

621.396(06)
P 15

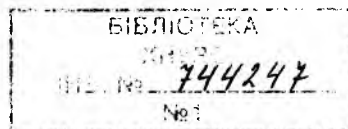
МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

РАДИОТЕХНИКА

Всеукраинский межведомственный
научно-технический сборник

Основан в 1965 г.

ВЫПУСК 129



Харків
Харківський національний
університет радіоелектроніки

2002

621.396(06)

P 15

УДК 621.3

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

Регистрационное свидетельство КВ № 4486 от 22.08.2000 г.

Рассмотрены проблемы исследования электромагнитных полей в сложных электродинамических структурах. Изложены результаты исследований в области теории антенн и радиолокационных систем. Описаны методы и средства обработки радиосигналов в условиях действия различных помех. Приведены результаты исследований параметров и характеристик полупроводниковых приборов и устройств.

Розглянуто проблеми дослідження електромагнітних полів у складних електродинамічних структурах. Викладено результати досліджень у галузі теорії антен та радіолокаційних систем. Описано методи та засоби обробки радіосигналів в умовах дії різних завад. Наведено результати досліджень параметрів і характеристик напівпровідникових приладів та пристроїв.

Редакционная коллегия: гл. ред., д-р техн. наук, проф. *А.И. Терещенко*, зам. гл. ред., д-р техн. наук, проф. *В.М. Шокало*, отв. 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*, чл.-кор. 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, проф. *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 доц. *Пащенко А.Г.*

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

Адрес редакционной коллегии: Харьковский национальный университет радиоэлектроники (ХНУРЕ), просп. Лейбна 14 Харьков 61166 Тел. (0572)40-93-97.

744247

СОДЕРЖАНИЕ ЗМІСТ

<i>Козырь А.И.</i> Полигональные числа и рассеяние электромагнитных волн на пространственных решётках резонансных магнитодиэлектрических сфер	5
<i>Дорошенко В.А.</i> Возбуждение биконуса с продольными щелями точечным источником, поле которого произвольно меняется во времени	14
<i>Афонин И.Л.</i> Преобразование поляризации парциальных волн в диэлектрическом волноводе	22
<i>Сахненко Н.К., Нерух А.Г.</i> Преобразование поля линейного тока при появлении плазменного цилиндра в волноводе	30
<i>Должиков В.В.</i> Средние характеристики круглой сфокусированной апертуры со спадающим амплитудным распределением при наличии квазидетерминированных случайных фазовых ошибок	35
<i>Омаров М.А., Грециких Д.В.</i> Приближенная модель расчёта КПД выпрямления крупноапертурных ректени	43
<i>Жирнов В.В., Стрельченко В.И., Сахновская Л.З.</i> Экспериментальные исследования радиолокационных отражений от локальных неоднородностей атмосферы	46
<i>Овсянников В.В.</i> Статистический анализ входных характеристик излучателей с сосредоточенными реактивными элементами	51
<i>Кравченко Н.И., Ленчук Д.В.</i> Средний квадрат результирующей погрешности многоканального измерителя параметров сигналов с учётом дискретной и случайной составляющих	54
<i>Певцов Г.В., Галкин С.А.</i> Метод оценки качества алгоритмов селекции радиоизлучений, основанных на проверке сложных статистических гипотез	59
<i>Чумак Б.А., Дремлюга А.В., Лысаченко И.Г.</i> Особенности применения метода рекуррентных алгоритмов фильтрации в процессе управления движением космических аппаратов	65
<i>Василец В.А.</i> Снижение средней эффективной поверхности рассеяния объекта сложной формы при оптимальном распределении ограниченного количества радиопоглощающего материала на его поверхности	69
<i>Чёрный С.В., Афанасьев В.В.</i> Анализ влияния изменения крена и тонгажа летательного аппарата на точностные характеристики магнитометрической системы контроля относительного положения	73
<i>Кальченко Д.С.</i> Компьютерная система анализа спектрально-временных характеристик сигналов	80
<i>Грызо А.А., Шаповалов С.В.</i> Потенциальные возможности обнаружения активных импульсных помех на фоне нестационарных по мощности пассивных помех	84
<i>Цопа А.И., Сидоров С.Г., Тихонов В.А., Свеченко И.В.</i> Исследование линейной коррекции межсимвольных искажений	90
<i>Пуляев В.А.</i> Статистическое оценивание параметров ионосферы в методе некогерентного рассеяния радиоволн	98
<i>Захаров И.П., Штефан Н.В., Сафарян Г.Г., Сергиенко М.П.</i> Идентификация формы закона распределения погрешностей по выборкам малого объёма	103
<i>Зуев С.А., Старостенко В.В., Шадрин А.А., Терещенко В.Ю.</i> Модуляционные характеристики СВЧ полевого транзистора с затвором Шоттки	107
<i>Панченко А.Ю.</i> Особенности использования метода однократного рассеяния акустических волн в слабонеоднородных газовых средах	110
<i>Гордиенко Ю.Е., Пашков А.В., Рябухин А.А., Слипченко Н.И.</i> Электродинамическое моделирование СВЧ резонаторных сенсоров для гигрометрии газов	115
<i>Герасимов В.П., Грицунов А.В., Писаренко В.М.</i> К моделированию граничных условий в цепочке связанных резонаторов для метода мгновенных значений	119
<i>Пащенко А.Г.</i> Вероятностные характеристики излучательных переходов в однослойной КРС на основе GaAs/Al _x Ga _{1-x} As	127
<i>Иванов П.С.</i> Условия одномодовой генерации в лазерах с вертикальным резонатором и двумерным фотонным кристаллом	132
<i>Рудченко И.М., Быков М.М.</i> Повышение частоты следования импульсов лазера с модулированной добротностью резонатора за счёт прокачки среды модулятора	139
<i>Тюрин С.В., Замковой А.С., Конрау В.П., Быков М.М., Дзевань В.П.</i> Адаптивные методы в лидарных системах	144
<i>Васянович Д.А., Рожницкий Н.Н.</i> Современное состояние разработок устройств оптоэлектроники	148
<i>Титаренко Л.А.</i> Адаптивная пространственная обработка сигналов с учётом конечного объёма выборки	152
<i>Стрелковская И.В., Григорьева Т.И., Зуев С.И.</i> Применение сплайн - функций в математическом моделировании телекоммуникационных систем	157
<i>Олейник В.Ф., Зуев С.И.</i> Оптимизация и интеллектуальные решения в задачах сетевого управления телекоммуникационных систем	163
<i>Синотин А.М.</i> Общая тепловая модель одноблочных радиоэлектронных аппаратов и её математическое описание	169
<i>Мешков С.Н., Гантракипов А.А.</i> Расчёт и моделирование тепловых полей, создаваемых нагревателями для активного теплового неразрушающего контроля	173
Сокращения в приставных списках литературы	179
Рефераты – Реферати	180

CONTENTS

<i>Kozar A.I.</i> The polygony numbers and electromagnetic waves scattering on spatial lattices grate of the resonant magnetodielectrical spheres	5
<i>Doroshenko V.A.</i> Excitation of the bicone with longitudinal slots by a point source whose field varies arbitrary in time	14
<i>Afonin I.L.</i> Transformation of polarization partial waves in the dielectric waveguide	22
<i>Sakhnenko N.K., Nerukh A.G.</i> Linear current field transformation caused by plasma cylinder emergence in the waveguide	30
<i>Dolzhikov V.V.</i> Average characteristics of the circular focused aperture in the presence of the quasi-determinate random phase errors	35
<i>Omarov M.A., Gretsikh D.V.</i> Approximated model of large aperture rectenna efficiency rectification calculation.	43
<i>Zhimov V.V., Strilchenko V.J., Sakhnovsky L.Z.</i> Experimental researches of radar – tracking reflections from the atmosphere local discontinuities	46
<i>Ovsyanikov V.V.</i> The statistical analysis of the input characteristics of radiators with concentrated jet elements	51
<i>Kravchenko M.I., Lenchuck D.V.</i> Mean square resulting error of a signal parameters multichannel measuring instrument in view of discrete and random components.	54
<i>Pevtsov G.V., Gulkin S.A.</i> Method of estimating the radio emissions selection algorithms quality based on complex statistical hypotheses test	59
<i>Chumak B.A., Dremlyuga A.V., Lysachenko I.G.</i> Peculiarities of the filtering recursive algorithms use during spacecrafts traffic control	65
<i>Vasilets V.A.</i> Radar cross-section reduction in the compound from object with optimal distribution of absorbing material bounded quantity on its surface	69
<i>Cherny S.V., Afanasyev V.V.</i> Analysis of the action of aircraft bank and pitch variation on precision characteristics of relative position magnet monitoring system	73
<i>Kalchenko D.S.</i> Computer system of signals' spectrum-temporary features analysis.	80
<i>Gryzo A.A., Shapovalov S.V.</i> The potential of active noise spike detection on the background of pulse jamming non-stationary in power with the amplitude method	84
<i>Tsopa A.I., Sidorov G.I., Tihonov V.A., Savchenko I.V.</i> The research of intersymbol interference linear correction	90
<i>Pulayev V.A.</i> Statistical ionosphere parameter estimation in the method of incoherent scattering of radiowaves	98
<i>Zakharov I.P., Shtefan N.V., Safarin G.G., Sergienko M.P.</i> Identification of the form of the law of errors distribution on s small volume sampling	103
<i>Zuev S.A., Starostenko V.V., Shadrin A.A., Tereshchenko V.Yu.</i> Modulation drive characteristics of microwave field Schottky gate transistor	107
<i>Panchenko A.Yu.</i> Features of using the method of acoustic waves dispersion in weak unhomogeneous gas media	110
<i>Gordienko Y.E., Pashkov A.V., Ryabukhin A.A., Slipchenko N.I.</i> Electrodynamic modeling of microwave resonator sensors for the gases hygrometry	115
<i>Gerasimov V.P., Grisunov A.V., Pisarenko V.M.</i> On simulation of boundary conditions in a coupled cavities chain for the method of instantaneous values	119
<i>Pashchenko A.G.</i> Probabilistic characteristics of radiation transitions in one-layer QWS based on GaAs/Al _x Ga _{1-x} As	127
<i>Ivanov P.S.</i> Single-mode conditions in vertical-cavity surface-emitting lasers with two-dimensional photonic crystal	132
<i>Rudchenko I.M., Bykov M.M.</i> Increase in pulse repetition rate of the laser with resonator Q-spacing through modulator medium pumping.	139
<i>Tiurin S.V., Zamkovej A.S., Konrau V.P., Bykov M.M., Dzeban V.P.</i> Adaptive methods in the lidar systems	144
<i>Vasyanovich D.A., Rozhiitskiy N.N.</i> State-of-the-art of applied optochemotronics devices development.	148
<i>Titarenko L.A.</i> Adaptive spatial processing of signals based on final volume of sample	152
<i>Strelkovskay I.V., Grigorieva T.I., Zuev S.I.</i> Modeling of control dynamics in telecommunication systems with the help of interpolation splines	157
<i>Olejnik V.F., Zuev S.I.</i> Optimization and intellectual decisions in problems of network management of telecommunication systems.	163
<i>Sinotin A.M.</i> General thermal model of single-block radio electronic devices and its mathematical descriptions	169
<i>Meshkov S.N., Gaptrakipov A.A.</i> Calculation of heat fields, created by heaters, for active thermal non-destructive testing	173
Abbreviations in references	179
Abstracts	180

ПОЛИГОНАЛЬНЫЕ ЧИСЛА 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 магнито-диэлектрических сфер, пространственное распределение которых подчинено полигональным числам – фигурным числам [1]. Длина рассеиваемой волны может быть соизмерима с постоянными решетки.

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

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

где 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 максимальные значения для чисел (p, s, t) 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. 1 представлено пространственное распределение узлов решетки, когда порождающий узел решетки находится в центре области (2), для случая: $p = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3; s, t = 0, \pm 1$.

Распределение сфер вдоль оси z подчинено таблице полигональных чисел (рис.2). Каждой тройке чисел $(p = 0, s, t)$ плоскости $x_{c,s}, y_{c,t}, z_{c,p=0}$ ставится в соответствие определенное число таблицы (рис. 2): например, точке $(p = 0, s = -3, t = -3)$ соответствует число 28, точке $(p = 0, s = -5, t = 4)$ – число 65, а точке $(p = 0, s = 4, t = 3)$ – число 34.

Эти числа и определяют число узлов вдоль оси z (1) для заданной точки $(p=0, s, t)$ (рис.2). Между тройкой чисел $(p=0, s, t)$ плоскости $x_{c,s}, y_{c,t}, z_{c,p=0}$ (1) и числом таблицы полигональных чисел существует связь, определяемая функцией

$$\frac{(|t|+1)}{2!} [2 + (|s|+1)|t|].$$

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

$$0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \left\{ \frac{(|t|+1)}{2!} [2 + (|s|+1)|t|] - 1 \right\},$$

где $|s|, |t| = 0, 1, 2, 3, \dots$

Если изменять координаты узлов в области (2), то положения узлов вне области (2) будут также соответствующим образом смещаться и будет происходить перестройка ячеек и формирование пространственной конфигурации решетки.

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 $(p, s = 0, t)$, из (1) получим плоскую решетку с распределением узлов вдоль оси z , подчиняющимся фигурным треугольным числам (1,3,6,10,15,21,28,36,...) (рис.3).

Если $(p, s = 1, t)$, то возникает плоская решетка с распределением узлов вдоль оси z , подчиняющимся фигурным четырехугольным числам (1,4,9,16,25,36,...) (рис.4).

Когда $(p, s = 2, t)$, то возникает плоская решетка с распределением узлов вдоль оси z , подчиняющимся фигурным пятиугольным числам (1,5,12,22,35,51,...) (рис.5).

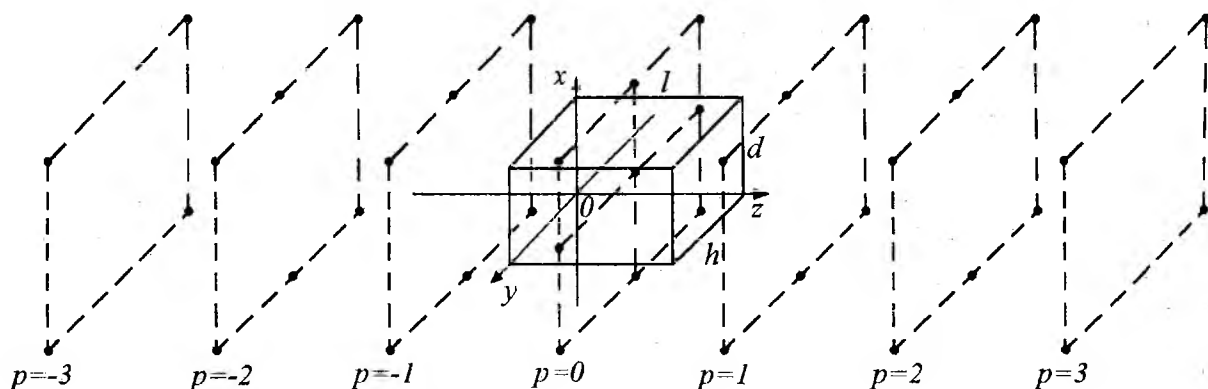


Рис. 1

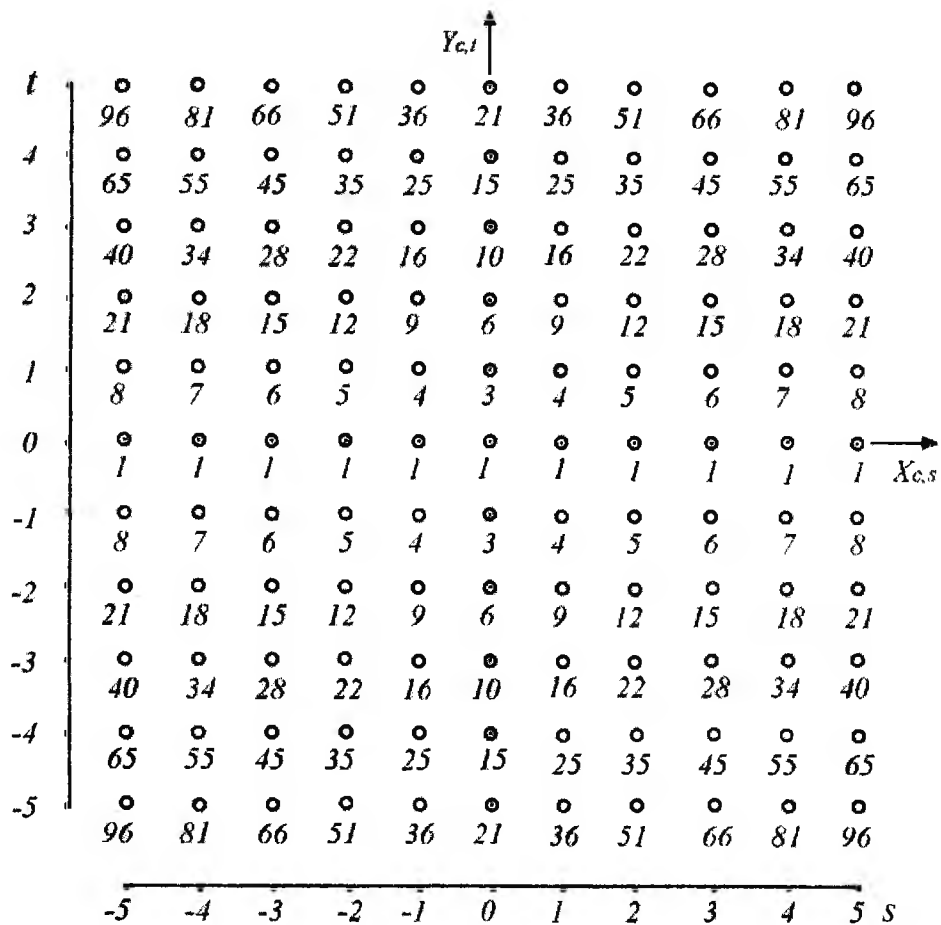


Рис. 2

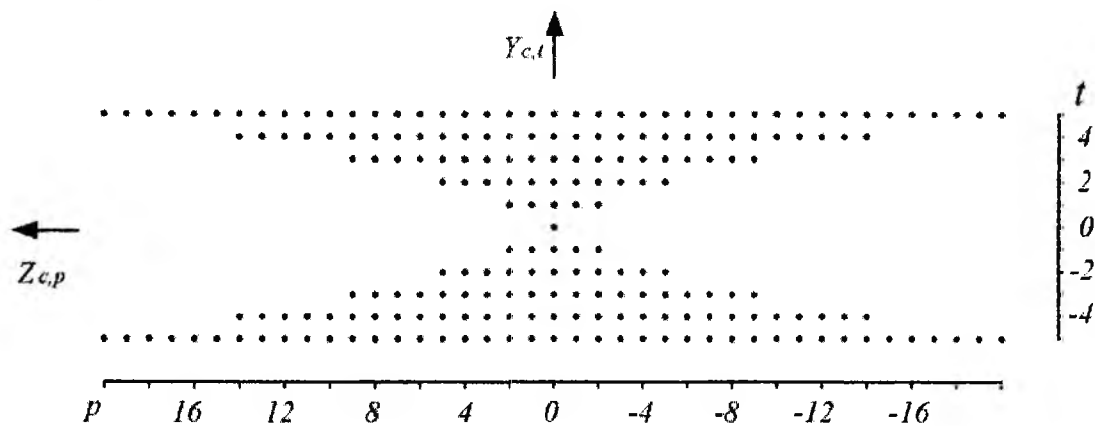


Рис. 3

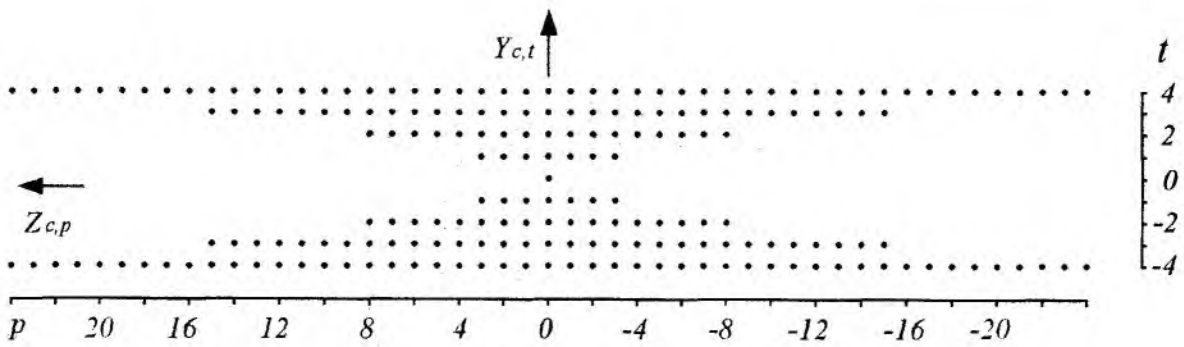


Рис. 4

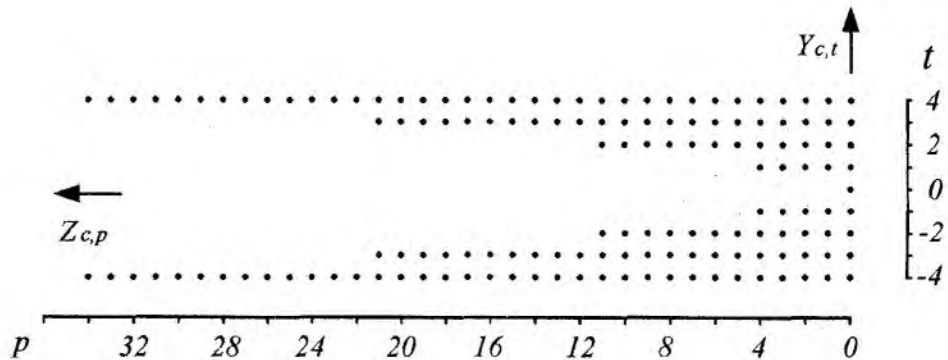


Рис. 5

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.3,4,5) будут находиться уже 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 $a_{c(p,s,t)}$; дальше обозначим 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 находим 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 $\vec{\Pi}^{\text{э}}$ и магнитный $\vec{\Pi}^{\text{м}}$ потенциалы Герца

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

Потенциалы Герца рассеянного поля имеют вид

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

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

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

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 неоднородных квазистационарных уравнений, которые построим, опираясь на интегральные уравнения [3]. Входящие в эту систему неоднородные уравнения для произвольной выделенной сферы имеют вид

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

$$-ik\mu_0 \left[\nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_c}{\mu_0} - 1 \right) W_{c(p,s,t)}^M(\vec{r}') \bar{H}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}', t) \right] \Bigg\} \Bigg], \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \bar{H}_{0c'}(p', s', t')(\vec{r}', t) = & \left\{ \left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\mu_{c'}}{\mu_0} - 1 \right) \right] \bar{H}_{c'}^0(p', s', t')(\vec{r}', t) - \right. \\ & - \sum_{p \ s \ t} \sum \left\{ \left(\nabla \nabla + k^2 \epsilon_0 \mu_0 \right) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_{c'}}{\mu_0} - 1 \right) W_{c'(p,s,t)}^M(\vec{r}) \bar{H}_{c'(p,s,t)}^0(\vec{r}', t) + \right. \\ & c'(p, s, t) \neq c'(p', s', t') \\ & + ik\epsilon_0 \left[\nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\epsilon_{c'}}{\epsilon_0} - 1 \right) W_{c'(p,s,t)}^\vartheta(\vec{r}) \bar{E}_{c'(p,s,t)}^0(\vec{r}', t) \right] \Bigg\} - \\ & - \sum_{c=1}^C \left(\sum_{p \ s \ t} \sum \left\{ \left(\nabla \nabla + k^2 \epsilon_0 \mu_0 \right) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_c}{\mu_0} - 1 \right) W_{c(p,s,t)}^M(\vec{r}) \bar{H}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}', t) + \right. \right. \\ & (c \neq c') \\ & \left. \left. + ik\epsilon_0 \left[\nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\epsilon_c}{\epsilon_0} - 1 \right) W_{c(p,s,t)}^\vartheta(\vec{r}) \bar{E}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}', t) \right] \right\} \right), \end{aligned}$$

где $\bar{E}_{0c'}(p', s', t')(\vec{r}', t)$; $\bar{H}_{0c'}(p', s', t')(\vec{r}', t)$ 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 $W_{c(p,s,t)}^\vartheta(\vec{r}')$, $W_{c(p,s,t)}^M(\vec{r}')$ имеют вид (3,7,8)

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

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:

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

где

$$\hat{g}_u^{\text{э}u'} = \begin{bmatrix} g_{xxu}^{\text{э}u'} & g_{xyu}^{\text{э}u'} & g_{xzu}^{\text{э}u'} \\ g_{yxu}^{\text{э}u'} & g_{yuu}^{\text{э}u'} & g_{yzu}^{\text{э}u'} \\ g_{zxu}^{\text{э}u'} & g_{zyu}^{\text{э}u'} & g_{zzu}^{\text{э}u'} \end{bmatrix}; \quad \hat{\beta}_u^{\text{э}u'} = \begin{bmatrix} \beta_{xxu}^{\text{э}u'} & \beta_{xyu}^{\text{э}u'} & \beta_{xzu}^{\text{э}u'} \\ \beta_{yxu}^{\text{э}u'} & \beta_{yuu}^{\text{э}u'} & \beta_{yzu}^{\text{э}u'} \\ \beta_{zxu}^{\text{э}u'} & \beta_{zyu}^{\text{э}u'} & \beta_{zzu}^{\text{э}u'} \end{bmatrix};$$

$$\hat{\beta}_u^{\text{м}u'} = \begin{bmatrix} \beta_{xxu}^{\text{м}u'} & \beta_{xyu}^{\text{м}u'} & \beta_{xzu}^{\text{м}u'} \\ \beta_{yxu}^{\text{м}u'} & \beta_{yuu}^{\text{м}u'} & \beta_{yzu}^{\text{м}u'} \\ \beta_{zxu}^{\text{м}u'} & \beta_{zyu}^{\text{м}u'} & \beta_{zzu}^{\text{м}u'} \end{bmatrix}; \quad \hat{g}_u^{\text{м}u'} = \begin{bmatrix} g_{xxu}^{\text{м}u'} & g_{xyu}^{\text{м}u'} & g_{xzu}^{\text{м}u'} \\ g_{yxu}^{\text{м}u'} & g_{yuu}^{\text{м}u'} & g_{yzu}^{\text{м}u'} \\ g_{zxu}^{\text{м}u'} & g_{zyu}^{\text{м}u'} & g_{zzu}^{\text{м}u'} \end{bmatrix},$$

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

Компоненты внутреннего поля сферы (9) представим в виде:

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

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

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

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

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

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

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]

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

где

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

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

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

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

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

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

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

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

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

$$\Psi_{xxc} = \frac{1}{r_{c(p,s,t)}} k^2 \epsilon_0 \mu_0 + \frac{\left| 3(x - x_{c,s})^2 - r_{c(p,s,t)}^2 \right|}{r_{c(p,s,t)}^5} - \frac{k_1^2 (x - x_{c,s})^2}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{\left| 3(x - x_{c,s})^2 - r_{c(p,s,t)}^2 \right|}{r_{c(p,s,t)}^4},$$

$$\Psi_{yyc} = \frac{1}{r_{c(p,s,t)}} k^2 \varepsilon_0 \mu_0 + \frac{\left| 3(y - y_{c,t})^2 - r_{c(p,s,t)}^2 \right|}{r_{c(p,s,t)}^5} - \frac{k_1^2 (y - y_{c,t})^2}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{\left| 3(y - y_{c,t})^2 - r_{c(p,s,t)}^2 \right|}{r_{c(p,s,t)}^4},$$

$$\Psi_{zzc} = \frac{1}{r_{c(p,s,t)}} k^2 \varepsilon_0 \mu_0 + \frac{\left| 3(z - z_{c,p})^2 - r_{c(p,s,t)}^2 \right|}{r_{c(p,s,t)}^5} - \frac{k_1^2 (z - z_{c,p})^2}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{\left| 3(z - z_{c,p})^2 - r_{c(p,s,t)}^2 \right|}{r_{c(p,s,t)}^4},$$

$$\Psi_{xyc} = \Psi_{yxc} = \frac{3(x - x_{c,s})(y - y_{c,t})}{r_{c(p,s,t)}^5} - k_1^2 \frac{(x - x_{c,s})(y - y_{c,t})}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{3(x - x_{c,s})(y - y_{c,t})}{r_{c(p,s,t)}^4},$$

$$\Psi_{xzc} = \Psi_{zxc} = \frac{3(x - x_{c,s})(z - z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^5} - k_1^2 \frac{(x - x_{c,s})(z - z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{3(x - x_{c,s})(z - z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^4},$$

$$\Psi_{xyc} = \Psi_{zyc} = \frac{3(y - y_{c,t})(z - z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^5} - k_1^2 \frac{(y - y_{c,t})(z - z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{3(y - y_{c,t})(z - z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^4},$$

$$\Psi_{xc} = \frac{(x - x_{c,s})}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{(x - x_{c,s})}{r_{c(p,s,t)}^2}, \quad \Psi_{xc}^0 = -\Psi_{xc},$$

$$\Psi_{yc} = \frac{(y - y_{c,t})}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{(y - y_{c,t})}{r_{c(p,s,t)}^2}, \quad \Psi_{yc}^0 = -\Psi_{yc},$$

$$\Psi_{zc} = \frac{(z - z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{(z - z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^2}, \quad \Psi_{zc}^0 = -\Psi_{zc}.$$

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

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

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 соотношения

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

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

Список литературы: 1. Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.Л.: ОГИЗ. 1948. С. 248 – 251. 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: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1970. Вып.14. С. 118 – 128.

