния между точкой наблюдения и наблюдаемым объектом, что приводит к погрешностям определения атмосферных поправок. В данной работе проведены исследования величин таких погрешностей.

Рассмотрим задачу распространения электромагнитной волны в неоднородной земной атмосфере. На рис. 1 представлена схема прохождения электромагнитного луча. Рефракционные поправки к измеренному расстоянию L (соответствует отрезку OS) до объекта (на рисунке обозначенного S) в приближении сферически слоистой атмосферы выражаются интегралами

$$\Delta S = \int_{r_0}^{r_s} \frac{(n-1)nrdr}{\sqrt{n^2 r^2 - n_o^2 r_o^2 \sin^2 Z_0}}, \quad (1)$$

$$\Delta D = \int_{r_0}^{r_s} \frac{nrdr}{\sqrt{n^2 r^2 - n_o^2 r_o^2 \sin^2 Z_0}} - L, \quad (2)$$

а уравнение траектории луча в полярных координатах определяется как

$$\Phi = \int_{r_0}^{r_s} \frac{n_o r_o dr}{r \sqrt{n^2 r^2 - n_o^2 r_o^2 \sin^2 Z_0}}, \quad (3)$$

где ΔS – групповой набег электромагнитного сигнала в земной атмосфере; ΔD – поправка, учитывающая рефракционное искривление траектории; Φ – угол между векторами $\mathbf{r}_o$ и $\mathbf{r}$; $n=n(r)$ – показатель преломления воздуха в зависимости от высоты над уровнем моря; $r=|\mathbf{r}|$, $\mathbf{r}$ – радиус-вектор текущей точки траектории (центр полярной системы координат находится в центре Земли); Z_o – видимый зенитный угол цели.

При построении функций отображения в работах [2, 3, 4], как и во многих других, интегралы (1), (2) брались до верхней границы атмосферы (на рис. 1 – точка Н), т.е. высота цели над поверхностью Земли не учитывалась. В случае вычисления групповой задержки сигнала (1) такое упрощение для поправочных формул, использующих зависимость от видимого зенитного угла, не приводит к ошибке, так как очевидно, что при $r > r_H$ подынтегральная функция в (1) равна нулю ($n=1$). Однако при вычислении рефракционного удлинения траектории (2) такое допущение приводит к погрешности, величина которой (что не трудно показать простыми вычислениями исходя из рис. 1) пропорциональна квадрату отрезка HH' .

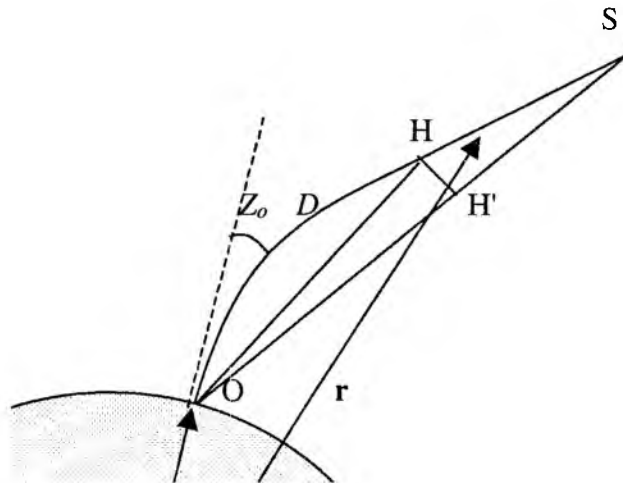


Рис. 1

Приближенные методы определения угла рефракции α (т.е. угла между истинным и видимым направлениями на объект), использующие, например, Пулковские таблицы рефракции [7] или теорему Ориани – Лапласа [8] также приводят к подобной погрешности. Эти методы определяют угол астрономической рефракции (т.е. в условиях, когда объект наблюдения удален на бесконечность). Поэтому для объектов, отстоящих от точки наблюдения на конечное расстояние, угол рефракции будет определен с ошибкой.

В настоящей работе обе этих погрешности были исследованы в зависимости от видимого зенитного угла цели Z_0 и высоты h цели над Землей. Зависимость показателя преломления n от высоты была выбрана согласно стандартной атмосфере ГОСТ 4401-81. Интегралы (1) – (3) определялись численным методом, разработанным в [9], так как на больших зенитных углах обычные методы численного интегрирования для их вычисления использовать нельзя [9]. Угол рефракции вычислялся исходя из геометрии задачи, причем, угол Φ_s (полярная координата объекта) определялся из (3), а радиус Земли считался известным.

В табл. 1 приведены результаты вычислений ΔD (в см), а в табл. 2 – угла рефракции α (в угловых секундах) для нескольких значений зенитного угла и высоты объекта (значение $h=20000$ км выбрано не случайно, это средняя высота ИСЗ, обеспечивающих глобальные спутниковые радионавигационные системы). Видно, что высота наблюдаемого объекта над Землей влияет на величину рефракционных поправок, особенно на больших зенитных углах. Например, на 80° отличие величины искривления траектории луча от его значений, определенных при высоте объекта $h=100$ км, превышает 0,5 см для $h=20000$ км, а вблизи 90° эта величина может составлять сотни сантиметров. Аналогичные закономерности проявляются и при анализе углов рефракции в случае наблюдений космических объектов.

Таблица 1

$Z_0, ^\circ$ $h, \text{ км}$	30	70	80	90
100	0,006	0,357	2,726	698,21
1000	0,007	0,413	3,173	882,51
10000	0,008	0,421	3,248	947,03
20000	0,008	0,421	3,256	955,82
10^8	0,008	0,422	3,267	968,49

Таблица 2

$Z_0, ^\circ$ $h, \text{ км}$	30	70	80	90
100	34,81	163,93	328,01	2241,6
1000	37,38	176,14	353,59	2539,7
10000	37,64	177,68	357,89	2644,1
20000	37,66	177,81	358,35	2658,3
10^8	37,67	177,98	358,95	2678,8

Для учета конечной высоты космического объекта при определении рефракционных поправок приближенными методами предлагается использовать следующий довольно простой способ. Очевидно, что в случае, когда пределы интегрирования в (1) – (3) находятся выше верхней границы земной атмосферы, интегралы (1) – (3) становятся табличными. Если высота цели известна хотя бы приближенно (например, из необработанных результатов измерений, в которые и вводятся обсуждаемые поправки), то из (1) – (3) несложно получить алгебраические выражения, уточняющие рефракционные поправки с учетом определенного значения высоты объекта.

Таким образом, в работе проанализировано влияние высоты объекта наблюдения на точность приближенных методов определения рефракционных поправок как функций видимого зенитного угла при координатных измерениях на трансатмосферных трассах. Показано, что погрешность этих методов становится существенной при больших зенитных углах наблюдения. Предложен метод коррекции результатов определения рефракционных поправок.

Список литературы: 1. *Marini J.W. and Murray C.W.* Correction of laser range tracking data for atmospheric refraction at elevations above 10 degrees.// NASA-TM-X-70555, Coddard Space Flight Center, Greenbelt, Md. 1973. 2. *Davis J.L., Herring T.A., Shapiro I.I., Rogers A.E.E. and Elgered G.* Geodesy by radiointerferometry: Effects of atmospheric modeling errors on estimates of baseline length.// Radioscience. 1985. Vol. 20. No. 6. P.1593-1607. 3. *Herring T.A.* Modeling atmospheric delays in the analysis of space geodetic data//. Proceedings of Symposium of Refraction of Transatmospheric Signals in Geodesy, J.C. de Munk and T.A. Th. Spoelstra (Eds.), The Hague, The Netherlands, 19-22 May, Netherlands Geodetic Commission, Publications on Geodesy, Delft, The Netherlands, No. 36, New Series. – 1992. P. 157-164. 4. *Niell A.E.* Global mapping functions for the atmosphere delay at radio wavelengths.// Journal of Geophysical Research. 1996. Vol. 101, No. B2, P. 3227-3246. 5. *Mendes V.B.* Modeling the neutral-atmosphere propagation delay in radiometric space techniques// Ph. D. dissertation. Department of Geodesy and Geomatics Engineering Technical Report No.199. University of New Brunswick, Fredericton, New Brunswick, Canada, 1999, 353 p. 6. *Saastamoinen J.* Contributions to the theory of atmospheric refraction. In three parts.// Bulletin Geodesique. 1973. No. 105. P.279-298; No. 106. P. 383-397; No. 107. P. 13-34. 7. Таблицы рефракции Пулковской обсерватории. Изд. 5; Под ред. В.К.Абалакина. Л.: Наука, 1985. 48 с. 8. *Алексеев А.В. и др.* Оптическая рефракция в земной атмосфере (наклонные трассы). Новосибирск: Наука, 1983. 230 с. 9. *Прокопов А.В., Ремаева О.А., Снурникова Г.К.* Определение атмосферных поправок к результатам лазерных измерений расстояний до ИСЗ методами численного интегрирования// Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 117. С. 31-34.

Харьковский национальный

университет радиоэлектроники

Харьковский государственный научно-

исследовательский институт метрологии

Харьковский государственный

экономический университет

Поступила в редколлегию 11.04.2002

*С.И. КЛЕВЕЦ, В.Ф. КЛЕПИКОВ, д-р физ.-мат. наук, Г.Ф. КОНЯХИН, канд. техн. наук,
З.Ю. ЛИТВИНА, канд. техн. наук, В.В. ЛИТВИНЕНКО, канд. физ.-мат. наук,
В.Е. НОВИКОВ, канд. физ.-мат. наук, А.М. СОТНИКОВ, канд. техн. наук*

КОЛЕБАТЕЛЬНЫЙ КОНТУР С ФРАКТАЛЬНОЙ НАГРУЗКОЙ И “ФРАКТАЛЬНЫЙ” ЗАКОН ОМА

В последнее время все большее применение во многих областях физики и технологии (например, при использовании в качестве защитных покрытий) приобретают композитные материалы со сложной фрактальной структурой. Фрактальные среды характерны тем, что их макроскопические свойства (коэффициенты теплопроводности, электропроводности, диффузии и т.д.) зависят от их фрактальных характеристик (например, фрактальной размерности материала или его пористости) [1]. Одним из основных свойств фрактальных сред является их необратимость и присущее им общее и универсальное свойство "забывания" (или "потери информации") – именно оно и характеризует стохастичность процесса [2]. Кроме того, в работе [3] было показано, что фрактальные среды демонстрируют при некоторых условиях существенную нелинейность в процессах переноса заряда. Эти характерные черты фрактальных сред позволяют надеяться на их эффективное применение во многих радиофизических процессах и устройствах.

В настоящей работе изучены колебания тока в контуре с фрактальной нагрузкой и показано, что указанные выше обстоятельства могут быть эффективно отражены в математической модели фрактальных сред, основанной на использовании интегро-дифференциальных операторов дробного порядка.

Рассмотрим колебательную систему в виде последовательного колебательного контура с фрактальным резистором [3] в качестве нагрузки и внешней гармонической вынуждающей силой. Первой существенной особенностью фрактального резистора является его нелинейность. Фрактальный резистор может быть изготовлен путем осаждения паров металла и диэлектрика на подложку или путем спекания мелкодисперсных порошков. При этом концентрация смеси должна соответствовать порогу протекания, тогда токонесущий каркас будет представлять собой фрактал [4]. Например, в случае тонкой пленки ($d = 2$) эта концентрация $p_c = 0,5$, а в случае трехмерного образца ($d = 3$) $p_c = 0,17$ [5].

Если проводимость металлической компоненты σ_m , а диэлектрической σ_D , то, как показано в [3], эффективная проводимость σ_e двухкомпонентной бесконечной среды на пороге протекания зависит только от $h = \frac{\sigma_D}{\sigma_m}$ и описывается степенным законом:

$$\sigma_e = \sigma_m h^u, \quad (1)$$

где u – критический индекс. В трехмерном случае u равно $2/3$ (см. [6]). При малых h проводимость падает, на феноменологическом уровне нелинейные эффекты описываются выражением для проводимости σ с эффективной линейной проводимостью σ_e и эффективной нелинейной проводимостью α_e [3]

$$\sigma = \sigma_e + \alpha_e E^2, \quad (2)$$

где E – среднее электрическое поле, а нелинейная проводимость α_e описывается степенной зависимостью от h

$$\alpha_e \approx \alpha_D h^{-w} \quad (3)$$

при $d = 2$, $w = 1,5$, а при $d = 3$, $w = 1,02$. Подчеркнем, что нелинейная проводимость растет при $h \rightarrow 0$, а эффективное поле нелинейности падает, т.е. на пороге протекания среда становится аномально нелинейной. Это свойство нелинейной проводимости смесей металл-диэлектрик позволяет создавать искусственные нелинейные среды и управлять их свойствами.

Колебания тока в такой системе описываются уравнением, которое при слабой квадратичной нелинейности проводимости нагрузки ($\alpha \ll 1$) представляет собой уравнение для простейшей модели генератора Ван-дер-Поля [7]

$$\frac{d^2 q}{dt^2} - \frac{R}{L} (1 - \alpha q^2) \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = F(t) \quad (4)$$

с внешней гармонической силой $F(t) = A_e \sin(\Omega t)$.

В нелинейной колебательной системе при определенных значениях параметров возникают хаотические колебания (рис.1).

Второй существенной особенностью фрактального резистора является его необратимость и существование памяти. Наличие памяти в среде означает, что если в момент времени t' на систему действует сила $u(t')$, то возникает поток $j(t)$, величина которого в последующий момент времени t задается равенством $j(t) = \int_0^t Y(t-t') u(t') dt'$.

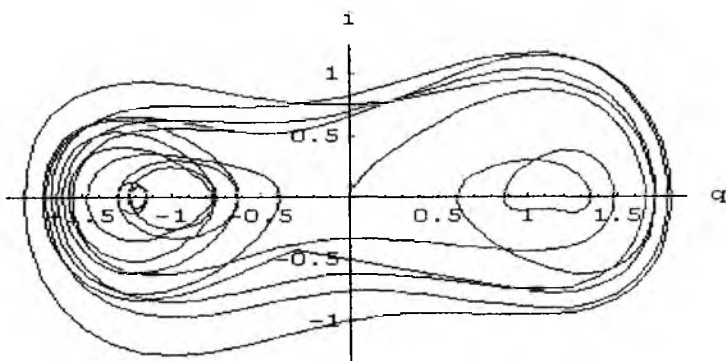


Рис. 1

Для системы, не обладающей памятью, зависимость функций памяти $Y(t)$ имеет дельта-функциональный вид $Y(t) \propto \delta(t-\tau)$. В этом случае уравнение для потока приобретает вид: $j(t) = \sigma u(t)$. При включении памяти δ -функция размывается в колоколообразную зависимость, ширина которой определяет ширину временной области τ вблизи текущего времени t , в течение которого сила $u(t)$ влияет на поток. Если функция $Y(t)$ имеет степенной вид $\propto t^{-\nu}$, то соотношение между силой и потоком можно записать в виде

$$j(t) = (I^{1-\nu} u)(t). \quad (5)$$

Здесь $I^{1-\nu}$ – оператор дробного интегрирования [8]. Простые соображения, приводящие к введению дробных интегралов производных, даны в классических работах Лиувилля, Летникова, Сони́на и др. [9, 10]. Интегральный оператор порядка α определяется выражением

$$I^\alpha g(x) \equiv D^{-\alpha} g(x) \stackrel{\text{def}}{=} \frac{1}{\Gamma(\alpha)} \int_{x_0}^x \frac{g(\xi)}{(1-\xi)^{1-\alpha}} d\xi, \quad (6)$$

и называется дробным интегралом порядка α . Производную дробного порядка также можно определить как обобщение производной n -го порядка, например, определение дробной производной Римана-Лиувилля

$$D^{\alpha} f(t)=\frac{1}{\Gamma(1-\alpha)} \frac{d}{d t}\left[\int_{\alpha}^t \frac{f(\xi) d \xi}{(t-\xi)^{\alpha}}\right] . \tag{7}$$

Рассмотрим простейшую цепь, представляющую собой генератор тока, создающий импульс тока $i_g(t)$, который протекает через фрактальную нагрузку и образует падение напряжения на ней $u(t)$. Уравнение Кирхгофа для такой цепи можно записать (с учетом (5)) в виде:

$$i_g(t)=i_d(t)+\left(I^{1-\nu} u\right)(t) . \tag{8}$$

Применяя оператор дробной производной (7) к току, получим уравнение для него

$$D^{1-\nu} i_d+u(t)=R(t), \quad R(t)=D^{1-\nu} i_g(t) . \tag{9}$$

Легко убедиться в том, что использование в уравнении дробной производной (как указывалось выше) эквивалентно введению в уравнение затухания. Для заряда q из (9), воспользовавшись соотношением $i_d=\frac{d q}{d t}$, получаем дробное обобщение уравнения нелинейного осциллятора с правой частью

$$\frac{d^{2-\nu} q}{d t^{2-\nu}}+u(t)=R(t) . \tag{10}$$

На рис. 2 показано решение этого интегро-дифференциального уравнения.

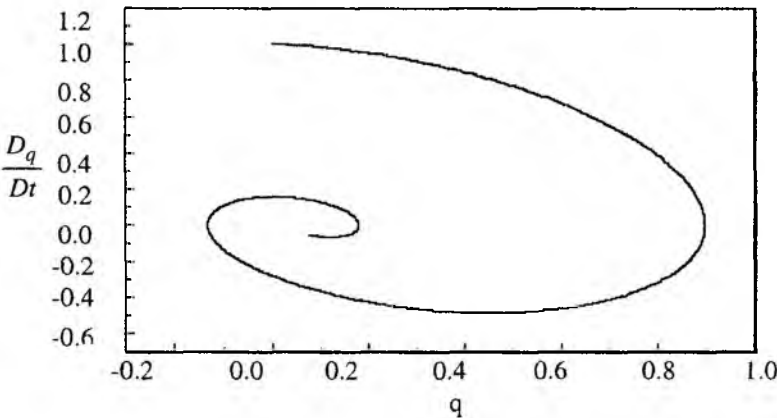


Рис. 2

Характер поведения решения подтверждает приведенное утверждение об эквивалентности в некотором смысле степени затухания колебаний и отклонения производной от целого значения в уравнении.

Воспользовавшись этой аналогией, можно обобщить уравнение для колебаний в системе с фрактальной нагрузкой (4) на случай учета необратимости системы и памяти в ней и привести его к виду:

$$D^{2-\nu} q-\frac{R}{L}\left(1-\alpha q^2\right) D^{1-\nu} q+\omega_0^2 q=F(t) \quad . \tag{11}$$

К решению уравнений такого вида надо подходить с позиций методов регуляризации [11].

Введем регуляризованный (наблюдаемый) заряд $\tilde{q}$:

$$D^{-\nu} q = \tilde{q}. \quad (12)$$

При этом нерегуляризованный заряд связан с наблюдаемым зарядом с помощью соотношения

$$q = D^{\nu} \tilde{q}. \quad (13)$$

Воспользовавшись этими преобразованиями, получим уравнение для наблюдаемого заряда

$$D^2 \tilde{q} - \frac{R}{L} (1 - \alpha q^2) D \tilde{q} + \omega_0^2 D^{\nu} \tilde{q} = R(t). \quad (14)$$

Рассмотрим линейный случай. Будем искать решение этого уравнения с помощью преобразования Лапласа $\hat{L}$. Применяя преобразование Лапласа к уравнению (14) для преобразования Лапласа наблюдаемого заряда $g(p) = \hat{L}(\tilde{q})$, получим

$$p^2 g(p) - p \tilde{x}(0) - \dot{\tilde{x}}(0) + \omega_0^2 p^{\nu} g(p) = \hat{L}(R(t)). \quad (15)$$

Здесь использовано соотношение $\hat{L}(D^{\nu} f(t)) = p^{\nu} \hat{L}(f(t))$. Таким образом, выражение для образа наблюдаемого заряда имеет вид

$$g(p) = \frac{p \tilde{x}(0) + \dot{\tilde{x}}(0) + \hat{L}(R(t))}{p^2 + \omega_0^2 p^{\nu}}. \quad (16)$$

При решении таких задач Коши используют функции Миттаг-Леффлера, которые для уравнений с дробными производными играют такую же важную роль, как гармонические функции для уравнений с обычными производными:

$$E_{\alpha, \beta}(x) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{x^k}{\Gamma(\alpha k + \beta)}, \quad E_{\nu, 1}(x) \equiv E_{\nu}(x). \quad (17)$$

Гармонические функции являются частными случаями этой функции

$$E_{2,2}(-\omega_0^2 t^2) = \frac{\sin(\omega_0 t)}{(\omega_0 t)}; \quad E_2(-\omega_0^2 t^2) = \cos(\omega_0 t). \quad (18)$$

Решение уравнения (14) с начальными условиями имеет вид

$$\tilde{q}(t) = i_0 t E_{2-\nu, 2}(-\omega_0^2 t^{2-\nu}) + q_0 E_{2-\nu, 1-\nu}(-\omega_0^2 t^{2-\nu} + D^{-\nu} F(t)), \quad (19)$$

$$F(t) = \int_0^t (t - \xi)^{1-\nu} E_{2-\nu, 2-\nu}(-\omega_0^2 (t - \xi)^{2-\nu}) R(\xi) d\xi$$

и изображено на рис. 3.

Решение в случае отсутствия правой части уравнения ($R(t)=0$) описывает дробное обобщение затухающих колебаний, что легко понять из вида фазовых траекторий этой системы подобных тем, которые изображены на рис. 2.

Уравнение в дробных производных, аналогичное (10) или (11), можно вывести и из элементарных феноменологических соображений, позволяющих получить обобщение закона Ома.