ВОЗБУЖДЕНИЕ БИКОНУСА С ПРОДОЛЬНЫМИ ЩЕЛЯМИ ТОЧЕЧНЫМ ИСТОЧНИКОМ, ПОЛЕ КОТОРОГО ПРОИЗВОЛЬНО МЕНЯЕТСЯ ВО ВРЕМЕНИ

Введение

Мощные короткие импульсные источники электромагнитного излучения широко используются в современных научных исследованиях и в развитии новых технологий. Сверхширокополосные спектры таких источников, например, дают возможность проникать в области максимального обнаружения малых объектов. Однако для концентрации, канализации и вывода электромагнитной энергии этих источников необходимы антенны, обладающие широкополосными и сверхширокополосными характеристиками. К последним относятся антенны с угловыми параметрами, в частности, конические и биконические. Для теоретического изучения физического процесса, возникающего при рассеянии волн на объекте, важно построить адекватную математическую модель рассматриваемого процесса, решить соответствующую математическую задачу и на основании полученного решения проанализировать электродинамические характеристики и особенности, связанные с геометрией рассеивающей структуры. В работе [1] рассмотрена модельная скалярная задача рассеяния волн на изотропном неограниченном круговом конусе и найдена функция Грина для волнового уравнения первой и второй краевых задач. Наличие неоднородностей (например, ребер, щелей, угловых точек) на поверхности рассеивающего экрана хотя и усложняет решение соответствующей краевой задачи, но значительно расширяет границы применимости данной структуры в практических приложениях. В данной работе предложен подход для решения второй краевой задачи математической физики для волнового уравнения в случае неограниченной биконической поверхности с периодическими продольными щелями.

Постановка задачи

Рассмотрим решение второй краевой задачи для волнового уравнения в случае границы, представляющей собой биконическую структуру, которая состоит из двух соосных полубесконечных круговых конусов Σ_1 и Σ_2 с периодически прорезанными вдоль образующих N щелями (оси щелей совпадают). Во введенной сферической системе координат r, θ, φ с началом в центре биконуса $\Sigma = \Sigma_1 \cup \Sigma_2$ уравнение Σ_1 и Σ_2 записываются в виде $\theta = \gamma_1$ и $\theta = \gamma_2$ соответственно (рис.1). Обозначим через d_1 угловую ширину щелей конуса Σ_1 , а через d_2 - угловую ширину щелей, $l = 2\pi/N$ - период биконической структуры, r_0, θ_0, φ_0 - координаты источника, расположенного в точке B_0 . Особенностью данной структуры является то, что она имеет нерегулярности (центр биконуса - вершины конусов, ребра конических лент) и ее характерные геометрические размеры являются угловыми величинами. Так, ширина щелей и период - величины двугранных углов, которые образованы пересечением плоскостей, проведенных через ось биконуса и ребра соседних конических лент (секторов). Требуется найти скалярную

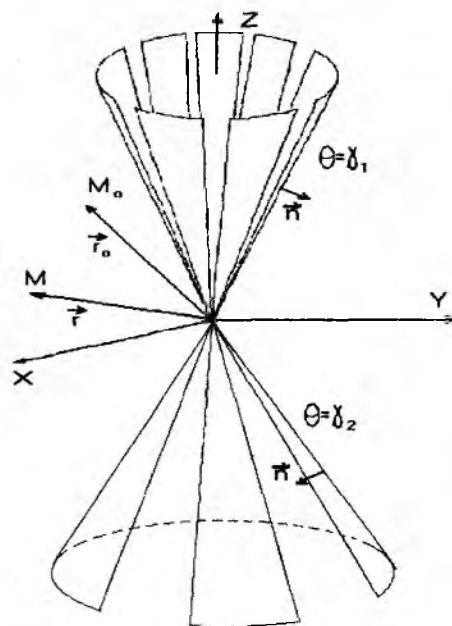


Рис. 1

функцию $v(\vec{r}, t)$ (магнитный потенциал Дебая), удовлетворяющую

1) однородному волновому уравнению

$$\Delta v - \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = 0, \quad a = \text{const.}; \quad (1)$$

2) граничному условию

$$\frac{\partial}{\partial n} v(\vec{r}, t)|_{\Sigma} = 0 \quad (2)$$

в каждый момент времени;

3) условию причинности

$$v \equiv 0 \equiv \frac{\partial v}{\partial t}, \quad t \leq t_0. \quad (3)$$

Для обеспечения единственности решения краевой задачи потребуем выполнимость условий [2]

$$\left| \frac{\partial v}{\partial t} \right| < C, \quad \lim_{r' \rightarrow 0} (r')^2 \frac{\partial v}{\partial r'} = 0 \quad (4)$$

в некоторой окрестности нерегулярностей равномерно по t, θ', φ' , где r', θ', φ' – сферическая система координат с центром в рассматриваемой нерегулярности. Краевая задача в такой постановке (1) – (4) имеет единственное решение, а искомая функция принадлежит пространству Соболева [3]

$$W_2^1(\Omega^T), \quad \Omega^T = \Omega \times (t_0, T), \quad T < +\infty.$$

Представим v в виде

$$v(\vec{r}, t) = v_0(\vec{r}, t) + v_1(\vec{r}, t), \quad (5)$$

где

$$v_0(\vec{r}, t) = \frac{b}{4\pi} \cdot \frac{1}{R} \cdot f\left(t - t_0 - \frac{1}{a}R\right) \cdot \eta\left(t - t_0 - \frac{1}{a}R\right) \quad (6)$$

соответствует полю источника (решение волнового уравнения в свободном пространстве), $f(t)$ – заданная функция, b – известная постоянная величина, а функция $v_1(\vec{r}, t)$ обусловлена присутствием биконуса Σ .

Используем преобразование Лапласа по t

$$v^s = v^s(\vec{r}, \vec{r}_0, t_0) = \int_0^{+\infty} v(\vec{r}, \vec{r}_0, t, t_0) e^{-st} dt \quad (7)$$

и сведем решение нестационарной задачи к решению стационарной. Для определенности считаем, что $s > 0$ (в конечных результатах проводится аналитическое продолжение).

Сформулируем стационарную краевую задачу для v^s , удовлетворяющую

1) однородному уравнению Гельмгольца

$$\Delta v^s - q^2 v^s = 0$$

вне биконуса и источника, где $q = \frac{s}{a} > 0$;

2) краевому условию на биконусе

$$\frac{\partial v^s}{\partial n} \Big|_{\Sigma} = 0; \quad (8)$$

3) условию на бесконечности в форме предельного поглощения;

4) условию

$$\int_{\Omega'} \left(|v^s|^2 + |\nabla v^s|^2 \right) d\vec{r}' < +\infty.$$

Стационарная задача в такой постановке имеет единственное решение, которое принадлежит энергетическому пространству Соболева $W_2^1(\Omega)$ [1,4]. В соответствии с (5) записываем

$$v^s = v_0^s + v_1^s,$$

где v_0^s, v_1^s – трансформанты функций v_0, v_1 (6), (7) и

$$v_0^s(\vec{r}, \vec{r}_0, t_0) = g^s \cdot \frac{e^{-qR}}{4\pi R}, \quad (9)$$

$$g^s = \frac{b}{r_0} \cdot e^{-st_0} \cdot \tilde{F}(s), \quad R = |\vec{r} - \vec{r}_0|,$$

$$\tilde{F}(s) = \int_0^{+\infty} f(t) e^{-st} dt.$$

Для e^{-qR}/R имеет место следующее представление:

$$\frac{e^{-qR}}{R} = -\frac{2}{\pi} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} (-1)^{m+1} e^{im(\varphi-\varphi_0)} \int_0^{+\infty} \tau \operatorname{th} \pi \tau \frac{K_{i\tau}(qr_0)}{\sqrt{r_0}} \frac{K_{i\tau}(qr)}{\sqrt{r}} \frac{\Gamma(1/2 - m + i\tau)}{\Gamma(1/2 + m + i\tau)} F_{m\tau}(\theta, \theta_0) d\tau,$$

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

где $K_{\mu}(qr)$ – функция Макдональда; $\Gamma(z)$ – гамма-функция; $P_{-1/2+i\tau}^m(\cos \theta)$ – присоединенная функция Лежандра первого рода.

Метод решения

Для решения краевых задач в сферической системе координат с конической геометрией одним из эффективных средств является интегральное преобразование Конторовича-Лебедева относительно радиальной координаты [5, 6]

$$\tilde{\Phi}(\tau) = \int_0^{+\infty} \Phi(r) \frac{K_{i\tau}(qr)}{\sqrt{r}} dr, \quad (10)$$

$$\Phi(r) = \frac{2}{\pi^2} \int_0^{+\infty} \tau \operatorname{sh} \pi \tau \tilde{\Phi}(\tau) \frac{K_{i\tau}(qr)}{\sqrt{r}} d\tau. \quad (11)$$

В соответствии с (9) – (11)

$$\widehat{v}_0^s(\tau, \theta, \varphi) = \int_0^{+\infty} v_0^s(r, \theta, \varphi) \frac{K_{i\tau}(qr)}{\sqrt{r}} dr, \quad (12)$$

$$v_0^s(r, \theta, \varphi) = \frac{2}{\pi^2} \int_0^{+\infty} \tau \operatorname{sh} \pi \tau \widehat{v}_0^s \frac{K_{i\tau}(qr)}{\sqrt{r}} d\tau, \quad (13)$$

$$\widehat{v}_0^s = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} a_{m\tau}^s F_{m\tau}(\theta, \theta_0) e^{im\varphi},$$

$$a_{m\tau}^s = \frac{1}{4} \cdot (-1)^m e^{im\varphi_0} \frac{g^s(t_0, r_0) \Gamma(1/2 - m + i\tau) K_{i\tau}(qr_0)}{ch\pi\tau \Gamma(1/2 + m + i\tau) \sqrt{r_0}}.$$

Для определенности считаем, что источник находится внутри конуса Σ_2 ($\gamma_2 < \theta_0 < \pi$). В соответствии с (10) – (13) неизвестный потенциал v_1^s ищем в виде интеграла Конторовича-Лебедева

$$\widehat{v}_1^s(\tau, \theta, \varphi) = \int_0^{+\infty} v_1^s(r, \theta, \varphi) \frac{K_{i\tau}(qr)}{\sqrt{r}} dr, \quad (14)$$

$$v_1^s(r, \theta, \varphi) = \frac{2}{\pi^2} \int_0^{+\infty} \tau \operatorname{sh} \pi \tau \widehat{v}_1^s \frac{K_{i\tau}(qr)}{\sqrt{r}} d\tau, \quad (15)$$

где

$$\widehat{v}_1^s = - \sum_{m=-\infty}^{+\infty} a_{m\tau}^s \frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+i\tau}^m(\cos \gamma_2) \frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+i\tau}^m(-\cos \theta) U_{m\tau}(\theta, \varphi), \quad (16)$$

$$U_{m\tau} = \begin{cases} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \alpha_{mn} P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(\cos \theta) e^{i(m+nN)\varphi}, & 0 < \theta < \gamma_1, \\ \sum_{n=-\infty}^{+\infty} [\beta_{mn} P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(\cos \theta) + \xi_{mn} P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(-\cos \theta)] e^{i(m+nN)\varphi}, & \gamma_1 < \theta < \gamma_2, \\ \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \zeta_{mn} P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(-\cos \theta) e^{i(m+nN)\varphi}, & \gamma_2 < \theta < \pi. \end{cases} \quad (17)$$

Принимая во внимание непрерывность $\frac{\partial}{\partial \theta} \widehat{v}_1^s$ на периоде конусов Σ_1 и Σ_2 , находим связь между неизвестными коэффициентами α_{mn} , β_{mn} , ξ_{mn} , ζ_{mn} :

$$\beta_{mn} = \frac{\zeta_{mn} \frac{d}{d\gamma_1} P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(-\cos \gamma_1) - \alpha_{mn} \frac{d}{d\gamma_1} P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(\cos \gamma_1)}{(1 - C_{i\tau}^{m+nN}) \frac{d}{d\gamma_1} P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(\cos \gamma_1)} \cdot C_{i\tau}^{m+nN},$$

$$\xi_{mn} = \frac{\alpha_{mn} \frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(\cos \gamma_2) - \zeta_{mn} \frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(-\cos \gamma_2)}{\left(1 - C_{i\tau}^{m+nN}\right) \frac{d}{d\gamma_1} P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(-\cos \gamma_2)} \cdot C_{i\tau}^{m+nN}, \quad (18)$$

$$C_{\nu}^m = \frac{\frac{d}{d\gamma_1} P_{-1/2+\nu}^m(\cos \gamma_1)}{\frac{d}{d\gamma_1} P_{-1/2+\nu}^m(-\cos \gamma_1)} \cdot \frac{\frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+\nu}^m(-\cos \gamma_2)}{\frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+\nu}^m(\cos \gamma_2)}. \quad (19)$$

Используя краевое условие (2), (8) на конических лентах конуса Σ_j : $\theta = \gamma_j, \pi d_j/l < |N\phi| \leq \pi$, $j=1,2$ и принимая во внимание (14) – (17), получаем уравнения для α_{mn} и ζ_{mn} :

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \alpha_{mn} \frac{d}{d\gamma_1} P_{-1/2+i\tau}^{(n+\nu)N}(\cos \gamma_1) e^{inN\phi} = b_{i\tau}^{(m_0+\nu)N}(\gamma_1, \gamma_2) e^{im_0N\phi}, \quad \pi d_1/2 < |N\phi| \leq \pi, \quad (20)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \zeta_{mn} \frac{d}{d\gamma_1} P_{-1/2+i\tau}^{(n+\nu)N}(-\cos \gamma_2) e^{inN\phi} = e^{im_0N\phi}, \quad \pi d_2/2 < |N\phi| \leq \pi, \quad (21)$$

где

$$b_{i\tau}^{(n+\nu)N}(\gamma_1, \gamma_2) = \frac{\frac{d}{d\gamma_1} P_{-1/2+i\tau}^{(n+\nu)N}(\cos \gamma_1)}{\frac{d}{d\gamma_1} P_{-1/2+i\tau}^{(n+\nu)N}(\cos \gamma_2)};$$

$$\frac{m}{N} = m_0 + \nu; \quad m_0 - \text{ближайшее целое число к } \frac{m}{N}; \quad -1/2 \leq \nu < 1/2.$$

Учитывая принадлежность v_1^s пространству Соболева $W_2^1(\Omega)$ и непрерывность в щелях конуса $\Sigma_j: \theta = \gamma_j, |N\phi| \leq \pi d_j/l$, приходим к соотношениям, связывающим неизвестные коэффициенты

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \alpha_{mn} P_{-1/2+i\tau}^{(n+\nu)N}(\cos \gamma_1) e^{inN\phi} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left[\beta_{mn} P_{-1/2+i\tau}^{(n+\nu)N}(\cos \gamma_1) + \xi_{mn} P_{-1/2+i\tau}^{(n+\nu)N}(-\cos \gamma_1) \right] e^{inN\phi}, \quad |N\phi| < \pi d_1/l, \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \zeta_{mn} P_{-1/2+i\tau}^{(n+\nu)N}(-\cos \gamma_2) e^{inN\phi} &= \\ &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left[\beta_{mn} P_{-1/2+i\tau}^{(n+\nu)N}(\cos \gamma_2) + \xi_{mn} P_{-1/2+i\tau}^{(n+\nu)N}(-\cos \gamma_2) \right] e^{inN\phi}, \quad |N\phi| < \pi d_2/l, \end{aligned} \quad (23)$$

Воспользовавшись известной формулой [7]

$$\begin{aligned} P_{-1/2+i\tau}^m(-\cos \theta) \frac{d}{d\theta} P_{-1/2+i\tau}^m(\cos \theta) - P_{-1/2+i\tau}^m(\cos \theta) \frac{d}{d\theta} P_{-1/2+i\tau}^m(-\cos \theta) &= \\ &= \frac{2}{\pi} \cdot \frac{(-1)^m \operatorname{ch} \pi \tau}{\sin \theta} \cdot \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2} + i\tau + m\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{2} + i\tau - m\right)}, \end{aligned}$$

а также (18), (19), преобразуем (22), (23) к виду

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \tilde{B}_{mn}^{(1)}(\gamma_1, \gamma_2) \left\{ \alpha_{mn} \frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+i\tau}^{(n+\nu)N}(\cos \gamma_2) - \zeta_{mn} \frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+i\tau}^{(n+\nu)N}(-\cos \gamma_2) \right\} e^{inN\varphi} = 0, \\ |N\varphi| < \pi d_1/l, \quad (24)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \tilde{B}_{mn}^{(2)}(\pi - \gamma_1, \pi - \gamma_2) \left\{ \alpha_{mn} \frac{d}{d\gamma_1} P_{-1/2+i\tau}^{(n+\nu)N}(\cos \gamma_1) - \zeta_{mn} \frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+i\tau}^{(n+\nu)N}(-\cos \gamma_1) \right\} e^{inN\varphi} = 0, \\ |N\varphi| < \pi d_2/l, \quad (25)$$

$$\tilde{B}_{mn}^{(\kappa)}(\theta_1, \theta_2) = \frac{1}{N(n+\nu)} \frac{|n|}{n} \left(1 - \varepsilon_{mn}^{(\kappa)}\right) \left[b_{i\tau}^{(n+\nu)N}(\theta_1, \theta_2) \right]^{3-2\kappa},$$

где

$$\frac{(-1)^{N(n+\nu)+1} ch\pi\tau}{\pi \sin^2 \gamma_j} \cdot \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2} + (n+\nu) + i\tau\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{2} - (n+\nu) + i\tau\right)} \cdot \frac{1}{\frac{d}{d\gamma_j} P_{-1/2+i\tau}^{(n+\nu)N}(\cos \gamma_j) \frac{d}{d\gamma_j} P_{-1/2+i\tau}^{(n+\nu)N}(-\cos \gamma_j)} \times \\ \times \frac{1}{1 - C_{i\tau}^{(n+\nu)N}} = \frac{1}{N(n+\nu)} \cdot \frac{|n|}{n} \left(1 - \varepsilon_{mn}^{(j)}\right). \quad (26)$$

Введем коэффициенты

$$W_n^{(m_0)} = \alpha_{mn} \frac{d}{d\gamma_1} P_{-1/2+i\tau}^{(n+\nu)N}(\cos \gamma_1) - \zeta_{mn} b_{i\tau}^{(n+\nu)N}(\gamma_1, \gamma_2) \frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+i\tau}^{(n+\nu)N}(-\cos \gamma_2); \quad (27)$$

$$Z_n^{(m_0)} = \alpha_{mn} \frac{\frac{d}{d\gamma_1} P_{-1/2+i\tau}^{(n+\nu)N}(\cos \gamma_1)}{b_{i\tau}^{(n+\nu)N}(\pi - \gamma_1, \pi - \gamma_2)} - \zeta_{mn} \frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+i\tau}^{(n+\nu)N}(-\cos \gamma_2) \quad (28)$$

и перепишем функциональные уравнения (20), (21), (24), (25) для определения неизвестных α_{mn} и ζ_{mn} и связанных с ними коэффициентов (27), (28) в виде

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} W_n^{(m_0)} e^{inN\varphi} = b_{i\tau}^{(m_0+\nu)N}(\gamma_1, \gamma_2) e^{im_0N\varphi} - \\ - \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \zeta_{mn} b_{i\tau}^{(n+\nu)N}(\gamma_1, \gamma_2) \frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+i\tau}^{(n+\nu)N}(-\cos \gamma_2) e^{inN\varphi}, \quad \pi d_1/2 < |N\varphi| \leq \pi, \quad (29)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{N(n+\nu)} \frac{|n|}{n} \left(1 - \varepsilon_{mn}^{(1)}\right) W_n^{(m_0)} e^{inN\varphi} = 0, \quad |N\varphi| < \pi d_1/l \quad (30)$$

и

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} Z_n^{(m_0)} e^{inN\varphi} = -e^{im_0N\varphi} - \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \alpha_{mn} \frac{d}{d\gamma_1} \frac{P_{-1/2+i\tau}^{(n+\nu)N}(\cos\gamma_1)}{b_{i\tau}^{(n+\nu)N}(\pi-\gamma_1, \pi-\gamma_2)} e^{inN\varphi}, \quad \pi d_2/2 < |N\varphi| \leq \pi, \quad (31)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{N(n+\nu)} \frac{|n|}{n} (1 - \varepsilon_{mn}^{(2)}) Z_n^{(m_0)} e^{inN\varphi} = 0. \quad (32)$$

В силу того, что матричные коэффициенты $\varepsilon_{mn}^{(j)}$ (26) не зависят от параметра $q = s/a$, неизвестные коэффициенты α_{mn} , ζ_{mn} , являющиеся решением функциональных уравнений (29) – (32), также не зависят от этого параметра, что упрощает процедуру обращения трансформанты и позволяет воспользоваться алгоритмом обращения [1]. Суть его заключается в использовании формул [7]

$$K_{i\tau}(qr_0) K_{i\tau}(qr) = \frac{1}{2} \int_0^{+\infty} K_0 \left(q \sqrt{r^2 + r_0^2 + 2rr_0 \operatorname{ch} \tilde{\mu}} \right) e^{i\tau \tilde{\mu}} d\tilde{\mu},$$

$$K_0(q\tilde{\chi}) = \int \frac{e^{-sv}}{\tilde{\chi}/a \sqrt{v^2 - \tilde{\chi}^2/a^2}} dv$$

и выделении нестационарной функции в подынтегральном выражении ее преобразования Лапласа.

Вследствие использования этого алгоритма обращаем v_1^s и получаем решение второй краевой задачи для волнового уравнения в случае незамкнутой биконической структуры (1) – (4)

$$v_1(\vec{r}, t) = -\frac{ab_0}{4rr_0^2} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} (-1)^m e^{im\varphi_0} \int_0^{+\infty} \tau \operatorname{th} \pi \tau \frac{\Gamma(1/2 - m + i\tau)}{\Gamma(1/2 + m + i\tau)} \frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+i\tau}^m(\cos\gamma_2) P_{-1/2+i\tau}^m(-\cos\theta_0) \times \\ \times U_{m\tau}(\theta, \varphi) \cdot \Phi_{i\tau}(t - t_0) d\tau, \quad (33)$$

$$\Phi_{i\tau}(t - t_0) = \int_0^{t-t_0} \eta \left(z - \frac{r+r_0}{2} \right) f(t - t_0 - z) P_{-1/2+i\tau}(ch\chi(z)) dz = \\ = \int_{\frac{r+r_0}{2}}^{t-t_0} f(t - t_0 - z) P_{-1/2+i\tau}(ch\chi(z)) dz, \quad (34)$$

$$ch\chi(z) = \frac{a^2 z^2 - r^2 - r_0^2}{2rr_0}.$$

В представлении (33) неизвестная функция $U_{m\tau}(\theta, \varphi)$ в соответствующих областях по углу θ разлагается в ряд Фурье (17), коэффициенты которого являются решением двух связанных систем функциональных уравнений (29)-(32). В частных случаях одиночного конуса с продольными щелями, биконической поверхности, состоящей из конуса с продольными щелями и сплошного конического экрана ($d_2 = 0^0$), симметричного биконуса ($\gamma_2 = \pi - \gamma_1, d_2 = d_1$) системы (29)-(32) удастся развязать или свести к одной системе функциональных уравнений первого рода для коэффициентов α_{mn} или ζ_{mn} . Решение последней осуществляется, например, путем полуобращения матричного оператора с помощью метода

задачи Римана-Гильберта. Вследствие этого система уравнения первого рода сводится к системе линейных алгебраических уравнений второго рода фредгольмовского типа относительно искомых коэффициентов Фурье функции $U_{mz}(\theta, \varphi)$, решение которой может быть получено как аналитически, так и численно [8,9].

Заключение

В данной работе предложен подход для решения задачи возбуждения незамкнутой биконической поверхности точечным источником, поле которого произвольно меняется во времени. Суть этого подхода заключается в сведении второй краевой задачи для волнового уравнения (нестационарная задача) в случае биконуса с продольными щелями посредством преобразования Лапласа по временному параметру к решению соответствующей второй краевой задачи для уравнения Гельмгольца (стационарная задача) и обращением последней. Решение стационарной задачи эквивалентно решению двух связанных систем функциональных уравнений первого рода относительно коэффициентов Фурье искомой функции, представление для которой приведено в замкнутом виде.

Список литературы: 1. Chan K.-K., Felsen L.B. Transient and time harmonic diffraction by a semi-infinite cone // IEEE Trans. Antennas and Propagat. Vol. 25, No. 6. 1977. P.802 – 806. 2. Боровиков В.А. Дифракция на многоугольниках и многогранниках. М.: Наука, 1966. 455 с. 3. Ладыженская О.А. Краевые задачи математической физики. М.: Наука. 1973. 407 с. 4. Хенл Х., Мауэ А., Вестпфаль К. Теория дифракции. М.: Мир. 1964. 428 с. 5. Конторович М.И., Лебедев Н.Н. Об одном методе решения некоторых задач теории дифракции и родственных ей проблем // ЖЭТФ. 1938. Т. 8, № 10-11. С.119 – 1206. 6. Дорошенко В.А., Кравченко В.Ф. Нестационарная дифракция на незамкнутом конусе // Доклады Рос. АН. 2001 Т. 378, №2. С.183 – 186. 7. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Изд-во физ-мат. лит., 1963, 1100 с. 8. Шестопалов В.П. Сумматорные уравнения в современной теории дифракции. Киев: Наук. думка, 1983. 252 с. 9. Дорошенко В.А. Возбуждение модифицированной биконической структуры магнитным радиальным диполем // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 121. С.19 – 26.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 26.07.2002

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПАРЦИАЛЬНЫХ ВОЛН В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

Электромагнитное поле в диэлектрическом прямоугольном волноводе можно рассматривать как результат сложения четырех плоских однородных волн, называемых парциальными, многократно отраженных от его граничных поверхностей, то есть допустима лучевая трактовка явлений в волноводе [1]. Рассмотрим падение плоской линейно поляризованной волны на стенки волновода ($x = 0$ и $y = 0$), ограниченного со всех сторон диэлектрической средой с относительной диэлектрической проницаемостью, равной ϵ_n . Относительную диэлектрическую проницаемость материала волновода обозначим ϵ_1 . Векторы Пойнтинга парциальных волн, проекции которых на плоскость xOy изображены на рис. 1, характеризуются следующими направляющими углами [2]:

$$\begin{aligned} \bar{P}_1 & (180^\circ - \Theta_x, 180^\circ - \Theta_y, \Theta_z), & \bar{P}_2 & (\Theta_x, 180^\circ - \Theta_y, \Theta_z), & \bar{P}_3 & (180^\circ - \Theta_x, \Theta_y, \Theta_z), \\ \bar{P}_4 & (\Theta_x, \Theta_y, \Theta_z). \end{aligned}$$

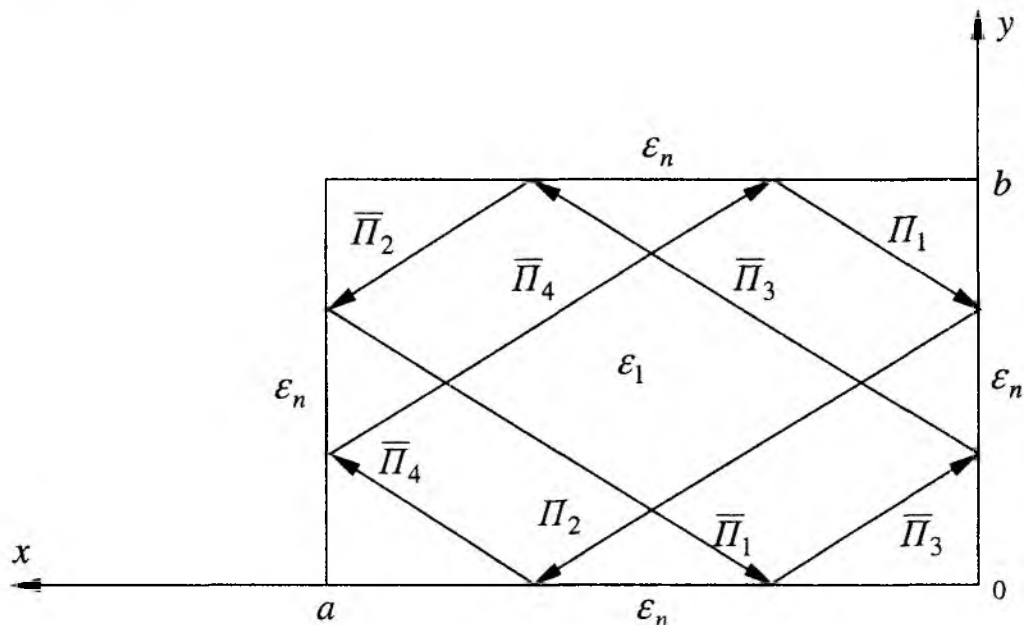


Рис. 1

Пусть на границу раздела сред $x = 0$ падает плоская нормально поляризованная волна.

$$E_1 = E_n \cos(\omega t + k_x \cdot x + k_y \cdot y - k_z \cdot z). \quad (1)$$

Вектор напряженности электрического поля \bar{E}_n этой волны перпендикулярен плоскости, проходящей через направление распространения \bar{P}_1 волны и ось Ox , и имеет две проекции: на ось Oy — E_{n_y} и на ось Oz — E_{n_z} ; проекция на ось Ox — $E_{n_x} = 0$. При выполнении условия полного внутреннего отражения напряженность E_2 электрического поля отраженной волны в направлении \bar{P}_2 определяется выражением

$$E_2 = E_n \cos(\omega t - k_x \cdot x + k_y \cdot y - k_z \cdot z + \varphi_{x_{01}}), \quad (2)$$

где $k_x = k \cdot \cos \Theta_x$; $k_y = k \cdot \cos \Theta_y$; $k_z = k \cdot \cos \Theta_z$; $k = \frac{2\pi}{\lambda_1}$; λ_1 – длина волны в диэлектрике с относительной диэлектрической проницаемостью, равной ϵ_1 ; $\varphi_{x_{0\perp}}$ – фаза коэффициента отражения нормально поляризованной волны, равная

$$\varphi_{x_{0\perp}} = 2 \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{\sin^2 \Theta_x - \frac{\epsilon_1}{\epsilon_n}}}{\cos \Theta_x}. \quad (3)$$

Рассматриваемая волна (\bar{P}_1) падает также и на границу раздела сред $y = 0$, для которой плоскость падения проходит через вектор \bar{P}_1 и ось Oy . Относительно этой плоскости падения вектор \bar{E}_n имеет две составляющие: лежащую в плоскости и перпендикулярную к ней. При выполнении условия полного внутреннего отражения параллельно поляризованная составляющая волны и перпендикулярно поляризованная будут отличаться не только по амплитуде ($E_{ny} \neq E_{nz}$), но и по фазе. Фаза коэффициента отражения параллельно поляризованной волны описывается выражением

$$\varphi_{y_{0\parallel}} = 2 \operatorname{arctg} \frac{\epsilon_1 \cdot \sqrt{\sin^2 \Theta_y - \frac{\epsilon_1}{\epsilon_n}}}{\epsilon_n \cdot \cos \Theta_y}, \quad (4)$$

а фаза коэффициента отражения нормально поляризованной волны

$$\varphi_{y_{0\perp}} = 2 \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{\sin^2 \Theta_y - \frac{\epsilon_1}{\epsilon_n}}}{\cos \Theta_y}. \quad (5)$$

Вследствие этого суммарная отраженная волна в направлении \bar{P}_3 будет иметь эллиптическую поляризацию. Проведенный анализ показывает, что амплитуды напряженностей электрического поля равны:

- для параллельно поляризованной волны -

$$E_{n_{3\parallel}} = E_n \frac{\cos \Theta_z}{\sin \Theta_x \cdot \sin \Theta_y}; \quad (6)$$

- для нормально поляризованной -

$$E_{n_{3\perp}} = E_n \frac{\cos \Theta_x \cdot \cos \Theta_y}{\sin \Theta_x \cdot \sin \Theta_y}. \quad (7)$$

Таким образом, после отражения линейно поляризованной волны (\bar{P}_1) от границы раздела сред $y = 0$ на грань $x = 0$ будут падать уже две линейно поляризованные волны, у которых

$$E_{3\parallel} = E_n \frac{\cos \Theta_z}{\sin \Theta_x \cdot \sin \Theta_y} \cdot \cos(\omega t + k_x x - k_y y - k_z z + \varphi_{y_{0\parallel}}), \quad (8)$$

$$E_{3\perp} = E_n \frac{\cos \Theta_x \cdot \cos \Theta_y}{\sin \Theta_x \cdot \sin \Theta_y} \cdot \cos(\omega t + k_x x - k_y y - k_z z + \varphi_{y0\perp}). \quad (9)$$

Каждая из этих волн состоит из двух составляющих, одна из них перпендикулярно поляризована к плоскости падения на грань $x = 0$, другая – параллельно отраженная от этой границы суммарная волна в направлении $\bar{\Pi}_4$ будет состоять из четырех линейно поляризованных волн, напряженности электрического поля которых определяются выражениями:

$$E_{4\perp\perp} = E_n \frac{\cos^2 \Theta_z}{\sin^2 \Theta_x \cdot \sin^2 \Theta_y} \cdot \cos(\omega t - k_x x - k_y y - k_z z + \varphi_{y0\parallel} + \varphi_{x0\perp}), \quad (10)$$

$$E_{4\parallel\parallel} = E_n \frac{\cos \Theta_x \cdot \cos \Theta_y \cdot \cos \Theta_z}{\sin^2 \Theta_x \cdot \sin^2 \Theta_y} \cdot \cos(\omega t - k_x x - k_y y - k_z z + \varphi_{y0\parallel} + \varphi_{x0\parallel}), \quad (11)$$

$$E_{4\perp\perp} = E_n \frac{\cos^2 \Theta_x \cdot \cos^2 \Theta_y}{\sin^2 \Theta_x \cdot \sin^2 \Theta_y} \cdot \cos(\omega t - k_x x - k_y y - k_z z + \varphi_{y0\perp} + \varphi_{x0\perp}), \quad (12)$$

$$E_{4\perp\parallel} = E_n \frac{\cos \Theta_x \cdot \cos \Theta_y \cdot \cos \Theta_z}{\sin^2 \Theta_x \cdot \sin^2 \Theta_y} \cdot \cos(\omega t - k_x x - k_y y - k_z z + \varphi_{y0\perp} + \varphi_{x0\parallel}), \quad (13)$$

$$\text{где } \varphi_{x0\parallel} = 2 \arctg \frac{\varepsilon_1 \cdot \sqrt{\sin^2 \Theta_x - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}}}{\varepsilon_n \cdot \cos \Theta_x}.$$

Суммарная волна, отраженная от грани $y = 0$ в направлении $\bar{\Pi}_4$, также состоит из четырех линейно поляризованных волн, выражения для напряженностей электрического поля которых имеют вид:

$$E'_{4\parallel\perp} = E_n \frac{\cos^2 \Theta_z}{\sin^2 \Theta_x \cdot \sin^2 \Theta_y} \cdot \cos(\omega t - k_x x - k_y y - k_z z + \varphi_{x0\perp} + \varphi_{y0\parallel}), \quad (14)$$

$$E'_{4\parallel\parallel} = E_n \frac{\cos \Theta_x \cdot \cos \Theta_y \cdot \cos \Theta_z}{\sin^2 \Theta_x \cdot \sin^2 \Theta_y} \cdot \cos(\omega t - k_x x - k_y y - k_z z + \varphi_{x0\perp} + \varphi_{y0\parallel}), \quad (15)$$

$$E'_{4\perp\perp} = E_n \frac{\cos^2 \Theta_x \cdot \cos^2 \Theta_y}{\sin^2 \Theta_x \cdot \sin^2 \Theta_y} \cdot \cos(\omega t - k_x x - k_y y - k_z z + \varphi_{x0\perp} + \varphi_{y0\perp}), \quad (16)$$

$$E'_{4\perp\parallel} = E_n \frac{\cos \Theta_x \cdot \cos \Theta_y \cdot \cos \Theta_z}{\sin^2 \Theta_x \cdot \sin^2 \Theta_y} \cdot \cos(\omega t - k_x x - k_y y - k_z z + \varphi_{x0\perp} + \varphi_{y0\perp}). \quad (17)$$

Из сопоставления (10) и (14), (12) и (16), (11) и (15), (13) и (17) видно, что $E'_{4\parallel\perp} = E_{4\parallel\perp}$, $E'_{4\perp\perp} = E_{4\perp\perp}$, $E'_{4\parallel\parallel} \neq E_{4\parallel\parallel}$, $E'_{4\perp\parallel} \neq E_{4\perp\parallel}$.

Таким образом, при падении линейно поляризованной волны на границы раздела $x = 0$ и $y = 0$, причем для границы $x = 0$ она является нормально поляризованной, возникает одиннадцать отраженных линейно поляризованных волн. Шесть из них, включая падающую,

являются нормально поляризованными относительно грани $x = 0$, другие шесть – параллельно поляризованными. Напряженности электрических полей этих волн определяются выражениями:

$$E_1 = E_n \cos(\omega t + k_x \cdot x + k_y \cdot y - k_z \cdot z),$$

$$E_2 = E_n \cos(\omega t - k_x \cdot x + k_y \cdot y - k_z \cdot z + \varphi_{x_{0\perp}}),$$

$$E_{3\perp\perp} = E_n \frac{\cos^2 \Theta_z}{\sin^2 \Theta_x \cdot \sin^2 \Theta_y} \cdot \cos(\omega t + k_x x - k_y y - k_z z + \varphi_{y_{0\parallel}}),$$

$$E_{3\parallel\parallel} = E_n \frac{\cos \Theta_x \cdot \cos \Theta_y \cdot \cos \Theta_z}{\sin^2 \Theta_x \cdot \sin^2 \Theta_y} \cdot \cos(\omega t + k_x x - k_y y - k_z z + \varphi_{y_{0\parallel}}),$$

$$E_{3\perp\perp} = E_n \frac{\cos^2 \Theta_x \cdot \cos^2 \Theta_y}{\sin^2 \Theta_x \cdot \sin^2 \Theta_y} \cdot \cos(\omega t + k_x x - k_y y - k_z z + \varphi_{y_{0\perp}}),$$

$$E_{3\perp\parallel} = E_n \frac{\cos \Theta_x \cdot \cos \Theta_y \cdot \cos \Theta_z}{\sin^2 \Theta_x \cdot \sin^2 \Theta_y} \cdot \cos(\omega t + k_x x - k_y y - k_z z + \varphi_{y_{0\perp}}),$$

$$E_{4\parallel\perp} = E_n \frac{\cos^2 \Theta_z}{\sin^2 \Theta_x \cdot \sin^2 \Theta_y} \cdot \cos(\omega t - k_x x - k_y y - k_z z + \varphi_{y_{0\parallel}} + \varphi_{x_{0\perp}}),$$

$$E_{4\parallel\parallel} = E_n \frac{\cos \Theta_x \cdot \cos \Theta_y \cdot \cos \Theta_z}{\sin^2 \Theta_x \cdot \sin^2 \Theta_y} \cdot \cos(\omega t - k_x x - k_y y - k_z z + \varphi_{y_{0\parallel}} + \varphi_{x_{0\parallel}}),$$

$$E_{4\perp\perp} = E_n \frac{\cos^2 \Theta_x \cdot \cos^2 \Theta_y}{\sin^2 \Theta_x \cdot \sin^2 \Theta_y} \cdot \cos(\omega t - k_x x - k_y y - k_z z + \varphi_{y_{0\perp}} + \varphi_{x_{0\perp}}),$$

$$E_{4\perp\parallel} = E_n \frac{\cos \Theta_x \cdot \cos \Theta_y \cdot \cos \Theta_z}{\sin^2 \Theta_x \cdot \sin^2 \Theta_y} \cdot \cos(\omega t - k_x x - k_y y - k_z z + \varphi_{y_{0\perp}} + \varphi_{x_{0\parallel}}),$$

$$E'_{4\parallel\parallel} = E_n \frac{\cos \Theta_x \cdot \cos \Theta_y \cdot \cos \Theta_z}{\sin^2 \Theta_x \cdot \sin^2 \Theta_y} \cdot \cos(\omega t - k_x x - k_y y - k_z z + \varphi_{x_{0\perp}} + \varphi_{y_{0\parallel}}),$$

$$E'_{4\perp\parallel} = E_n \frac{\cos \Theta_x \cdot \cos \Theta_y \cdot \cos \Theta_z}{\sin^2 \Theta_x \cdot \sin^2 \Theta_y} \cdot \cos(\omega t - k_x x - k_y y - k_z z + \varphi_{x_{0\perp}} + \varphi_{y_{0\perp}}). \quad (18)$$

Результирующее поле представляет собой суперпозицию всех полей этих плоских волн и, в общем виде, может быть представлено как сумма собственных волн двух классов: E_y^{mn} и E_x^{mn} . E_y^{mn} – нормально поляризованные волны, E_x^{mn} – параллельно поляризованные волны относительно плоскости, проходящей через направление распространения плоских волн и

ось Ox . Таким образом, при падении на двугранный угол нормально поляризованной волны происходит частичное преобразование этой волны в параллельно поляризованную относительно той же плоскости падения. Суммарная волна будет иметь эллиптическую поляризацию, и соотношение полуосей эллипса будет постоянно меняться при многократных отражениях в диэлектрическом волноводе.

Средний поток мощности через единичную поверхность, переносимый волной E_1 , равен

$$P_{cp1} = \frac{1}{T} \int_0^T P_1 dt = \frac{E_n^2}{2Z_0},$$

то есть пропорционален квадрату амплитуды E_n .

Этот поток после отражения от границы раздела $y = 0$ разделяется на два: $P_{cp3\parallel}$ и $P_{cp3\perp}$, которые в соответствии с (6) и (7) равны

$$P_{cp3\parallel} = \frac{E_n^2}{2Z_{01}} \cdot \frac{\cos^2 \Theta_z}{\sin^2 \Theta_x \cdot \sin^2 \Theta_y}, \quad (19)$$

$$P_{cp3\perp} = \frac{E_n^2}{2Z_{01}} \cdot \frac{\cos^2 \Theta_x \cdot \cos^2 \Theta_y}{\sin^2 \Theta_x \cdot \sin^2 \Theta_y}, \quad (20)$$

где Z_{01} – волновое сопротивление.

Сумма этих потоков равна P_{cp1} ;

$$\begin{aligned} P_{cp3\parallel} + P_{cp3\perp} &= \frac{E_n^2}{2Z_{01}} \cdot \frac{\cos^2 \Theta_z + \cos^2 \Theta_x \cdot \cos^2 \Theta_y}{\sin^2 \Theta_x \cdot \sin^2 \Theta_y} = \\ &= \frac{E_n^2}{2Z_{01}} \cdot \frac{1 - \cos^2 \Theta_x - \cos^2 \Theta_y + \cos^2 \Theta_x \cdot \cos^2 \Theta_y}{\sin^2 \Theta_x \cdot \sin^2 \Theta_y} = \\ &= \frac{E_n^2}{2Z_{01}} \cdot \frac{(1 - \cos^2 \Theta_x) \cdot (1 - \cos^2 \Theta_y)}{\sin^2 \Theta_x \cdot \sin^2 \Theta_y} = \frac{E_n^2}{2Z_{01}} = P_{cp1}. \end{aligned}$$

Поток мощностей $P_{cp3\parallel}$ в свою очередь можно представить как сумму двух потоков

$$P_{cp3\parallel} = P_{cp3\parallel\perp} + P_{cp3\parallel\parallel}.$$

Аналогично

$$P_{cp3\perp} = P_{cp3\perp\parallel} + P_{cp3\perp\perp}.$$

В соответствии с (18)

$$\begin{aligned}
\Pi_{cp_{3\parallel}} &= \Pi_{cp_{3\parallel\perp}} + \Pi_{cp_{3\parallel\parallel}} = \\
&= \frac{E_n^2}{2Z_{01}} \cdot \frac{\cos^4 \Theta_z}{\sin^4 \Theta_x \cdot \sin^4 \Theta_y} + \frac{E_n^2}{2Z_{01}} \cdot \frac{\cos^2 \Theta_x \cdot \cos^2 \Theta_y \cdot \cos^2 \Theta_z}{\sin^4 \Theta_x \cdot \sin^4 \Theta_y} = \\
&= \frac{E_n^2}{2Z_{01}} \cdot \frac{\cos^2 \Theta_z \left[1 - \cos^2 \Theta_x - \cos^2 \Theta_y + (1 - \sin^2 \Theta_x) \cdot (1 - \sin^2 \Theta_y) \right]}{\sin^4 \Theta_x \cdot \sin^4 \Theta_y} = \\
&= \frac{E_n^2}{2Z_{01}} \cdot \frac{\cos^2 \Theta_z}{\sin^2 \Theta_x \cdot \sin^2 \Theta_y},
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Pi_{cp_{3\perp}} &= \Pi_{cp_{3\perp\parallel}} + \Pi_{cp_{3\perp\perp}} = \\
&= \frac{E_n^2}{2Z_{01}} \cdot \frac{\cos^2 \Theta_x \cdot \cos^2 \Theta_y \cdot \cos^2 \Theta_z}{\sin^4 \Theta_x \cdot \sin^4 \Theta_y} + \frac{E_n^2}{2Z_{01}} \cdot \frac{\cos^4 \Theta_x \cdot \cos^4 \Theta_y}{\sin^4 \Theta_x \cdot \sin^4 \Theta_y} = \\
&= \frac{E_n^2}{2Z_{01}} \cdot \frac{\cos^2 \Theta_x \cdot \cos^2 \Theta_y}{\sin^4 \Theta_x \cdot \sin^4 \Theta_y} \cdot \left(\cos^2 \Theta_z + \cos^2 \Theta_x \cdot \cos^2 \Theta_y \right) = \\
&= \frac{E_n^2}{2Z_{01}} \cdot \frac{\cos^2 \Theta_x \cdot \cos^2 \Theta_y}{\sin^4 \Theta_x \cdot \sin^4 \Theta_y} \cdot (1 - \cos^2 \Theta_x - \cos^2 \Theta_y + \cos^2 \Theta_x \cdot \cos^2 \Theta_y) = \\
&= \frac{E_n^2}{2Z_{01}} \cdot \frac{\cos^2 \Theta_x \cdot \cos^2 \Theta_y}{\sin^4 \Theta_x \cdot \sin^4 \Theta_y} \cdot (1 - \cos^2 \Theta_x) \cdot (1 - \cos^2 \Theta_y) = \\
&= \frac{E_n^2}{2Z_{01}} \cdot \frac{\cos^2 \Theta_x \cdot \cos^2 \Theta_y}{\sin^2 \Theta_x \cdot \sin^2 \Theta_y}.
\end{aligned}$$

Таким образом, $\Pi_{cp_1} = \Pi_{cp_{3\parallel\perp}} + \Pi_{cp_{3\perp\perp}} + \Pi_{cp_{3\parallel\parallel}} + \Pi_{cp_{3\perp\parallel}}$.

Первые два члена в правой части равенства представляют собой поток мощности нормально поляризованной волны, вторые два члена – параллельно поляризованной волны.

$$\Pi_{cp_{\perp}} = \Pi_{cp_{3\parallel\perp}} + \Pi_{cp_{3\perp\perp}}, \quad (21)$$

$$\Pi_{cp_{\parallel}} = \Pi_{cp_{3\parallel\parallel}} + \Pi_{cp_{3\perp\parallel}}. \quad (22)$$

$$\Pi_{cp_{\perp}} = \frac{E_n^2}{2Z_{01}} \cdot \left(\frac{\cos^4 \Theta_z}{\sin^4 \Theta_x \cdot \sin^4 \Theta_y} + \frac{\cos^4 \Theta_x \cdot \cos^4 \Theta_y}{\sin^4 \Theta_x \cdot \sin^4 \Theta_y} \right), \quad (23)$$

$$\Pi_{cp_{\parallel}} = \frac{E_n^2}{2Z_{01}} \cdot \left(\frac{\cos^2 \Theta_x \cdot \cos^2 \Theta_y \cdot \cos^2 \Theta_z}{\sin^4 \Theta_x \cdot \sin^4 \Theta_y} + \frac{\cos^2 \Theta_x \cdot \cos^2 \Theta_y \cdot \cos^2 \Theta_z}{\sin^4 \Theta_x \cdot \sin^4 \Theta_y} \right). \quad (24)$$

Отношение потока мощности параллельно поляризованной волны $\Pi_{cp_{\parallel}}$ к потоку мощности нормально поляризованной волны $\Pi_{cp_{\perp}}$ равно

$$\frac{P_{cp\parallel}}{P_{cp\perp}} = \frac{2 \cos^2 \Theta_x \cdot \cos^2 \Theta_y \cdot \cos^2 \Theta_z}{\cos^4 \Theta_z + \cos^4 \Theta_x \cos^4 \Theta_y}. \quad (25)$$

Это соотношение показывает уровень преобразования мощности нормально поляризованной волны в параллельно поляризованную. Когда соотношение $\frac{\epsilon_n}{\epsilon_1}$ близко к единице, угол Θ_z близок к нулю, углы Θ_x и Θ_y стремятся к 90° , $P_{cp\parallel}$ получается небольшим и преобразование поляризации волны незначительное. Если же диэлектрические проницаемости материалов волновода и подложки значительно отличаются друг от друга, то угол Θ_z значительно больше 0° , а углы Θ_x и Θ_y существенно меньше 90° и отношение $\frac{P_{cp\parallel}}{P_{cp\perp}}$ имеет конечное значение.