Рассмотрим слой толщиной L неравновесной проводящей среды с потерями, к которому приложена разность потенциалов U . В этом случае можно записать уравнение движения электронов в виде:

$$m \frac{dv}{dt} + \frac{1}{\tau} v = e \frac{U}{L}, \quad (20)$$

где τ – среднее время между соударениями. Если среда обладает памятью либо имеет сложную (фрактальную) структуру, при которой сила действует не во всех точках пространства, то потери в среде можно описать дробной производной и заменить оператор $\frac{d}{dt} + \frac{1}{\tau}$ на оператор D^ν . Тогда получаем следующее уравнение:

$$D^\nu v = \frac{e}{m} \cdot \frac{U}{L}. \quad (21)$$

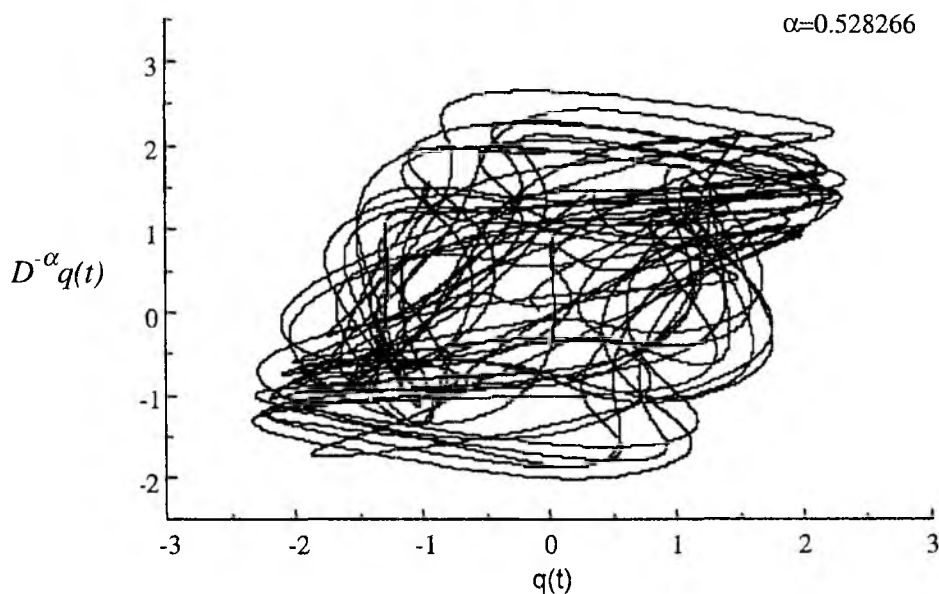


Рис. 3

Поддействовав на его левую и правую части оператором I^ν , получаем $v = I^\nu \left(\frac{eU}{mL} \right) + F(t)$.

Откуда и приходим к соотношению между полным током I через площадь сечения S и разностью потенциалов U . В отличие от обычного линейного соотношения между этими величинами, представляющего обычный закон Ома, мы получаем:

$$I = \frac{n_e e^2 S}{mL} I^\nu(U). \quad (22)$$

Это соотношение осуществляет связь между током и разностью потенциалов с помощью линейного оператора дробного интегрирования $\hat{I}^\nu$. Таким образом, соотношение (22) является дробным обобщением закона Ома для фрактальных проводящих сред.

Предложенная в работе модель на основе аппарата дробных производных для описания радиофизических процессов в устройствах с фрактальными элементами может быть математической основой для разработки новых устройств, использующих специфические свойства нелинейности и необратимости фрактальных сред.

Список литературы: 1. *Olemskoi A.I., Klepikov V.F.* Theory of spatiotemporal pattern in non-equilibrium systems // *Phys. Rep.* 2001. Vol. 338, 6. P.571-677. 2. *Олемской А.И., Флат А.Я.* Использование концепции фрактала в физике конденсированной среды // *УФН.* 1993. Т.163, N12. С.1-50. 3. *Сатанин А.М.* Нелинейная проводимость фрактальных резисторов // *Письма в ЖТФ.* 1995. Т.21, вып.16. С.44-47. 4. *Федер Е.* Фракталы. М.: Мир. 1991. 260 с. 5. *Шкловский Б.И., Эфрос А.Л.* Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука. 1979. 416 с. 6. *Архинчев В.Е.* Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 50, вып.6. С. 293-295. 7. *Белякова Г.В., Беляков Л.А.* О простейших бифуркациях в неавтономном уравнении Ван-дер-Поля-Дуффинга // *Радиотехника и электроника.* 1996. Т.41, N3. С.328-331. 8. *Джрбашян М.М.* Интегральные преобразования и представления функций в комплексной области. М.: Наука. 1966. 672 с. 9. *Летников А.В.* Теория дифференцирования с произвольным указателем // *Математический сборник.* 1968. Т. 3. С. 1-68. 10. *Летников А.В.* Исследования, относящиеся к теории интегралов вида $\int_{\alpha}^x (x-u)^{p-1} f(u) du$ // *Математич. сб.* 1974. Т. 7. С. 5-205. 11. *Болотов В.Н., Новиков В.Е.* Описание хаотических динамических систем регуляризационными методами // *Электромагнитные явления.* 1998. Т.1. С. 47-57.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 03.04.2002

ПРОГРАММНАЯ ОБУЧАЮЩАЯ СИСТЕМА РАСПОЗНАВАНИЯ ОБРАЗОВ, ЗАДАННЫХ СЛОЖНЫМИ ЭТАЛОННЫМИ ОПИСАНИЯМИ

При создании техники контроля за ходом физических, химических, биологических и других процессов часто возникает необходимость решения задач распознавания образов (состояний процессов), каждый из которых задан сложным эталонным описанием в виде совокупностей эталонных значений и интервалов эталонных значений признаков (оценок параметров процесса).

При применении традиционных подходов к построению алгоритмов распознавания на основе проверки простых статистических гипотез алгоритмы распознавания обычно имеют иерархический характер и предусматривают использование совокупности частных алгоритмов принятия решения. Такие алгоритмы в принципе решают поставленную задачу, однако требуют принятия промежуточных решений, что приводит к большому количеству операций алгоритма и трудностям прогнозирования достигаемого качества распознавания.

С точки зрения математической статистики задача распознавания образов, заданных сложными эталонными описаниями, относится к классу задач проверки сложных гипотез. Общая методика их решения разработана применительно к проблемам статистической радиотехники и приведена, например, в [1]. Однако полученные результаты основаны на обобщенном представлении априорного распределения анализируемого параметра и не конкретизированы применительно к особенностям построения сложных эталонных описаний образов. Однако во многих средствах, как правило, требуется решать задачи многоальтернативного распознавания образов.

Для применения в аппаратно-программных комплексах распознавания образов, заданных сложными эталонными описаниями, разработана программная система «Мыслитель». В этой системе реализованы многоальтернативные алгоритмы распознавания, оптимальные относительно критериев максимума апостериорной вероятности [2] и максимального правдоподобия [3]. Основу алгоритмов составляет следующая специально разработанная модель сложного эталонного описания образов.

В предположении о статической независимости компонентов эталонного описания распознаваемые образы $U_i = \{u_{in}\}$, $i \in \{1, 2, \dots, L\}$, $n \in \{1, 2, \dots, v_i\}$, где L – количество распознаваемых образов; v_i – число объектов распознавания, наблюдаемых в i -м образе, заданы в виде $\mathcal{S}$ -мерных совместных плотностей вероятности смешанного типа эталонных векторов s $W(s|U_i)=w_i(s)$:

$$w_i(s) = \prod_{j=1}^{\mathcal{S}} \left[\sum_{r=1}^{R_{ij}} p_{ijr} w_{ijr}(s_j, s'_{ijr}, s''_{ijr}) + \sum_{d=1}^{D_{ij}} p_{ijd} \delta(s_j - s_{ijd}) \right]. \quad (1)$$

В каждый сомножитель (1) входят получаемые при обучении (самообучении) R_{ij} плотностей вероятности $w_{ijr}(s_j, s'_{ijr}, s''_{ijr})$ эталонного равномерного распределения признака s_j на каждом r -м эталонном интервале $[s'_{ijr}, s''_{ijr}]$ возможных значений признака s_j и D_{ij} функций Дирака $\delta(s_j - s_{ijd})$, соответствующих точечным эталонным значениям s_j для каждого из распознаваемых образов. При этом p_{ijr} и p_{ijd} представляют собой априорные условные вероятности наблюдения r -го интервала, $r \in \{1, 2, \dots, R_{ij}\}$, или d -го значения, $d \in \{1, 2, \dots, D_{ij}\}$, при наблюдении образа U_i в метрике признака s_j . Для вероятностей p_{ijr} , p_{ijd} требуется соблюдение условий нормировки:

$$p_{ij} = \sum_{r=1}^{R_{ij}} p_{ijr} + \sum_{d=1}^{D_{ij}} p_{ijd} = 1, \quad \forall i \in \{1, 2, \dots, L\}, \quad \forall j \in \{1, 2, \dots, S\}.$$

Статистика отношений правдоподобия в наиболее сложном случае применения критерия максимума апостериорной вероятности определена в виде:

$$\Lambda_i(\mathbf{x}) = \int_{S_i} W(\mathbf{x} | \mathbf{s}) \prod_{j=1}^S \left[\sum_{r=1}^{R_{ij}} p_{ijr} w_{ijr}(s_j, s'_{ijr}, s''_{ijr}) + \sum_{d=1}^{D_{ij}} p_{ijd} \delta(s_j - s_{ijd}) \right] d\mathbf{s} \times \\ \times \left\langle \int_{S_i} W(\mathbf{x} | \mathbf{s}) \prod_{j=1}^S \left[\sum_{r=1}^{R_{1j}} p_{1jr} w_{1jr}(s_j, s'_{1jr}, s''_{1jr}) + \sum_{d=1}^{D_{1j}} p_{1jd} \delta(s_j - s_{1jd}) \right] d\mathbf{s} \right\rangle^{-1}, \quad (2)$$

где $W(\mathbf{x} | \mathbf{s}) = W(\mathbf{x} | s_1, s_2, \dots, s_S)$ – функции правдоподобия, являющиеся функциями вектора $\mathbf{s} = \{s_i\}$.

При распознавании принимается решение γ_i , $i=2, 3, \dots, L$, если

$$\delta_{\text{МАВ}} : p_i \Lambda_i(\mathbf{x}) = \max_{2 \leq q \leq L}^{\gamma_i} p_q \Lambda_q(\mathbf{x}), \quad (p_q/p_i) \Lambda_q(\mathbf{x}) \geq 1, \quad q=2, 3, \dots, L,$$

и решение γ_1 , если

$$(p_q/p_i) \Lambda_q(\mathbf{x}) < 1, \quad \forall q=2, 3, \dots, L,$$

где p_i (p_q) – априорные вероятности наблюдения i -го (q -го) образа, $\sum_{i=1}^L p_i = 1$.

Программная система (ПСРО) «Мыслитель» - представляет собой сложную функциональную систему. Она включает в себя мультитабличную базу данных (БД) и следующие интегрированные системы низшего уровня: обучения; выбора решений; обеспечения доступа к внутренним аппаратным ресурсам компьютера; обеспечения доступа к внешним аппаратным ресурсам; управления доступом к программе, к таблицам базы данных и к режимам функционирования программы; управления доступом к элементам интерфейса; информационно-справочную; модуль взаимодействия (интерфейс пользователя).

Мультитабличная база данных включает в себя следующие основные таблицы: «Эталонных описаний», «Измеренных значений признаков», «Выбранных решений». В зависимости от режима функционирования ПСРО и действий пользователя таблицы заполняются автоматически или вручную путём интерактивного диалога с пользователем с проверкой вводимых данных. Кроме того, для системного администратора имеется возможность непосредственного редактирования перечисленных таблиц вручную без проверки вводимых данных.

В системе «Мыслитель» реализованы два основных режима функционирования: «Обучение» и «Распознавание».

В первом режиме обучение может быть реализовано в форме ручного обучения, автоматизированного обучения или полуавтоматического самообучения. В любом случае обучение системы по сути представляет собой редактирование таблицы «Эталонные описания». Автоматизированное обучение и самообучение реализуются при сопряжении с измерителями параметров контролируемых процессов в составе аппаратно-программного комплекса. При ручном обучении ПСРО в систему вручную вводятся название решаемой задачи, количество

и названия распознаваемых образов, количество и названия признаков, используемых при распознавании, эталонные описания образов в метрике каждого признака и другие данные.

В режиме «Распознавание» в таблицу «Измеренные значения признаков» вводятся результаты измерения каждого из признаков, по которым ведётся распознавание. После этого отдаётся команда на выбор решения. В демонстрационной версии ПСРО ввод данных и команды осуществляется вручную. В составе аппаратно-программного комплекса данные и команда могут вводиться автоматически через заданные интервалы времени.

Основные характеристики демонстрационной версии системы приведены в таблице.

Параметр	Значение
Количество распознаваемых образов	≤ 5
Количество признаков	≤ 7
Вводимое количество измеренных значений каждого признака	≤ 20
Время выбора решения при применении компьютера типа Pentium-166, не более	1,2 мс
Статистический критерий оптимальности выбора решения	максимум апостериорной вероятности
Количество решаемых задач (введённых в БД эталонных описаний)	не ограничено, но влияет на время обучения системы
Минимальные требования к компьютеру	CPU Pentium-75; RAM 16MB (Win95-98); HDD 10MB free
Требования к операционной системе	Windows 95/98/2000, Windows NT 3.51/4.0
Объём инсталляционного пакета	4-5 дискет 1,44 MB

Ограничения на количества образов, признаков и измеренных значений признаков введены в демонстрационной версии программы. При создании рабочей и промышленной версий реализуются любые заданные Заказчиком требования к этим параметрам.

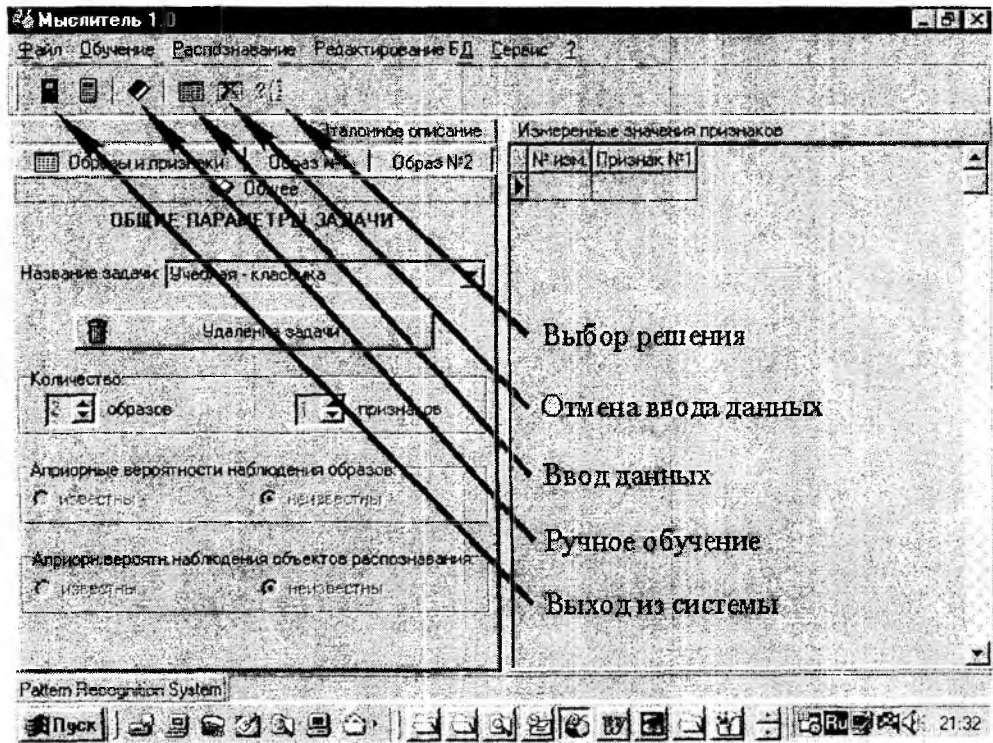


Рис.1

Основными элементами графического интерфейса пользователя являются (рис.1): главное меню; инструментальная панель, кнопки которой дублируют основные команды главного меню (назначение основных кнопок приведено на рис.1); полоса состояния, отображающая пользователю подсказки о назначении наиболее важных органов управления интерфейса; многостраничная информационно-обучающая панель «Эталонное описание»; рабочая панель «Измеренные значения признаков».

Многостраничная информационно-обучающая панель «Эталонное описание» позволяет: в режиме «Обучение» вводить новое и редактировать имеющиеся эталонные описания; в режиме «Распознавание» - получить информацию о введённом эталонном описании (параметрах решаемой задачи). Имеет следующие страницы:

- «Общее» – для ввода общих параметров решаемой задачи;
 - «Образы и признаки» – для ввода или корректировки общих описаний распознаваемых образов и применяющихся для распознавания признаков;
 - страницы «Образ №...» – для ввода и корректировки эталонных описаний каждого образа в метрике каждого признака.
- Количество последних страниц не постоянно. Оно определяется количеством образов, заданным на странице «Общее». Каждая из этих страниц также представляет собой многостраничную панель, количество страниц которой непостоянно и определяется числом признаков, введённым на странице «Общее».

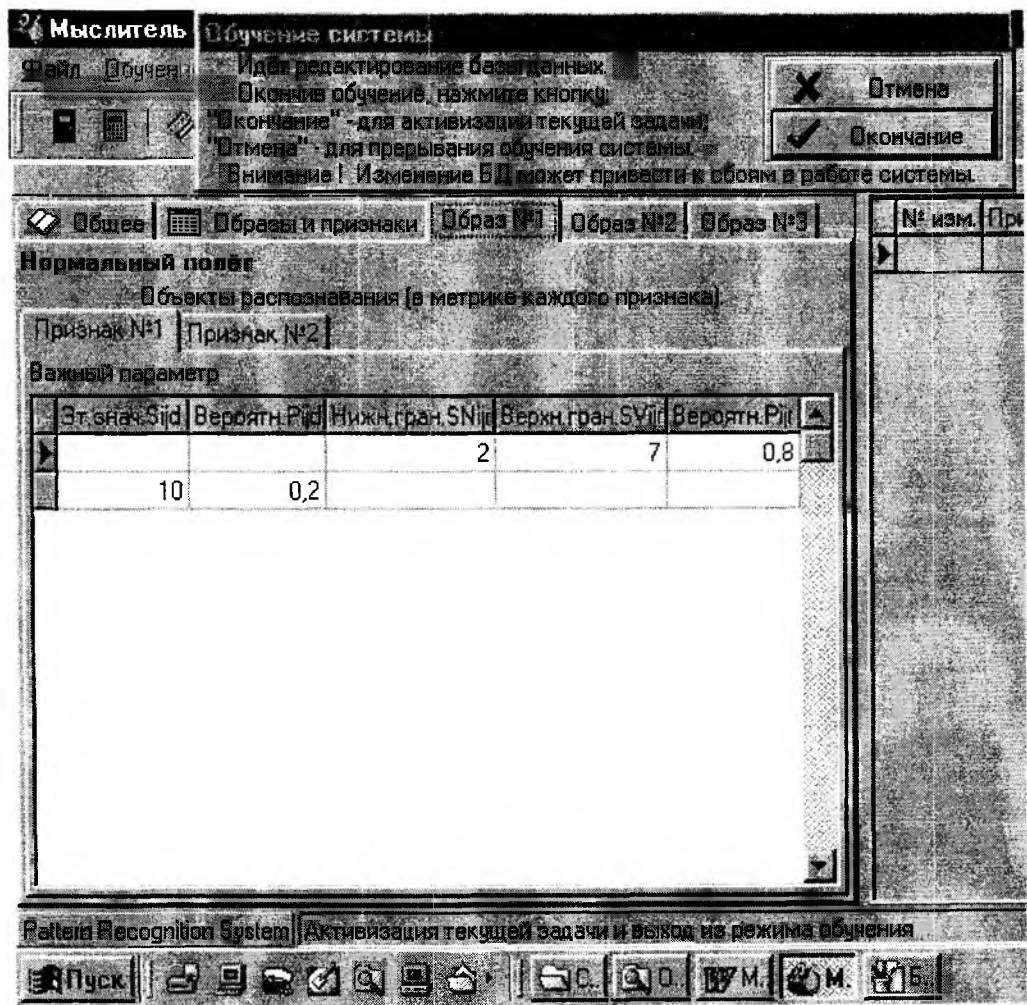


Рис.2

Рабочая панель «Измеренные значения признаков» имеет вид таблицы. Её первая колонка представляет собой автоматически заполняемое поле «№ измерения». Количество последующих полей (колонок) в таблице непостоянно и равно числу признаков, введённому на странице «Общее» панели «Эталонное описание».

Обучение системы начинается с выбора команды меню “Обучение|Ручное” или с нажатия соответствующей кнопки инструментальной панели. После проверки пароля, разрешающего обучение системы, активизируется страница «Общее» панели «Эталонное описание» и на ней появляются кнопки «Далее» и «Выход». В окне «Название задачи» появляется приглашение ввести или выбрать название решаемой задачи. В открывающемся списке этого окна имеются названия всех решаемых ранее задач (содержащихся в БД).

При выборе задачи из списка на текущей странице появляются основные параметры этой задачи – количества образов и признаков и информация о том, вводились вручную или автоматически априорные вероятности наблюдения образов и объектов распознавания. После этого можно либо удалить выбранную задачу (кнопка «Удаление задачи»), либо продолжить обучение ПСРО выбранной задаче.

При вводе нового названия задачи активизируются окна для введения количества образов, группы радиокнопок «Априорные вероятности наблюдения образов» и «Априорные вероятности наблюдения объектов распознавания». Под объектами распознавания понимаются дискретные эталонные значения признаков и интервалы значений признаков: одно значение или один интервал представляет собой один объект распознавания. Группы радиокнопок имеют два взаимоисключающие положения: «известны» - позволяющие вручную вводить соответствующие вероятности; «неизвестны» – впоследствии система автоматически определит априорные вероятности и введёт их в базу данных.