Так, например, для полиэтиленового волновода ($\epsilon_1 = 2,25$) $\epsilon_n = 1$ при соотношении $\frac{a}{b} = 2$ и при $\frac{\lambda}{a} = 1$, $\Theta_x = 75^\circ$, $\Theta_y = 60^\circ$, $\Theta_z = 34^\circ$, $\frac{P_{cp\parallel}}{P_{cp\perp}} = 0,049$.

То есть примерно 5% мощности нормально поляризованной волны при ее падении на грань $y = 0$ преобразуется при отражении в параллельно поляризованную волну. В свою очередь параллельно поляризованная волна, падающая на грань $y = 0$, частично преобразуется в нормально поляризованную.

Суперпозиция плоских нормально поляризованных волн образует класс собственных полей E_y^{mn} , имеющих составляющие векторов поля: E_y , E_z , $E_x = 0$, H_x , H_y , H_z .

Суперпозиция плоских параллельно поляризованных волн образует класс собственных полей E_x^{mn} с составляющими E_x , E_y , E_z , H_y , H_z , $H_x = 0$.

Волны E_y^{mn} и E_x^{mn} при одинаковых индексах m и n имеют разные фазовые постоянные, длины волн в волноводе и другие параметры. Из (23) и (24) видно, что потоки мощности, переносимые волнами $E_{3\parallel\perp}$, $E_{3\parallel\parallel}$, $E_{3\perp\perp}$ и $E_{3\perp\parallel}$, не равноценны (в смысле их величин).

$$\text{Так, для примера, } \frac{P_{cp3\perp\perp}}{P_{cp3\parallel\perp}} = 0,0055; \quad \frac{P_{cp3\parallel\parallel}}{P_{cp3\parallel\perp}} = \frac{P_{cp3\perp\parallel}}{P_{cp3\parallel\perp}} = 0,0245.$$

Мощность, переносимая волной $E_{3\perp\perp}$, составляет 0,55% от мощности, переносимой волной $E_{3\parallel\perp}$. А мощности, переносимые каждой из волн $E_{3\parallel\parallel}$ и $E_{3\perp\parallel}$, составляют около 2,5% от мощности, переносимой волной $E_{3\parallel\perp}$.

При углах $\Theta_z < 34^\circ$ мощность волны $E_{3\parallel\perp}$ еще больше возрастает по отношению к мощностям волн, указанным выше. Уровень преобразования мощности плоской параллельно поляризованной волны на границе раздела сред $y = 0$ в нормально поляризованную волну, как показывает анализ, является таким же, как и уровень преобразования нормально поляризованной волны в параллельно поляризованную. Если бы волновод возбуждался электромагнитной волной, у которой составляющие напряженности электрического поля $E_{n\perp}$ и $E_{n\parallel}$ были бы равны, то в результате равного преобразования волн соотношение мощностей $\frac{P_{cp\parallel}}{P_{cp\perp}}$ не изменялось бы и равнялось единице.

При возбуждении волновода волной $E_{n_{\perp}}$ на границах раздела волновода и подложки: $y = 0$, $y = b$, – происходит частичное преобразование в волну $E_{n_{\parallel}}$. Амплитуда $E_{n_{\perp}}$ нормально поляризованной волны уменьшается, а амплитуда $E_{n_{\parallel}}$ параллельно поляризованной волны увеличивается. Учитывая процесс обратного преобразования, можно предположить, что в установившемся режиме в волноводе будут существовать две волны с одинаковыми значениями напряженности электрического поля $E_{n_{\perp}}$ и $E_{n_{\parallel}}$.

Зная уровень преобразования волн на единицу длины, можно определить длину волновода, при которой возникает установившийся режим.

При падении плоской линейно поляризованной волны с произвольной ориентацией вектора \vec{E} на границу раздела диэлектрик-проводник ($y = 0$) отраженная волна будет также линейно поляризованной. Поэтому в зеркальном диэлектрическом волноводе процесс преобразования нормально поляризованной волны в параллельно поляризованную (и наоборот) замедляется, так как преобразование происходит только на границе $y = b$. Если же диэлектрический волновод граничит с металлом в плоскостях $y = 0$ и $y = b$, то в нем преобразование волн одной поляризации в другую отсутствует.

Список литературы: 1. Бондаренко И.К. Анализ диэлектрических волноводов на основе геометрической оптики / И.К. Бондаренко, А.И. Буря, В.В. Саламатин // Электродинамические основы автоматизированного проектирования интегральных схем СВЧ. М.: ИРЭ АН СССР, 1981. С. 159 – 174. 2. Афонин И.Л. Взаимосвязь направляющих углов векторов Пойнтинга на границе раздела диэлектрических сред // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 120. С.87 – 90.

*Севастопольский национальный
технический университет*

Поступила в редколлегию 24.04.2002

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ПОЛЯ ЛИНЕЙНОГО ТОКА ПРИ ПОЯВЛЕНИИ ПЛАЗМЕННОГО ЦИЛИНДРА В ВОЛНОВОДЕ

1. Введение

В последнее время интерес к нестационарным электродинамическим задачам значительно возрос. Это объясняется в первую очередь тем, что круг явлений с зависящими от времени параметрами очень широк. Наряду с развитием электродинамики движущихся сред интенсивное развитие идет и в области исследования взаимодействия электромагнитного поля с нестационарной средой. Используются как дифференциальные, так и интегральные методы для решения задач во временной области. Решение нестационарных задач в дифференциальной постановке для областей со сложной геометрией наталкивается на значительные трудности, связанные в первую очередь с граничными условиями. Интегральные методы позволяют более естественно преодолевать такие трудности. В данной работе на основе интегрального подхода предлагается аналитическое решение задачи о преобразовании временной и пространственной структуры поля при изменении во времени плазменной неоднородности, находящейся в волноводе.

Рассматривается плоскопараллельный волновод с идеально проводящими стенками. Предполагается, что до нулевого момента времени волновод был заполнен диэлектрической средой. В нулевой момент времени в волноводе образуется цилиндрическая неоднородность, заполненная холодной изотропной плазмой. Цилиндр перпендикулярен стенкам волновода и по его оси течет линейный ток с произвольной зависимостью от времени.

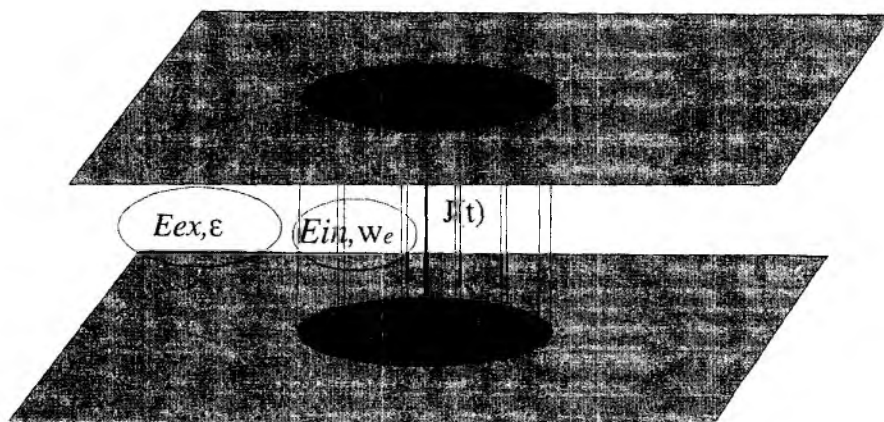


Рис. 1

Данная задача может рассматриваться как модельная для резонатора, ограниченного с торцов полупроводниковыми пластинами с очень высокой проводимостью. Резонатор возбуждается линейным, произвольно зависящим от времени током, который течет по оси резонатора. Ток может быть включен в произвольный момент времени как до появления плазмы, так и после. Схематическая диаграмма рассматриваемого явления представлена на рис. 1.

Аксиальная симметрия задачи определяет ее решение в цилиндрических координатах. Как показано в [1], электромагнитное поле описывается интегральным уравнением, эквивалентным уравнениям Максвелла и содержащим граничные и начальные условия для поля,

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \hat{K}\vec{E}, \quad (1)$$

где \vec{E}_0 – первичное поле линейного тока в волноводе, заполненном диэлектриком, \vec{E} – преобразованное появлением плазмы поле, которое предстоит определить. Интегральный оператор

$$\hat{K} = \frac{1}{\varepsilon} \hat{\Phi}^{-1} \int_0^{\infty} dt' \int_0^{\rho_0} \rho' d\rho' \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^b dz' \hat{G} \cdot \hat{V}_e \hat{\Phi}$$

включает в себя функцию Грина \hat{G} [1], которая удовлетворяет граничным условиям на стенках волновода; оператор среды [2] $\hat{V}_e = \frac{1}{4\pi} (\omega_e^2 \int_0^t dt' (t-t') - (\varepsilon - 1))$, который содержит начальные условия и соответствует случаю скачкообразного появления плазмы. Здесь ε – диэлектрическая проницаемость среды, которой был заполнен волновод до нулевого момента времени; ω_e – плазменная частота, которая здесь рассматривается как постоянная величина. При помощи матрицы $\hat{\Phi}$ осуществляется переход к цилиндрическим координатам; ρ_0 – радиус цилиндра, b – расстояние между стенками волновода.

2. Первичное поле линейного тока

Свободный член в (1) соответствует первичному полю, которое создается данным источником в волноводе без плазменного образования [2],

$$\vec{E}_0 = -\frac{4\pi}{c^2} \hat{\Phi}^{-1} \int_{-\infty}^t dt' \int_0^{\rho_0} \rho' d\rho' \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^b dz' \hat{G} \cdot \hat{\Phi} \frac{\partial}{\partial t'} \vec{j}, \quad (2)$$

где c – скорость света в вакууме.

Ток возбуждения является линейным, протекает перпендикулярно стенкам волновода и имеет произвольную зависимость от времени:

$$\vec{j} = \vec{e}_z \frac{\delta(\rho)}{\rho} j(t). \quad (3)$$

Если до нулевого момента времени волновод был пустым, то есть $\varepsilon = 1$, то (2) сводится к виду

$$\vec{E}_0 = \frac{2\pi b}{c^2} \int_{-\infty}^t dt' \frac{j'(t') \Theta(c(t-t') - \rho)}{\sqrt{c^2(t-t')^2 - \rho^2}} \vec{e}_z. \quad (4)$$

Однородность возбуждающего тока по оси z приводит к тому, что такой источник излучает низший тип волны, не зависящий от координаты z .

3. Преобразованное поле линейного тока

Чтобы получить преобразованное поле внутри волновода \vec{E}_{in} , необходимо найти решение интегрального уравнения (1). Во временной области это интегральное уравнение Вольтерра, и его решение может быть построено методом резольventы:

$$\vec{E}_{in} = \vec{E}_0 + \hat{R} \vec{E}_0. \quad (5)$$

Резольventный оператор \hat{R} должен удовлетворять операторному уравнению

$$\hat{R} - \hat{K} \hat{R} = \hat{K}, \quad (6)$$

где \hat{K} – ядро (1).

Уравнение для резольventы удобно решать в импульсном представлении [2] (в виде преобразования Фурье-Ханкеля-Лапласа). Это дает возможность получить явное выражение

для резольвентного оператора. Если рассматривается первичное поле вида (4), т.е. нет зависимости от z и φ , то резольвентный оператор имеет вид

$$\hat{R} = \hat{R}' + \hat{R}'' , \quad \text{где} \quad (7)$$

$$\hat{R}'(t, t', z, z') = -\omega_e^2 \int_0^\infty \xi d\xi \frac{J_0(\xi\rho)J_0(\xi\rho')}{\sqrt{c^2\xi^2 + \omega_e^2}} \cdot \sin \sqrt{c^2\xi^2 + \omega_e^2} (t-t') \cdot \Theta(t-t') \cdot \Theta(\rho_0 - \rho)\Theta(\rho_0 - \rho');$$

$$\hat{R}''(t, t', z, z') = -\frac{\omega_e^2}{c^2} \int_{-i\infty}^{i\infty} \frac{dp}{2\pi i} A(p) e^{p(t-t')} I_0(u_0 p) I_0(v_0 p) \cdot \Theta(\rho_0 - \rho)\Theta(\rho_0 - \rho'), \text{ где}$$

$$A(p) = \frac{u_0 K_1(u_0 \rho_0) K_0(v_0 \rho_0) - v_0 K_0(u_0 \rho_0) K_1(v_0 \rho_0)}{u_0 I_1(u_0 \rho_0) K_0(v_0 \rho_0) + v_0 K_1(v_0 \rho_0) I_0(u_0 \rho_0)}; \quad u_0 = \frac{\sqrt{p^2 + \omega_e^2}}{c}; \quad v_0 = \frac{p}{c}; \quad I_{0,1}(\dots), \quad K_{0,1}(\dots) -$$

модифицированные функции Бесселя.

Слагаемое \hat{R}' учитывает только изменение свойств среды во времени и является резольвентным оператором для безграничной задачи [3]. Этот оператор дает решение задачи о преобразовании поля после нулевого момента времени, когда плазма появляется во всем волноводе. Ограниченность плазменного цилиндра по радиусу, то есть влияние его боковых стенок, учитывается вторым слагаемым \hat{R}'' . Полученное в результате решения уравнения (1) поле представляет собой поле внутри резонатора. При этом легко показать, что слагаемое \hat{R}' ответственно за удовлетворение теоремы погашения, которая состоит в том, что из интеграла выделяется слагаемое, равное свободному члену уравнения, то есть первичному полю, но имеющее противоположный знак.

Внешнее поле (вне плазменного резонатора) определяется квадратурной формулой по найденному внутреннему полю:

$$\vec{E}_{ex} = \vec{E}_0 + \hat{K}_{ex} \vec{E}_{in}, \quad (8)$$

где \hat{K}_{ex} – ядро интегрального уравнения (1) при условии, что $\rho > \rho_0$.

4. Электромагнитное поле внутри цилиндра

Пусть источник (3) представляет собой ступенчатый ток

$$\vec{j} = \vec{e}_z \frac{\delta(\rho)}{\rho} \Theta(t - t_0),$$

где t_0 – время включения источника.

Первичное поле такого тока получается из (4) прямым интегрированием:

$$\vec{E}_0 = \frac{2\pi b}{c^2} \frac{\Theta(c(t-t_0) - \rho)}{\sqrt{c^2(t-t_0)^2 - \rho^2}} \Theta(t-t_0) \vec{e}_z. \quad (9)$$

Это монотонно убывающая бегущая цилиндрическая волна. Рассмотрим случай, когда источник включается после возникновения плазмы ($t_0 > 0$). В безграничном случае, когда плазма заполняет весь волновод, преобразованная волна [3] имеет вид

$$\vec{E} = \vec{e}_z \frac{2\pi b}{c^2} \frac{\cos\left(\frac{\omega_e}{c} \sqrt{c^2(t-t_0)^2 - \rho^2}\right)}{\sqrt{c^2(t-t_0)^2 - \rho^2}} \Theta(c(t-t_0) - \rho) \Theta(t-t_0) \quad (10)$$

это бегущая волна, занимающая область $\rho < c(t-t_0)$. Присутствие плазмы придает волне осциллирующий характер, и частота осцилляций совпадает с плазменной частотой ω_e .

Внутреннее поле находим, подставляя в (5) выражение для резольвентного оператора (7) и первичное поле (9), а затем перейдем к преобразованию Лапласа

$$L(\vec{E}_{in}) = \int_0^{\infty} e^{-pt} \vec{E}_{in}(t) dt = \frac{2\pi b}{c^2} \vec{e}_z e^{-t_0 p} [A(p) \cdot I_0(\rho u_0) + K_0(\rho u_0)].$$

Положив $p = i\omega$, мы получим частотное представление внутреннего поля. График для спектральной плотности представлен на рис. 2. Здесь введен в рассмотрение масштабный множитель w , который имеет размерность частоты. Это дает возможность рассматривать безразмерные величины: $\frac{\omega}{w}$ – безразмерная частота (на графике соответствует горизонтальной оси), $\frac{\omega_e}{w}$ – безразмерная плазменная частота, $\frac{\rho w}{c}$ – безразмерное расстояние. Вертикальная ось на графике соответствует амплитуде, нормированной на величину $\frac{2\pi b}{c^2}$. Процесс рассматривается на одинаковом расстоянии от оси цилиндра $\frac{\rho w}{c} = 1$, но при различных значениях радиуса: сплошная линия соответствует случаю, когда радиус цилиндра равен 5, пунктирная – 8. Безразмерная плазменная частота $\frac{\omega_e}{w} = 2[0,1]$.

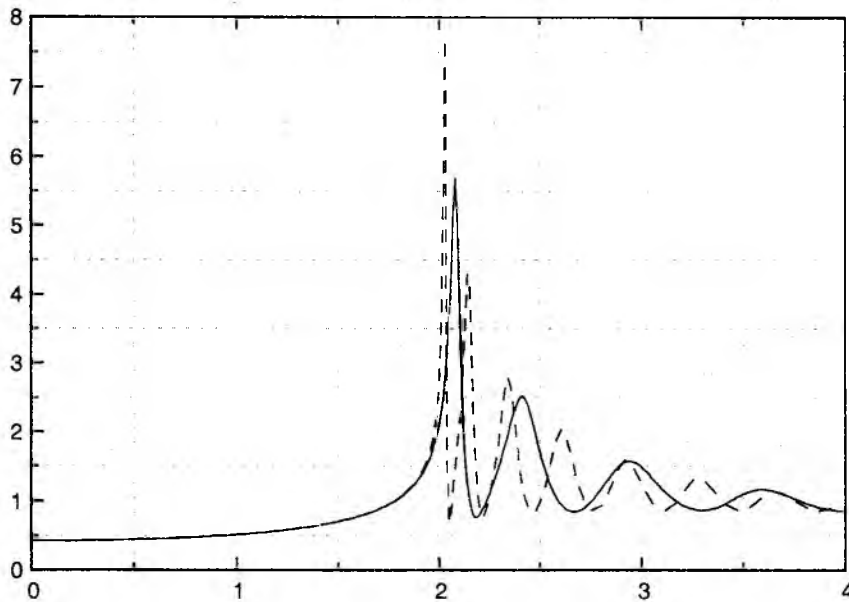


Рис. 2

В безграничном случае преобразованная волна осциллирует с плазменной частотой. В резонаторе же возбуждается целый спектр частот, который определяется параметрами среды и параметрами резонатора.

5. Внешнее поле

Внешнее поле определяется по найденному внутреннему с помощью формулы (8)

$$L(\vec{E}_{ex}) = -\frac{2\pi b}{c^2} \vec{e}_z e^{-t_0 p} K_0(\rho v_0) \times \left[A(p) (u_0 \rho_0 I_0(v_0 \rho_0) I_1(u_0 \rho_0) - v_0 \rho_0 I_0(u_0 \rho_0) I_1(v_0 \rho_0)) - u_0 \rho_0 I_0(v_0 \rho_0) K_1(u_0 \rho_0) - v_0 \rho_0 K_0(u_0 \rho_0) I_1(v_0 \rho_0) \right].$$

Преобразование Лапласа первичного поля (9) определяется формулой

$$L(\vec{E}_0) = -\frac{2\pi b}{c^2} \vec{e}_z e^{-i_0 p} K_0(\rho v_0).$$

Для получения частотного спектра положим $p = i\omega$. На рис. 3 представлен вид графиков в частотном представлении для первичной волны в пустом волноводе (пунктирная линия) и преобразованной волны вне плазменного цилиндра (сплошная линия). Горизонтальная ось соответствует безразмерной частоте, вертикальная – нормированной амплитуде. Очевидно, что эти поля имеют сходную структуру.

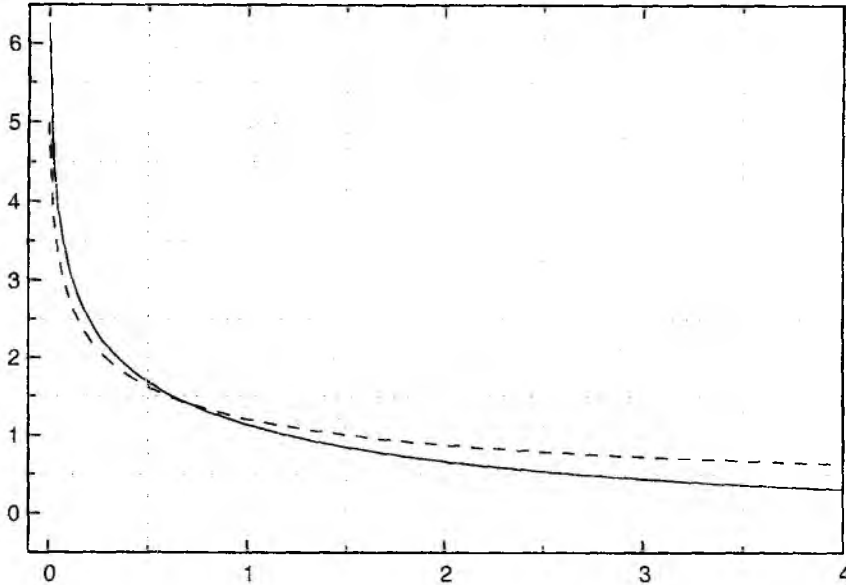


Рис. 3

Выводы

Точные выражения для резольвентного оператора и функции Грина позволяют исследовать изменения пространственной и временной структуры поля, вызванные появлением цилиндрической неоднородности в волноводе. Рассмотренный плазменный цилиндр может рассматриваться как модель цилиндрического резонатора, а предложенный подход может быть использован для исследования излучения из полупроводникового цилиндрического резонатора, в котором появление плазмы приводит к изменению проводимости во времени.

Список литературы: 1. Сахненко Н.К., Нерух А.Г. Нестационарное аксиально-симметричное излучение источника в плоском волноводе // Вестник харьковского национального университета. Радиофизика и электроника. 2000. № 467. С.144 – 148. 2. Нерух А.Г., Хиженяк Н.А. Современные проблемы нестационарной макроскопической электродинамики. Харьков: Тест-радио, 1991. 279 с. 3. Сахненко Н.К., Нерух А.Г. Нестационарные аксиально-симметричные волны в плоском волноводе // Радиоэлектроника и информатика. 2000. №2 (11). С. 22 – 25

Харьковский национальный
университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 04.07.2002

СРЕДНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРУГЛОЙ СФОКУСИРОВАННОЙ АПЕРТУРЫ СО СПАДАЮЩИМ АМПЛИТУДНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ПРИ НАЛИЧИИ КВАЗИДЕТЕРМИНИРОВАННЫХ СЛУЧАЙНЫХ ФАЗОВЫХ ОШИБОК

Известно, что одним из эффективных способов снижения уровня боковых лепестков является уменьшение поля возбуждения на краю антенны. Результаты изучения направленных свойств антенн со спадающим амплитудным распределением (АР), описываемым различными функциями, широко представлены в литературе по детерминированной теории антенн. В статистической теории антенн этот вопрос изучен значительно слабее [1].

В данной работе изучаются характеристики сфокусированной в зону Френеля круглой апертуры со спадающим АР при наличии в антенне квазидетерминированных случайных фазовых (в дальнейшем квазидетерминированных) ошибок. Главное внимание при этом уделяется двум вопросам: а) усиливается или ослабевает воздействие квазидетерминированных ошибок на среднюю диаграмму направленности (ДН) по мощности при спадающем АР по сравнению с равномерным, б) в каком случае уменьшение поля возбуждения на краю антенны приводит к большим изменениям в ДН – при наличии квазидетерминированных ошибок или в их отсутствие.

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 [2]:

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

где $V_0 = \frac{ik}{4\pi} \frac{e^{-ikr}}{r} (1 + \cos\theta)$; $k = 2\pi/\lambda$; λ – длина волны в свободном пространстве; $\vec{E}_0(Q)$ – 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 на поверхности фокальной сферы можно записать следующим образом:

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

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. 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 случайные

фазовые ошибки. К появлению таких фазовых ошибок могут привести малые колебания синфазной антенны относительно своего номинального положения, смещения облучателя из фокуса и т.п. Известно, что квазидетерминированные случайные процессы – это случайные процессы, реализации которых описываются функциями заданного вида, содержащими один или несколько случайных параметров [3,4]. В упомянутых случаях роль такого параметра играет значение фазы на краю апертуры, а функциями заданного типа являются линейные, квадратичные или кубические функции.

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 φ_0 случайной величиной с равномерным законом распределения. Максимальное значение дисперсии на краю антенны $\alpha_{m, \max}$ обозначим как α_{m0} .

Амплитудное распределение поля возбуждения в отсутствие ошибок представим в виде разложения по четным степеням безразмерной радиальной координаты

$$E_0(\rho_1) = \sum_{p=0}^P e_p \left(\frac{\rho_1}{R}\right)^{2p} = \sum_{p=0}^P e_p \left(\frac{u}{\delta}\right)^{2p}. \quad (4)$$

Подставив (3) и (4) в (2), для среднего квадрата поля получим:

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

Поскольку выражение в квадратных скобках в (4) есть медленно меняющаяся функция от ψ , особенно для больших R , то можно считать, что $\overline{F_m^2(\psi)}$ полностью определяют средние ДН по мощности сфокусированной апертуры. Они определяются соотношениями: Для $m = 1, 3$

$$\overline{F_m^2(\psi)} = \left(\frac{2}{\psi}\right)^2 e^{-\alpha_{m0}} \sum_{n=0}^N (-1)^n \frac{\alpha_{m0}^n (2n)!}{2^{n(2m+1)} n!} \sum_{p,q=0}^P e_p e_q \sum_{l=0}^{2n} b_{nl} \sum_{k=0}^{E\left(\frac{ml}{2}\right)} W_k^{(m,1)}(\psi) W_k^{(m,2)}(\psi), \quad (6)$$

где

$$W_k^{(m,1)} = \frac{(mt + p - k)!(p + k)!^{k+p}}{(mt - k)!k!} \sum_{s=0}^{k+p} \frac{(-1)^s (mt - 2k + 2s + 1)}{(k + p - s)!(mt + p - k + s + 1)!} J_{mt-2k+2s+1}(\psi); \quad (7)$$

$$W_k^{(m,2)} = \frac{(mn + q - k)(mn + k + q - mt)!^{n(n-1)+k+q}}{(mn - k)!(mn + k - mt)!} \sum_{s=0}^{n(n-1)+k+q} \frac{(-1)^s (mt - 2k + 2s + 1)}{(mn + q - k + s + 1)!(mn + k + q - mt - s)!} \times J_{mt-2k+2s+1}(\psi); \quad (8)$$

$$b_{nt}^{(m)} = (-1)^t \frac{[m(2n-t)]!(mt)!}{(2n-t)!t!} \left[2 - \delta_{mt-2E\left(\frac{mt}{2}\right)} \right]. \quad (9)$$

Для $m = 2$

$$\overline{F_2^2}(\psi) = \left(\frac{2}{\psi}\right)^2 e^{-\alpha_{2,0}} \sum_{n=0}^N (-1)^n \frac{\alpha_{2,0}^n (2n)!}{2^n n!} \sum_{p,q=0}^P e_p e_q \sum_{t=0}^{2n} (-1)^t W_t^{(2,1)}(\psi) W_t^{(2,2)}(\psi), \quad (10)$$

где

$$W_i^{(2,1)} = \frac{[(p+t)!]^2}{t!} \sum_{s=0}^{p+t} \frac{(-1)^s (2s+1)}{(p+t-s)!(p+t+s+1)!} J_{2s+1}(\psi); \quad (11)$$

$$W_i^{(2,2)} = \frac{[(2n+q-t)!]^2}{(2n-t)!} \sum_{s=0}^{q+2n-t} \frac{(-1)^s (2s+1)}{(2n+q-t-s)!(2n+q-t+s+1)!} J_{2s+1}(\psi), \quad (12)$$

где $J_n(\psi)$ – функция Бесселя первого рода.

В дальнейшем будем полагать, что спадающее к краям антенны амплитудное распределение описывается функцией типа парабола на пьедестале. В этом случае в (6) – (12) верхний предел в суммах по p и q следует положить равным единице и $e_0 = 1$, $e_1 = \Delta - 1$, где Δ – высота пьедестала, то есть значение амплитуды поля возбуждения на краю апертуры.

При малых ошибках ($\alpha \ll 1$) можно ограничиться членами первого порядка малости по $\alpha_{m,0}$ и тогда выражение для средней ДН примет вид:

$$\overline{F_m^2}(\psi) = F^2(\psi) + \alpha_{m,0} \cdot f_m(\psi), \quad (13)$$

где $F^2(\psi)$ – диаграмма направленности в отсутствие ошибок:

$$F^2(\psi) = F_0^2(\psi) \left[1 - \frac{1-\Delta}{2} \cdot \left(1 - \frac{J_3(\psi)}{J_1(\psi)} \right) \right]^2, \quad (14)$$

а величина $f_m(\psi)$ обусловлена наличием квазидетерминированных фазовых ошибок.

Средние ДН по мощности

Рассчитанные по полученным соотношениям средние ДН по мощности для ряда значений дисперсии и высоты пьедестала в амплитудном распределении при наличии линейных, квадратичных и кубических квазидетерминированных ошибок фазы изображены на рис. 1-3 соответственно. Эти рисунки иллюстрируют характер влияния высоты пьедестала на

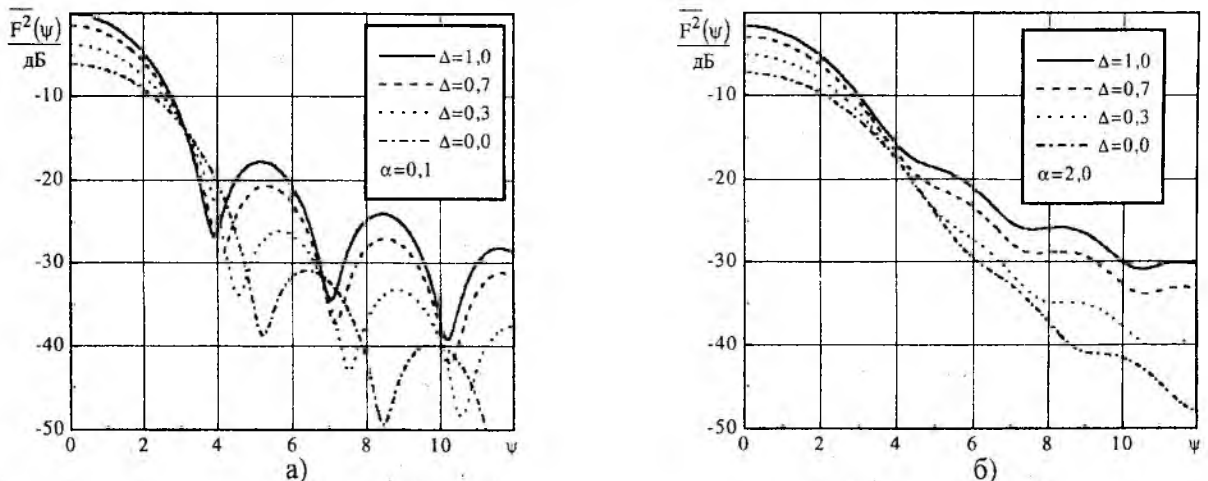


Рис. 1

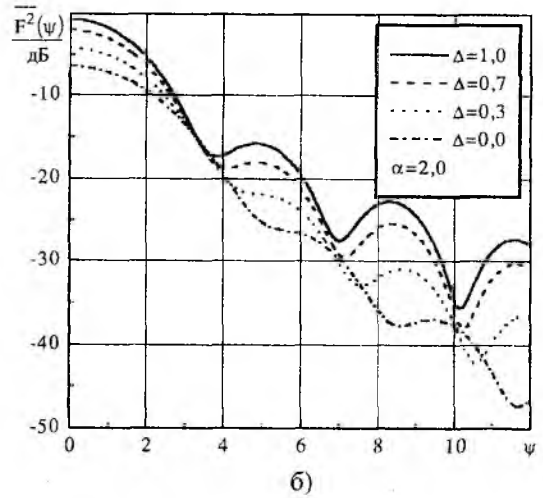
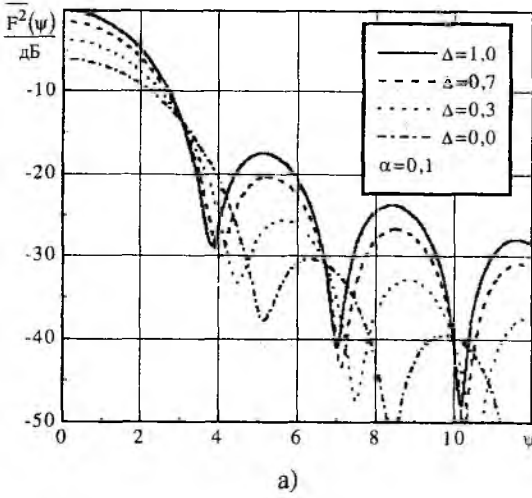


Рис. 2

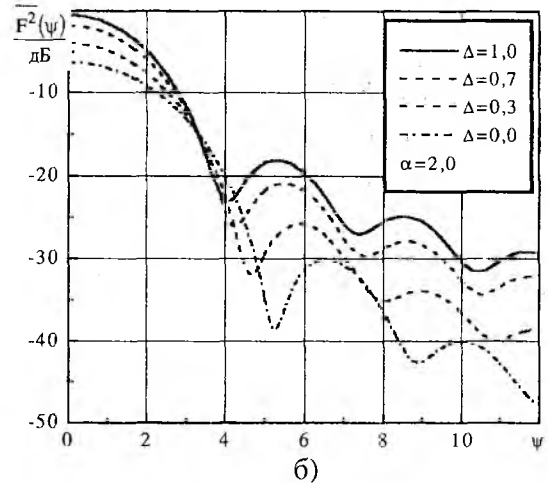
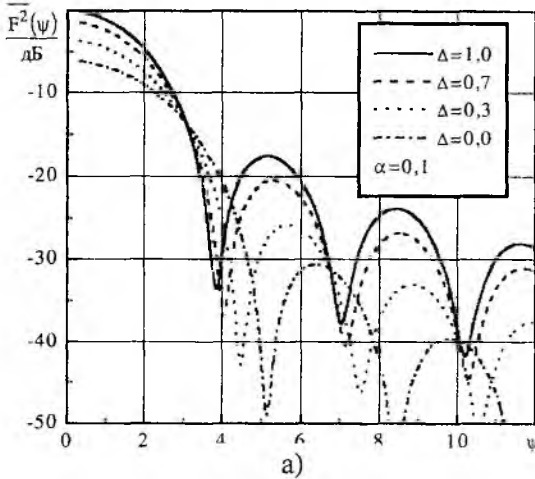


Рис. 3

среднюю ДН при различных величинах дисперсии. При всех видах квазидетерминированных фазовых ошибок уменьшение поля возбуждения на краю антенны приводит к уменьшению средней мощности, излучаемой в направлении главного максимума, к увеличению ширины главного лепестка средней ДН по мощности и снижению уровня боковых лепестков. Однако количественно указанные эффекты для ошибок различных типов проявляются по-разному и степень их проявления зависит от значения дисперсии ошибок.

Уровень средней ДН по мощности в направлении главного максимума

Аналитическую оценку влияния квазидетерминированных фазовых ошибок в случае неравномерного АР на уровень средней мощности, излучаемой в направлении главного максимума, наиболее просто провести в случае малых ошибок.

При малых α главные максимумы средней ДН по мощности описываются выражениями:

$$\overline{F^2}_{1,\max}(\Delta, \alpha) = \frac{(1+\Delta)^2}{4} \left\{ 1 - \alpha_{1,0} \frac{1}{(1+\Delta)^2} \left[1 - \frac{7}{6}(1-\Delta) + \frac{1}{3}(1-\Delta)^2 \right] \right\}, \quad (15)$$

$$\overline{F^2}_{2,\max}(\Delta, \alpha) = \frac{(1+\Delta)^2}{4} \left\{ 1 - \alpha_{2,0} \frac{1}{3(1+\Delta)^2} \left[\Delta + \frac{1}{6}(1-\Delta)^2 \right] \right\}, \quad (16)$$

$$\overline{F^2}_{3,\max}(\Delta, \alpha) = \frac{(1+\Delta)^2}{4} \left\{ 1 - \alpha_{3,0} \frac{5}{16(1+\Delta)^2} \left[1 - \frac{13}{10}(1-\Delta) + \frac{2}{5}(1-\Delta)^2 \right] \right\} \quad (17)$$

для линейных, квадратичных и кубических квазидетерминированных фазовых ошибок соответственно. Тогда для значений главных максимумов, отнесенных к их величине в отсутствие ошибок для значений Δ , равных нулю и единице, имеем:

$$\Delta = 1 \quad \frac{\overline{F^2}_{1,\max}(1, \alpha)}{F^2_{1,\max}(1, 0)} = 1 - \frac{\alpha_{1,0}}{4}, \quad \frac{\overline{F^2}_{2,\max}(1, \alpha)}{F^2_{2,\max}(1, 0)} = 1 - \frac{\alpha_{2,0}}{12}, \quad \frac{\overline{F^2}_{3,\max}(1, \alpha)}{F^2_{3,\max}(1, 0)} = 1 - \frac{\alpha_{3,0} \cdot 5}{64}. \quad (18)$$

$$\Delta = 0 \quad \frac{\overline{F^2}_{1,\max}(0, \alpha)}{F^2_{1,\max}(0, 0)} = 1 - \frac{\alpha_{1,0}}{6}, \quad \frac{\overline{F^2}_{2,\max}(0, \alpha)}{F^2_{2,\max}(0, 0)} = 1 - \frac{\alpha_{2,0}}{18}, \quad \frac{\overline{F^2}_{3,\max}(0, \alpha)}{F^2_{3,\max}(0, 0)} = 1 - \frac{\alpha_{3,0}}{32}. \quad (19)$$

Из (18) и (19) следует, что появление всех видов квазидетерминированных ошибок приводит к уменьшению уровня главного максимума средней ДН по мощности и чем больше α , тем больше это уменьшение. Эта зависимость сохраняется при любом спадающем амплитудном распределении. При этом, чем меньше возбуждающее поле на краю антенны, тем ошибки рассматриваемого вида влияют слабее. Значение главного максимума в наибольшей степени снижается при линейных ошибках, в наименьшей – при кубических. Следовательно, при спадающем амплитудном распределении отрицательное воздействие ошибок на значение главного максимума средней ДН по мощности, приводящее к уменьшению его по сравнению со случаем отсутствия ошибок, слабее, чем при равномерном.

Для количественной оценки влияния высоты пьедестала Δ на уровень главного максимума средней ДН при наличии фазовых квазидетерминированных ошибок достаточно рассмотреть соотношения для значений главных максимумов при $\Delta = 0$, отнесенных к их величине при равномерном амплитудном распределении ($\Delta = 1$):

$$\frac{\overline{F^2}_{1,\max}(0, \alpha)}{F^2_{1,\max}(1, \alpha)} = \frac{1}{4} \left(1 + \frac{\alpha_{1,0}}{12} \right), \quad \frac{\overline{F^2}_{2,\max}(0, \alpha)}{F^2_{2,\max}(1, \alpha)} = \frac{1}{4} \left(1 + \frac{\alpha_{2,0}}{36} \right), \quad \frac{\overline{F^2}_{3,\max}(0, \alpha)}{F^2_{3,\max}(1, \alpha)} = \frac{1}{4} \left(1 + \frac{3\alpha_{3,0}}{64} \right). \quad (20)$$

Видно, что и при наличии квазидетерминированных фазовых ошибок уменьшение Δ приводит к снижению уровня главного максимума средней ДН по мощности. Однако, присутствие ошибок ослабляет указанное влияние Δ и, чем больше α , тем это ослабление больше. Максимальное уменьшение $\overline{F^2}_{m,\max}$ за счет Δ будет при $\alpha = 0$, то есть в отсутствие ошибок.

Ширина средней диаграммы направленности

В отсутствие ошибок полуширина средней ДН по мощности на уровне 0,5 с учетом (14) может быть найдена из уравнения

$$\left(2 \frac{J_1(\psi)}{\psi} \right)^2 \left[1 - \frac{1-\Delta}{2} \cdot \left(1 - \frac{J_3(\psi)}{J_1(\psi)} \right) \right]^2 = 0,5. \quad (21)$$

Корень этого уравнения $\psi_{0,5}^{(0)}$ есть функция Δ . Величины $\psi_{0,5}^{(0)}$ для ряда значений Δ приведены в табл. 1, из которой следует, что с уменьшением пьедестала ширина ДН монотонно увеличивается.

Таблица 1

Δ	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1
$\psi_{0,5}^{(0)}$	1,994	1,908	1,843	1,793	1,753	1,720	1,692	1,668	1,648	1,631	1,616

При малых α с учетом (13) выражение для нормированной средней ДН приводится к виду:

$$\overline{F_{m,nor}^2}(\psi) = \frac{F^2(\psi) + \alpha_{m,0} \cdot f_m(\psi)}{F^2(0) + \alpha_{m,0} \cdot f_m(0)} \approx \frac{F^2(\psi)}{F^2(0)} + \alpha_{m,0} \left[\frac{f_m(\psi)}{F^2(0)} - \frac{F^2(\psi) \cdot f_m(0)}{F^2(0)^2} \right]. \quad (22)$$

Полагая, что появление ошибок с $\alpha \ll 1$ приводит к незначительному по сравнению с $\psi_{0.5}^{(0)}$ увеличению полуширины ДН $\Delta\psi$, а также принимая во внимание симметрию ДН, для относительной ширины средней ДН на уровне 0,5 по мощности с точностью до величин первого порядка малости по α можно получить следующее соотношение:

$$\frac{\psi_{0.5}^{(m)}}{\psi_{0.5}^{(0)}} = 1 + \alpha_{m,0} \frac{\psi_{0.5}^{(0)}}{16 J_2(\psi_{0.5}^{(0)}) J_1(\psi_{0.5}^{(0)})} \times \left[\frac{2 f_m(\psi_{0.5}^{(0)}) - f_m(0)}{B(\psi_{0.5}^{(0)}) - \frac{F_0^2(\psi_{0.5}^{(0)}) \psi_{0.5}^{(0)} A(\psi_{0.5}^{(0)})}{8 J_2(\psi_{0.5}^{(0)}) J_1(\psi_{0.5}^{(0)})} \left[\frac{(\Delta-1)^2}{2} \left(\frac{J_3(\psi_{0.5}^{(0)})}{J_1(\psi_{0.5}^{(0)})} - 1 \right) - (\Delta-1) \right]} \right], \quad (23)$$

где

$$A(\psi_{0.5}^{(0)}) = \frac{1}{J_1^2(\psi_{0.5}^{(0)})} \left\{ J_1(\psi_{0.5}^{(0)}) J_2(\psi_{0.5}^{(0)}) + J_2(\psi_{0.5}^{(0)}) J_3(\psi_{0.5}^{(0)}) - \frac{4}{\Psi_{0.5}^{(0)}} \cdot J_1(\psi_{0.5}^{(0)}) J_3(\psi_{0.5}^{(0)}) \right\};$$

$$B(\psi) = \frac{4 + (\Delta-1)^2}{4} + \frac{(\Delta-1)^2}{4} \cdot \left(\frac{J_3^2(\psi)}{J_1^2(\psi)} - \frac{2 \cdot J_3(\psi)}{J_1(\psi)} \right) + (\Delta-1) \cdot \left(1 - \frac{J_3(\psi)}{J_1(\psi)} \right).$$

Формула (23) пригодна для расчета относительной ширины средней ДН по уровню 0,5 при дисперсиях $\alpha_{m,0} \leq 2,0$. Ошибка при этом не превышает 5 %. В случае больших α

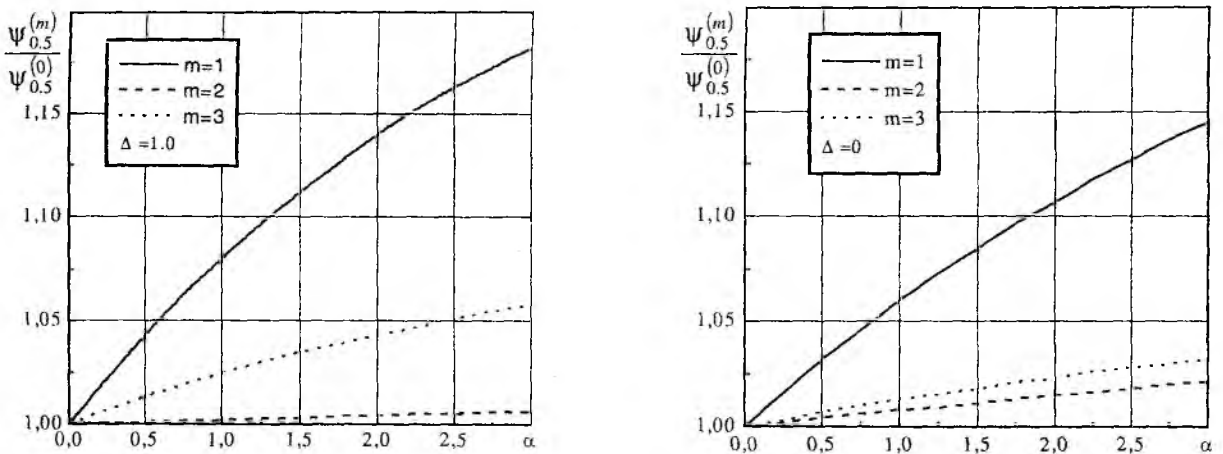


Рис. 4

расчеты нужно проводить на основании точных выражений для средней ДН (6) – (12). Результаты расчетов показаны на рис. 4а для $\Delta = 1,0$ и рис. 4б для $\Delta = 0$. Из (28) и рис. 4 следует, что увеличение дисперсии квазидетерминированных ошибок приводит к расширению главного лепестка средней ДН по мощности при любой высоте пьедестала. Для линейных и кубических ошибок это расширение монотонно уменьшается с уменьшением поля на краю антенны. В случае квадратичных ошибок с уменьшением высоты пьедестала расширение увеличивается. Последнее означает, что при квадратичных ошибках их воздействие на ширину ДН увеличивается с уменьшением поля возбуждения на краю антенны.

Экстремумы средней диаграммы направленности

Провести аналитическое исследование влияния неравномерности АР на экстремумы средней ДН при наличии фазовых ошибок затруднительно из-за сложности выражений для средней ДН. Поэтому исследования были проведены численно. Основное внимание при этом уделялось уровню боковых лепестков, ближайших к главному.

Для линейных и кубических квазидетерминированных ошибок степень влияния высоты пьедестала на уровень боковых лепестков практически не зависит от значения дисперсии α и снижение УБЛ в количественном отношении почти такое же, как и в отсутствие ошибок (рис. 1, 3). При этом от значения $\alpha_{1,0}$ не зависит также и сам уровень боковых лепестков, до тех пор пока они еще явно выражены.

В случае квадратичных ошибок влияние уменьшения Δ на снижение УБЛ ослабевает с ростом дисперсии $\alpha_{2,0}$. Это хорошо видно из рис. 5, на котором приведены зависимости уровня первого бокового лепестка от высоты пьедестала при линейных квазидетерминированных ошибках. Так, если при $\alpha_{2,0} = 0$ максимальное уменьшение уровня первого бокового лепестка равно -7 дБ, то при $\alpha_{2,0} = 2,0$ уже $-4,7$ дБ.

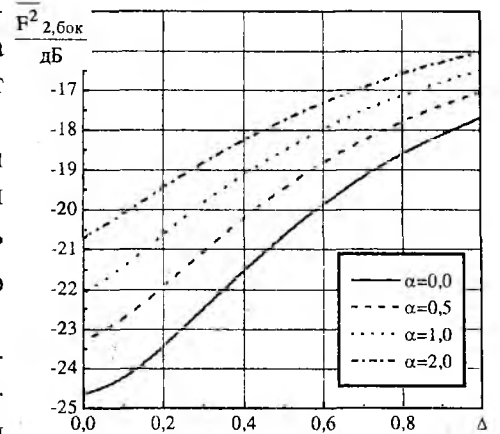


Рис. 5

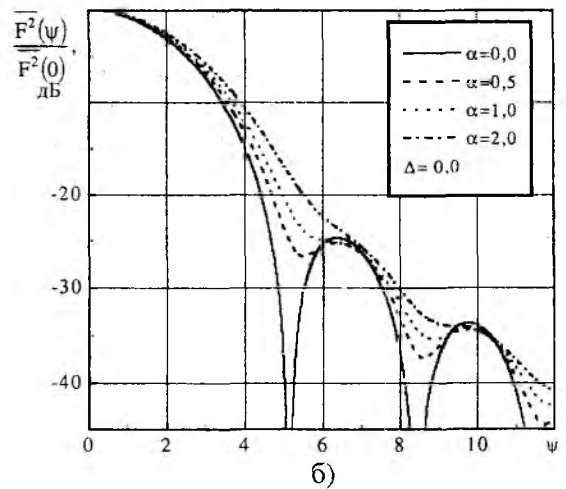
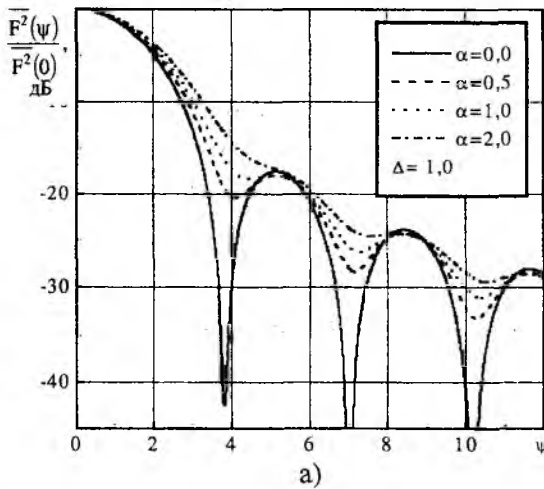


Рис. 6

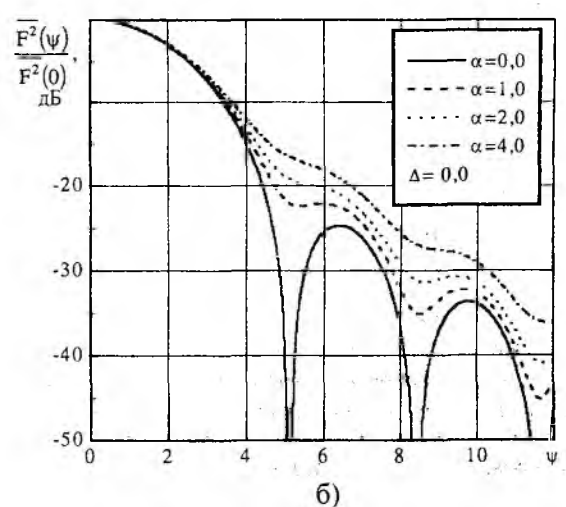
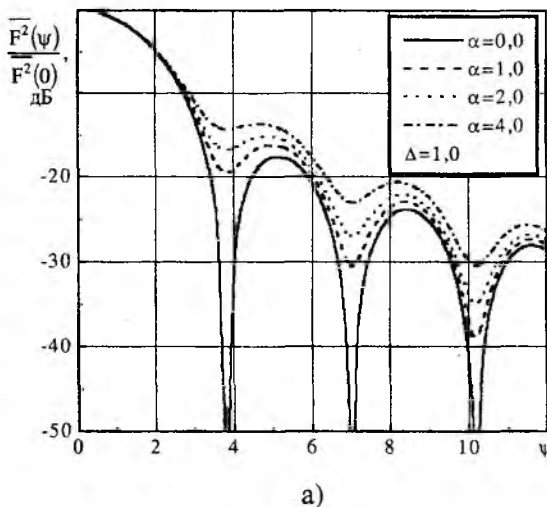


Рис. 7

При изучении изменений средней ДН в области боковых лепестков с ростом $\alpha_{m,0}$ при фиксированном Δ оказалось, что для ошибок различных типов эти изменения будут различными.