№ изм.	Признак №1	Признак №2
1	8,1	65
2	7,9	73
3	8	69
4	8,5	
5	8,3	
6	7,8	

Рис.3

После окончания редактирования всех таблиц (рис.2) обучение системы завершается нажатием кнопки «Окончание». После этого система «Мыслитель» проводит необходимые расчёты, которые могут занять несколько минут, и приводится в исходное состояние. Многостраничная панель «Эталонное описание» деактивируется и используется в дальнейшем в целях получения информации о параметрах решаемой задачи.

Ввод данных в систему начинается с выбора команды меню “Распознавание |Ввод данных” или с нажатия соответствующей кнопки инструментальной панели. После этого активизируется таблица «Измеренные значения признаков» на рабочей панели (рис.3). Её первая колонка представляет собой автоматически заполняемое поле «№ измерения». Количество последующих полей (колонок) в таблице равно числу признаков, введённому на странице «Общее» панели «Эталонное описание».

Количество вводимых данных выборочных значений признаков может быть любым и разным для каждого из признаков. Более того, не является обязательным участие всех признаков в каждом акте выбора решения. Если не вво-

дить данные для одного или нескольких признаков, то в текущем акте выбор решения будет проводиться только по тем признакам, данные для которых были введены. Естественно, это приведет к снижению достоверности результатов распознавания.

Для выбора решения после ввода данных необходимо выбрать команду меню “Распознавание|Выбор” решения или нажать соответствующую кнопку инструментальной панели. Система «Мыслитель» выберет решение, занесёт его в базу данных и отобразит на информационной панели «Результат распознавания» (рис.4). Кроме того, на информационной панели отображается время, которое потребовалось для выполнения алгоритма выбора решения, и служебная информация. Время оценивается в секундах и миллисекундах с округлением до единиц миллисекунд. Поэтому, если потребовалось менее, чем 0,5 мс, то на панели будет отображено «0 с 0 мс» (см.рис.4).

Завершая краткое описание, следует подчеркнуть, что к основным особенностям системы «Мыслитель» относятся синтезированные статистические оптимальные нерандомизированные многоальтернативные алгоритмы выбора решений, ориентированные на них мультитабличная база данных и подходы к управлению базой данных. Они позволяют реализовать функционирование системы в реальном масштабе времени и автоматически выбирать решения относительно наблюдаемого образа за среднее время, меньшее одной миллисекунды.

В настоящее время ведутся работы по дальнейшему усовершенствованию ПСРО «Мыслитель» в направлении внедрения методов самообучения. Это позволит непосредственно в ходе работы системы снижать степень неопределённости распознаваемых образов и соответственно повышать качество принимаемых решений.

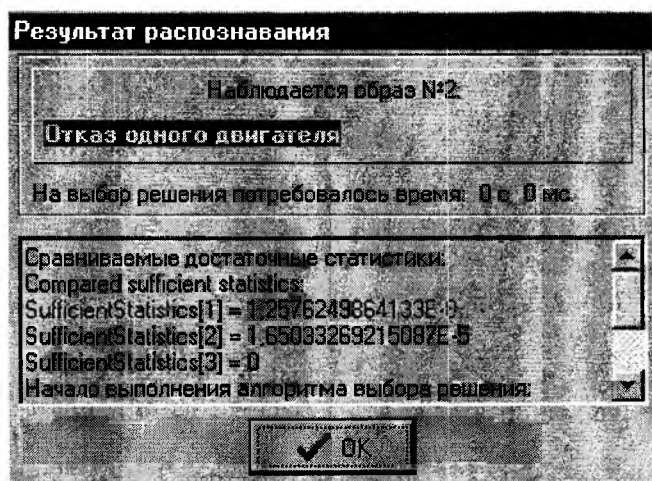


Рис.4

Список литературы:1. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники. Кн. 2. М.:Сов. радио, 1975. 392 с. 2. Певцов Г. В., Лупандин В. А. Синтез алгоритмов многоальтернативного распознавания образов на основе проверки сложных статистических гипотез по критерию максимума апостериорной вероятности // Радиотехника. 2001. №11. С. 77-80. (Изв. высш. учебн. заведений). 3. Певцов Г. В., Методика синтеза алгоритма распознавания образов, заданных сложными эталонными описаниями, оптимального по критерию максимального правдоподобия // Електроенергетика і перетворююча техніка: Вісн. Харк. держ. політех. ун-ту. 36. наук. праць. 1999. Вип. 88. С.59-63.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 02.03.2002

В. В. БАВЫКИНА, канд. техн. наук, Ю. А. КОВАЛЬ, д-р. техн. наук

СРАВНЕНИЕ АЛГОРИТМОВ ИЗМЕРЕНИЯ СДВИГА ШКАЛ В СИСТЕМАХ СИНХРОНИЗАЦИИ ВРЕМЕНИ И ЧАСТОТЫ ПО ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМУ КРИТЕРИЮ

Практически ни одна из существующих и вновь создаваемых систем передачи и извлечения информации, измерений, контроля и управления любыми процессами не может обойтись без учета и измерения времени и стабильных генераторов. Прямо или косвенно частотно-временные методы используются: для исследования космоса, мирового океана и земной коры; при создании совершенных навигационных, локационных и связных систем, высокоточного оружия и военной техники; для обеспечения измерений в физике, радиоастрономии и др. Основой для реализации этих методов является синхронность или привязка территориально разнесенных генераторов, выступающих или в качестве источников стабильной частоты, или в качестве хранителей времени.

Поскольку после распада СССР большая часть технических средств Государственной службы единого времени и эталонных частот осталась в России, из первоочередных актуальных задач для Украины встала задача организации частотно-временного обеспечения в стране. [1]. Актуальной задачей для Украины также является синхронизации опорных генераторов в национальной цифровой системе связи [2].

Системы, реализующие современные частотно-временные методы, относятся к классу многопозиционных информационно-измерительных систем и могут быть условно названы системами синхронизации времени и частоты (ССВЧ) [3]. В основе практически всех методов синхронизации лежит передача информации о шкалах времени. Сопоставительный анализ методов синхронизации показывает, что в настоящее время наивысшую точность обеспечивают: перевозимые квантовые часы (ПКЧ); спутниковые радионавигационные системы (СРНС) GPS и ГЛОНАСС; связные ИСЗ; радиометеорный метод синхронизации (РМС). Находит широкое применение менее точный, но сравнительно простой метод передачи сигналов синхронизации по каналам телевидения (ТВ). Каждый из перечисленных методов синхронизации (см. табл.) обладает определенными преимуществами и недостатками, которые необходимо учитывать при решении конкретных задач.

Анализируя принципы построения и источники погрешностей ССВЧ, следует выделить алгоритмы измерений сдвига шкал времени. Принципиально отличаясь от алгоритмов работы в других системах, алгоритмы измерений сдвигов шкал в ССВЧ обеспечивают учет либо исключение времени задержки сигналов синхронизации в среде распространения. Особая роль алгоритмов измерений сдвига шкал объясняется следующими причинами:

- 1) эти алгоритмы присущи только ССВЧ;
- 2) выбор алгоритма измерений существенно влияет на особенности технической реализации ССВЧ;
- 3) различные алгоритмы измерений сдвига шкал времени по разному трансформируют источники погрешностей в результирующую погрешность измерений;
- 4) алгоритмы измерений сдвига шкал времени непосредственно связаны с заключительным этапом измерений – обработкой их результатов, после которой оцениваются не только сдвиги шкал, но и погрешности измерений (случайные, систематические и грубые промахи).

Алгоритмы измерения сдвигов шкал времени можно разделить на две группы [3, 4].

К первой группе относятся, так называемые, **пассивные алгоритмы**, отличительной особенностью которых является излучение сигналов только в одном из пунктов. К пассивным алгоритмам относятся односторонний алгоритм (ОА) и алгоритм общего охвата (АОО). В случае ОА один пунктов (*A*) излучает сигналы, которые принимаются во втором пункте (*B*). Сдвиг шкал времени пунктов при этом можно определить, если известно время

задержки сигналов между пунктами τ_p . В случае АОО используется дополнительный высокостабильный источник, сигналы которого принимаются в синхронизируемых пунктах. Этот алгоритм называется также взаимным или дифференциальным.

Алгоритмы второй группы – **активные**, основанные на двусторонней передаче информации. При этом время задержки сигналов между пунктами может быть неизвестным, требуется только его высокая стабильность и обратимость (в идеальном случае $\tau_p^{AB} = \tau_p^{BA}$).

Различают три основных, а также ряд комбинированных и модифицированных активных алгоритмов. К основным алгоритмам принято относить: встречный алгоритм (ВА); ретрансляционный алгоритм (РА); опорно-ретрансляционный алгоритм (ОРА).

Задача сравнения алгоритмов измерения сдвига шкал осложняется весьма ограниченным кругом количественных показателей, по которым возможно проводить такие сравнения. Значительная часть показателей являются качественными (см. таблицу).

Таблица

Методы и системы	Алгоритмы	Погрешности	Достоинства	Общие недостатки / Недостатки для Украины
ПКЧ	Пассивный	1...10 нс	Прямые измерения	Малая оперативность; высокая стоимость / Отсутствие отечественных ПКЧ
ИСЗ связи	Активные	1...100 нс	Глобальная зона действия; оперативность	Излучение в пунктах синхронизации / Зависимость от зарубежных систем
СРНС (GPS и ГЛОНАС)	ОА	0,1...1 мкс	Глобальная зона действия; отсутствие излучения в пунктах синхронизации	Малая оперативность. Селективный доступ (GPS) / Зависимость от зарубежных систем
	АОО	20...50 нс		
РМС	Активные	10...30 нс (по огибающим сигналов); < 1 нс (по фазе несущей сигнала)	Оперативность; экономичность; независимость от зарубежных систем	Излучение в пунктах синхронизации. Дальность до 2000 км
ТВ	ОА	2...20 мкс	Простота реализации; отсутствие излучения в пунктах синхронизации	Низкая точность; ограниченная зона действия

Достоинства и недостатки алгоритмов являются в основном взаимоисключающими. Например, отсутствие излучения (в одном из пунктов для ОА; в обоих пунктах для АОО) является, с одной стороны, достоинством пассивных алгоритмов, а с другой стороны, – их недостатком, поскольку приводит к погрешностям, связанным с ошибками в определении τ_p . Наоборот, необходимость излучения в пунктах для активных алгоритмов – недостаток этих алгоритмов, однако при этом практически исключаются погрешности, вызванные временем задержки сигналов. Все это обосновывает целесообразность выработки объективных показателей для сравнения алгоритмов.

Количественным показателем, по которому можно сравнивать алгоритмы, является оценка помеховой погрешности [3, 4]. Что касается сравнение алгоритмов с точки зрения аппаратных и канальных погрешностей, то такие сравнения возможны только по группам алгоритмов (пассивные и активные).

Полученные в работах [3, 4] соотношения для расчетов помеховых погрешностей не могут быть использованы для эквивалентного сравнения алгоритмов, поскольку в этих соотношениях отсутствует информация о затраченной на каждое единичное измерение энергии. Поэтому для сравнения различных алгоритмов предлагается ввести эффективную помеховую погрешность (ЭПП), среднее квадратическое отклонение (СКО) которой определяется эффективной шириной спектра сигнала $\Delta\omega_{эф}$, спектральной плотностью шума в пунктах N_0 и суммарной энергией $\mathcal{E}_\Sigma$ принимаемых сигналов, соответствующих единичному измерению (наблюдению), –

$$\sigma_{\Delta T_{эф}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{2\mathcal{E}_\Sigma}{N_0} \cdot \Delta\omega_{эф}}} . \quad (1)$$

На основе ЭПП введем коэффициент эффективной помеховой погрешности измерения сдвига шкал в виде отношения СКО ЭПП к СКО помеховой погрешности соответствующего алгоритма

$$K_{эф} = \frac{\sigma_{\Delta T_{эф}}}{\sigma_{\Delta T}} . \quad (2)$$

Для ОА СКО помеховой погрешности единичного измерения совпадает с СКО ЭПП. Поэтому для ОА коэффициент эффективной помеховой погрешности $K_{эф}=1$.

Для упрощения анализа остальных алгоритмов положим одинаковыми как спектральные плотности шума в пунктах, так и эффективную ширину спектра сигналов:

$$N_0^A = N_0^B = N_0; \quad \Delta\omega_{эф}^A = \Delta\omega_{эф}^B = \Delta\omega_{эф} . \quad (3)$$

В случае АОО, ВА и ОРА (для $n=1$) для выполнения одного измерения необходим прием двух сигналов. Поэтому суммарная энергия принимаемых сигналов в выражении (1) составит

$$\mathcal{E}_\Sigma = \mathcal{E}_A + \mathcal{E}_B, \quad (4)$$

где $\mathcal{E}_A, \mathcal{E}_B$ – значения энергий принимаемых сигналов в пунктах A и B соответственно.

Учитывая соотношения (1) – (4) и приведенные в работах [3, 4] соотношения для СКО помеховых погрешностей, коэффициенты эффективной помеховой погрешности для АОО, ВА и ОРА (для $n=1$) составят:

$$K_{эф} = \frac{\sqrt{\mathcal{E}_A \cdot \mathcal{E}_B}}{\mathcal{E}_\Sigma} = \frac{\sqrt{x}}{1+x} \quad \text{– для АОО;}$$

$$K_{эф} = \frac{2 \cdot \sqrt{\mathcal{E}_A \cdot \mathcal{E}_B}}{\mathcal{E}_\Sigma} = \frac{2 \cdot \sqrt{x}}{1+x} \quad \text{– для ВА и ОРА (n=1),}$$

где $x = \mathcal{E}_A / \mathcal{E}_B$.

Коэффициенты эффективной помеховой погрешности у рассматриваемых алгоритмов принимают максимальные значения $K_{эф}=0,5$ для АОО и $K_{эф}=1$ для ВА и ОРА (для $n=1$) в случае, если $x=1$, то есть $\mathcal{E}_A = \mathcal{E}_B$ (см. рис. 1).

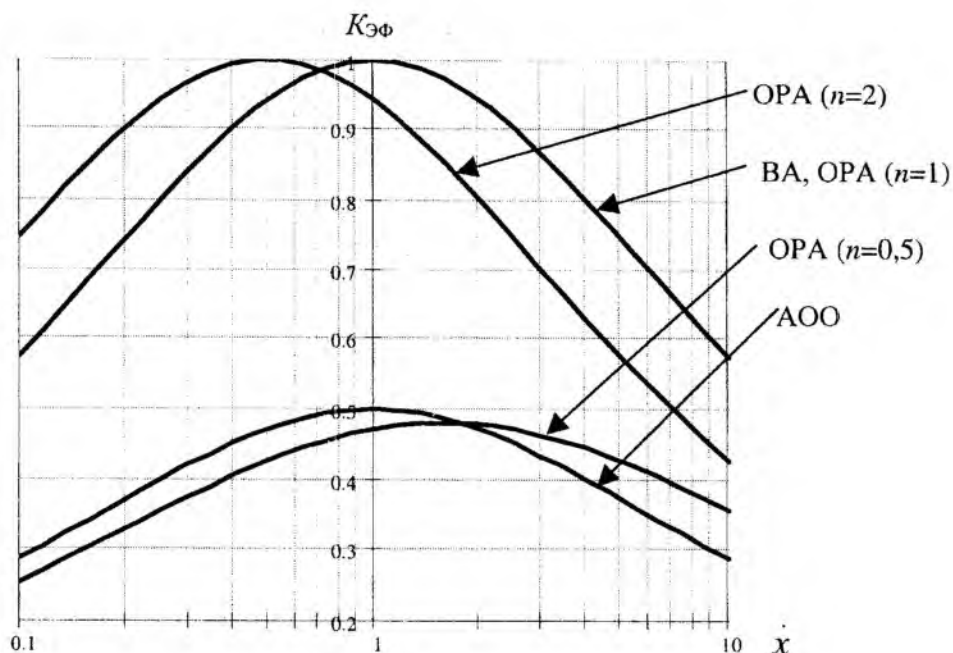


Рис. 1

Для получения единичного измерения (наблюдения) в одном из пунктов в случае РА и ОРА (для $n \neq 1$) необходимо излучить и соответственно принять три сигнала. При этом суммарная энергия принимаемых сигналов в выражении (1) составит: $\mathcal{E}_\Sigma = 2\mathcal{E}_A + \mathcal{E}_B$ – для единичного измерения в пункте A ; $\mathcal{E}_\Sigma = 2\mathcal{E}_B + \mathcal{E}_A$ – для единичного измерения в пункте B . При этом коэффициент эффективной помеховой погрешности в случае РА имеет вид

$$K_{эф}(n, x) = \frac{2|n|}{\sqrt{(n^2 - 2n + 2) \cdot \left(2 + \frac{1}{x}\right) + n^2 \cdot (1 + 2 \cdot x)}}, \quad (5)$$

где $x = \mathcal{E}_A / \mathcal{E}_B$ – для пункта A ; $x = \mathcal{E}_B / \mathcal{E}_A$ – для пункта B ; n – коэффициент опорной ретрансляции ($n \leq -1$ – для РА; $n > -1$ – для ОРА).

Результаты количественных оценок для коэффициента эффективной помеховой погрешности РА и ОРА (для $n \neq 1$), полученные на основании соотношения (5), приведены на рис. 2.

Выполненный анализ показал, что минимальные помеховые погрешности по критерию максимально возможного значения коэффициента эффективной помеховой погрешности ($K_{эф} = 1$) обеспечивают ОА, ВА и ОРА ($n = 1$ и $n = 2$). Однако с точки зрения перераспределения суммарной излучаемой энергии между синхронизируемыми пунктами алгоритмы не равноценны. Для выполнения одного измерения в случае ОА необходимо излучить один сигнал из одного пункта, в случае ВА и ОРА ($n = 1$) – по одному сигналу из каждого пункта, а в случае ОРА ($n = 2$) – два сигнала из одного пункта и один сигнал из другого пункта.

Для устранения погрешности, вызванной нестабильностью канальной задержки сигналов, без обмена результатами измерений между пунктами в работе [3] предложено два модифицированных алгоритма, основанных на изменении знака коэффициента опорной ретрансляции в течение одного или соседних периодов измерений. Модифицированный алгоритм, у которого изменяется знак коэффициента опорной ретрансляции в соседних периодах измерений, сокращенно обозначим " $\pm n \times 2T$ ". Модифицированный алгоритм с изменением знака коэффициента опорной ретрансляции в каждом пункте или в одном периоде измерений различных пунктов по аналогии обозначим " $\pm n \times 1T$ ".

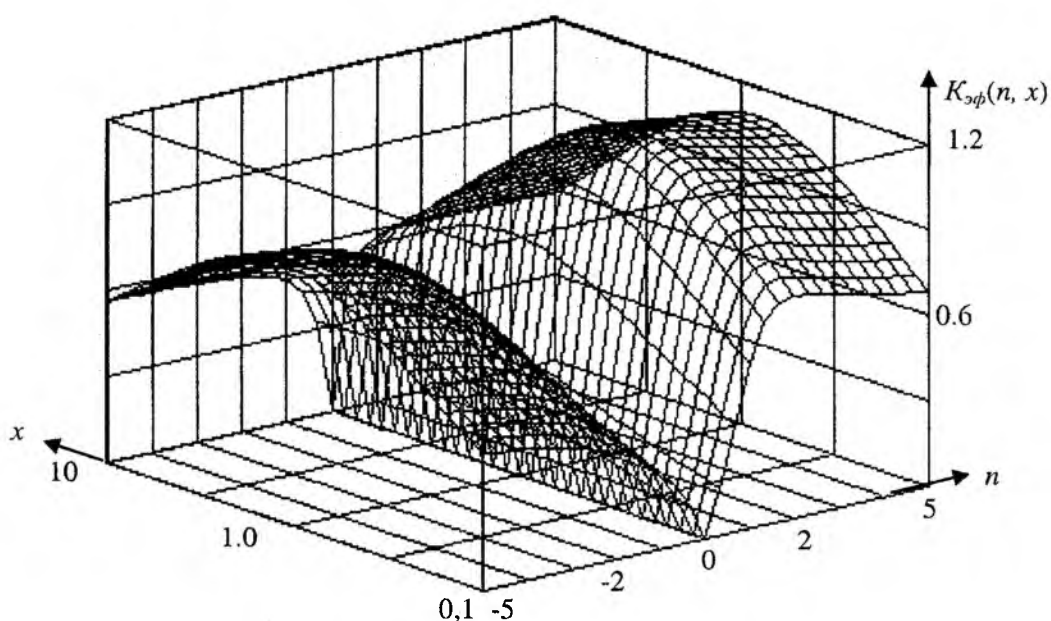


Рис. 2

Расчеты приводят к следующим выражениям для коэффициентов эффективной помеховой погрешности данных модифицированных алгоритмов:

– для алгоритма " $\pm n \times 2T$ "

$$K_{эф}(n, x) = \frac{2 \cdot |n|}{\sqrt{(n^2 + 2) \cdot (2 + \frac{1}{x}) + n^2 \cdot (1 + 2x)}};$$

– для алгоритма " $\pm n \times 1T$ "

$$K_{эф}(n, x) = \frac{4 \cdot |n|}{\sqrt{(2n^2 + 1) \cdot (6 + \frac{2}{x}) + 2n^2 \cdot (2 + 6x)}}.$$

Зависимости коэффициентов эффективной помеховой погрешности для модифицированных алгоритмов " $\pm n \times 2T$ " и " $\pm n \times 1T$ " от n и x приведены соответственно на рис. 3 и рис. 4.

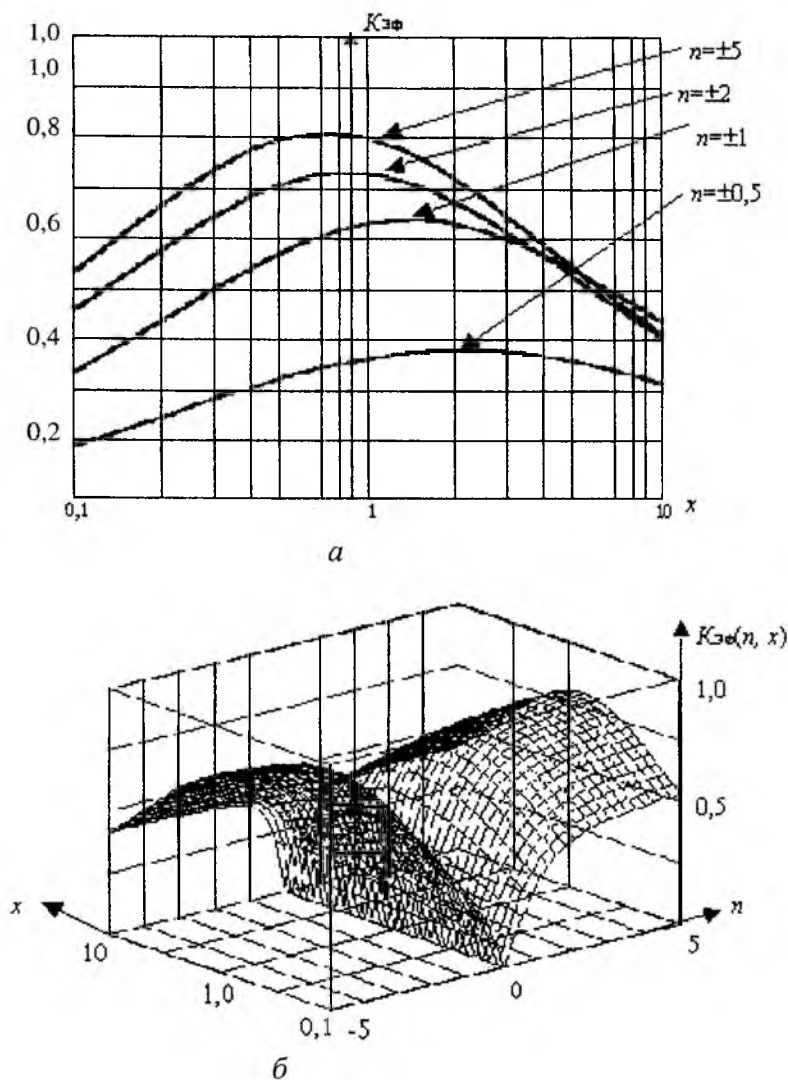


Рис. 3

Для сокращения вдвое числа излучаемых сигналов в одном из пунктов предложен алгоритм повторной опорной ретрансляции (АПОР) [5]. При этом один из пунктов, например пункт B , работает в ждущем режиме, а пункт A – в активном режиме. Сигнал, принятый в пункте B , ретранслируется с коэффициентом ретрансляции $n_B=1$. После приема этого сигнала в пункте A организуется повторная ретрансляция с учетом оценки значения сдвига шкал $\overline{\Delta T}^{AB}$ в этом пункте.

Коэффициент эффективной помеховой погрешности измерения сдвига шкал для АПОР составит:

– для измерений в пункте B

$$K_{\Sigma\Phi}^B(n, x) = \frac{2 \cdot |n_A|}{\sqrt{\left((n_A)^2 + 4 \cdot n_A + 8\right) \cdot \left(2 + \frac{1}{x}\right) + (n_A)^2 (1 + 2 \cdot x)}}; \quad (6)$$

– для совместной обработки результатов измерений в пунктах

$$K_{\Sigma\Phi}^{\Sigma AB}(n, x) = \frac{2 \cdot |n_A|}{\sqrt{\left((n_A)^2 + 2 \cdot n_A + 2\right) \cdot \left(2 + \frac{1}{x}\right) + (n_A)^2 (1 + 2 \cdot x)}}; \quad (7)$$

где $x = \mathcal{E}_B / \mathcal{E}_A$; n_A – коэффициент ретрансляции в пункте A .

Графические иллюстрации соотношений (6) и (7) представлены соответственно на рис. 5 и рис. 6.

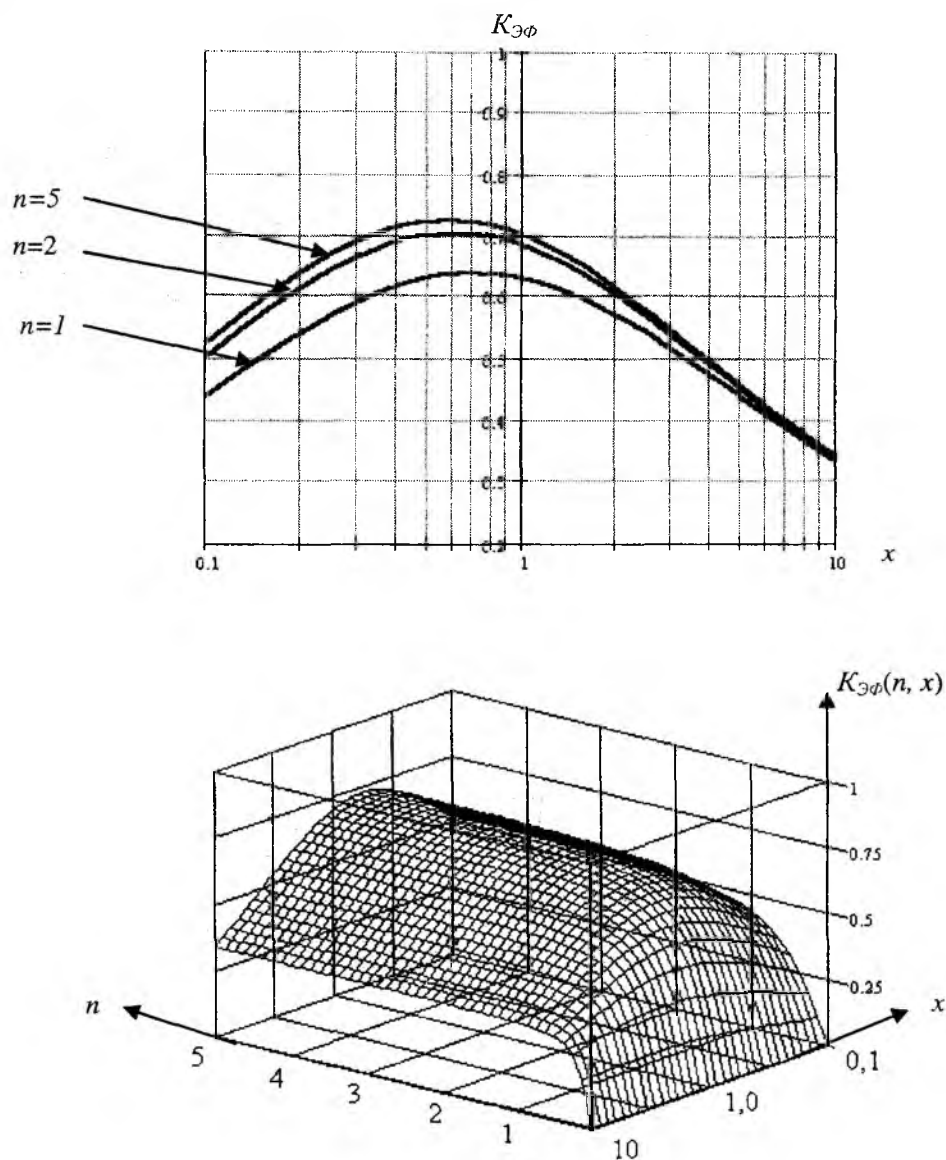


Рис. 4

Таким образом, предложенный коэффициент эффективной помеховой погрешности является своеобразным коэффициентом использования энергии в алгоритме измерений, поскольку позволяет сопоставить затраченную на единичное измерение суммарную энергию с достигнутым значением потенциального СКО помеховой погрешности.

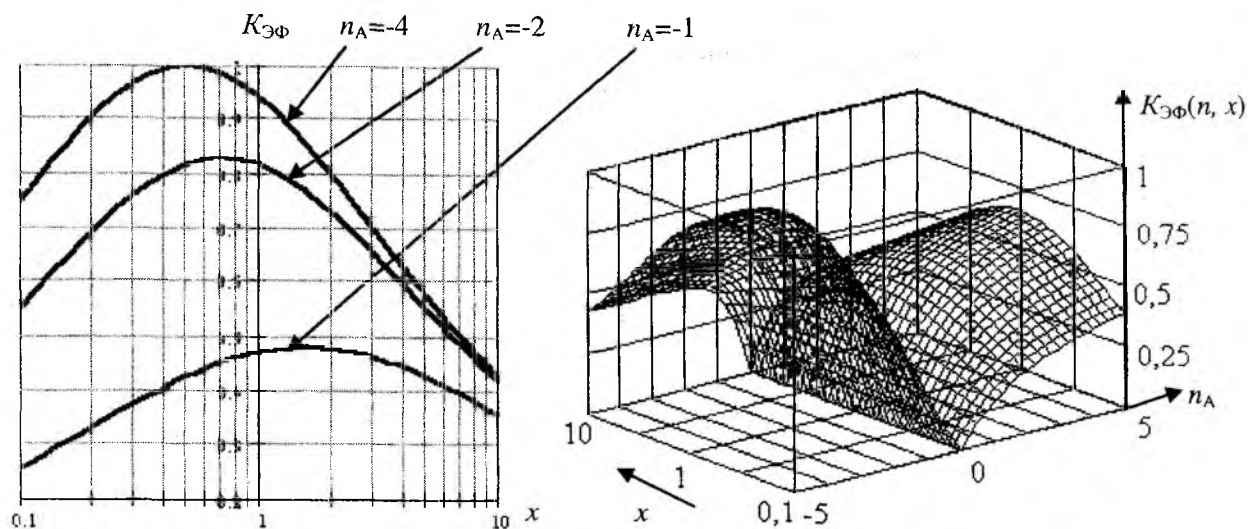


Рис. 5

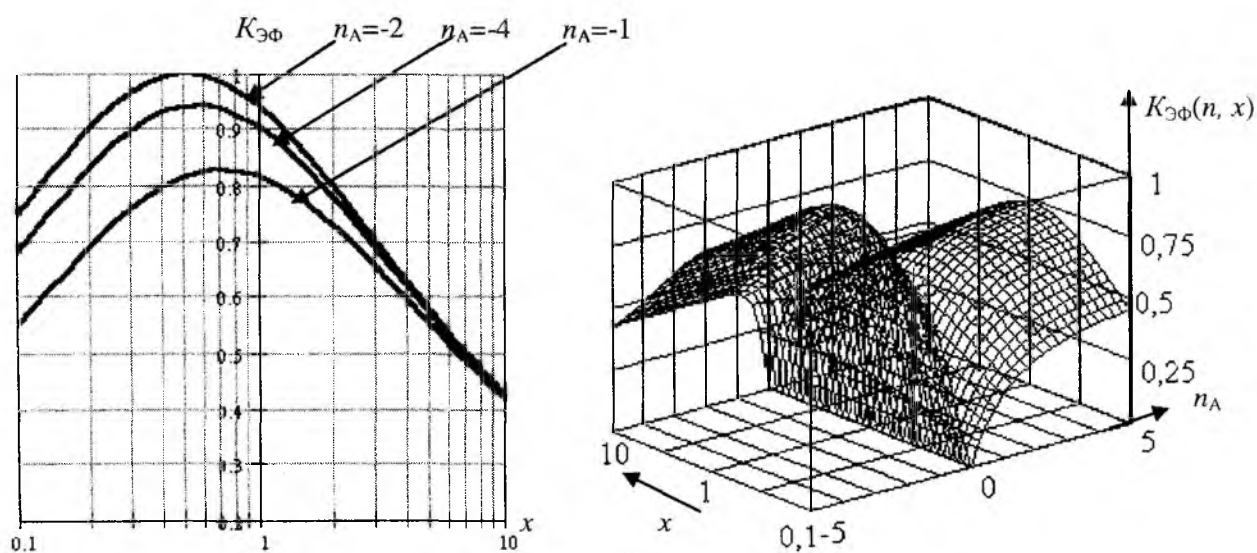


Рис. 6

Список литературы: 1. Державна програма створення та розвитку Державної служби єдиного часу і еталонних частот. //Український метрологічний журнал. –1996, вип. 4. С. 13–16. 2. Система синхронізації первичної цифрової мережі зв'язу України. Основні положення. Міністерство зв'язу України. УНІИС, Київ, 1996. 3. Кащеев Б. Л., Коваль Ю. А., Горбач В. И., Бондарь Б. Г. Метеоры сегодня. Киев.: Техника, 1996. 196 с. 4. Величко О. М., Миронов М. Т., Сидоренко Г. С. та ін. 5. Коваль Ю. А., Троцин О. Л. Анализ алгоритмов синхронизации эталонов времени и частоты // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 113. С. 47-526. 6. Коваль Ю. А., Бавыкина В. В., Троцин О. Л. Анализ путей совершенствования алгоритмов измерения сдвига шкал в системах синхронизации времени и частоты // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 118. С. 85-91.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 26.02.2002

ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ ЧАСТОТЫ СВЧ-ГЕНЕРАТОРОВ

Введение

Как известно, одними из важнейших характеристик генераторов, управляемых напряжением (ГУН), являются время переключения частоты и послеперестроечный дрейф частоты [1,2]. Время переключения частоты определяется как время, требуемое для достижения после переключения с заданной точностью конечного значения частоты. Послеперестроечный дрейф представляет собой изменение частоты в течение заданного интервала времени после переключения.

В связи с важностью указанных параметров представляют интерес устройства для их измерения, а также значения этих параметров для типовых ГУН.

Измерительное устройство

Устройство, описанное в [3], позволяет измерять время переключения частоты генератора с электрической перестройкой, а также наблюдать процесс переключения частоты и послеперестроечный дрейф. Это устройство (рис.1) содержит генератор 1 с электрической перестройкой частоты, гетеродин 2, блок управления 3, смеситель 4, усилитель промежуточной частоты 5, смеситель 6, частотный дискриминатор 7, переключаемый фильтр нижних частот 8, регистрирующий блок 13, фильтр нижних частот 14 и блок выборки и запоминания 15.

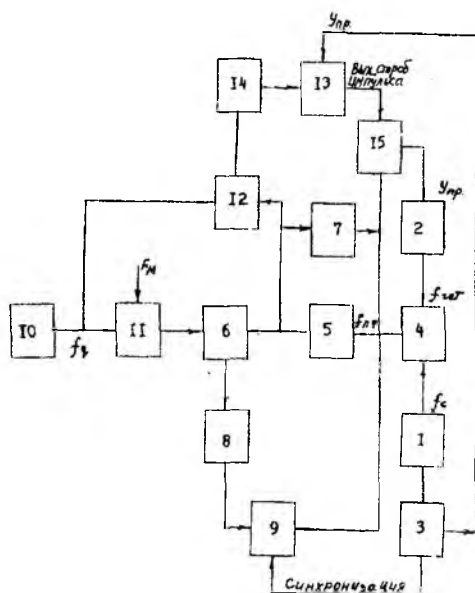


Рис.1

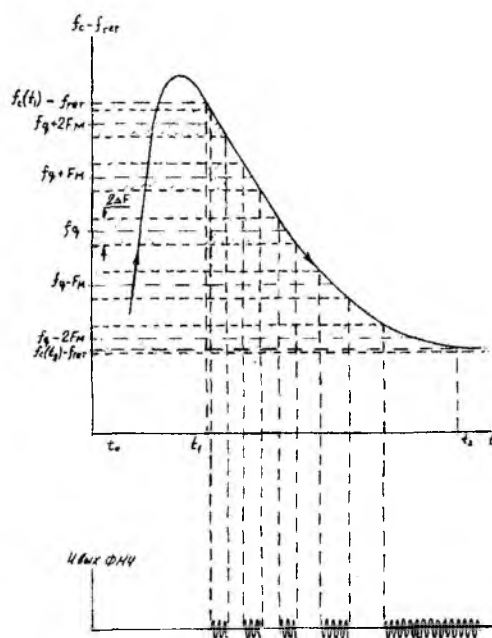


Рис.2

Устройство работает следующим образом. Блок управления 3 поочередно выдает на управляющий вход исследуемого генератора 1 управляющие напряжения U_1 и U_2 . При этом происходит переключение частоты генератора 1, поочередно принимающей установившиеся значения f_1 и f_2 . После переключения частоты имеет место изменение частоты выходного сигнала f_c , обусловленное переходными процессами. Выходной сигнал генератора 1

подается на вход смесителя 4, на второй вход которого поступает сигнал гетеродина 2 с частотой $f_{гет}$.

Выходной сигнал смесителя 4 поступает на вход усилителя 5, настроенного на центральную частоту $f_{нч}$. Сигнал на выходе усилителя 5 появляется при выполнении условия:

$$f_{нч} - (\Delta F_{унч}/2) < |f_c - f_{гет}| < f_{нч} + (\Delta F_{унч}/2) \quad (1)$$

где $\Delta F_{унч}$ – полоса пропускания усилителя 5. С выхода частотного дискриминатора 7 напряжение, пропорциональное величине $|f_c - f_{гет}| - f_{нч}$, подается на первый вход двухлучевого осциллографа 9, запуск которого осуществляется синхросигналом со второго выхода блока 3. Одновременно выходной сигнал усилителя 5 подается на первые входы смесителя 6 и смесителя 12. На второй вход смесителя 6 с выхода гетеродина 10 через модулятор 11 поступает опорный сигнал с частотой $f_q = f_{нч}$.

Сигнал гетеродина 10 также поступает на второй вход смесителя 12. Для индикации попадания установившегося значения сигнала f_c , перенесенного на промежуточную частоту, в центр полосы пропускания усилителя 5 и частоты настройки частотного дискриминатора 7, служат следующие блоки: фильтр 14, индикаторный блок 13 и 15. Блок 15 выборки и запоминания служит для подстройки частоты гетеродина 2. При необходимости система АПЧ может отключаться, в этом случае подстройка частоты гетеродина 2 осуществляется вручную.

Блок 15 содержит переключатель полярности входного сигнала, поступающего из частотного дискриминатора 7, что связано с необходимостью изменения знака управляющего напряжения в зависимости от того, как выбрана частота гетеродина – выше или ниже частоты исследуемого сигнала.

Выход смесителя 6 через переключаемый фильтр 8 с полосой пропускания ΔF подключен ко второму входу блока 9. При этом на экране осциллографа (блок 9) по второму лучу могут наблюдаться метки в виде всплесков, отмечающих моменты времени, в которые значения частоты исследуемого сигнала различаются на величину частоты модуляции (рис.2). Таким образом, измерение временных характеристик может осуществляться с помощью частотных меток, создаваемых путем подачи на второй вход смесителя 6 сетки эквидистантных частот, формируемых путем импульсной модуляции сигнала f_q короткими импульсами с частотой следования $F_m \ll f_q$, которая определяется модулирующим сигналом внешнего генератора. Импульсы формируются модулятором 11, на управляющий вход которого поступает модулирующий сигнал с частотой следования F_m . При совпадении частоты сигнала на выходе усилителя 5 с одной из частот сетки на выходе фильтра нижних частот 8 наблюдается всплеск амплитуды выходного сигнала, который и является частотной меткой.

Измерив на экране регистрирующего блока 9 по второму лучу число меток в интервале времени $|t_1 - t_2|$ (рис.2) и зная частотный интервал между метками $\Delta f = F_m$, можно определить время переключения частоты.

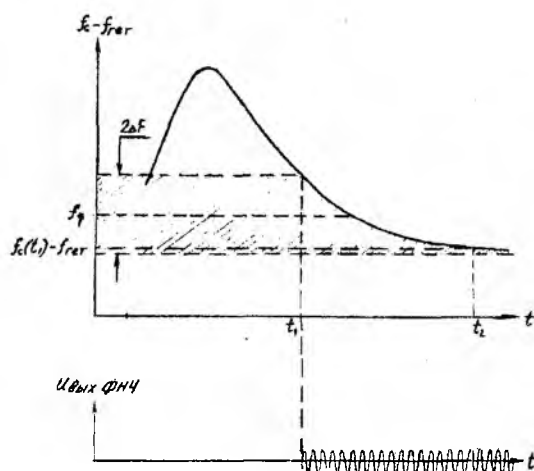


Рис.3

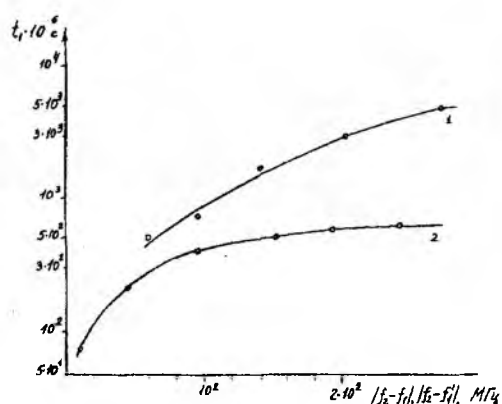


Рис.4

Кроме того, устройство позволяет определить время переключения, начиная с которого изменение частоты не превышает $2\Delta F$, где ΔF – полоса пропускания переключаемого фильтра 8 (рис.3). В этом режиме на второй вход блока 9 подается сигнал с выхода переключаемого фильтра 8 с полосой пропускания ΔF . Отклик на экране блока 9 наблюдается при выполнении условия $|f_c - f_{\text{гет}} - f_q| < \Delta F$. При этом импульсная модуляция сигнала гетеродина 10 модулятором 11 не осуществляется.