При линейных ошибках рост $\alpha_{1,0}$ вначале ведёт к заполнению нулей ДН при практически неизменном уровне боковых лепестков, а затем к их исчезновению вообще, начиная последовательно с первого (рис. 6). Так при $\alpha_{1,0} \approx 2,2$ исчезает первый, при $\alpha_{1,0} \approx 2,5$ – второй и при $\alpha_{1,0} \approx 2,75$ – третий боковой лепесток.

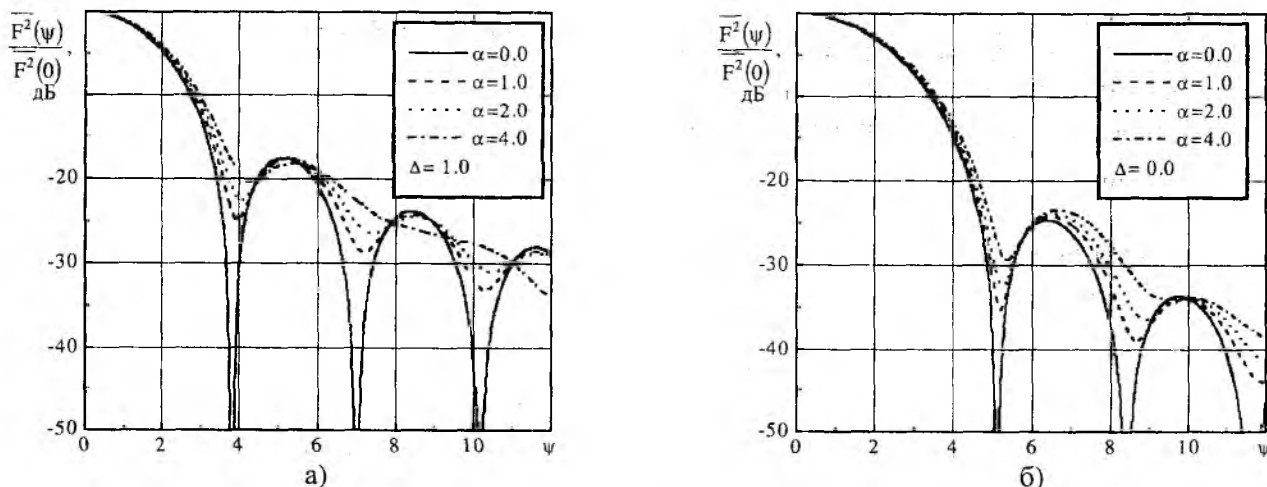


Рис. 8

В случае квадратичных ошибок увеличение $\alpha_{2,0}$ одновременно с заполнением нулей приводит к росту уровня боковых лепестков и их почти одновременное исчезновение происходит при существенно больших (примерно в 2-3 раза) значениях дисперсии (рис. 7), чем при линейных ошибках. С уменьшением Δ это «критическое» значение $\alpha_{2,0}$ уменьшается, то есть для меньших Δ боковые лепестки поглощаются при меньших значениях дисперсии. Так для $\Delta = 1$ (рис. 7а) лепестковая структура ДН еще сохраняется даже при $\alpha_{2,0} = 4,0$, а для $\Delta = 0,0$ (рис. 7б) она слабо выражена уже при $\alpha_{2,0} = 2,0$ и полностью отсутствует при $\alpha_{2,0} = 4,0$. Следовательно, при спадающем распределении влияние квадратичных ошибок на уровень боковых лепестков сильнее, чем при равномерном.

При кубических ошибках с ростом $\alpha_{3,0}$ одновременно с заполнением нулей наблюдается некоторый рост первого бокового лепестка, который становится более заметным с уменьшением Δ , и затем происходит поглощение им второго и т.д. лепестков (рис. 8).

Таким образом при наличии квазидетерминированных фазовых ошибок использование спадающего АР остается эффективным средством снижения УБЛ средней ДН по мощности. Это касается в первую очередь случаев, когда имеются линейные или кубические ошибки и когда УБЛ снижается практически до той же величины, как и в их отсутствие. При квадратичных ошибках также имеет место снижение УБЛ по сравнению с равномерным АР, однако за счет ошибок это снижение на 2-3 дБ меньше по сравнению со случаем, когда они отсутствуют.

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

**ПРИБЛИЖЕННАЯ МОДЕЛЬ РАСЧЕТА КПД ВЫПРЯМЛЕНИЯ
КРУПНОАПЕРТУРНЫХ РЕКТЕНН**

Ранее в работах [1, 2] модели расчета КПД выпрямления ректенн уже рассматривались. Однако они не пригодны для случая сантиметровых и миллиметровых волн, так как в этих диапазонах сильное влияние на параметры ректенн оказывают паразитные элементы диодов Шоттки. Разработка модели расчета КПД выпрямления ректенн с учетом этого влияния и составляет цель данной работы.

Ректенны микроволнового диапазона представляют собой крупноапертурные периодические антенны с нелинейными элементами (АНЭ), что позволяет при их расчете применить приближение бесконечной решетки [3].

Эквивалентная схема одной ячейки Флоке ректенны показана на рис. 1 а. Здесь излучатель ячейки представлен в виде эквивалентной ЭДС холостого хода e_{xx} , наведенной полем падающей волны в точке питания, и внутренним сопротивлением $Z_a=R_a+X_a$, равным входному сопротивлению излучателя. Другие элементы схемы обозначены так: C_k, L_k, R_{Π} – паразитные емкость, индуктивность и сопротивление потерь диода; R_n – сопротивление нагрузки.

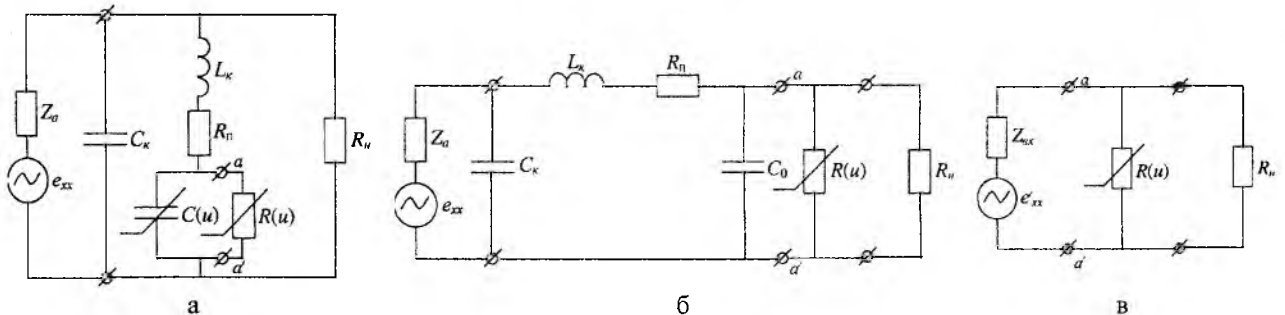


Рис. 1

Нелинейные свойства диода в общем случае определяются параллельным соединением нелинейного сопротивления [4]

$$i(u) = \begin{cases} I_S (e^{\alpha u} - 1), & \text{при } u \leq U_{\delta} \\ D(u - U_{\delta}) + I_S (e^{\alpha u} - 1), & \text{при } u > U_{\delta} \end{cases} \quad (1)$$

и нелинейной емкости $C(u)$, равной

$$C(u) = \begin{cases} \frac{C_0}{\left(1 - \frac{u}{\varphi_k}\right)^{\nu}}, & \text{при } u \leq U_{\max} \\ C_{\max} \{k(u - U_{\max}) + 1\}, & \text{при } u > U_{\max}. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь

$$U_{\max} = \varphi_k \left\{ 1 - \exp \left[\frac{1}{\nu} \ln \left(\frac{C_0}{C_{\max}} \right) \right] \right\}, \quad k = \frac{\nu C_0}{\varphi_k C_{\max} \left(1 - \frac{U_{\max}}{\varphi_k} \right)^{1+\nu}},$$

u – напряжение входного воздействия; I_s – ток насыщения; α – постоянный коэффициент; D – параметр, выбираемый эмпирическим путем из условия улучшения сходимости итерационного процесса; C_0 – емкость диода при $u = 0$; C_{\max} – емкость диода при $u = U_{\max}$; U_{\max} – напряжение, определяемое из условия $(\phi_k - U_{\max})/U_{\max} \ll 1 \neq 0$; ϕ_k – контактная разность потенциалов; $\nu = 0,5$.

В начале проектирования величины R_{ex} , а, следовательно, и R_n неизвестны, так как неизвестны геометрические размеры излучателя, обеспечивающие резонанс во входной цепи диода. Задачи поиска нужных геометрических размеров излучателей в составе решетки решаются пока трудоемким методом перебора. При этом для контроля резонанса удобно величины Z_a , e_{xx} , и Z_{ex} определять в едином цикле вычислений. Строгие методы расчета нелинейного режима в этом случае применять нельзя, так как $C(u)$ зависит от неизвестного уровня возбуждения, а неизвестное сопротивление R_n подключено к паразитной индуктивности.

В связи с этим предполагается проектирование ректенн на первоначальном этапе проводить с применением следующей приближенной модели диода.

Введем два приближения: $C(u) = C_0$ и $R_{\Pi} \ll R(f_1)$, где $R(f_1)$ – усредненное сопротивление диода на первой гармонике. Тогда эквивалентную схему 1 а можно представить в виде показанном на рис. 1 б. Данное представление позволяет сложную нелинейную задачу проектирования ректенн разбить на две более простые. Одна из них – это задача пересчета параметров антенны Z_a , e_{xx} к клеммам a - a' по формулам:

$$Z_{ex} = \left(\frac{Z_a \frac{1}{j\omega C_K}}{Z_a + \frac{1}{j\omega C_K}} + j\omega L_K + R_{\Pi} \right) \frac{1}{j\omega C_0} \Bigg/ \left(\frac{Z_a \frac{1}{j\omega C_K}}{Z_a + \frac{1}{j\omega C_K}} + j\omega L_K + R_{\Pi} + \frac{1}{j\omega C_0} \right) = R_{ex} + jX_{ex}, \quad (3)$$

$$e'_{xx} = e_{xx} \frac{1}{j\omega C_0} \Bigg/ \left(\frac{1}{j\omega C_K} - \left(Z_a + \frac{1}{j\omega C_K} \right) \left(\frac{1}{j\omega C_K} + j\omega L_K + R_{\Pi} + \frac{1}{j\omega C_0} \right) \right) \frac{1}{j\omega C_K}. \quad (4)$$

В результате эквивалентная схема сводится к рис. 1 в.

Такой подход дает право, дополнив известные программы расчета величины Z_a излучателей (см. например, [5]), вычислениями по формулам (3), (4), находить методом перебора такие геометрические размеры антенны, при которых $Z_{ex} = R_{ex}$. Одновременно находится и КПД цепи η_1 .

Вторая задача – это расчет КПД выпрямления η_2 диода при $R_n = 2R_{ex}$ и определение результирующего КПД выпрямления ректенны $\eta_e = \eta_1 \eta_2$.

Описанный подход был применен для оценки максимально достижимых КПД выпрямления ректенн сантиметрового и миллиметрового диапазонов в которых использовался современный диод Шоттки с параметрами [6]: предельно допустимая входная мощность $P_{\max} = 0,1$ Вт; $I_s = 5,24 \cdot 10^{-12}$ А; $\alpha = 30$ В⁻¹; $C_K = 0,1 \cdot 10^{-12}$ Ф; $L_K = 0,1 \cdot 10^{-9}$ Гн; $C_0 = 0,13 \cdot 10^{-12}$ Ф; $R_{\Pi} = 4,85$ Ом.

Задача решалась таким образом. Вначале вычислялись значения η_2 при $P_{ex} = P_{\max}$, $R_n = 2R_{ex}$ и $R_{ex} = \text{var}$ (рис. 2, кривая 1). Затем, полагая, что $X_{ex} = 0$ и $R_{ex} = \text{const}$, из (3) находились значения Z_a , соответствующие определенным значениям R_{ex} . Результаты этих расчетов на частотах 12 ГГц, 23 ГГц и 43 ГГц представлены на рис. 3 а, б, в, соответственно

(кривая 1 описывает активное сопротивление антенны R_a , а кривая 2 – реактивное X_a) и могут служить ориентирами при выборе типа излучателя ректенны.

Значения КПД цепи η_1 , соответствующие рассчитанным величинам Z_a , приведены на рис. 2 (кривая 2 соответствует рабочей частоте 12 ГГц, кривая 3 – 23 ГГц, кривая 4 – 43 ГГц). Итоговые зависимости КПД выпрямления от R_{ex} отражены на рис. 4 (кривая 1 соответствует рабочей частоте 12 ГГц, кривая 2 – 23 ГГц, кривая 3 – 43 ГГц).

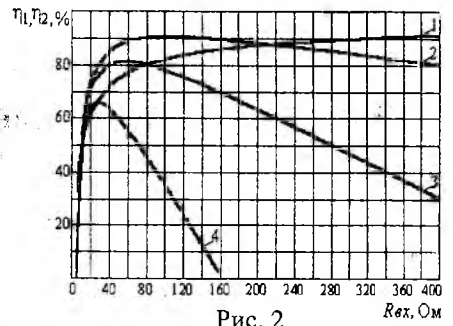


Рис. 2

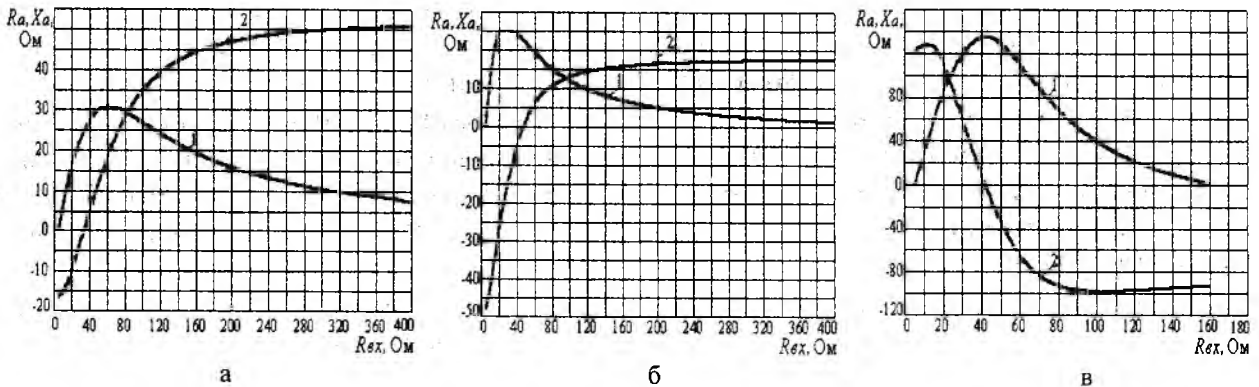


Рис.3

Из полученных результатов можно сделать следующие выводы. С ростом величины R_{ex} растет и КПД выпрямления диода η_2 , а зависимости $\eta_1(R_{ex})$ имеют максимум (рис. 2).

Ход кривых $\eta_1(R_{ex})$ и предопределяет характер изменения результирующего КПД (рис. 4). С ростом частоты максимумы величины η_6 смещаются в сторону меньших R_{ex} , а значения их уменьшаются до величины 45 % на частоте 43 ГГц.

Достоверность предложенной приближенной модели частично подтверждается сравнением данных теоретических исследований и эксперимента, опубликованных в [6].

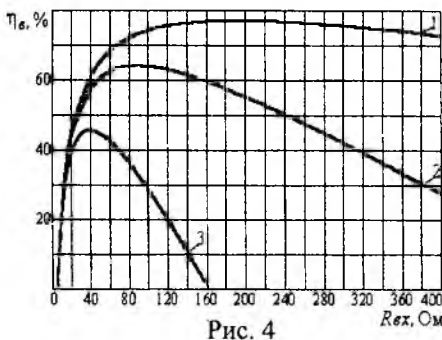


Рис. 4

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. Shifrin Y.S., Shokalo V.M., Konovaltsev A.A. Ways of increase of rectenna efficiency/ 46-th international Astronautical Congress, Oslo, Norway. 1995. 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. Лучанинов А.И., Коновальцев А.А., Омаров М.А. Расчет динамических характеристик ректенн с учетом влияния нелинейной емкости выпрямительных диодов // Вестник Харьк. гос. ун. 1999. С. 59-61. 5 Лучанинов А.И., Коновальцев А.А., Лучанинов Ю.А., Омаров М.А., Шокало В.М. Алгоритм анализа эквидистантной решетки ленточных микрополосковых излучателей произвольной геометрии, адаптированный к расчету крупноапертурных антенн с нелинейными элементами. 3. Особенности численной реализации алгоритма // Радиотехника. 2001. Вып. 119. С. 199-210. 6. Tae-Whan Yoo, Kai Chang Theoretical and experimental development of 10 and 35 GHz Rectennas // IEEE Transactions on microwave theory and techniques. Vol. 40, NO. 6. June 1992.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 11.10.2002

В. В. ЖИРНОВ, канд. техн. наук, В. И. СТРЕЛЬЧЕНКО, Л. З. САХНОВСКАЯ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ ОТРАЖЕНИЙ ОТ ЛОКАЛЬНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ АТМОСФЕРЫ

В зоне обнаружения современной РЛС обзора воздушного пространства при наличии в ней локальных неоднородностей атмосферы за счет неоднородного нагрева подстилающей поверхности земли может наблюдаться большое количество, до нескольких тысяч, дискретных отметок отражений (ДОО). Сложность обнаружения отметок ДОО в подобных условиях усугубляется тем, что отметки такого рода целеподобны, то есть имеют радиолокационные характеристики, сопоставимые с отметками от движущихся воздушных объектов [1-5]. Одной из радикальных мер решения проблемы является более полное использование возможностей обработки радиолокационной информации. Возникает необходимость развития методов обработки, адаптированных к изменениям внешних сигнальных и мешающих условий, обладающих различного рода нестационарностью. Поэтому актуальны рассматриваемые здесь вопросы экспериментальных исследований характеристик сигналов нестационарных отражений от локальных неоднородностей атмосферы, иногда называемых отражениями типа «ангел-эхо».

Отражения типа «ангел-эхо» (АЭ) или ДОО известны уже длительное время. В ряде работ [1, 2, 5] были предприняты попытки объяснения их происхождения. Анализ теоретических работ и экспериментальных исследований позволяет утверждать, что природа АЭ может быть различной. Наиболее вероятными источниками этих отражений могут быть локализованные в тропосфере неоднородности атмосферы. Особенностью подобных отражений является их дискретный пространственно-временной характер, проявляющийся в наличии в отдельных или нескольких ячейках разрешения коротко- и достаточно долгоживущих (от 0,1 с. до нескольких десятков секунд) всплесков радиолокационных сигналов. Возникновение таких всплесков связывают с отражениями от турбулентно перемешивающихся неоднородностей атмосферы и их переотражениями от неоднородностей подстилающей поверхности земли и водной поверхности.

При малых углах скольжения ($\Psi \leq 4^\circ$), что является характерным при наблюдении низколетящих воздушных объектов, отраженный неоднородной средой сигнал имеет ряд особенностей. На малых дальностях (менее 10 км), помимо непрерывного «шумового» (фонового) отражения, наблюдаются всплески, превышающие средний уровень сигнала на 10...15 дБ. [2, 5]. С увеличением дальности отраженный сигнал приобретает ярко выраженный импульсный (дискретный) характер.

Существует гипотеза [2, 5], что статистики подобных радиолокационных отражений от приземной и приводной сред при малых углах скольжения и высоком разрешении РЛС наилучшим образом аппроксимируются либо распределением Вейбулла:

$$P(x) = \frac{\eta}{\sigma} \left[\frac{x}{\sigma} \right]^{\eta-1} \cdot e^{-\left[\frac{x}{\sigma} \right]^\eta},$$

где η и σ - параметры распределения, либо логарифмически- нормальным распределением:

$$P(x) = \frac{1}{x\sigma_z \sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{[\ln(x) - M_z]^2}{2\sigma_z^2}},$$

где M_z и σ_z^2 – среднее и дисперсия величины $\ln(x)$ соответственно. Отмечается, что с уменьшением углов скольжения статистику огибающей более адекватно описывает логарифмически- нормальное распределение.

рифмически-нормальное распределение. Отраженный от приводной поверхности сигнал имеет в себе как бы две независимые составляющие - шумовую (фоновые отражения) и дискретную (всплески). Проявлением такого подхода является аппроксимация распределения мгновенных значений отраженного от морской поверхности сигнала составным нормальным распределением, а распределения огибающей, соответственно, составным релеевским. При этом соотношение дисперсий компонент (дискретной к шумовой) может достигать $k = 10 \dots 20$, а вес дискретной компоненты может доходить до 0,1.

Экспериментальные исследования радиолокационных отражений от локальных неоднородностей атмосферы за счет тепловых и других выделений и выбросов проводились на РЛС обзора воздушного пространства серийного производства 5Н87 и 22Ж6 (10-и сантиметровой диапозона волн) со следующими характеристиками (табл.):

Т а б л и ц а

Тип РЛС	τ_u , мкс	F_n , гц	ω_β , об/мин	$\Delta\beta$, угл.гр	$\Delta\epsilon$, угл.гр
5Н87	4,7	365	6	1	cos ϵ
22Ж6	1,33; 2,66; 5,32; 10,64	365	6	1	На прием-8 лучей (нижние- 2,9 ⁰ , 3,0 ⁰)

Здесь τ_u -длительность зондирующего импульса РЛС; F_n – частота повторения импульса зондирования; ω_β – скорость вращения антенны РЛС; $\Delta\beta$, $\Delta\epsilon$ – диаграммы направленности антенны по азимуту и углу места соответственно.

Запись радиолокационной информации на кассету видеоманитофона осуществлялась с использованием устройства формирования и хранения изображения радиолокационной обстановки в буферном запоминающем устройстве (БЗУ). В дальнейшем сформированная в БЗУ в координатах азимут-дальность цифровая матрица амплитуд сигнала отражений опрашивалась в телевизионном стандарте и подавалась в аналоговом виде на видеоманитонфон. Формируемый в БЗУ массив данных представляет собой прямоугольный растр размером $N \times M$ элементов. В дальнейшем будем полагать, что запоминание элементов раstra производится в прямой растровой последовательности слева направо и сверху вниз, напоминающей телевизионный растр, ось X (азимут) - направлена вправо по краю раstra, а ось Y (дальность) - направлена вниз.

Анализ теоретических работ и экспериментальных исследований, проведенных с участием авторов, позволяет утверждать, что наиболее вероятными источниками радиолокационных отражений типа «ангел-эхо» являются локализованные диэлектрические неоднородности, формирующиеся в тропосфере.

Поэтому место, время и условия проведения экспериментальных исследований радиолокационных отражений типа «ангел-эхо» (АЭ) подобраны с учетом возможностей появления локализованных диэлектрических неоднородностей атмосферы над сушей и морем.

В зависимости от физических условий могут возникать и развиваться две разновидности интересующих нас атмосферных неоднородностей.

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

- отражения типа АЭ наиболее интенсивны при высоком нагреве подстилающей поверхности, которая имеет локальные области с разной степенью нагрева и водбемы малой площади (например, местность в районах Приазовской или Причерноморской степей в весенне-летний период);

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

Вторая модель формирования и развития атмосферных неоднородностей характерна для мест послеливневых дождей при температурах окружающей среды до $+30^{\circ}\text{C}$ и при низкой относительной влажности. При этом возникают так называемые паротемпературные линзы со значительной влажностью $l \gg l_{\text{окр.}}$ и низкой температурой $T \ll T_{\text{окр.}}$. Источниками таких линз могут быть различного рода водоемы или места скопления влаги на поверхности земли, как естественного, так и искусственного происхождения.

Снимаемые с выхода амплитудного детектора обзорной РЛС сантиметрового диапазона отраженные сигналы записывались на магнитные носители с помощью видеоманитофона. Эксперимент проводился в районах Приморской степи в режимах РЛС кругового обзора и с остановленной антенной. Продолжительность записи на магнитный носитель около 3-х часов.

Регистрировались плотности отметок АЭ в трех дальностных зонах: 1-я – 0...50 км, 2-я – 50...100 км, 3-я – 100...150 км и в трех азимутальных зонах: 1-я – $0...45^{\circ}$, 2-я – $45^{\circ}...90^{\circ}$, 3-я – $90^{\circ}...120^{\circ}$ (см. рис. 1). В каждом выделенном стробе зоны (например, $\Delta D = 0...50$ км и $\Delta \beta = 0...45^{\circ}$) проводился счет отметок МО. Эксперимент в каждой зоне проводился 15-20 раз.