При необходимости повышения точности отсчета, а также автоматизации процесса измерения в состав регистрирующего блока 9 целесообразно ввести, например, цифровой счетчик временного интервала.

Устройство для измерения времени переключения частоты обеспечивает не только измерение интервала времени от момента переключения управляющего сигнала до момента, когда частота генератора 1 с электрической перестройкой частоты достигает значения, отличающегося от требуемого значения на заданную величину, но и позволяет наблюдать и измерять временную зависимость отклонения частоты от установившегося значения. Кроме того, визуальное наблюдение этой зависимости позволяет оператору исключить ложность показаний и тем самым обеспечивает достоверность определения времени переключения частоты.

Результаты измерений

С помощью устройства, описанного выше, был экспериментально исследован процесс послеперестроечного дрейфа частоты перестраиваемого кремниевым варактором генератора Ганна, а также проведены расчеты послеперестроечного дрейфа емкости кремниевого варактора, обусловленного инерционностью процесса релаксации заряда на примесных центрах золота в кремнии [4]. Известно, что кремниевые варакторы обеспечивают меньшую инерционность электрической перестройки частоты генератора Ганна, чем арсенид – галлиевые варакторы. Явление послеперестроечного дрейфа частоты электрически перестраиваемого генератора Ганна заключается в том, что после изменения в момент $t = 0$ напряжения смещения на варакторе от U_1 до U_2 за время, меньшее постоянной времени измерительного прибора T_u ($T_u \approx 10^{-7}$ с), частота изменяется на значение, большее разности ее стационарных значений (конечного $f_2 = f(U_2)$ и начального $f_1 = f(U_1)$). Затем за время T_f происходит дрейф частоты до конечного значения $f_2 \pm \delta f_2$, где ее изменение δf определяется заданной стабильностью генератора Ганна.

Конечность времени электрической перестройки частоты генератора Ганна обусловлена инерционностью изменения емкости генераторного и варакторного диодов вследствие как инерционности процесса релаксации заряда на глубоких уровнях ловушек в объеме и на поверхности диодных структур варактора и диода Ганна, так и конечности процесса тепловой релаксации различных элементов генератора. Значительное различие во времени послеперестроечного дрейфа частоты генераторов Ганна, перестраиваемых кремниевыми и арсенид-галлиевыми варакторами, свидетельствует о том, что главная причина этого эффекта связана со свойствами материала варактора.

В работе были проведены экспериментальные исследования послеперестроечного дрейфа частоты генератора Ганна, перестройка которого обеспечивалась кремниевым $p^+ - n - n^+$ – варактором. Проведены также расчеты послеперестроечного дрейфа емкости кремниевого варактора в предположении примесных атомов золота в базе варактора. Примеси золота в кремнии соответствуют донорный и акцепторный глубокие уровни с энергией ионизации при комнатной температуре, при которой проводились расчеты: $E_i = E_g - 0,34$ эВ и $E_{ia} = E_i$ (E_g – ширина запрещенной зоны в кремнии; E_i – энергия Ферми в собственном кремнии). Времена релаксации указанных глубоких уровней золота находятся в пределах измеренных значений T_f генератора Ганна.

Если плотность примесного акцепторного глубокого уровня отличается от нуля, то этот уровень заполнен электронами, перешедшими на него с мелкого донорного уровня легирующей примеси, что приводит к частичной компенсации кремния n-типа проводимости. Поэтому при расчетах плотность ловушек акцепторного уровня (N_{ia}) предполагалась меньшей, а донорного (N_i) – того же порядка или меньше уровня легирования базы N_0 .

При расчетах послеперестроечного дрейфа емкости кремниевого варактора использовалась известная физическая модель перезарядки глубокого уровня при изменении напряжения смещения [5]. Расчеты проводились путем совместного решения численным методом на ЭВМ системы уравнений, состоящей из уравнения Пуассона и уравнения электростатического потенциала, в которых учитывалась зависимость заряда глубокого уровня от времени после изменения приложенного напряжения смещения. Учитывались только процессы обмена акцепторного глубокого уровня с валентной зоной и донорного с зоной проводимости. Как следует из результатов расчетов, происходящий после изменения напряжения U переходный процесс установления конечного стационарного значения емкости варактора определяется параметрами глубоких уровней и уровнем легирования базы. Такой характер зависимости соответствует характеру экспериментально полученной зависимости частоты генератора Ганна, перестраиваемого кремниевым варактором, если предположить, что емкость генератора Ганна определяется в основном емкостью варактора. Кроме того, послеперестроечный дрейф емкости варактора уменьшается с увеличением обратного напряжения смещения при неизменном значении изменения напряжения ΔU для любого соотношения N_i (N_{ia}) и N_0 .

Результаты проведенных в работе экспериментальных исследований зависимости времени переключения частоты от диапазона переключения частоты представлены на рис.4. Переключение происходило в состояние с напряжением $U_2 = -5,4$ В из состояний с меньшим (1) и большим (2) абсолютными его значениями. Здесь на оси абсцисс отложены абсолютные значения разности между конечным значением частоты f_2 и начальными значениями частоты f_1 и f_1' соответственно. Как следует из представленных зависимостей, время переключения определяется не только диапазоном переключения частоты, но и диапазоном обратных напряжений смещения, в пределах которого оно производится.

Заклучение

Предложенное устройство позволяет измерить время переключения частоты и ее послеперестроечный дрейф для генераторов с электрической перестройкой частоты. С его помощью было проведено исследование процесса послеперестроечного дрейфа частоты генератора Ганна, перестраиваемого кремниевым варактором.

Сравнение зависимостей послеперестроечного дрейфа частоты перестраиваемого кремниевым варактором генератора Ганна и его расчетной емкости от времени при изменении напряжения смещения на варакторе, проведенное в [4], указывает на их аналогичный характер. Экспериментально измеренное время дрейфа частоты $T_f \approx 6 \cdot 10^{-4} \dots 10^{-2}$ с того же порядка, что и время послеперестроечного дрейфа расчетной емкости ($T_c \approx 3 \cdot 10^{-4} \dots 5 \cdot 10^{-3}$ с).

Список литературы: 1. *Boyd D.* Design Considerations for Post Tuning Drift (PTD) Reduction in Modern VCO Subsystem // *Microwave Journal*. 1986. N 12. P. 121-130. 2. *Naldus J.* Voltage-Controlled Oscillators Technique Boosts Airborne Exciters Capability // *Microwave System News*. 1983. N 10. P. 53-69. 3. А.с. 1567991 СССР, МКИ G01 R 23/00. Устройство для измерения времени переключения частоты/ Выровой С.И., Карапась И.Л., Манько А.А. Опубл. 1990 г. БИ № 20. 4. *Гончарук Н.М., Манько А.А., Чайка В.Е.* Влияние глубоких примесных центров в кремниевом варакторе на инерционность перестройки частоты генератора Ганна// *Электронная техника. Сер.2. Полупроводниковые приборы*. 1990. Вып. 2. С. 8-13. 5. *Берман Л.С., Лебедев А.А.* Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Л.: Наука. 1981. 176 с.

Киевский институт связи

Поступила в редколлегию 22.01.2002

МЕТОД И РЕЗУЛЬТАТЫ СОВМЕСТНОЙ ОЦЕНКИ НАПРАВЛЕНИЯ ПРИХОДА И СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СЕЙСМИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ

Для определения координат источника сейсмического возмущения в первую очередь необходимо знание угловых характеристик или направления прихода сейсмической волны на сейсмическую станцию. Причем, если в настоящее время в основном определяется азимут (Θ) на источник [1], то использование значения угла выхода (ϵ) на земную поверхность дает дополнительную информацию как о дальности до источника, так и об условиях распространения сейсмических волн в Земле (например, [2]). Однако в данном случае, как будет показано ниже, необходимо иметь представление о пространственной топологии рассматриваемой расстановки с учетом глубины установки датчиков сейсмических колебаний.

Использование времен задержки сигнала между элементами систем разнесенных сейсмических приемников (СРСП) по аналогии с разностно-временным методом в радиолокации позволит оценить угловые характеристики и скорость приходящей волны, которая в сейсмологии, в отличие от радиолокации, не всегда известна.

Для решения указанной задачи выразим времена задержки распространения сейсмической волны между элементами расстановки и опорным сейсмоприемником с помощью нормальных уравнений плоскости, в качестве которой выступает фронт приходящей на расстановку волны:

$$x_i \cos \alpha + y_i \cos \beta + z_i \cos \gamma = t_{zi} V, \quad (1)$$

где (x_i, y_i, z_i) – координаты i -го сейсмоприемника в системе координат xuz (рис. 1) с центром в точке расположения опорного сейсмоприемника или условного центра расстановки (ось x направлена на север, y – на восток, z – к центру Земли);

α, β, γ – углы направляющих косинусов, причем, $\gamma = \epsilon$;

V – скорость распространения сейсмической волны, которая в пределах расстановки сейсмоприемников считается постоянной.

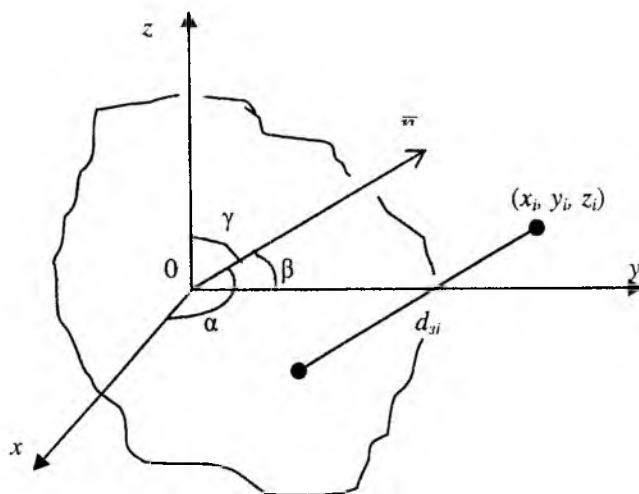


Рис. 1

Используя выражение (1), составим систему из N уравнений, определяющих времена задержек распространения для N сейсмоприемников расстановки:

$$Q = (T - AX)^T (T - AX) = \min. \quad (8)$$

Можно показать, что уравнение для отыскания вектора оценок коэффициентов $\hat{X}$ будет иметь вид:

$$\hat{X} = (A^T A)^{-1} A^T T. \quad (9)$$

Для существования единственного решения, необходимым и достаточным является невырожденность матрицы $A^T A$ [4].

Для определения неизвестной скорости распространения сейсмической волны необходимо воспользоваться зависимостью (3), а также соотношениями (5).

Можно показать, что оценка скорости распространения сейсмической волны определяется с помощью соотношения

$$\hat{V} = \pm \sqrt{\frac{1}{\Delta^2 \alpha + \Delta^2 \beta + \Delta^2 \gamma}}. \quad (10)$$

Определение оценки скорости, по существу, дает возможность определить и неизвестные направляющие косинусы вектора $\vec{n}$. Вместе с тем необходимо иметь в виду, что ошибки в определении оценки скорости распространения сейсмической волны повлияют на точность определения $\cos \alpha$, $\cos \beta$ и $\cos \gamma$, а в конечном счете и на точность определения искомых величин Θ и ϵ .

Поэтому ниже рассмотрим возможность снижения влияния ошибки в определении скорости распространения сейсмической волны на точность определения Θ и ϵ . Для этого необходимо учесть, что азимутальный угол Θ связан с направляющими косинусами α и β следующим образом [3]

$$\begin{aligned} \cos \alpha &= \cos \Theta \sin \gamma, \\ \cos \beta &= \sin \Theta \sin \gamma. \end{aligned} \quad (11)$$

Из (11) можно выразить тангенс угла Θ как

$$\operatorname{tg} \Theta = \frac{\cos \beta}{\cos \alpha} \text{ или, что эквивалентно, } \operatorname{tg} \Theta = \frac{\Delta \beta}{\Delta \alpha}. \quad (12)$$

Поскольку в правую часть (12) оценка скорости входит в числитель и знаменатель дроби, она не будет влиять на точность определения угла Θ .

Аналогично получим выражение для определения угла выхода ϵ . Для этого вновь вернемся к (11) и рассмотрим, например, выражение

$$\cos \beta = \sin \Theta \sin \gamma. \quad (13)$$

Здесь $\sin \Theta$ известная величина, которая определяется из предыдущего выражения, а величины $\cos \beta$ и $\sin \gamma$ (или $\sin \epsilon$) зависят от точности определения V . Из (11) следует, что

$$\operatorname{tg} \epsilon = \frac{\cos \gamma \sin \Theta}{\cos \beta}, \quad \text{или } \operatorname{tg} \epsilon = \frac{\Delta \gamma}{\Delta \beta} \sin \Theta. \quad (14)$$

На основе изложенного выше метода был составлен и программно реализован алгоритм определения угловых характеристик и скорости распространения сейсмической волны. С его помощью получены усредненные зависимости ошибок определения азимута, угла выхода и скорости распространения сейсмической волны от различных факторов.

Так, на рис. 2 представлены зависимости среднеквадратических ошибок (СКО) оценки угловых характеристик и скорости распространения от азимута прихода сейсмической волны

для Украинской сейсмической группы при следующих исходных данных: скорость распространения сейсмической волны $V=1$ км/с, угол выхода $\varepsilon=90^\circ$ (волна выходит вертикально), ошибка определения времени задержки распространения $\sigma_\varepsilon=0.01$ с.

Анализ зависимостей показывает, что при указанных исходных данных алгоритм дает приемлемые результаты по точности оценки азимута прихода (рис. 2 а – в среднем $\sigma_\Theta=0.02-0.05^\circ$) и скорости распространения сейсмической волны (рис. 2 в – в среднем $\sigma_V=8-17$ м/с). К сожалению, менее точно определяется угол выхода (рис. 2 б – в среднем $\sigma_\varepsilon=4-5^\circ$), что связано в первую очередь с малым разносом анализируемой СРСП по глубине (максимальный разнос – порядка 100 м).

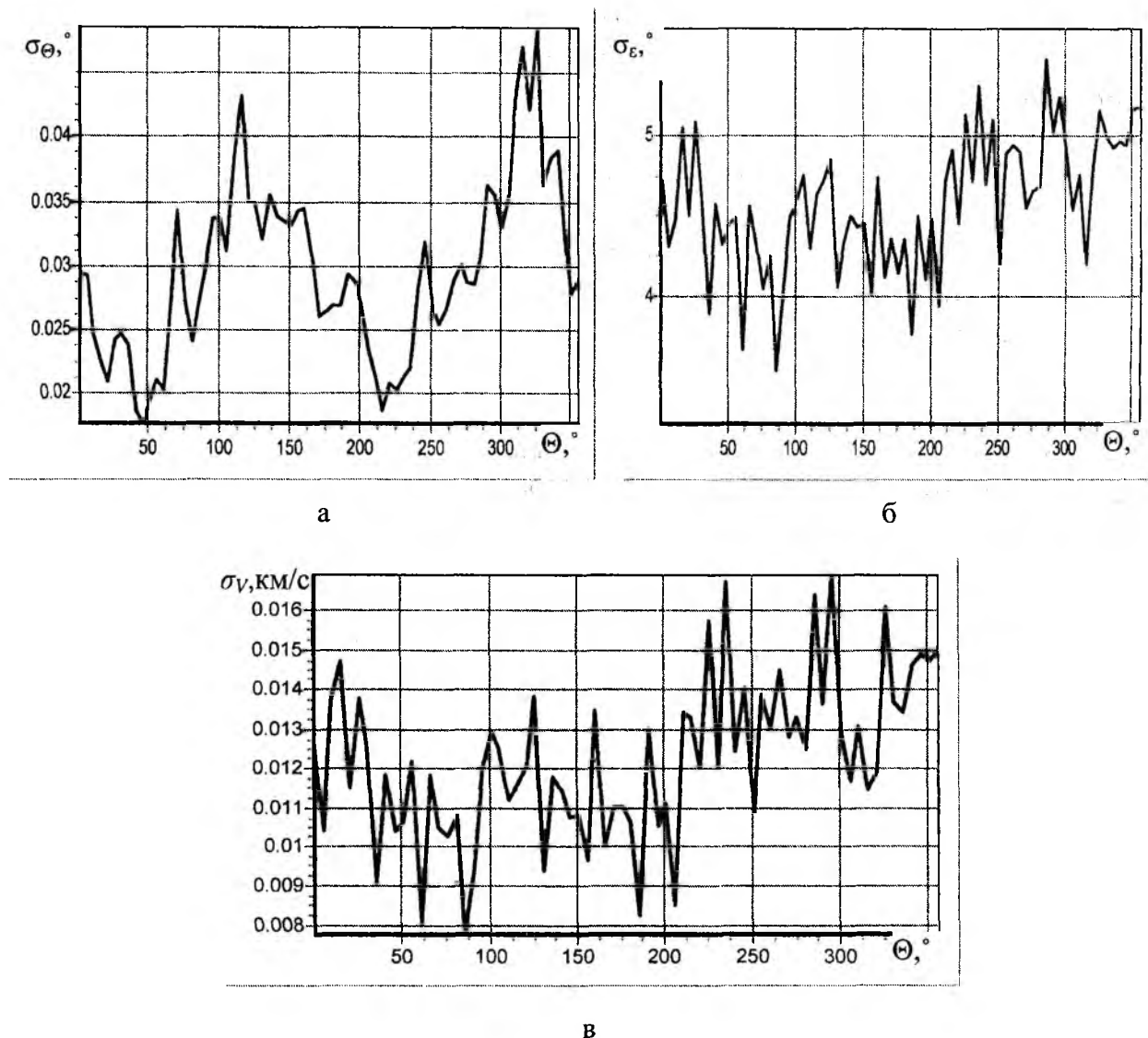


Рис. 2

Список литературы: 1. Гуков В.М., Пастушенко Н.С., Солонец А.И., Фролова Т.Ю. Методика оценки азимута на геофизическое явление по результатам регистрации сейсмических волн // 36. наук. праць ХВУ. 2000. Вип. 4(30). С. 180–185. 2. Родин Г. Сейсмология ядерных взрывов. Москва: "Мир", 1974. 190 с. 3. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. Москва: "Наука", 1984. 831 с. 4. Красногоров С.И. Матричный анализ в задачах отыскания экстремумов. Ногинск: НИЦ 30, 1998. 100 с.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 30.05.2002

ИНФОРМАЦИОННОЕ СООБЩЕНИЕ

Президиум **Международной академии наук прикладной радиоэлектроники (АН ПРЭ)**, учреждённой по инициативе ведущих научных учреждений и промышленных предприятий Украины, Российской Федерации и Беларуси, совместно с **Харьковским национальным университетом радиоэлектроники (ХНУРЭ)** организует при поддержке Харьковской областной государственной администрации 8-10 октября 2002г. проведение 1-го Международного радиоэлектронного Форума "**Прикладная радиоэлектроника. Состояние и перспективы развития**" - МРФ-2002.

Главная цель Форума - обобщение достижений в области формирования направлений и перспектив развития радиоэлектроники и ее приложений: телекоммуникаций, телерадиовещания, радионавигации, радиолокации, автоматизированных систем управления и наведения, компьютерных и информационных технологий, электронных приборов и аппаратов, элементной базы и других приложений.

Инициатива проведения Форума вызвала значительный интерес в Украине, Российской Федерации и ряде других стран. В Украине выразили желание участвовать в Форуме около 100 научных учреждений и промышленных предприятий.

Проведение такого крупного мероприятия как Радиоэлектронный Форум в Харькове, являющемся одним из мировых центров радиоэлектронной промышленности и науки, сыграет важную роль в возрождении и развитии общественной радиоэлектроники.

Почтовый адрес и контактные телефоны ОРГКОМИТЕТА:

61166, Харьков, проспект Ленина, 14, ХНУРЭ

телефоны: (0572) 40-93-97; (0572) 47-01-07; (0572) 43-70-10;

факс: (0572)40-91-13.

E-mail: innov@kture.kharkov.ua

Председатель ОРГКОМИТЕТА -

Президент АН ПРЭ, ректор ХНУРЭ,

Заслуженный деятель науки и техники Украины

М. Ф. Бондаренко

CONTENTS

<i>Shokalo V.M., Gretskih D.V., Omarov M.A., Konovaltsev A.A.</i> Modeling of large aperture rectennas for space power stations. 3. Calculation efficiency of rectification and collecting large aperture rectenna in case of transmitting and receiving apertures non-axial arrangement	3
<i>Gorobets N.N., Tsekhmistro R.I.</i> Near zone effects in 1,5-wavelength resonant dipole antennas radiation	7
<i>Doroshenko V.A.</i> Application of the Riemann-Hilbert problem method to studying wave scattering on the impedance plane angular system	12
<i>Petrov V.A., Sheyko S.A.</i> The structural features of the field, scattered by turbulent medium	19
<i>Dolzhiykov V.V.</i> Average pattern in the Fresnel zone of the circular focused aperture in the presence of quasi-determinate phase errors	24
<i>Lobkova L.M., Protsenko M.B., Gromozdin V.V., Bakhtijarov V.V.</i> Radiation field of spherical-cylindrical helix antenna	31
<i>Zubkov O.V., Oleinikov V.N.</i> Definition of wind speed and estimation of atmospheric turbulence by methods of spectral analysis in atmospheric vertical sounding RADARS	36
<i>Gomozov V.I., Gomozov A.V., Loskutov A.A., Titov, S.V.</i> Signals spatial, phase and frequency focusing in the cylindrical phase antenna's array (PAA) with V-shape frequencies' discretion	42
<i>Velichko D.A., Sidorov G.I., Sidorov Y.G.</i> Estimation of effective surface of radio waves scattering by an acoustic packet	50
<i>Danik Y.G., Guerasimov S.V.</i> Optimum troposphere refraction measurement of a polychromic signal source with optoelectronic devices in conditions of turbulent atmosphere	55
<i>Titarenko L.A.</i> The comparative analysis of MRSH and MTS algorithms with various meaning of errors in the signal parameters problem	60
<i>Kozar A.I.</i> Triangle of Pascal's numbers and electromagnetic waves scattering on spatial lattices grate of the resonant magnetodielectric spheres	67
<i>Katrich V.A., Nesterenko M.V.</i> Electromagnetic coupling rectangular waveguides via narrow slots in common walls	77
<i>Zinenko I.I.</i> The influence of circular cylinder inclusions on T-junctions characteristics	85
<i>Gritsunov A.V.</i> On integration of a delay line excitati9on equation for instantaneous values method	89
<i>Gordienko Yu., Panchenko A.Yu.</i> Modulation transformation of information signals in resonant gauges of objects and environments' parameters	95
<i>Gurin O.V., Fursova E.V., Maslov V.A., Svich V.A., Topkov A.N.</i> Formation of a beam with a uniform intensity distribution of radiation in a waveguide quasi-optical resonator with an amplitude-stepped mirror	104
<i>Pashchenko A.G., Vantsan V.M.</i> Formation of GaAs/Al _{x1} Ga _{1-x1} As/ Al _{x2} Ga _{1-x2} As-based multi-layer symmetrical quantum-well structure power spectrum. Part 2. Results analysis	112
<i>Danilov V.V.</i> Driving devices for acoustical-optical shutter and deflector	118
<i>Zujev N.G., Titarenko A.N., Cherednikov I.P., Abderrazik M.</i> Analysis of amplitude and frequency characteristics of parametric zonal systems	129

<i>Gulkin S.A.</i> Synthesis of algorithms, optimal by a posteriori probability maximum criterion, for radio emission selection on the Fourier processor output	137
<i>Tsopa A.I., Sidorov, G.I., Chechelitsky V.S., Tihonov V.A.</i> The estimation of the possibility to create and use cable lines mathematical model when designing digital data transmission system	145
<i>Lemeshko A.V., Evsejeva O.Y.</i> The combined functional model of adaptive routing	152
<i>Kunchenko Yu.P., Gavrish A.S., Zabolotny S.V., Prokopenko T.V.</i> Creation of the pseudo-random numbers array with the given moments up to the fourth order	159
<i>Kadatskaya O.I.</i> Errors of Vernier falling body method	164
<i>Borisova L.V.</i> Introduction into the computer crimes problems	168
<i>Remayeva O.A., Remayev Ye. V., Snurnikova G.K.</i> Treatment of errors in defining refraction corrections to the results of space objects coordinates measurements performed using electromagnetic waves	173
<i>Sotnikov A.M.</i> Oscillatory circuit with fractal load and “fractal” Ohm’s law	177
<i>Pevtsov G.V., Kolisnichenko D.A.</i> Programmed self-learning system for complex reference decription pattern recognition	183
<i>Bavykina V.V., Koval Yu.A.</i> Comparison of the scales shift measurement algorithms in the time and frequency synchronization systems by power criterion	189
<i>Manko A.A.</i> Measurement of VHF-generators frequency shift time	197
<i>Pastushenko N.S., Solohets A.I.</i> Method and results of the joint estimating of the seismic wave propagation arrival direction and rate.....	202

СОДЕРЖАНИЕ

Шокало В.М., Грецких Д.В., Омаров М.А., Коновальцев А.А. Моделирование крупноапертурных ректенн космических энергосистем. 3. Расчет КПД выпрямления и сбора крупноапертурной ректенны при несоосном расположении передающей и приемной апертур	3
Горобец Н.Н., Цехмистро Р.И. Эффекты ближней зоны в излучении вибраторных антенн длиной полторы длины волны	7
Дорошенко В.А. Использование метода задачи Римана-Гильберта для исследования рассеяния волн на системе из импедансных плоских угловых секторов	12
Петров В.А., Шейко С.А. Структурные особенности поля, рассеянного турбулентной средой	19
Должиков В.В. Средняя диаграмма направленности в зоне Френеля круглой сфокусированной апертуры при наличии квазидетерминированных случайных фазовых ошибок	24
Лобкова Л.М., Проценко М.Б., Громоздин В.В., Бахтияров В.В. Поле излучения сфероцилиндрической спиральной антенны	31
Зубков О.В., Олейников В.Н. Определение скорости ветра и оценка турбулентности атмосферы методами спектрального анализа в атмосферных РЛС вертикального зондирования	36
Гомозов В.И., Гомозов А.В., Лоскутов А.А., Титов С.В. Пространственно-фазово-частотная фокусировка сигналов в цилиндрических ФАР при V-образной дискретизации частот	42
Величко Д.А., Сидоров Г.И., Сидоров Я.Г. Оценка эффективной поверхности рассеяния радиоволн акустическим пакетом	50
Данник Ю.Г., Герасимов С.В. Оптимальное измерение тропосферной рефракции источника полихроматического сигнала оптико-электронными средствами в условиях турбулентной атмосферы	55
Титаренко Л.А. Сопоставительный анализ МОСП и ММВ-алгоритмов при различных значениях погрешностей в задании параметров сигнала	60
Козарь А.И. Треугольник чисел Паскаля и рассеяние электромагнитных волн на пространственных решетках резонансных магнитодиэлектрических сфер	67
Катрич В.А., Нестеренко М.В. Электромагнитная связь прямоугольных волноводов через узкие щели в общих стенках	77
Зиненко И.И. Влияние круговых цилиндрических вставок на характеристики Т-соединений	85
Грицунов А.В. К интегрированию уравнения возбуждения замедляющей системы для метода мгновенных значений	89
Гордиенко Ю.Е., Панченко А.Ю. Модуляционные преобразования информационных сигналов в резонансных измерителях параметров объектов и сред	95
Гурин О.В., Маслов В.А., Свич В.А., Топков А.Н., Фурсова Е.В. Формирование однородного распределения интенсивности излучения в волноводном квазиоптическом резонаторе с амплитудно-ступенчатым зеркалом	104
Пащенко А.Г., Ванцан В.М. Формирование энергетического спектра многослойной симметричной квантоворазмерной структуры на основе GaAs/Al _{x1} Ga _{1-x1} As/Al _{x2} Ga _{1-x2} As. Часть 2. Анализ результатов	112
Данилов В.В. Устройства управления акустооптическими затвором и дефлектором	118

Зуев Н.Г., Титаренко А.М., Чередников И.П., Абдерразик М. Анализ амплитудных и частотных характеристик параметрических зонных систем 129

Галкин С.А. Синтез оптимальных по критерию максимума апостериорной вероятности алгоритмов селекции радиоизлучений на выходе Фурье-процессора 137

Цопа А.И., Сидоров Г.И., Чечельницкий В.С., Тихонов В.А. Оценка возможности создания и использования математических моделей кабельных линий при проектировании цифровых систем передачи информации 145

Лемешко А.В., Евсеева О.Ю. Функциональная модель адаптивной маршрутизации комбинированного типа 152

Кунченко Ю.П., Гавриш А.С., Заболотный С.В., Прокопенко Т.В. Формирование массива псевдослучайных чисел с заданными моментами до четвертого порядка 159

Кадацкая О.И. Погрешности нониусного метода пакетного совпадения 164

Борисова Л.В. Введение в проблематику компьютерных преступлений 168

Ремаева О.А., Ремаев Е.В., Снурникова Г.К. Исследование погрешностей определения рефракционных поправок к результатам измерений координат космических объектов, осуществляемых с помощью электромагнитных волн 173

Клевец С.И., Клепиков В.Ф., Коняхин Г.Ф., Литвина З.Ю., Литвиненко В.В., Новиков В.Е., Сотников А. М. Колебательный контур с фрактальной нагрузкой и “фрактальный” закон Ома 177

Певцов Г.В., Колисниченко Д.А. Програмная обучающаяся система распознавания образов, заданных сложными эталонными описаниями 183

Бавыкина В.В., Коваль Ю.А. Сравнение алгоритмов измерения сдвига шкал в системах синхронизации времени и частоты по энергетическому критерию 189

Манько А.А. Измерение времени переключения частоты СВЧ-генераторов 197

Пастушенко Н.С., Солонец А.И. Метод и результаты совместной оценки направления прихода и скорости распространения сейсмической волны 202

УДК 662.396.67: 621.314.6

Моделирование крупноапертурных ректенн космических энергосистем. 3. Расчет КПД выпрямления и сбора крупноапертурной ректенны при несоосном расположении передающей и приемной апертур / В.М. Шокало, Д.В. Грецьких, М.А. Омаров, А.А. Коновальцев // Радиотехника: Всеукр. міжвед. науч.-техн. сб. 2002. Вип. 127 С.3 – 6.

Показана разработанная методика анализа КПД выпрямления и сбора крупноапертурных ректенн при несоосном расположении передающей и приемной апертур. По разработанной методике был проведен сравнительный анализ КПД выпрямления и сбора ректенны при отсутствии и наличии ошибки соосности.

Ил.2. Библиогр.: 8 назв.

УДК 662.396.67: 621.314.6

Моделювання великоапертурних ректен космічних енергосистем. 3. Розрахунок ККД випрямлення та збору великоапертурної ректенни при несувісному розташуванні передавальної та приймальної апертур / В.М. Шокало, Д.В. Грецьких, М.А. Омаров, А.О. Коновальцев // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип.126. С. 3 – 6.

Показано розроблену методику аналізу ККД випрямлення та збору великоапертурних ректен при несувісному розташуванні передавальної та приймальної апертур. За розробленою методикою проведено порівняльний аналіз ККД випрямлення та збору ректенни при відсутності та наявності помилки сувісності.

Ил.2. Бібліогр.: 8 назв.

UDC 662.396.67: 621.314.6

Modeling of large aperture rectennas for space power systems. 3. Calculation efficiency of rectification and collecting large aperture rectenna in case transmitting and receiving apertures of non-axial arrangement / V.M. Shokalo, D.V. Gretsikh, M.A. Omarov, A.A. Konovaltsev // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. № 127. P. 3 – 6.

The approach to the analysis of the large aperture rectennas rectification and collecting efficiency in non-axial arrangement case transmitting and receiving apertures of is worked out. According to the developed technique the comparative analysis of rectification and collecting rectenna efficiency was carried out in the absence of and with an error in coaxiality.

Fig.2. Ref.: 8 items.

УДК 621.396.671

Эффекты ближней зоны в излучении вибраторных антенн длиной полторы длины волны / Н.Н. Горобец, Р.И. Цехмистро // Радиотехника 2002. : Всеукр. міжвед. науч.-техн. сб. 2002. Вип. 127. С. 7 – 11.

В статье проанализированы амплитудные и фазовые характеристики электромагнитного поля симметричных резонансных тонких проволочных антенн конечной длины в их ближней и промежуточной зонах. На основании строгого анализа показано, что эффект уменьшения области реактивных полей имеет место не только для резонансного полуволнового вибратора, но и при резонансах более высоких порядков. Диаграмма направленности полуволнового вибратора формируется на расстояниях, больших 1,5 длины волны.

Ил.5. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.396.671

Ефекти близької зони у випромінюванні вібраторних антен довжиною півтори довжини хвилі / Н.Н. Горобец, Р.І. Цехмістро // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук – техн. зб. 2002. Вип. 127. С. 7 – 11.

В статті проаналізовано амплітудні і фазові характеристики електромагнітного поля симетричних резонансних тонких дровових антен кінцевої довжини в їхній ближній і проміжній зонах. На підставі строгого аналізу показано, що зменшення області реактивних полів має місце не тільки для резонансного напівхвильового, а й при резонансах більш високих порядків. Діаграма спрямованості півторахвильового вібратора формується на відстанях, більших 1,5 довжини хвилі.

Ил.5. Бібліогр. : 5 назв.

UDC 621.396.671

Near zone effects in 1,5 wavelength resonant dipole antennas radiation / N.N. Gorobets, R.I. Tsekhmistro // Radiotekhnika: All -Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. № 127. P. 7 – 11.

Amplitude and phase characteristics of symmetric resonant thin dipole antennas electromagnetic radiation of in near and intermediate zones are analysed. On the rigorous analysis basis it is shown that the effect of decrease in the reactive fields occurs not only for a half – wave dipole but with higher magnitude resonances. The radiathion pattern of 1,5 – wave dipole is formed at a distance larger than 1,5 lengths of a wavelength.

5 fig. Ref.: 5 items.

УДК 517.9

Использование метода задачи Римана-Гильберта для исследования рассеяния волн на системе из импедансных плоских угловых секторов /В.А.Дорошенко //Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 127. С. 12 – 18.

Рассмотрена скалярная задача дифракции волн на периодической системе из импедансных плоских угловых секторов. Предложен численно-аналитический подход для решения соответствующей третьей краевой задачи математической физики, который основан на использовании метода задачи Римана-Гильберта и интегрального преобразования Конторовича-Лебедева. Показано, что в результате использования этого подхода решение краевой задачи эквивалентно решению системы линейных алгебраических уравнений второго рода. Обоснована разрешимость этой системы и получено аналитическое решение краевой задачи в случае полупрозрачной структуры.

Ил.1. Библиогр.: 19назв.

УДК 517.9

Використання методу задачі Римана-Гільберта у дослідженні розсіювання хвиль на системі з імпедансних плоских кутових секторів /В.О.Дорошенко //Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 127. С. 12 – 18.

Розглянута скалярна задача дифракції хвиль на періодичній системі з імпедансних плоских кутових секторів. Запропоновано чисельно-аналітичний підхід до розв'язку відповідної третьої крайової задачі математичної фізики, що базується на використанні методу задачі Римана-Гільберта та інтегрального перетворення Конторовича-Лебедева. Показано, що внаслідок застосування цього підходу розв'язок крайової задачі еквівалентний розв'язку системи лінійних алгебраїчних рівнянь другого роду. Обґрунтовано розв'язуваність системи рівнянь та отримано аналітичний розв'язок крайової задачі у випадку напівпрозорої структури.

Ил.1. Библиогр.: 19назв.

UDC 517.9

Application of the Riemann-Hilbert problem method to studying wave scattering on the impedance plane angular sectors system /V.A.Doroshenko //Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. №127. P. 12 – 18.

The scalar problem of wave diffraction on the impedance plane angular sectors system is considered. The analytical computational method for solving the third boundary mathematical physics problem is given. This method is based on using the Riemann-Hilbert problem method and the Kontorovich-Lebedev transforms. When applying the given method one can reduce the original boundary problem to solving the second type linear algebraic equations system. Resolvability of the equations system is validated. The analytical solution of the boundary problem for the semi-transparent structure is obtained.

1fig. Ref.: 19items.

УДК 621.37.01

Структурные особенности поля, рассеянного турбулентной средой / В.А. Петров, С.А. Шейко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 127. С. 19 – 23.

Рассматривается структура поля, рассеянного турбулентной средой, в радиолокационных системах зондирования атмосферы. Показано, что в течение однократного импульсного зондирования распределение интенсивности поля в плоскости наблюдения имеет пятнистую структуру (спекл-структуру), причем, размеры спеклов соизмеримы с размерами апертуры антенны.

Ил. 3. Библиогр.: 9 назв.

УДК 621.37.01

Структурні особливості поля, розсіяного турбулентним середовищем / В.А. Петров, С.О. Шейко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 127. С. 19 – 23.

Розглядається структура поля, розсіяного турбулентним середовищем, у радіолокаційних системах зондування атмосфери. Виявлено, що протягом часу однократного імпульсного зондування розподіл інтенсивності поля в площині спостереження має плямисту структуру (спекл-структуру), причому, розміри спеклів сумірні з розмірами апертури антени.

Ил. 3. Библиогр.: 9 назв.

UDC 621.37.01

The structural features of the field, scattered by turbulent medium / V.A. Petrov, S.A. Sheyko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. №127. P. 19 – 23.

The structure of the field, scattered by turbulent medium, in atmosphere sounding radar systems is considered. It is shown that within a single pulse sounding the field intensity distribution in the observation plane manifests a speckle structure. The size of speckles and the antenna aperture dimensions are comparable.

3 fig. Ref.: 9 items.

УДК 621.396.67

Средняя диаграмма направленности в зоне Френеля круглой сфокусированной апертуры при наличии квазидетерминированных случайных фазовых ошибок / В.В. Должиков // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 127. С. 24 – 30.

Исследована средняя ДН по мощности в зоне Френеля круглой сфокусированной апертуры с равномерным амплитудным распределением при наличии квазидетерминированных фазовых ошибок. Изучено их влияние на вид средней ДН по мощности, а также на параметры, ее характеризующие: ширину главного лепестка, положение и уровень экстремумов. Приведенные соотношения и графические зависимости позволяют производить расчет указанных параметров в широком диапазоне значений статистических характеристик флуктуаций.

Ил. 8. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396.67

Середня діаграма спрямованості в зоні Френеля круглої сфокусованої апертури при наявності квазидетермінованих випадкових фазових похибок / В.В. Должиков // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 127. С. 24 – 30.

Досліджена середня ДС за потужністю круглої апертури з рівномірним амплітудним розподілом при наявності флуктуацій фази. Вивчено їх вплив на вигляд середньої ДС за потужністю, а також на параметри, що її характеризують: ширину головної пелюстки, положення та рівень екстремумів. Наведені співвідношення і графічні залежності дають змогу вести розрахунок вказаних параметрів у широкому діапазоні значень статистичних характеристик флуктуацій.

Ил. 6. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 621.396.67

Average pattern in the Fresnel zone of the circular focused aperture in the presence of quasi-determinate random phase errors / V.V. Dolzhikov // Raditekhnik: All - Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. №127. P. 24 – 30.

The average power pattern in the Fresnel zone of the circular focused aperture with a uniform amplitude distribution in the presence of quasi-determinate phase errors is examined. The influence of variance value on the average power pattern type and on the parameters characterizing it, namely: the half-power beam width, extremum position and level are studied. Relations and graphical dependences are given; they allow to calculate the indicated parameters in a wide range of fluctuations statistical characteristics values.

6 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.396.67

Поле излучения сфероцилиндрической спиральной антенны / Л.М. Лобкова, М.Б. Проценко, В.В. Громоздин, В.В. Бахтияров // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 127. С. 31 – 35.

Представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований характеристик поля излучения сфероцилиндрической спиральной антенны. Показана возможность формирования антенной квазиизотропных диаграмм направленности в линейном и круговом поляризационных базисах.

Ил. 3. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396.67

Поле випромінювання сфероциліндричної спіральної антени / Л.М. Лобкова, М.Б. Проценко, В.В. Громоздін, В.В. Бахтіяров // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 127. С. 31 – 35.

Представлені результати теоретичних та експериментальних досліджень характеристик поля випромінювання сфероциліндричної спіральної антени. Показана можливість формування антеною квазіізотропних діаграм спрямованості в лінійному і круговому поляризаційних базисах.

Ил. 3. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 621.396.67

Radiation field of sphero-cylindrical helix antenna / L.M. Lobkova, M.B. Protsenko, V.V. Gromozdin, V.V. Bakhtijarov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. №127. P. 31 – 35.

The results of theoretical and experimental investigation into radiation field characteristics of the sphero-cylindrical helix antenna are presented. The radiation capability of quasi-isotropic antenna patterns formation in linear and circular polarization bases is shown.

3 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.396.9:551.508.859

Определение скорости ветра и оценка турбулентности атмосферы методами спектрального анализа в атмосферных РЛС вертикального зондирования / О.В. Зубков, В.Н. Олейников // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 127. С. 36 – 41.

Для получения информации о первых трех моментах доплеровских вариаций отраженного сигнала выполнено параметрическое оценивание спектральной плотности мощности сигналов, отраженных от турбулентной атмосферы. Предложена классификация турбулентностей по величине ширины спектрального максимума. Сопоставлялись классические и неклассические параметрические методы спектрального анализа при оценивании скорости ветра, ширины спектрального максимума и быстродействия. Исследования выполнены на моделях сигналов, адекватных реальным с заданными параметрами спектра. Показано, что неклассические методы спектрального анализа не уступают классическим по точности оценивания скорости ветра и ширины спектрального максимума и превосходят классические по быстродействию в 3-4 раза. Экспериментальная проверка разработанных моделей была проведена на временных рядах сигналов, полученных на атмосферной РЛС вертикального зондирования.

Ил. 3 Библиогр.: 10 назв.

УДК 621.396.9:551.508.859

Визначення швидкості вітру та оцінка турбулентності атмосфери методами спектрального аналізу в атмосферних РЛС вертикального зондування / О.В. Зубків, В.Н. Олейников// Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 127. С. 36 – 41.

Для одержання інформації про перші три моменти доплеровських варіацій відбитого сигналу виконано параметричне оцінювання спектральної щільності потужності сигналів, відбитих від турбулентної атмосфери. Запропоновано класифікацію турбулентностей за величиною ширини спектрального максимуму. Порівнювались класичні і некласичні параметричні методи спектрального аналізу при оцінюванні швидкості вітру, ширини спектрального максимуму і швидкодії. Дослідження виконані на моделях сигналів, адекватних реальним із заданими параметрами спектра. Показано, що некласичні методи спектрального аналізу не поступаються класичним за точністю оцінювання швидкості вітру і ширини спектрального максимуму і перевершують класичні по швидкодії в 3-4 рази. Експериментальна перевірка розроблених моделей була проведена на часових рядах сигналів, отриманих на атмосферній РЛС вертикального зондування.

Ил. 3. Бібліогр.: 10 назв.

UDC 621.396.9:551.508.859

Definition of wind speed and estimation of atmospheric turbulence by methods of spectral analysis in atmospheric vertical sounding RADARS / O.V. Zubkov, V.N. Oleynikov// Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. №127. P. 36 – 41.