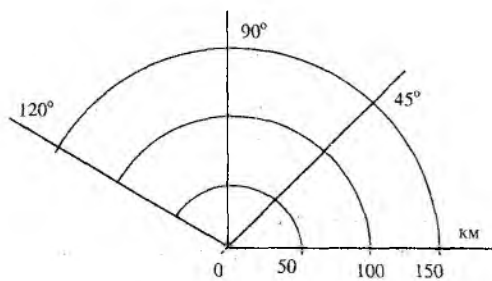


Рис. 1

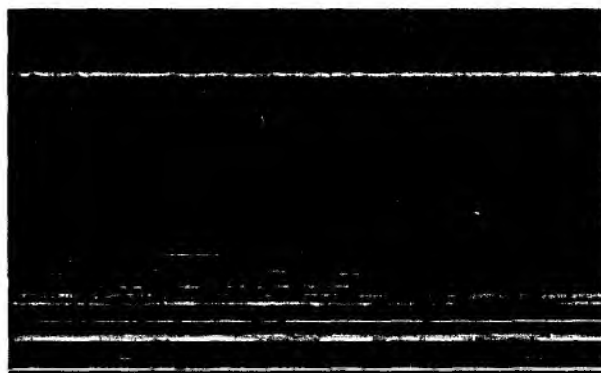
Записи реальных сигналов осуществлялись при следующих условиях и режимах работы РЛС кругового обзора: фиксированный обзор с остановленной антенной в характерных направлениях пространства; в степном и прилегающем к морю районах; время суток – вечернее, ночное, утреннее; климатические условия (летом и осенью)-умеренно теплая погода при низкой влажности с температурой воздуха $20 - 30^{\circ}\text{C}$, а также после ливневых дождей при высокой влажности и температуре окружающей

среды до 30°C .

На рис. 2 приведены возможные варианты изображений экрана индикатора РЛС в координатах азимут-дальность в секторе обзора $\Delta \beta = 150...270^{\circ}$ в сентябре при ясной погоде, температуре $+20^{\circ}\text{C}$ в 11-00, при масштабе дальности 200 км (рис.2 а – в режиме кругового обзора, рис.2 б – в режиме с остановленной антенной, азимутальное направление – 170°). Начало координат – левая нижняя точка изображения. Изображение, полученное в режиме с остановленной антенной, задано в координатах дальность–время (время полного обновления изображения – 10 с), то есть при фиксированной дальности изображение определяется флуктуациями сигнала от одного элемента разрешения.



а)



б)

Рис. 2

На рис. 3 показана зависимость отраженного сигнала A от азимута $\Delta \beta$ в режима кругового обзора (см. рис. 2а) в кольце дальности 40 км.

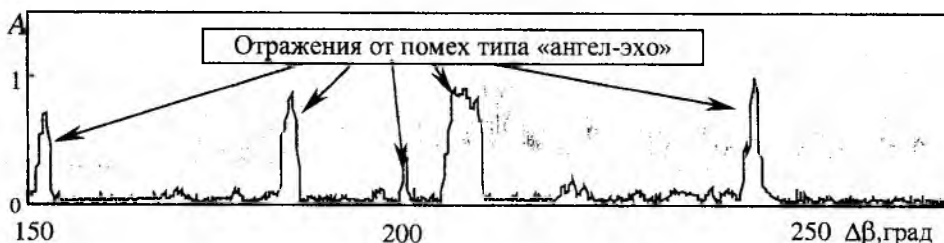


Рис. 3

В состав установки оцифровки и ввода в ПЭВМ экспериментальных данных радиолокационных сигналов входили: устройство для воспроизведения видеозаписи экспериментальных данных радиолокационных сигналов с магнитного носителя в телевизионном стандарте (видеомагнитофон); устройство оцифровки, ввода в ПЭВМ и регистрации радиолокационного сигнала; персональный компьютер типа Pentium-160 или лучше.

Для сопряжения устройства воспроизведения видеозаписи экспериментальных данных радиолокационных сигналов с персональным компьютером использовался серийная плата TV-тюнера ATI M-230 с разработанным программным обеспечением, в состав которого входят драйверы поддержки работы монитора и пакет, обеспечивающий работу компьютера в режиме TV-тюнера [6, 7].

Отображаемые изображения в окне записывались на жесткий диск в одном из форматов, используемых для хранения растровых графических изображений (например: BMP, PCX, TIF, GIF и т. д.). Нами выбран файловый формат BMP по причине удобства представления и работы с элементами изображения. Формат BMP является широко используемым для систем DOS и Windows и поддерживается многими приложениями.

Расшифровка и обработка последовательности радиолокационных изображений, записанных на винчестере, оптическом (CD) или магнитном дисках можно производить всеми доступными средствами, реализованными на любом языке программирования, например, C++, Паскаль, Бейсик или на Ассемблере. При проведении поисковых и исследовательских вычислительных работ, когда время выполнения расчетов с использованием программного продукта не играет большого значения, из-за вычислительной гибкости программ, простоты представления исходных данных и программной реализации вычислительных алгоритмов удобно использовать универсальные вычислительные средства системных приложений MathLab или MathCad, имеющие средства ввода/вывода изображений различных форматов представления, развитую систему программной поддержки вычислительных алгоритмов линейной алгебры, численного решения не только линейных, но и трансцендентных уравнений и так далее.

На рис. 4а и 4б в качестве примера расшифровки и обработки экспериментальных данных приведены графики зависимостей амплитуд A отражений типа «ангел-эхо» от времени, а также гистограммы (частоты появления p) амплитуд в режиме остановленной антенны РЛС (см. рис. 2б) на дальности 36 км при длине выборки – 800 дискрет.

Таким образом, приведенная методика и устройство регистрации и упаковки радиолокационных отражений от локальных неоднородностей атмосферы в телевизионном стандарте позволяют, используя серийное устройство оцифровки и ввода в ПЭВМ (видеоадаптер), получить большие объемы радиолокационной информации, оперативно и с большой достоверностью расшифровать и провести цифровую статистическую обработку.

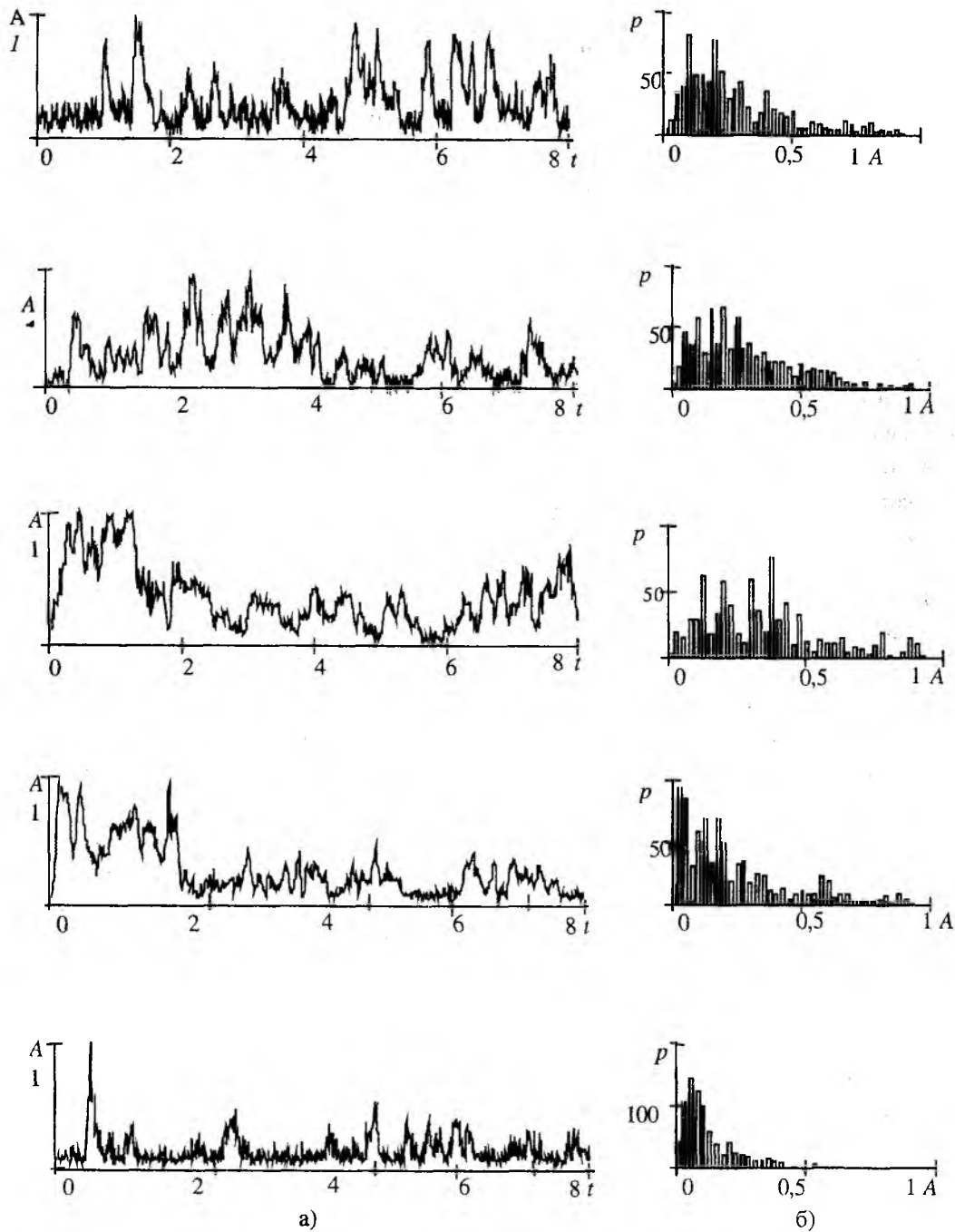


Рис. 4

Список литературы: 1. Черников А.А. Радиолокационные отражения от ясного неба. – Л.: Гидрометиздат, 1979. 126 с. 2. Дохов А.И., Жирнов В.В., Сахновская Л.З. Возможные причины и источники радиолокационных мешающих отражений типа «ангел-эхо» // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 104. С. 102 – 111. 3. Принципы защиты радиопеленгаторов условиях воздействия мешающих отражений типа «ангел – эхо» / А.И. Дохов, В.В. Жирнов, С.Н. Матюшенко, Л.З. Сахновская // Там же. С. 112 – 119. 4. Жирнов В.В., Литвинов В.В. Проблема «ангел-эхо» и цифровые картинные технологии обработки радиолокационных сигналов и информации // Сб. докл. 4-й Междунар. науч.-техн. конфер. «Радиолокация, навигация, связь». Воронеж, 1998. Т. 2, С. 795–800. 5. Кулемин Г.П., Разказовский В.Б. Рассеяние миллиметровых радиоволн поверхностью Земли под малыми углами. Киев: Наукова думка. 1987. 6. M230. User's Manual. Tekram. 7. Айден К., Колесниченко О. и др. Аппаратные средства РС. С-П. 1998. 608 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 10.06.2002

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ВХОДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ С СОСРЕДОТОЧЕННЫМИ РЕАКТИВНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

Одним из важных направлений исследований и разработки излучающих систем является статистическая теория антенн [1]. В ней в основном изучаются внешние характеристики антенн при условии, что распределение тока или поля на самих излучателях являются случайными величинами. Однако в литературе недостаточно внимания уделено статистике внутренних параметров линейных излучающих систем с импедансными элементами таких, как входные сопротивления и связанных с ними коэффициентов стоячей волны напряжения (K_c) и полосы пропускания излучателей ($2\Delta f/f_0$ по определенному уровню K_c). Такая информация часто требуется при исследовании и разработке радиотехнических характеристик электрически коротких и широкополосных линейных излучающих систем с сосредоточенными индуктивными или емкостными импедансными элементами, параметры которых существенно зависят от точности изготовления, изменения температуры окружающей среды и других факторов. Как известно, K_c выражается через активную (R_{gx}) и реактивную (X_{gx}) составляющие входного сопротивления на данной частоте следующим образом [2]:

$$K_c = \left\{ 1 + \sqrt{1 - 4R_{gx}^H / \left[(1 + R_{gx}^H)^2 + X_{gx}^H{}^2 \right]} \right\} / \left\{ 1 - \sqrt{1 - 4R_{gx}^H / \left[(1 + R_{gx}^H)^2 + X_{gx}^H{}^2 \right]} \right\}, \quad (1)$$

где R_{gx}^H , X_{gx}^H – нормированные по волновому сопротивлению питающего тракта (W_{mp}) составляющие входного сопротивления излучающей системы.

В свою очередь составляющие R_{gx}^H и X_{gx}^H являются функциями значений геометрических параметров излучающей системы длины проводника излучателя и его радиуса (d, r_a), включенных в нее импедансов (Z) и координат их включения (h_z), рабочей частоты (f_p) возбуждающего источника U , волнового сопротивления W_{mp} и др. Эти зависимости представим в виде:

$$R_{gx}^H = R(x_1, x_2, \dots, x_n) = R(x_i), \quad i = 1, 2, \dots, n; \quad X_{gx}^H = X(x_1, x_2, \dots, x_n) = X(x_i), \quad i = 1, 2, \dots, n, \quad (2)$$

где, например, $x_1 = Z$; $x_2 = h_z$; $x_3 = f_p$; $x_4 = W_{mp}$; $x_5 = d$; $x_6 = r_a$.

Учитывая, что R_{gx}^H , X_{gx}^H , x_i случайные величины, и не принимая во внимание систематические составляющие погрешностей значений R_{gx}^H , X_{gx}^H и параметров x_i , которые можно определить и заранее устранить, рассматриваем выражения (2) с учетом только случайных погрешностей (Δ_i), оценке которых уделим основное внимание.

Разложим (2) в ряд Тейлора вблизи средних значений x_i или их математических ожиданий [3]:

$$R_{gx}^H + \Delta_{R_{gx}^H} = R(x_i) + \sum_{i=1}^n \frac{\partial R_{gx}^H}{\partial x_i} \Delta_i + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \frac{\partial^2 R_{gx}^H}{\partial x_i^2} \Delta_i^2 + \dots;$$

$$X_{ex}^H + \Delta_{X_{ex}^H} = X(x_i) + \sum_{i=1}^n \frac{\partial X_{ex}^H}{\partial x_i} \Delta_i + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \frac{\partial^2 X_{ex}^H}{\partial x_i^2} \Delta_i^2 + \dots \quad (3)$$

При условии, что случайные погрешности Δ_i малы по сравнению с величинами x_i пренебрегаем слагаемыми, содержащими степени Δ_i выше первой, и, вычитая (2) из (3), получим приближенные значения случайных погрешностей в виде:

$$\Delta_{R_{ex}^H} = \sum_{i=1}^n \frac{\partial R_{ex}^H}{\partial x_i} \Delta_i; \quad \Delta_{X_{ex}^H} = \sum_{i=1}^n \frac{\partial X_{ex}^H}{\partial x_i} \Delta_i. \quad (4)$$

Возводя в квадрат обе части (4) и учитывая отсутствие корреляции между параметрами x_i , определяем дисперсии составляющих R_{ex}^H и X_{ex}^H следующим образом:

$$\sigma^2(R_{ex}^H) = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial R_{ex}^H}{\partial x_i} \right)^2 \sigma^2(x_i); \quad \sigma^2(X_{ex}^H) = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial X_{ex}^H}{\partial x_i} \right)^2 \sigma^2(x_i). \quad (5)$$

При известных дисперсиях (5) определяем дисперсию K_c , рассуждая аналогично, как и при выводе выражений (5) при условии, что случайные погрешности $\Delta_{R_{ex}^H}$ и $\Delta_{X_{ex}^H}$ малы по сравнению со значениями соответствующих составляющих R_{ex}^H и X_{ex}^H :

$$\sigma^2(K_c) = \left(\frac{\partial K_c}{\partial R_{ex}^H} \right)^2 \cdot \sigma^2(R_{ex}^H) + \left(\frac{\partial K_c}{\partial X_{ex}^H} \right)^2 \cdot \sigma^2(X_{ex}^H). \quad (6)$$

Производные от K_c для выражения (6) определяем из (1) в виде:

$$\frac{\partial K_c}{\partial R_{ex}^H} = \frac{4(R_{ex}^{H^2} - X_{ex}^{H^2} - 1)}{\left[(1 + R_{ex}^H)^2 + X_{ex}^{H^2} \right]^2 \sqrt{1 - \frac{4R_{ex}^H}{(1 + R_{ex}^H)^2 + X_{ex}^{H^2}}} \left[1 - \sqrt{1 - \frac{4R_{ex}^H}{(1 + R_{ex}^H)^2 + X_{ex}^{H^2}}} \right]^2}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial K_c}{\partial X_{ex}^H} = \frac{8R_{ex}^H X_{ex}^H}{\left[(1 + R_{ex}^H)^2 + X_{ex}^{H^2} \right]^2 \sqrt{1 - \frac{4R_{ex}^H}{(1 + R_{ex}^H)^2 + X_{ex}^{H^2}}} \left[1 - \sqrt{1 - \frac{4R_{ex}^H}{(1 + R_{ex}^H)^2 + X_{ex}^{H^2}}} \right]^2}. \quad (8)$$

Дисперсии R_{ex}^H и X_{ex}^H для исследуемого излучателя найдем в соответствии с формулами (5).

Таким образом, с помощью выражений (4) – (8) можно выполнять статистическую оценку излучающих систем с импедансными элементами. При этом надо знать конкретные зависимости типа (2) для R_{ex}^H и X_{ex}^H и производные от них по соответствующим параметрам x_i .

Приведем результаты статистической оценки K_c на входе укороченного вдвое симметричного вибратора с включенными в излучающие ветви индуктивными нагрузками в зависимости от случайных флуктуаций значений этих нагрузок и мест их включения. Оценку выполняем двумя методами – приближенным с использованием теории эквивалентной

длинной линии и строим методом интегрального уравнения [2]. В первом случае пользуемся приближенными выражениями (9) для входных сопротивлений из [2] и формулами (4) – (8):

$$R_{ex} \approx 1200 \left(\frac{d+h_L}{\lambda} \right)^2, X_{ex} \approx W_r \frac{\frac{2\omega L}{W_r} + \operatorname{tg}(\eta k h_L) - \operatorname{ctg}[\eta k(d-h_L)]}{1 + \operatorname{tg}(\eta k h_L) \operatorname{ctg}[\eta k(d-h_L)]} - \frac{2\omega L}{W_r} \operatorname{tg}(\eta k h_L), \quad (9)$$

где W_r – волновое сопротивление исследуемого излучателя; $k = 2\pi / \lambda$.

Результаты исследований приведены на рис.1 и рис.2.

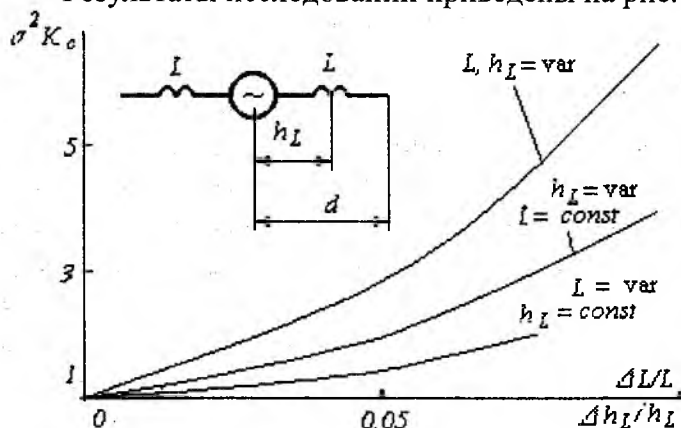


Рис. 1

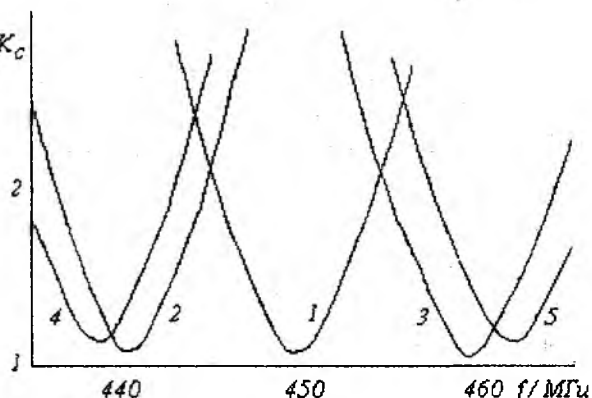


Рис. 2

Как следует из графиков рис. 1, случайные изменения параметров включенных реактансов приводят к существенным колебаниям K_c . Для малогабаритных излучателей такой разновидности это явление можно объяснить сужением их полосы пропускания из-за укорочения длины [2]. Оценка резонансных характеристик подобного излучателя методом интегрального уравнения показывает, что вариации L и h_L в пределах 5% относительно расчетных значений приводят к изменениям K_c с 1,05 до 3-х и более (см. рис.2). На этих графиках: 1 – L и $h_L = \text{const}$; 2 и 3 – $L \pm \Delta L$, $h_L = \text{const}$; 4 и 5 – $h_L \mp \Delta h_L$, $L = \text{const}$.

Отметим, что в неукороченных излучателях флуктуации реактансов, включенных для корректировки распределения тока в них с целью, например, расширения частотного диапазона или корректировки диаграмм направленности не приводят к таким резким изменениям входных характеристик.

Заключение

При разработке и использовании излучателей с включенными сосредоточенными реактивными элементами рассмотренная методика может найти применение для статистической оценки коэффициента стоячей волны на входных разъемах излучателей.

Список литературы: 1. Шифрин Я.С. Статистическая теория антенн // Справочник по антенной технике. Т.1. М.: Радиотехника, 1997. С. 148 – 205. 2. Овсяников В.В. Вибраторные антенны с реактивными нагрузками. – М.: Радио и связь, 1985. – 120 с. 3. Сытчук П.П., Талалай А.М. Методы статистического анализа при управлении качеством изготовления элементов РЭА. М.: Сов. радио, 1979. 168 с.

СРЕДНИЙ КВАДРАТ РЕЗУЛЬТИРУЮЩЕЙ ПОГРЕШНОСТИ МНОГОКАНАЛЬНОГО ИЗМЕРИТЕЛЯ ПАРАМЕТРОВ СИГНАЛОВ С УЧЕТОМ ДИСКРЕТНОЙ И СЛУЧАЙНОЙ СОСТАВЛЯЮЩИХ

Получены соотношения для среднего квадрата σ_{Σ}^2 разности истинного значения измеряемого параметра F_u и оценки \hat{F} , выдаваемой многоканальным измерителем, с учетом случайной и дискретной составляющих ошибок.

В литературе [1] обычно рассматривают два класса ошибок: случайные и систематические. Есть еще один класс особых ошибок, присущий многоканальным аналоговым и цифровым измерителям, содержащим M каналов и схему выбора максимума (СВМ). Таким измерителям характерна ошибка дискретности σ_{δ} , обусловленная дискретностью съема информации. При повторных измерениях неизменного по величине параметра сигнала, когда другие факторы отсутствуют, ошибка дискретности остается постоянной, что характерно для систематических ошибок. Однако, если изменить величину измеряемого параметра, то изменится и ошибка дискретности. При измерениях в присутствии случайных ошибок результирующая ошибка не равна сумме дискретной и случайной составляющих, т.е. случайная и дискретная составляющие не аддитивны. По указанным причинам необходимо рассмотреть задачу нахождения результирующей ошибки многоканального измерителя. Примером такого измерителя может быть многоканальный измеритель частоты (рис. 1).

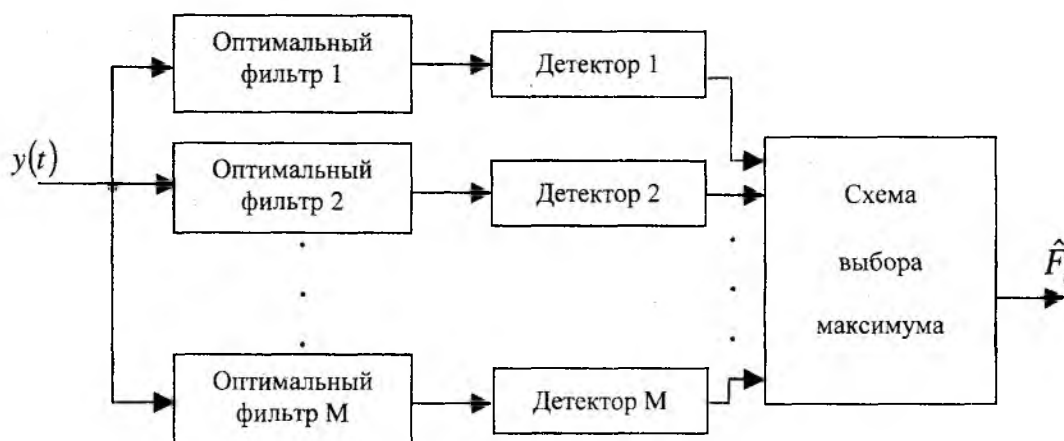


Рис. 1

Измеритель частоты пачки из N когерентных радиоимпульсов, следуемых с частотой повторения F_n , содержит $M \geq N$ взаимно расстроенных фильтров, полоса пропускания которых $\Delta F = F_n/N$ (по нулям $2F_n/N$). Их амплитудно-частотные характеристики изображены на рис.2.

Когда $M = N$, то взаимная расстройка соседних фильтров Δ равна ΔF , т.е. $\Delta = F_n/N$.

В многоканальных измерителях в качестве оценки максимального правдоподобия \hat{F} принимают частоту настройки канала (фильтра), в котором сигнал достигает максимального значения. Таким образом, выдаваемые оценки могут принимать только дискретные значения $F_i = i \cdot \Delta$ ($i = 0, N-1$).