The parametric estimation of a power spectrum of signals, reflected from a turbulent air is performed for obtaining the information about the first three moments of Doppler variations of an echo. The classification of turbulences by maximum the spectrum width is offered. The classical and non-classical parametric methods of spectral analysis were compared when estimating wind speed, spectrum width and response. The researches are realized with the models of signals adequate to the actual ones having given parameters of the spectrum. It is shown, that the non-classical methods of spectral analysis are as good as classical ones in exactitude of wind speed and spectrum width estimation, and exceed classical ones in response by the factor of 3-4. The experimental check of the designed models was realized on time series of signals obtained with the atmospheric vertical sounding RADAR.

3 fig. Ref.: 10 items.

УДК 621.393.677.494

Пространственно-фазово-частотная фокусировка сигналов в цилиндрических ФАР при V-образной дискретизации частот / В.И. Гомозов, А.В. Гомозов, А.А. Лоскутов, С.В. Титов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вип. 127. С. 42 – 49.

С использованием приближений физоптики рассмотрены основные пространственно-временные характеристики сфокусированного электромагнитного излучения цилиндрической ФАР с пространственно-фазово-частотным управлением сигналами излучателей при двумерном V-образном дискретном распределении частот по апертуре. Математическим моделированием показано, что предложенным способом можно сравнительно просто реализовать формирование последовательностей весьма коротких пространственно-временных импульсов с заданной и независимой от размеров апертуры и расстояния протяженностью по дальности без сканирования по углам с относительно малым уровнем пространственных боковых лепестков как в ближней, так и в дальней зонах.

Ил. 10. Библиогр.: 21 назв.

УДК 621.393.677.494

Просторово-фазово-частотне фокусування сигналів в циліндричних ФАР при V-образній дискретизації частот / В.І. Гомозов, А.В. Гомозов, А.А. Лоскутов, С.В. Тітов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 127. С. 42 – 49.

З використанням наближень фізоптики розглянуто основні просторово-часові характеристики сфокусованого електромагнітного випромінювання циліндричної ФАР з просторово-фазово-частотним управлінням сигналів випромінювачами при двовірному V-образному розподілі частот по апертурі. Математичним моделю-

ванням показано, що запропонованим засобом можливо просто реалізувати формування послідовностей коротких просторово-часових імпульсів з заданій і незалежної від розміру апертури та відстані протяжністю по дальності без сканування по кутам з відносно малим рівнем просторових бокових пелюсток як в ближній, так і в дальній зоні.

Іл. 10. Бібліогр.: 21 назв.

UDC 621.393.677.494

Signals spatial, phase and frequency focusing in the cylindrical phase antenna's array (PAA) with V-shape frequencies discrization / V.I. Gomozov, A.V. Gomozov, A.A. Loskutov, S.V. Titov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. № 127. P. 42 – 49.

Using approximation physical optics the basic spatial and temporal characteristics of the focused electromagnetic radiation of the cylindrical PAA with spatial, phase and frequency control of radiators' signals at two dimensional V-shape discrete distribution of frequencies over the aperture are considered. It is shown by mathematical modeling, that with the offered way it is possible to realize formation of sequences of rather short spatial - time pulses with given and independents of the aperture dimensions and duration without scanning in corners with rather small level of spatial side lobes both in near and far zones with relative ease.

10 fig. Ref.: 21 items.

УДК 621.396.9:551.508.859

Оценка эффективной поверхности рассеяния радиоволн акустическим пакетом / Д.А. Величко, Г.И. Сидоров, Я.Г. Сидоров // Радиотехника; Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 127. С. 50 – 54.

Получены соотношения для оценки эффективной и удельной эффективной поверхности рассеяния движущегося акустического пакета. Рассчитаны зависимости эффективной и удельной эффективной поверхности рассеяния от длины электрической волны и расстояния зондирования в СВЧ- и КВЧ-диапазонах. Оценен энергетический потенциал системы.

Ил. 3. Бібліогр.: 4 назв.

УДК 621.396.9:551.508.859

Оцінка ефективної поверхні розсіювання радіохвиль акустичним пакетом / Д.А. Величко, Г.І. Сідоров, Я.Г. Сидоров // Радіотехніка; Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 127. С. 50 – 54.

Отримані співвідношення для оцінки ефективної і питомої ефективної поверхні розсіювання акустичного пакету, що рухається. Розраховані залежності ефективної і питомої поверхні розсіювання від довжини електричної хвилі і відстані зондування в НВЧ- та КВЧ-діапазонах. Оцінено енергетичний потенціал системи.

Іл. 3. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 621.396.9:551.508.859

Estimation of effective surface of radiowaves scattering by an acoustic packet / D.A. Velichko, G.I. Sidorov, Y.G. Sydorov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. № 127. P. 50 – 54.

Relations for estimating effective and specific effective surfaces of a moving acoustic packet scattering are obtained. Dependences of effective and specific effective scattering surface on the electric wave length and sounding distance in SHF and EHF ranges are calculated. The energy potential of the system is estimated.

3 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.396

Оптимальное измерение тропосферной рефракции источника полихроматического сигнала оптико-электронными средствами в условиях турбулентной атмосферы / Ю.Г. Даник, С.В. Герасимов // Радиотехника; Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 127. С. 55 – 59.

Предложен оптимальный алгоритм измерения рефракционной поправки координат полихроматического источника в пассивном режиме на основе дисперсионного метода. Сделана оценка его потенциальной точности для сигнала с равномерным спектром. Показано, что предложенный алгоритм позволяет повысить точность измерения рефракции по сравнению с традиционным двухчастотным методом.

Ил. 4. Бібліогр.: 6 назв.

УДК 621.396

Оптимальные измерения тропосферной рефракции джерела поліхроматичного сигналу оптико-електронними засобами в умовах турбулентної атмосфери / Ю.Г. Даник, С.В. Герасимов // Радіотехніка; Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 127. С. 55 – 59.

Запропоновано оптимальний алгоритм вимірювання рефракційної поправки координат поліхроматичного джерела в пасивному режимі на основі дисперсійного методу. Зроблена оцінка його потенційної точності для сигналу з рівномірним спектром. Показано, що запропонований алгоритм дозволяє підвищити точність вимірювання рефракції в порівнянні з традиційним двочастотним методом.

Іл. 4. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 621.396

Optimum tropospheric refraction measurement of a polychromatic signal source with optoelectronic devices in conditions of turbulent atmosphere / Y.G. Danik, S.V. Gerasimov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. № 127. P. 55 – 59.

The optimum algorithm for measuring the refraction correction of polychromatic source coordinates in a passive mode is offered on the dispersion method basis. The estimation of its potential accuracy for the signal with a uniform spectrum is performed. It is shown that the offered algorithm permits to increase accuracy of refraction measurement in comparison with a traditional two-frequency method.

4 fig. Ref.: 6 items.

УДК 621.396.2

Сопоставительный анализ МОСП и ММВ-алгоритмов при различных значениях погрешностей в задании параметров сигнала / Л.А.Титаренко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 127. С. 60 – 66.

Работа посвящена вопросам анализа и синтеза алгоритмов адаптивной пространственной обработки сигналов в условиях различных величин погрешности в задании априорных данных. Приведены результаты имитационного моделирования в виде графиков зависимости ширины порогового интервала от входного отношения помеха/шум и угла прихода помехи.

Ил. 4. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.396.2

Порівняльний аналіз МВСЗ та МПВ-алгоритмів при різних значеннях похибки в завданні параметрів / Л.О.Титаренко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 127. С. 60 – 66.

Робота присвячена питанням аналізу та синтезу адаптивної просторової обробки сигналів в умовах різних величин похибки в завданні априорних даних. Наведено результати імітаційного моделювання у вигляді графіків залежності ширини порогового інтервалу від вхідного відношення завади/шум та кута приходу завади.

Іл. 4. Бібліогр.: 2 назв.

UDC 621.396.2

The comparative analysis of MRSN and MTC-algorithms with various meanings of errors in the signal parameters problem / L.A.Titarenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. № 127. P. 60 – 66.

The work is devoted to the problems of analyzing and synthesizing signals adaptive spatial processing algorithms under conditions of various error values when setting a priori data. The results of imitating modeling are presented as the diagrams of the threshold interval width dependence on the interference/ noise input relation and the interference arrival corner.

4 fig. Ref.: 2 items.

УДК 621.371.3

Треугольник чисел Паскаля и рассеяние электромагнитных волн на пространственных решетках резонансных магнитодиэлектрических сфер / А.И.Козарь // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2002. Вып. 127. С. 67 – 76.

Рассмотрено решение задачи о рассеянии электромагнитных волн на специальных сложных пространственных решетках резонансных сфер, пространственное распределение которых подчинено треугольнику чисел Паскаля. Получены выражения для рассеянных полей.

Ил. 6. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.371.3

Трикутник чисел Паскаля і розсіяння електромагнітних хвиль на просторових ґратках резонансних магнітодіелектричних сфер / А.І.Козарь // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 127. С. 67 – 76.

Розглянуто розв'язання задачі про розсіяння електромагнітних хвиль на спеціальних складних просторових ґратках резонансних сфер, просторове розподілення яких підпорядковане трикутнику чисел Паскаля. Одержані вирази для розсіяння полів.

Іл. 6. Бібліогр.: 5 назви.

UDC 621.371.3

The triangle of Pascal's numbers and electromagnetic waves scattering on spatial lattices grate of the resonant magnetodielectric spheres / A.I. Kozar // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. № 127. P. 67 – 76.

Solution of the problem of electromagnetic waves scattering on special composite spatial lattices of resonant spheres was considered, the steric distribution of which are submit to the triangle of Pascal's numbers. The expressions for the scattered field were derived.

6 fig. Ref.: 5 items.

УДК 621.372.825.4

Электромагнитная связь прямоугольных волноводов через узкие щели в общих стенках / В.А.Катрич, М.В.Нестеренко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 127. С. 77 – 84.

Получены аналитические выражения для элементов матриц рассеяния щелевых сочленений прямоугольных волноводов. Исследованы электродинамические характеристики поперечных и продольных щелей, расположенных в общих стенках равноразмерных одномодовых волноводов.

Ил. 7. Библиогр.: 12 назв.

УДК 621.372.825.4

Електромагнітний зв'язок прямокутних хвильоводів крізь вузькі щілини у спільних стінках / В.О.Катрич, М.В.Нестеренко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 127. С. 77 – 84.

Отримані аналітичні вирази для елементів матриць розсіювання щілинних зчленувань прямокутних хвильоводів. Досліджені електродинамічні характеристики поперечних і поздовжніх щілин, розташованих в спільних стінках рівнорозмірних одномодових хвильоводів.

Іл. 7. Бібліогр.: 12 назв.

UDC 621.372.825.4

Electromagnetic coupling rectangular waveguides via narrow slots in common walls / V.A.Katrich, M.V.Nesterenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. № 127. P. 77 – 84.

Analytical expressions for scattering matrix elements of the slotted joints in the rectangular waveguides are obtained. The electrodynamic characteristics of the transverse and longitudinal slots situated in the common walls of one-mode equal size waveguides are investigated.

7 fig. Ref.: 12 items.

УДК 621.396.96

Влияние круговых цилиндрических вставок на характеристики Т-соединений / И.И. Зиненко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 127. С. 85 – 88.

При помощи модифицированного метода произведения областей на электродинамическом уровне выполнен численный анализ возможности согласования Н- и Е-плоскостных Т-соединений при помощи круговых цилиндров, размещенных в соединительной полости. Приведены и проанализированы графики для коэффициента отражения, рассчитаны номограммы, позволяющие выбирать радиусы и место положения круговых цилиндров, обеспечивающих согласование Т-соединения при возбуждении со стороны осевого волновода волной H_{10} .

Ил. 5. Библиогр.: 8 назв.

УДК 621.396.96

Вплив кругових циліндричних вставок на характеристики Т-вузлів / І.І. Зіненко // Радіотехніка: Всеукр. наук.-техн.зб. 2002. Вип. 127. С. 85 – 88.

За допомогою модифікованого метода добутку областей на електродинамічному рівні зроблено чисельний аналіз можливості узгодження Н- та Е-площинних Т-вузлів за допомогою кругових циліндрів, розташованих у полості з'єднання. Наведені та проаналізовані графіки для коефіцієнта відбиття, розраховані номограми, за якими можна проводити вибір радіусів та місце знаходження кругових циліндрів, які забезпечують узгодження Т-вузла при збудженні зі сторони осевого хвильовода хвилею типу H_{10} .

Ил. 5. Библиогр.: 8 назв.

UDC 621.396.96

The influence of circular cylinder Inclusions on T-junctions characteristics / I.I. Zinenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. № 127. P. 85 – 88.

The modified method of the product of regions was used to perform a numerical analysis of the possibility of matching H- and E-planar T-junctions, containing circular cylinders in the junction cavity, on the electrodynamic level. Nomograms are calculated making it possible to choose a radius and a location of circular cylinders of the junctions to ensure their matching for excitation from the axial waveguide side by H_{10} wave.

5 fig. Ref.: 8 items.

УДК 621.385.69

К интегрированию уравнения возбуждения замедляющей системы для метода мгновенных значений / А.В. Грицунов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 127. С. 89 – 94.

Рассмотрены главные особенности методики интегрирования матричного уравнения возбуждения замедляющей системы в виде цепочки связанных резонаторов. В частности, проанализированы способы расчета структурных функций парциальных видов колебаний резонаторов. Выбран численный метод решения задачи Коши для уравнения возбуждения. Предложена методика дифференцирования по времени возбуждающего тока с использованием интерполяции кубическим полиномом и алгоритм оценивания гармонических параметров

узкополосного выходного сигнала. Результаты могут быть использованы при численном моделировании СВЧ-приборов и других нелинейных электрофизических систем.

Ил. 3. Библиогр.: 13 назв.

УДК 621.385.69

До інтегрування рівняння збудження сповільнюючої системи для методу миттєвих значень / О.В. Грицунов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 127. С. 89 – 94.

Розглянуто головні особливості методики інтегрування матричного рівняння збудження сповільнюючої системи у вигляді ланцюжка зв'язаних резонаторів. Зокрема, проаналізовані способи розрахунку структурних функцій парціальних видів коливань резонаторів. Вибрано числовий метод розв'язання задачі Коші для рівняння збудження. Запропоновано методику диференціювання по часові збуджуючого струму з використанням інтерполяції кубічним поліномом та алгоритм оцінювання гармонійних параметрів вузькосмугового вихідного сигналу. Результати можуть бути використані при числовому моделюванні НВЧ-приладів та інших нелінійних електрофізичних систем.

Ил. 3. Библиогр.: 13 назв.

UDC 621.385.69

On integration of a delay line excitation equation for instantaneous values method / A.V. Gritsunov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. № 127. P. 89 – 94.

The main peculiarities of the matrix excitation equation integration method for a delay line in the form of a coupled-resonator chain are considered. In particular, the methods of resonators' partial modes structural functions evaluation are analyzed. The numerical method of Cauchy problem solution for excitation equation is selected. The exciting current time differentiation method with implementation of cubic polynomial interpolation and the harmonic parameters estimation algorithm for narrow-band output signal are proposed. The results can be used for numerical simulation of microwave devices and other non-linear electrophysical systems.

3 fig. Ref.: 13 items.

УДК 621.317.7

Модуляционные преобразования информационных сигналов в резонансных измерителях параметров объектов и сред / Ю.Е. Гордиенко, А.Ю. Панченко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 127. С. 95 – 103.

Анализируются погрешности квантования, которые возникают при обработке сигналов в резонансных измерителях, построенных по различным функциональным схемам. Проводится оценка количества информации и указывается на необходимость использования этого критерия при проектировании информационно-измерительных систем. Показаны преимущества модуляционных схем обработки сигналов в резонансных измерителях.

Ил.8. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.317.7

Модуляційні перетворювання інформаційних сигналів в резонансних вимірювачах параметрів об'єктів та середовищ / Ю.О. Гордієнко, О.Ю. Панченко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 127. С. 95 – 103.

Аналізуються похибки квантування, які виникають при обробці сигналів у резонансних вимірювачах, що побудовані за різними функціональними схемами. Проводиться оцінка кількості інформації та наголошується на необхідності використання цього критерія при проектуванні інформаційно-вимірювальних систем. Показані переваги модуляційних схем обробки сигналів у резонансних вимірювачах.

Ил.8. Библиогр.: 5 назв.

UDC 621.317.7

Modulation transformation of information signals in resonant gauges of objects and environments parameters / Yu. E. Gordienko, A. Yu. Panchenko // Radiotekhnika/ All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. № 127. P. 95 – 103.

The errors in quantization of processing function charts of signals in resonant gauges are analyzed. The information quantity estimation will be carried out and the necessity to use this criterion when designing information-measuring systems is pointed out. The advantages of modulation circuits of signal processing in resonant gauges are shown.

8 fig. Ref.: 5 items.

УДК 621.373.826

Формирование однородного распределения интенсивности излучения в волноводном квазиоптическом резонаторе с амплитудно-ступенчатым зеркалом / О.В. Гурин, В.А. Маслов, В.А. Свич, А.Н. Топков, Е.В. Фурсова // Радиотехника: Всеукр. міжвед. науч.-техн. сб. 2002. Вип. 127. С. 104 – 111.

Описан способ получения в волноводном квазиоптическом резонаторе (ВКР) негауссовых световых пучков с равномерным профилем интенсивности. Он основан на самоизображающих свойствах многомодовых волноводов и применении неоднородного зеркала с дискретно расположенными поглощающими участками. С использованием методов собственных колебаний и фурье-оптики разработаны теоретическая модель и алгоритм расчета характеристик основной фурье-моды с однородным распределением интенсивности на выходном зеркале ВКР. При изменении геометрии резонатора и параметров его неоднородного отражателя установлены условия существования фурье-моды и устойчивости ее характеристик.

Табл.2. Ил. 2. Библиогр.:25 назв.

УДК 621.373.826

Формування однорідного розподілу інтенсивності випромінювання у хвильовідному квазіоптичному резонаторі з амплітудно-східчастим дзеркалом / О.В. Гурін, В.О. Маслов, В.А. Свіч, О.Н. Топков, О.В. Фурсова // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 127. С. 104 – 111.

Описано спосіб здобуття у хвильовідному квазіоптичному резонаторі (ХКР) негаусових світлових пучків з рівномірним профілем інтенсивності. Він заснований на самозображуючих властивостях багатомодових хвильоводів і застосуванні неоднорідного дзеркала з дискретно розташованими поглинаючими ділянками. З використанням методів власних коливань і фур'є-оптики розроблені теоретична модель і алгоритм розрахунку характеристик основної фур'є-моди із однорідним розподілом інтенсивності на вихідному дзеркалі ХКР. При зміні геометрії резонатора і параметрів його неоднорідного відбивача встановлені умови існування фур'є-моди і стійкості її характеристик.

Табл. 2. Іл.2. Бібліогр.: 25 назв.

UDC 621.373.826

Formation of a beam with a uniform intensity distribution of radiation in a waveguide quasi-optical resonator with an amplitude-stepped mirror / O.V. Gurin, E.V. Fursova, V.A. Maslov, V.A. Svich, A.N. Topkov // Raditekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. № 127. P. 104 – 111.

The method of obtaining non-Gaussian light beams with a uniform intensity profile in the waveguide quasi-optical resonator (WQR) is described. It is based on the self-imaging properties of multimode waveguides and using the non-uniform mirror with the discretely distributed absorbing sections. The theoretical model and calculation algorithm of the low-loss Fourier-mode properties with uniform intensity distribution at the output mirror of WQR are developed with application of the eigenmodes and the Fourier-optics methods. The conditions of Fourier-mode existence and stability of its characteristics are established by changing the resonator geometry and its nonuniform mirror parameters.

2 tab. 2 fig. Ref.: 25 items.

УДК 621.373.826

Формирование энергетического спектра многослойной симметричной квантоворазмерной структуры на основе GaAs/Al_{x1}Ga_{1-x1}As/Al_{x2}Ga_{1-x2}As. Часть 2. Анализ результатов / А.Г. Пашенко, В.М. Ванцан // Радиотехника: Всеукр. міжвед. науч.-техн. сб. 2002. Вип. 127. С. 112 – 117.

Рассмотрены результаты квантово-механического моделирования энергетического спектра частиц в трёх-слойной симметричной квантоворазмерной структуре. Показана преимущественная локализация носителей в центральной части структуры как в стационарном состоянии, так и под действием внешнего постоянного электрического поля.

Ил. 5. Библиогр.: 10 назв.

УДК 621.373.826

Формування енергетичного спектру багатослоєвої симетричної квантоворозмірної структури на основі GaAs/Al_{x1}Ga_{1-x1}As/Al_{x2}Ga_{1-x2}As. Частина 2. Аналіз результатів / О.Г. Пашенко, В.М. Ванцан // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 127. С. 112 – 117.

Розглянуті результати квантово-механічного моделювання енергетичного спектру частинок у тришаровій симетричній квантоворозмірній структурі. Показана переважна локалізація носіїв в центральній частині структури, як у стаціонарному стані, так і під впливом зовнішнього постійного електричного поля.

Іл. 5. Бібліогр.: 10 назв.

UDC 621.373.826

Formation of GaAs/Alx1Ga1-x1As/Alx2Ga1-x2As - based multi-layer symmetrical quantum-well structure power spectrum. Part 2. Result analysis / A.G. Pashchenko, V.M. Vantsan // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. № 127. P. 112 – 117.

The quantum-mechanical modelling results of the particle power spectrum formation in the three-layer symmetrical quantum-well structure are considered. Primary localisation of carriers in the central part of the structure both in stationary state and under the action of the external constant electric field is shown.

5 fig. Ref.: 10 items.

УДК 621.373.12:535.241.13:534

Устройства управления акустооптическими затвором и дефлектором / В.В. Данилов // Радиотехника: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 127. С. 118 – 128.

Рассмотрен комплексный подход к созданию радиоэлектронных устройств управления акустооптическими затвором и дефлектором как элементами управления потоком и адресацией данных в оптических ЗУ с побитовым представлением информации.

Ил. 12. Библиогр.: 14 назв.

УДК 621.373.12:535.241.13:534

Пристрої керування акустооптичними затвором і дефлектором / В.В. Данилов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 127. С. 118 – 128.

Розглянуто комплексний підхід до створення радіоелектронних пристроїв керування акустооптичним затвором і дефлектором як елементами керування потоком і адресацією даних в оптичних ЗП з побітовим представленням інформації.

Ил. 12. Бібліогр.: 14 назв.

UDC 621.373.12:535.241.13:534

Driving devices for acoustooptical shutter and deflector / V.V. Danilov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. № 127. P. 118 – 128.

The complex approach to designing radioelectronic driving devices acousto-optical shutter and deflector control as elements for data stream and addressing to optical storage elements with bit-by-bit information representation was considered.

12. fig. Ref.: 14 items.

УДК 621.375.7

Анализ амплитудных и частотных характеристик параметрических зонных систем / Н.Г. Зуев, А.Н. Титаренко, И.П. Чередников, М. Абдерразик // Радиотехника: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 127. С. 129 – 136.

Проведено сравнение теоретических и экспериментальных результатов. Показано, что применение метода гармонического баланса позволяет описывать зоны неустойчивости ($n=1\dots$), в которых наблюдается рациональное отношение частот собственной и накачки (расстройка контура). При сильной нелинейности могут быть как иррациональная, так и смешанная расстройки контура (критические частоты). Этот вопрос представляет практический интерес и требует дополнительных исследований.

Ил. 7. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.375.7

Аналіз амплітудних та частотних характеристик параметричних зонних систем / М.Г. Зуєв, А.М. Титаренко, І.П. Чередніков, М. Абдерразік // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 127. С. 129 – 136.

Проведено порівняння теоретичних і експериментальних результатів. Показано, що застосування методу гармонійного балансу дозволяє описувати зони нестійкості ($n=1\dots$), у яких спостерігається раціональне відношення частот власної і накачування (розлад контуру). При сильній нелінійності можуть бути як ірраціональний, так і змішаний розлади контуру (критичні частоти). Це питання становить практичний інтерес і потребує додаткових досліджень.

Ил. 7. Бібліогр.: 3 назв.

UDC 621.375.7

Analysis of amplitude and frequency characteristics of parametric zonal systems / N.G. Zuev, A.N. Titarenko, I.P. Cherednikov, M. Abderrazik // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. № 127. P. 129 – 136.

A comparison between theoretical and experimental results is performed. It is shown that the harmonic balance method application allows to describe the instability zones ($n=1\dots$) where rational relation of natural and pumping fre-

quencies (the circuit detuning) is observer. With a strong nonlinearity both the irrational and mixed circuit detuning can take place (critical frequencies). This problem presents a practical interest and requires additional investigations.

7 fig. Ref: 3 items.

УДК 621.317.757

Синтез оптимальных по критерию максимума апостериорной вероятности алгоритмов селекции радиоизлучений на выходе Фурье-процессора / С.А. Галкин // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вип. 127. С. 137 – 144.

Разработан метод синтеза оптимальных по критерию максимума апостериорной вероятности алгоритмов селекции радиоизлучений на выходе Фурье-процессора по частотным и временным признакам. В качестве иллюстрации приведен пример синтеза частотного алгоритма селекции сигналов на выходе Фурье-процессора по признаку «ширина спектра».

Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.317.757

Синтез оптимальних за критерієм максимуму апостеріорної імовірності алгоритмів селекції радіовипромінювань на виході Фур'є-процесора / С.О. Галкин // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 127. С. 137 – 144.

Розроблено метод синтезу оптимальних за критерієм максимуму апостеріорної імовірності алгоритмів селекції радіовипромінювань на виході Фур'є-процесора за частотними і часовими ознаками. В якості ілюстрації наведено приклад синтезу алгоритму селекції сигналів на виході Фур'є-процесора за ознакою «ширина спектра».

Л. 1. Бібліогр.: 4 назв.

UDC 621.317.757

Synthesis of algorithms, optimal by a posteriori probability maximum criterion, for radio emission selection on the Fourier processor output / S. Gulkin // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. № 127. P. 137 – 144.

The method of synthesis of algorithms optimal by a posteriori probability maximum criterion, for radio emission selection on the Fourier processor output is developed using frequency and temporal indications. As an illustration the synthesis of frequency algorithm for signals selection on the Fourier processor output by the "spectrum width" indication is given.

1 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.396.2: 621.316.2

Оценка возможности создания и использования математических моделей кабельных линий при проектировании цифровых систем передачи информации / А.И. Цопа., Г.И. Сидоров, В.С.Чечельницкий, В.А. Тихонов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вип. 127. С. 145 – 151.

Исследуются основные характеристики кабельных линий связи, влияющие на скорость передачи информации при использовании технологии xDSL. Проанализированы характеристики каналов связи в области частот, существенно превышающей звуковые, и выявлены причины, приводящие к их ухудшению. Разработана модель кабельных линий связи, позволяющая строить амплитудно-частотные характеристики различных кабельных линий связи, что необходимо для оценки предельных дальностей при проектировании высокоскоростных цифровых систем передачи информации.

Табл. 2. Ил. 4. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.396.2: 621.316.2

Оцінка можливості створення і використання математичних моделей кабельних ліній при проектуванні цифрових систем передачі інформації / О.І. Цопа., Г.І. Сідоров, В.С.Чечельницький, В.А. Тихонов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 127. С. 145 – 151.

Досліджуються основні характеристики кабельних ліній зв'язку, що впливають на швидкість передачі інформації при використанні технології xDSL. Проаналізовано характеристики каналів зв'язку в області частот, що істотно перевищують звукові, і виявлені причини, що приводять до їхнього погіршення. Розроблено модель кабельних ліній зв'язку, що дозволяє будувати амплітудно-частотні характеристики різних кабельних ліній зв'язку, що необхідно для оцінки граничних відстаней при проектуванні високошвидкісних цифрових систем передачі інформації.

Табл. 2. Л. 4. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.396.2: 621.316.2

The estimation of the possibility to create and use cable lines mathematical model when designing digital data transmission systems / A. I. Tsopa, G. I. Sidorov, V. S. Chechelnsky, V. A. Tihonov // Radiotekhnika: All-Ukr. sci. interdep. mag. 2002. № 127. P. 145 – 151.

The main cable communication lines performances influencing the data transmission rate are investigated using the xDSL-technology. The communication channels characteristics in the field of frequencies significantly exceeding the voice frequencies are analyzed and the reasons resulting in this deterioration are revealed. The model of cable communication lines allowing to build amplitude-frequency characteristics for different cable communication lines is developed; it is necessary for estimating limiting ranges when designing high-speed digital data transmission systems.

2 tab. 4 fig. Ref.: 5 items.

УДК 621.391.28

Функциональная модель адаптивной маршрутизации комбинированного типа / А.В. Лемешко, О.Ю. Евсеева // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 127. С. 152 – 158.

Предложена математическая модель адаптивной маршрутизации, которая позволяет реализовать в сети одновременно статическую и динамическую маршрутизации. Рассмотрен пример решения задачи маршрутизации методом целевой координации.

Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.391.28

Функціональна модель адаптивної маршрутизації комбінованого типу / О.В. Лемешко, О.Ю. Евсеева // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 127. С. 152 – 158.

Подано математичну модель адаптивної маршрутизації, яка дозволяє реалізувати в мережі одночасно статичну та адаптивну маршрутизації. Розглянуто приклад розв'язання задачі маршрутизації методом цільової координації.

Іл. 1. Бібліогр.: 4 назв.

UDC 621.391.28

The combined functional model of adaptive routing / A.V. Lemesko, O.Y. Evseeva // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. № 127. P. 152 – 158.

The mathematical model of adaptive routing allowing simultaneously to carry out static and dynamic routing is offered. The example of routing task solution with the purpose coordination method is considered.

1 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.391

Формирование массива псевдослучайных чисел с заданными моментами до четвертого порядка / Ю.П. Кунченко, А.С. Гавриш, С.В. Заболотный, Т.В. Прокопенко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 127. С. 159 – 163.

В работе предложен метод генерации псевдослучайных последовательностей с заданными значениями моментов (кумулянтов), основанный на использовании выборочных моментов и решении обратной задачи. Получена точная область варьирования значений коэффициентов асимметрии и эксцесса, в которой имеет место сходимость итерационного процесса нахождения элементов негауссовской последовательности. Предложенный алгоритм может быть использован для моделирования работы полиномиальных алгоритмов обработки сигналов при воздействии негауссовских помех с плосковершинной кривой распределения.

Ил. 2. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.391

Формування масиву псевдовипадкових чисел із заданими моментами до четвертого порядку / Ю.П. Кунченко, О.С. Гавриш, С.В. Заболотний, Т.В. Прокопенко // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 127. С. 159 – 163.

В роботі запропоновано метод генерації псевдовипадкових послідовностей із заданими значеннями моментів (кумулянтів), заснований на використанні вибірових моментів і розв'язку зворотної задачі. Отримано точну область варіювання значень коефіцієнтів асиметрії й ексцесу, у якій має місце збіжність ітераційного процесу знаходження елементів негауссівської послідовності. Запропонований алгоритм може бути використаний для моделювання роботи поліноміальних алгоритмів опрацювання сигналів при впливі негауссівських завад із плосковершинною кривою розподілу.

Іл. 2. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 621.391

Creation of the pseudorandom numbers array with the given moments up to the fourth order / Yu.P. Kunchenko, A.S. Gavrish, S.V. Zabolotny T.V. Prokopenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. № 127. P. 159 – 163.

The method of generating pseudorandom sequences with set values of the moments (cumulants) based on usage of the sample moments and solution of the inverse problem is offered. The precise area of skewnesses and kurtosis coefficient values variation is obtained, there the convergence of the iterated process of finding non-Gaussian sequence units takes place. The offered algorithm can be used for simulation of signal processing the polynomial algorithms operation when acted upon by non-Gaussian noise with a plane top distribution curve.

2 fig. Ref.: 6 items.

УДК 621.7.058.68

Погрешности нониусного метода пакетного совпадения / О.И.Кадацкая //Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 127. С. 164 – 167.

Определены точностные возможности нониусного метода пакетного совпадения. Произведена количественная оценка полученных выражений.

Табл. 1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.7.058.68

Похибки ноніусного методу пакетного збігу / О.Й. Кадацька //Радіотехніка: Всеукр. міжвід. науч.-техн. зб. 2002. Вип. 127. С. 164 – 167.

Визначено точнісні можливості ноніусного методу пакетного збігу. Проведено кількісне оцінювання отриманих виразів.

Табл. 1. Бібліогр.: 2 назв.

UDC 621.7.058.68

Errors of vernier falling body method / O.I. Kadatskaya //Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. № 127. P. 164 – 167.

Precision possibilities of vernier falling body method are defined. The quantitative estimation of the received values is carried out.

1 tab. Ref.: 2 items.

УДК. 621.396

Введение в проблематику компьютерных преступлений / Л.В.Борисова // Радиотехника: Всеукр. межвед.науч.-техн. сб. 2002. Вып. 127. С. 168 – 172.

Рассмотрены вопросы международного сотрудничества, общей юрисдикции и криминального расследования в сфере компьютерных преступлений. Показаны возможные варианты решения проблем взаимного правового и перспективы международного юридического сотрудничества.

Библиогр.: 9 назв.

УДК. 621.396

Введення в проблематику комп'ютерних злочинів / Л.В.Борисова // Радіотехніка: Всеукр. міжвід.наук.-техн. зб. 2002. Вип. 127. С. 168 – 172.

Розглянуті питання міжнародного співробітництва, загальної юрисдикції та кримінального розслідування в сфері комп'ютерних злочинів. Показані можливі рішення проблем взаємного правового і перспективи міжнародного юридичного співробітництва.

Бібліогр.: 9 назв.

UDC. 621.396

Introduction into the computer crimes /L.V. Borisova // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. № 127. P. 168 – 172.

Problems of international cooperation, general jurisdiction and criminal investigation in the sphere of computer crimes are considered. Various versions of solving juridical problems and perspectives of international law cooperation are shown.

Ref.: 9 items.

УДК 386.2+521.2:629.705:391.26

Исследование погрешностей определения рефракционных поправок к результатам измерений координат космических объектов, осуществляемых с помощью электромагнитных волн / О.А. Ремаева, Е.В.Ремаев, Г.К.Снурникова//Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 127. С. 173 – 176.

Исследованы погрешности определения рефракционных поправок к результатам спутниковых координатных измерений методов, основанных на использовании "функции отображения", учитывающей зависимость поправок от зенитного угла наблюдаемого объекта. Показано, что неучет конечности высоты объекта при по-

строении этих функций может приводить к погрешности определения рефракционного искривления траектории от нескольких миллиметров до десятков сантиметров в диапазоне зенитных углов 80...90°. Погрешность определения угла рефракции для этого же диапазона зенитных углов может составлять от нескольких десятков до нескольких сотен секунд. Предложен простой способ существенного уменьшения данных погрешностей.

Табл. 2. Ил. 1. Библиогр.: 9 назв.

УДК 386.2+521.2:629.705:391.26

Дослідження похибок визначення рефракційних поправок до результатів вимірювань координат космічних об'єктів, які здійснюються за допомогою електромагнітних хвиль / О.О.Ремаєва, Є.В.Ремаєв, Г.К.Снурнікова// Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 127. С. 173 – 176.

Досліджено похибки визначення рефракційних поправок до результатів супутникових координатних вимірювань методів, які ґрунтуються на використанні "функцій відображення", що враховують залежність поправок від зенітного кута об'єкта, що спостерігається. Показано, що відсутність урахування скінченності висоти об'єкту при побудові цих функцій може приводити до похибки визначення рефракційного викривлення траєкторії від кількох міліметрів до десятків сантиметрів у діапазоні зенітних кутів 80...90°. Похибка визначення кута рефракції для цього ж діапазону зенітних кутів може складати від кількох десятків до кількох сотень секунд. Запропоновано простий спосіб суттєвого зменшення цих похибок.

Табл. 2. Іл. 1. Бібліогр.: 9 назв.

UDC 386.2+521.2:629.705:391.26

Treatment of errors in defining refraction corrections to results of space objects coordinates measurements performed using electromagnetic waves / O.A.Remayeva, Ye.V.Remayev, G.K.Snurnikova// Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. № 127. P. 173 – 176.

Errors in defining refraction corrections to the results of satellite coordinate measurement methods, based on "mapping functions" considering dependence of corrections on the zenith angle of the observed object, are studied. It is shown, that neglect of the object finite height, when building these functions, can result to errors in definition of the trajectory refraction curvature from few millimeters to tens centimeters in the zenith angles range 80...90°. The error in refractive angle for the same range of the zenith angles can account from few tens seconds to hundreds ones. A simple method of significant decrease of these errors are proposed.

2 tab. 1 fig. Ref.: 9 items.

УДК 623.126, 623.626

Колебательный контур с фрактальной нагрузкой и "фрактальный" закон Ома / С.И. Клевещ, В.Ф. Клепиков, Г.Ф. Коняхин, З.Ю. Литвина, В.В. Литвиненко, В.Е. Новиков, А. М. Сотников // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 127. С. 177 – 182.

Предложена математическая модель на основе аппарата дробных производных для описания радиофизических процессов в устройствах с фрактальными элементами. Получена форма записи обобщенного закона Ома для фрактальных сред.

Ил.3. Библиогр.: 11 назв.

УДК 623.126, 623.626

Коливальний контур з фрактальним навантаженням і "фрактальний" закон Ома / С.І. Клівець, В.Ф. Клепиков, Г.Ф. Коняхин, З.Ю. Литвіна, В.В. Литвіненко, В.Є. Новіков, О.М. Сотников // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 127. С. 177 – 182.

Отримана математична модель на підставі апарату дрібних похідних для подання радіофізичних процесів у пристроях з фрактальними елементами. Отримана форма запису узагальненого закону Ома для фрактальних середовищ.

Іл.3. Бібліогр.: 11 назв.

UDC 623.126, 623.626

Oscillatory circuit with fractal load and "fractal" Ohm's law / S.I.Klevets, V.F.Klepikov, G.F.Konyakhin, Z.Y.Litvina, V.V.Litvinenko, V.E.Novikov, A.M.Sotnikov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. № 127. P. 177 – 182.

The mathematical model based on the fractional derivative apparatus for description of radiophysical processes in devices with fractal elements is proposed. The formula of the generalized Ohm's law representation for fractal mediums is derived.

3 fig. Ref.: 11 items.

УДК 621.391:519.28

Програмная обучающаяся система распознавания образов, заданных сложными эталонными описаниями / Г.В. Певцов, Д.А. Колисниченко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 127. С. 183 – 188.

Разработана система «Мыслитель» для применения в аппаратно-программных комплексах распознавания образов, заданных сложными эталонными описаниями. В этой системе реализованы многоальтернативные алгоритмы распознавания, оптимальные относительно критериев максимума апостериорной вероятности и максимального правдоподобия.

Ил. 4. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.391:519.28

Програмна навчальна система розпізнавання образів, заданих складними еталонними описами / Г.В. Певцов, Д.А. Колісниченко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн.зб. 2002. Вип. 127. С. 183 – 188.

Розроблена система «Мыслитель» для застосування в апаратно-програмних комплексах розпізнавання образів, заданих складними еталонними описами. У цій системі реалізовані багатоальтернативні алгоритми розпізнавання, оптимальні щодо критеріїв максимуму апостеріорної імовірності і максимальної правдоподібності.

Іл. 4. Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.391:519.28

Programmed self-learning system for complex reference description pattern recognition / G.V.Pevtsov, D.A.Kolisnichenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. № 127. P. 183 – 188.

The system "Thinker" is developed for application in hardware-software complexes for recognition of pattern defined by complex reference descriptions. Multialternative recognition algorithms optimum as to the criteria of a posteriori probability maximum and as to the maximal plausibility are realized in this system.

4 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.396.96

Сравнение алгоритмов измерения сдвига шкал в системах синхронизации времени и частоты по энергетическому критерию / В. В. Бавыкина, Ю. А. Коваль // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 127. С. 189 – 196.

Предложена методика сравнения алгоритмов измерения сдвига шкал, которая позволяет сопоставить затраченную на единичное измерение суммарную энергию с достигнутым значением потенциального среднего квадратического отклонения помеховой погрешности при определенном отношении энергий сигналов, излучаемых в удаленных пунктах размещения систем синхронизации времени и частоты.

Табл. 1. Ил.6. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.396.96

Порівняння алгоритмів виміру зсуву шкал у системах синхронізації часу і частоти по енергетичному критерію / В. В. Бавикіна, Ю. О. Коваль, // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 127. С. 189 – 196

Запропоновано методику порівняння алгоритмів виміру зсуву шкал, що дозволяє зіставити витрачену на одиничний вимір сумарну енергію з досягнутим значенням потенційного середнього квадратичного відхилення завадової похибки при визначеному відношенні енергій сигналів, що випромінюються у віддалених пунктах розміщення систем синхронізації часу і частоти.

Табл. 1. Іл. 6. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 621.396.96

Comparison of the scales shift measurement algorithms in the time and frequency synchronization systems by power criterion / V.V.Bavykina, Yu. A.Koval.// Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. №127. P. 189 – 196

The technique of comparison of the scales shift measurement algorithms is offered, it allows to compare total energy, spent for single measurement to the obtained value of potential mean quadratic deviation of interfering error at definite relation of signal energies which are radiated in the remote points of accommodation of the time and frequency synchronization systems.

1 tab. 6 Fig. Refs.: 6 items.

УДК 621.373.53

Измерение времени переключения частоты СВЧ-генераторов / А.А. Манько // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 127. С. 197 – 201.

Приведены результаты измерений времени переключения частоты твердотельных СВЧ-генераторов, а также дано описание измерительного оборудования, и изложены принципы его функционирования в различных режимах.

УДК 621.373.53

Вимір часу переключення частоти НВЧ-генераторів / А.А. Манько // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 127. С. 197 – 201.

Надані результати вимірювань часу переключення частоти твердотільних НВЧ-генераторів, а також дано описання вимірювального обладнання, та викладені принципи його функціонування в різних режимах.

UDC 621.373.53

Measurement of VHF-generators frequency shift time / A.A. Manko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. № 127. P. 197 – 201.

Results of measurements of the solid-state VHF generators frequency shift time and description of the measurement equipment are given. The principles of its performance in different modes are outlined.

УДК 681.51: 550.34

Метод и результаты совместной оценки направления прихода и скорости распространения сейсмической волны / Н.С. Пастушенко, А.И. Солонец // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 127. С. 202 – 205.

Предложен метод совместной оценки направления прихода и скорости распространения сейсмической волны с помощью систем разнесенных сейсмических приемников. Получены частные характеристики точности для Украинской сейсмической группы.

Ил. 2. Библиогр.: 4 назв.

УДК 681.51: 550.34

Метод і результати сумісної оцінки напрямку приходу та швидкості розповсюдження сейсмічної хвилі / М.С. Пастушенко, О.І. Солонець // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 127. С. 202 – 205.

Запропоновано метод сумісної оцінки напрямку приходу та швидкості розповсюдження сейсмічної хвилі за допомогою систем рознесених сейсмічних приймачів. Отримані часткові характеристики точності для Української сейсмічної групи.

Іл. 2. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 681.51: 550.34

Method and results of the joint estimating the seismic wave propagation arrival direction and rate / N.S.Pastushenko, A.I. Solonets // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. . № 127. P. 202 – 205.

The method for the joint estimating the seismic wave propagation arrival direction and rate with the system of the separated seismic receivers is offered. The specific precision characteristics for the Ukrainian seismic group are obtained.

2 fig. Ref.: 4 items.