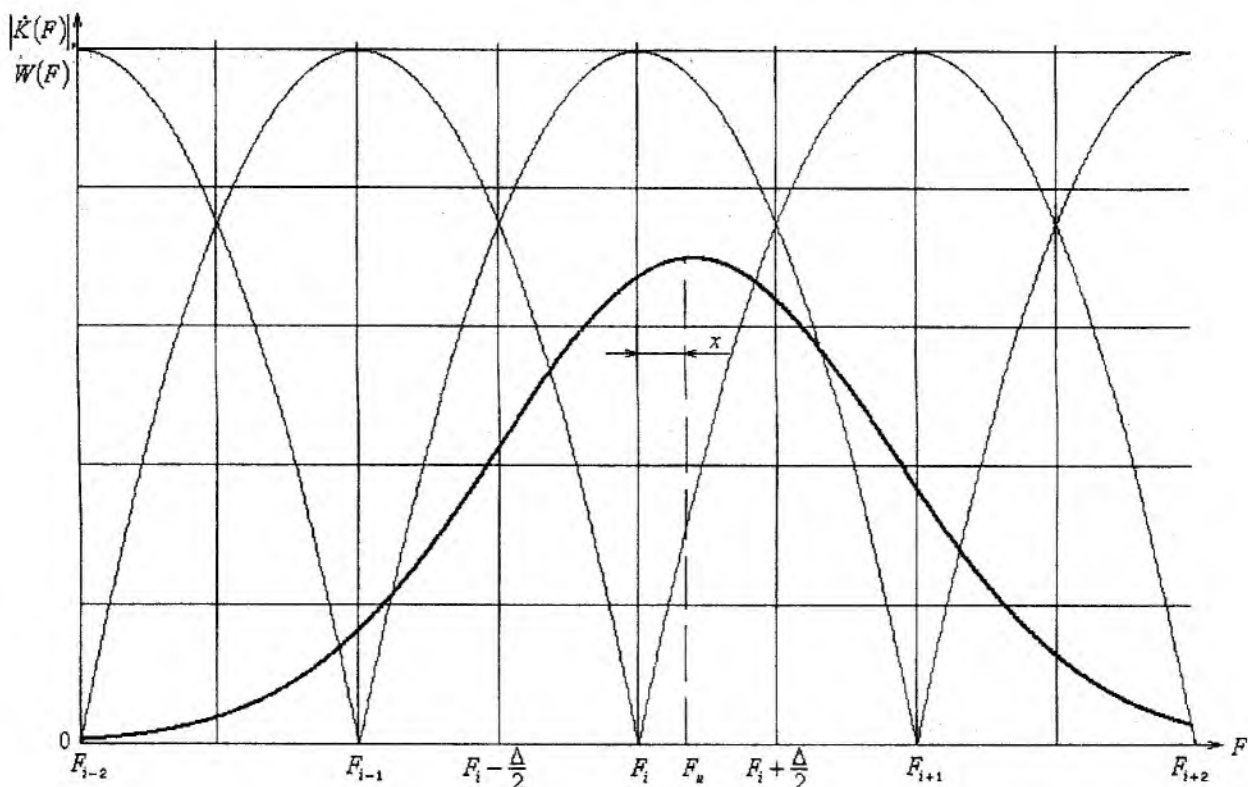


Рис. 2

В случае отсутствия шумов, выдаваемые оценки F_i отличаются от истинного значения F_u на величину $\delta_o = \hat{F}_i - F_u = \hat{F}_i - (F_i + x)$, которая может изменяться в интервале $\left(-\frac{\Delta}{2}, \frac{\Delta}{2}\right)$, что видно из рис. 3. Эта ошибка, обусловленная дискретностью съема, называется ошибкой дискретности.

Полагая, что расстояние x от F_u до ближайшего значения F_i распределено равномерно в интервале $\left(-\frac{\Delta}{2}, \frac{\Delta}{2}\right)$, т.е. $W(x) = \begin{cases} 1/\Delta & \text{при } -\Delta/2 < x < \Delta/2, \\ 0 & \text{при } x < -\Delta/2, x > \Delta/2, \end{cases}$ имеем $\bar{\delta}_o = \int_{-\Delta/2}^{\Delta/2} xW(x)dx = 0$,

$$\overline{\delta_o^2} = \sigma_o^2 = \int_{-\Delta/2}^{\Delta/2} x^2 W(x) dx = \frac{\Delta^2}{12}.$$

В литературе слабо освещен вопрос о месте ошибок дискретности, как ими оперировать, давая характеристику точности измерителя в целом при наличии других составляющих ошибок. В частности, возникает вопрос о методике нахождения среднего квадрата ошибки $\sigma_\Sigma^2 = \left\langle (\hat{F}_i - F_u)^2 \right\rangle$ многоканального измерителя при наличии погрешностей, обусловленных шумами и другими факторами.

Рассмотрим задачу нахождения среднего квадрата ошибки $\sigma_\Sigma^2 = \left\langle (\hat{F}_i - F_u)^2 \right\rangle$ для случая наличия случайной ошибки δ_c . Пусть измеряемый параметр $F_u = F_i + x$ находится внутри интервала $\left(F_i - \frac{\Delta}{2}, F_i + \frac{\Delta}{2}\right)$, т.е. $F_i - \frac{\Delta}{2} < F_u < F_i + \frac{\Delta}{2}$ или $-\frac{\Delta}{2} < x < \frac{\Delta}{2}$ (рис. 2).

При наличии флуктуационной составляющей ошибки δ_c максимум смеси сигнала с шумом смещается на величину δ_c и его положение на оси измеряемого параметра составит

$F_u + \delta_c = F_i + x + \delta_c$. Так как нормальное распределение $W(\delta_c)$ симметрично относительно

$$\text{точки } F_u = F_i + x, \text{ то } W(\delta_c) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{\delta_c^2}{2\sigma^2}},$$

где $\sigma^2 = \overline{\delta_c^2}$ – дисперсия случайной составляющей, распределенной по нормальному закону.

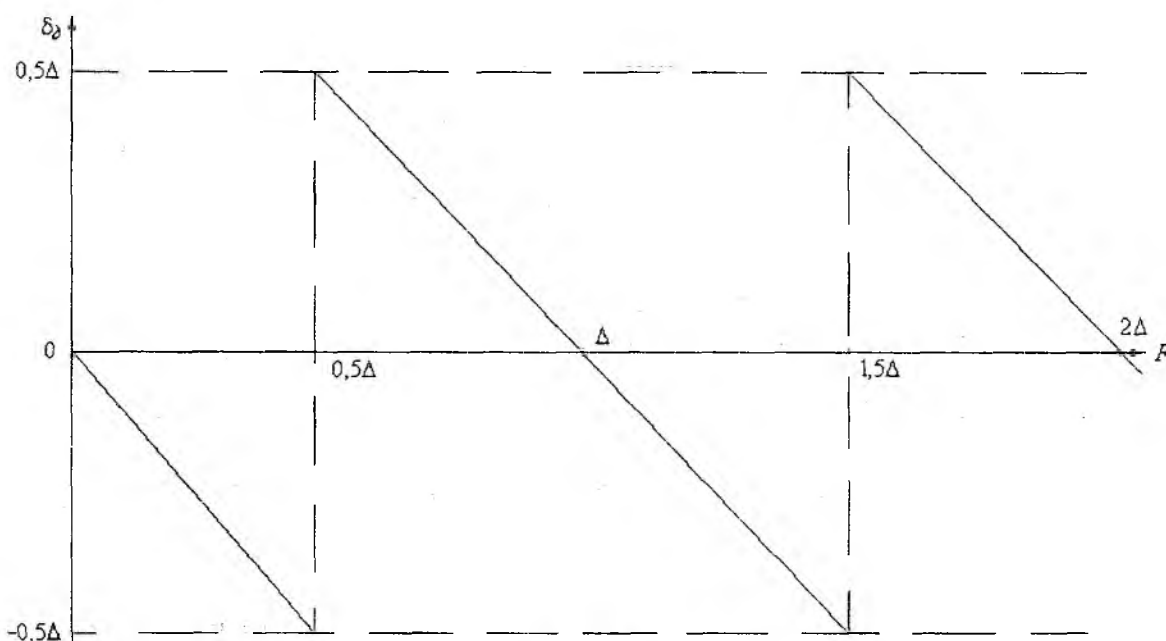


Рис. 3

В зависимости от величины $(x + \delta_c)$ выдаваемые оценки \hat{F} будут: $\hat{F} = F_i$, если $F_i - \frac{\Delta}{2} < (F_i + x) + \delta_c < F_i + \frac{\Delta}{2}$ или $-\frac{\Delta}{2} < x + \delta_c < \frac{\Delta}{2}$, или $-0,5\Delta - x < \delta_c < 0,5\Delta - x$, что происходит при данном значении x с вероятностью:

$$P_0 = \int_{-0,5\Delta-x}^{0,5\Delta-x} W(\delta_c) d\delta_c = \int_{-0,5\Delta-x}^{0,5\Delta-x} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{\delta_c^2}{2\sigma^2}} d\delta_c = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\frac{0,5\Delta-x}{\sigma}} e^{-\frac{t^2}{2}} dt - \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\frac{-0,5\Delta-x}{\sigma}} e^{-\frac{t^2}{2}} dt =$$

$$= \frac{1}{2} \Phi\left(\frac{0,5\Delta-x}{\sigma}\right) + \frac{1}{2} \Phi\left(\frac{0,5\Delta+x}{\sigma}\right),$$

где $\Phi(\xi) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\xi} e^{-\frac{t^2}{2}} dt$ – табулированный интеграл вероятности. При написании выражения

для P_0 учитывалось, что $\Phi(-\xi) = -\Phi(\xi)$;

$$\hat{F} = F_i - \Delta, \text{ если } -1,5\Delta - x < \delta_c < -0,5\Delta - x \text{ с } P_{-1} = \frac{1}{2} \Phi\left(\frac{1,5\Delta+x}{\sigma}\right) - \frac{1}{2} \Phi\left(\frac{0,5\Delta+x}{\sigma}\right),$$

$$\hat{F} = F_i + \Delta, \text{ если } 0,5\Delta - x < \delta_c < 1,5\Delta - x \text{ с } P_1 = \frac{1}{2} \Phi\left(\frac{1,5\Delta-x}{\sigma}\right) - \frac{1}{2} \Phi\left(\frac{0,5\Delta-x}{\sigma}\right),$$

$$\hat{F} = F_i - 2\Delta, \text{ если } -2,5\Delta - x < \delta_c < -1,5\Delta - x \text{ с } P_{-2} = \frac{1}{2} \Phi\left(\frac{2,5\Delta+x}{\sigma}\right) - \frac{1}{2} \Phi\left(\frac{1,5\Delta+x}{\sigma}\right);$$

$$\hat{F} = F_i + 2\Delta, \text{ если } 1,5\Delta - x < \delta_c < 2,5\Delta - x \text{ с } P_2 = \frac{1}{2} \Phi\left(\frac{2,5\Delta-x}{\sigma}\right) - \frac{1}{2} \Phi\left(\frac{1,5\Delta-x}{\sigma}\right);$$

$$\hat{F} = F_i - 3\Delta, \text{ если } -3,5\Delta - x < \delta_c < -2,5\Delta - x \text{ с } P_{-3} = \frac{1}{2}\Phi\left(\frac{3,5\Delta + x}{\sigma}\right) - \frac{1}{2}\Phi\left(\frac{2,5\Delta + x}{\sigma}\right);$$

$$\hat{F} = F_i + 3\Delta, \text{ если } 2,5\Delta - x < \delta_c < 3,5\Delta - x \text{ с } P_3 = \frac{1}{2}\Phi\left(\frac{3,5\Delta - x}{\sigma}\right) - \frac{1}{2}\Phi\left(\frac{2,5\Delta - x}{\sigma}\right).$$

Тогда выдаваемая оценка \hat{F} , усредненная по возможным значениям флуктуационной составляющей δ_c , смещена относительно истинного значения $F_u = F_i + x$ на величину

$$\begin{aligned} \delta(x) &= \hat{F} - F_u = \hat{F} - (F_i + x), \\ \delta(x) &= \{F_i P_0 + (F_i - \Delta)P_{-1} + (F_i + \Delta)P_1 + (F_i - 2\Delta)P_{-2} + (F_i + 2\Delta)P_2 + \dots\} - (F_i + x), \\ \delta(x) &= F_i(P_0 + P_{-1} + P_1 + P_{-2} + P_2 + \dots) - \Delta[(P_{-1} - P_1) + 2(P_{-2} - P_2) + \dots] - (F_i + x), \\ \delta(x) &= -x - \Delta[(P_{-1} - P_1) + 2(P_{-2} - P_2) + \dots]. \end{aligned}$$

Как и ожидалось, при $x = 0$ $\delta(x) = \delta(0) = 0$.

Ошибка $\delta(x)$, усредненная по возможным значениям x , равномерно распределенным в интервале $\left(-\frac{\Delta}{2}, \frac{\Delta}{2}\right)$, $\overline{\delta(x)} = \delta = \int_{-\Delta/2}^{\Delta/2} \delta(x)W(x)dx = \frac{1}{\Delta} \int_{-\Delta/2}^{\Delta/2} \{-x + \Delta[(P_{-1} - P_1) + 2(P_{-2} - P_2) + \dots]\}dx = 0$.

Это следует из того, что $\overline{x} = 0$, а

$$\begin{aligned} \overline{P_{-1}} &= \int_{-\frac{\Delta}{2}}^{\frac{\Delta}{2}} P_{-1}(x)W(x)dx = \int_{-\frac{\Delta}{2}}^{\frac{\Delta}{2}} \left[\frac{1}{2}\Phi\left(\frac{1,5\Delta + x}{\sigma}\right) - \frac{1}{2}\Phi\left(\frac{0,5\Delta + x}{\sigma}\right) \right] \frac{dx}{\Delta} = \frac{\sigma}{2\Delta} \int_{\frac{\Delta}{\sigma}}^{\frac{2\Delta}{\sigma}} \Phi(t)dt - \frac{\sigma}{2\Delta} \int_0^{\frac{\Delta}{\sigma}} \Phi(t)dt, \\ \overline{P_1} &= \int_{-\frac{\Delta}{2}}^{\frac{\Delta}{2}} P_1(x)W(x)dx = \int_{-\frac{\Delta}{2}}^{\frac{\Delta}{2}} \left[\frac{1}{2}\Phi\left(\frac{1,5\Delta - x}{\sigma}\right) - \frac{1}{2}\Phi\left(\frac{0,5\Delta - x}{\sigma}\right) \right] \frac{dx}{\Delta} = -\frac{\sigma}{2\Delta} \int_{\frac{\Delta}{\sigma}}^{\frac{2\Delta}{\sigma}} \Phi(t)dt + \frac{\sigma}{2\Delta} \int_0^{\frac{\Delta}{\sigma}} \Phi(t)dt = \overline{P_{-1}}. \end{aligned}$$

Аналогично можно показать, что $\overline{P_{-2}} = \overline{P_2}$.

Найдем соотношение для квадрата ошибки $\delta^2(x) = \sigma_{\Sigma}^2(x)$. Ошибки при текущем измерении из-за различных значений флуктуационной составляющей δ_c могут оказаться равными $\hat{F} - F_u = F_i - (F_i + x) = -x$ с вероятностью P_0 , $\hat{F} - F_u = (F_i - \Delta) - (F_i + x) = -\Delta - x$ с вероятностью P_{-1} , $\hat{F} - F_u = (F_i + \Delta) - (F_i + x) = \Delta - x$ с вероятностью P_1 , $\hat{F} - F_u = (F_i - 2\Delta) - (F_i + x) = -2\Delta - x$ с вероятностью P_{-2} , $\hat{F} - F_u = (F_i + 2\Delta) - (F_i + x) = 2\Delta - x$ с вероятностью P_2 и т.д. Тогда при $F_u = F_i + x$ средний квадрат ошибки

$$\begin{aligned} \sigma_{\Sigma}^2(x) &= (-x)^2 P_0 + (-\Delta - x)^2 P_{-1} + (\Delta - x)^2 P_1 + (-2\Delta - x)^2 P_{-2} + (2\Delta - x)^2 P_2 + \dots = \\ &= x^2(P_0 + P_{-1} + P_1 + P_{-2} + P_2) + \Delta^2[(P_{-1} + P_1) + 2^2(P_{-2} + P_2) + 3^2(P_{-3} + P_3) + \dots] + \\ &\quad + 2\Delta x[(P_{-1} - P_1) + 2(P_{-2} - P_2) + 3(P_{-3} - P_3) + \dots] = \\ &= x^2 + \Delta^2[(P_{-1} + P_1) + 2^2(P_{-2} + P_2) + 3^2(P_{-3} + P_3) + \dots] + 2\Delta x[(P_{-1} - P_1) + 2(P_{-2} - P_2) + 3(P_{-3} - P_3) + \dots]. \end{aligned}$$

Представляет интерес значение квадрата ошибки $\delta^2(x) = \sigma_{\Sigma}^2(x)$, усредненное по возможным значениям x (отклонение истинной частоты сигнала от настройки ближайшего канала), равномерно распределенным в интервале $\left(-\frac{\Delta}{2}, \frac{\Delta}{2}\right)$:

$$\overline{\delta^2(x)} = \overline{\sigma_{\Sigma}^2(x)} = \sigma_{\Sigma}^2 = \int_{-\Delta/2}^{\Delta/2} \sigma_{\Sigma}^2(x)W(x)dx;$$

$$\sigma_{\Sigma}^2 = \overline{x^2} + \Delta^2 \left[(\overline{P_{-1}} + \overline{P_1}) + 2^2(\overline{P_{-2}} + \overline{P_2}) + 3^2(\overline{P_{-3}} + \overline{P_3}) + \dots \right] + 2\Delta \left[x(\overline{P_{-1}} - \overline{P_1}) + 2x(\overline{P_{-2}} - \overline{P_2}) + 3x(\overline{P_{-3}} - \overline{P_3}) + \dots \right]. \quad (3)$$

Величина σ_{Σ}^2 характеризует средний квадрат результирующей ошибки многоканального измерителя. Она учитывает как случайные ошибки, так и ошибки дискретности.

$$\overline{x(P_{-1} - P_1)} = \left\{ \int_{-\Delta/2}^{\Delta/2} \frac{x}{2} \left[\Phi\left(\frac{1,5\Delta + x}{\sigma}\right) - \Phi\left(\frac{0,5\Delta + x}{\sigma}\right) \right] dx \right\} - \left\{ \int_{-\Delta/2}^{\Delta/2} \frac{x}{2} \left[\Phi\left(\frac{1,5\Delta - x}{\sigma}\right) - \Phi\left(\frac{0,5\Delta - x}{\sigma}\right) \right] dx \right\},$$

$$\overline{x(P_{-1} - P_1)} = \frac{\sigma}{\Delta} \left[\int_0^{\frac{2\Delta}{\sigma}} \sigma t \Phi(t) dt - 2 \int_0^{\frac{\Delta}{\sigma}} \sigma t \Phi(t) dt - 1,5\Delta \int_0^{\frac{2\Delta}{\sigma}} \Phi(t) dt + 2\Delta \int_0^{\frac{\Delta}{\sigma}} \Phi(t) dt \right]. \quad (4)$$

$$\overline{x(P_{-2} - P_2)} = \frac{\sigma}{\Delta} \left[\int_0^{\frac{3\Delta}{\sigma}} \sigma t \Phi(t) dt - 2 \int_0^{\frac{2\Delta}{\sigma}} \sigma t \Phi(t) dt + \int_0^{\frac{\Delta}{\sigma}} \sigma t \Phi(t) dt - 2,5\Delta \int_0^{\frac{3\Delta}{\sigma}} \Phi(t) dt + 4\Delta \int_0^{\frac{2\Delta}{\sigma}} \Phi(t) dt - 1,5\Delta \int_0^{\frac{\Delta}{\sigma}} \Phi(t) dt \right].$$

Интегрируя по частям, получаем

$$\int_0^a \Phi(t) dt = a\Phi(a) + \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \left(e^{-\frac{a^2}{2}} - 1 \right), \quad \int_0^a t\Phi(t) dt = \frac{\Phi(a)}{2} (a^2 - 1) + \frac{a}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{a^2}{2}}. \quad (5)$$

Подставляя (5) в (1), (2), (4), после громоздких вычислений можно получить

$$\sigma_{\Sigma}^2 = \frac{\Delta^2}{12} + \sigma^2 \left\{ [-\Phi(2\Delta/\sigma) + 2\Phi(\Delta/\sigma)] + 2[-\Phi(3\Delta/\sigma) + 2\Phi(2\Delta/\sigma) - \Phi(\Delta/\sigma)] + \right. \\ \left. + 3[-\Phi(4\Delta/\sigma) + 2\Phi(3\Delta/\sigma) - \Phi(2\Delta/\sigma)] + \dots \right\} = \frac{\Delta^2}{12} + \sigma^2 Q.$$

Обозначив $\Delta/\sigma = \gamma$, имеем

$$Q = \left\{ [-\Phi(2\gamma) + 2\Phi(\gamma)] + 2[-\Phi(3\gamma) + 2\Phi(2\gamma) - \Phi(\gamma)] + \right. \\ \left. + 3[-\Phi(4\gamma) + 2\Phi(3\gamma) - \Phi(2\gamma)] + \dots + N[-\Phi((N+1)\gamma) + 2\Phi(N\gamma) - \Phi((N-1)\gamma)] + \dots \right\}. \quad (6)$$

Нетрудно видеть, что Q приближается к 1 ($\Phi(3) = 0,9973$; $\Phi(4) = 0,99994$; $\Phi(4,42) = 0,99999$). При $\frac{\Delta^2}{12} = \sigma_{\delta}^2 = \sigma^2$ (то есть при $\frac{\Delta}{\sigma} \approx 3,5$) величина $Q = 2\Phi(\Delta/\sigma) - \Phi(2\Delta/\sigma) = 2\Phi(3,5) - \Phi(7) \cong 1$, так как все последующие слагаемые ($2[-\Phi(10,5) + 2\Phi(7) - \Phi(3,5)]$ и т.д.) практически равны нулю.

При $\Delta/\sigma < 1$ с учетом последующих слагаемых также $Q = 1$. Отсюда следует, что

$$\sigma_{\Sigma}^2 = \frac{\Delta^2}{12} + \sigma^2 = \sigma_{\delta}^2 + \sigma^2. \quad (7)$$

Как известно, дисперсия суммы независимых случайных величин равна сумме их дисперсий. Из анализа полученных результатов видно, что при любых соотношениях дисперсий флуктуационной и дискретной составляющих средний квадрат результирующей ошибки многоканального измерителя также оказался равным сумме квадратов дисперсий указанных составляющих.

Список литературы: 1. Сосулин Ю.Г. Теоретические основы радиолокации и радионавигации. М.: Радио и связь, 1992. 304 с.: ил.

МЕТОД ОЦЕНКИ КАЧЕСТВА АЛГОРИТМОВ СЕЛЕКЦИИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЙ, ОСНОВАННЫХ НА ПРОВЕРКЕ СЛОЖНЫХ СТАТИСТИЧЕСКИХ ГИПОТЕЗ

Современные системы анализа радиоизлучений обычно включают в себя устройства частотно-временного поиска радиосигналов и устройства обработки обнаруженных сигналов. 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). В [1] разработан метод синтеза оптимальных по критерию максимума апостериорной вероятности алгоритмов селекции и показано, что синтез алгоритмов селекции радиоизлучений является задачей проверки сложной гипотезы против сложной альтернативы. Для оценки качества синтезированных алгоритмов селекции сигналов сложно использовать традиционные в теории распознавания образов методы нахождения ошибок (например [2, 3, 4]), так как они ориентированы на проверку простых гипотез.

Целью статьи является разработка метода оценки качества алгоритмов селекции радиоизлучений, учитывающего особенности проверки сложных статистических гипотез.

Для конкретности будем, как и в [1], использовать критерий максимума апостериорной вероятности. Введем следующую модель совокупности сигналов, наблюдаемых на выходе устройств частотно-временного поиска. Радиосигналы, которые априорно могут быть обнаружены, считаем объектами 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. Эталонное описание объекта селекции задается многомерной дифференциальной функцией распределения вероятностей вектора признаков в финитной области S_0 признакового пространства S .

Считая координаты пространства S независимыми, эталонное описание объекта селекции представим в виде произведения

$$w_0(\mathbf{s}) = \prod_{j=1}^J w_{0j}(s_j) \quad (1)$$

J одномерных априорных плотностей распределения вероятности $w_{0j}(s_j)$ значений признака s_j , заданных на отрезке $[s_{hj}, s_{bj}]$ и равных нулю, если $s_j \notin [s_{hj}, s_{bj}]$. Априорное распределение эталонных значений признака s_j определим в виде:

$$w_j(s_j) = p_{0j} w_{0j}(s_j) + p_{1j} [p_{hj} w_{hj}(s_j) + p_{bj} w_{bj}(s_j)] \quad (2)$$

где $p_{0j} = P\{s_j \in S_{0j}\}$; $p_{1j} = P\{s_j \in S_{1j}\}$; $p_{0j} + p_{1j} = 1$; $p_{hj} + p_{bj} = 1$; $w_{hj}(s_j)$ – одномерная плотность распределения вероятности значений признака s_j , которые меньше заданных для объекта селекции, $w_{hj}(s_j)$ задана на отрезке $]-\infty, s_{hj}[$ и равна нулю, если $s_j \notin]-\infty, s_{hj}[$; $w_{bj}(s_j)$ – одномерная плотность распределения вероятности значений признака s_j , которые больше заданных для объекта селекции, $w_{bj}(s_j)$ задана на отрезке $]s_{bj}, +\infty[$ и равна нулю, если значение $s_j \notin]s_{bj}, +\infty[$.

Взвешенная сумма $p_{nj} w_{nj}(s_j) + p_{vj} w_{vj}(s_j)$ есть плотность распределения вероятности значений признака s_j , определяющих объект режекции.

Эталонное описание совокупности объектов обработки представим в виде:

$$w(\mathbf{s}) = \prod_{j=1}^3 w_j(s_j) = \prod_{j=1}^3 (p_{0j} w_{0j}(s_j) + p_{1j} [p_{nj} w_{nj}(s_j) + p_{vj} w_{vj}(s_j)]). \quad (3)$$

Так как эталонные описания объекта селекции и режекции задаются в непересекающихся финитных областях S_0 и S_1 пространства признаков S , эталонное описание объекта режекции можем определить в виде разности между априорным распределением совокупности объектов обработки и эталонным описанием объекта селекции –

$$w_1(\mathbf{s}) = \frac{1}{p_1} \cdot (w(\mathbf{s}) - p_0 \cdot w_0(\mathbf{s})), \quad (4)$$

где p_0, p_1 – вероятности наблюдения объекта селекции и объекта режекции соответственно. Подставив (3) и (1) в (4), имеем:

$$w_1(\mathbf{s}) = \frac{1}{p_1} \cdot \left(\prod_{j=1}^3 (p_{0j} w_{0j}(s_j) + p_{1j} [p_{nj} w_{nj}(s_j) + p_{vj} w_{vj}(s_j)]) - p_0 \cdot \prod_{j=1}^3 w_{0j}(s_j) \right). \quad (5)$$

Проверяется сложная гипотеза о том, что наблюдаемая выборка \mathbf{x} принадлежит объекту селекции, против сложной альтернативы – наблюдаемая выборка не принадлежит объекту селекции.

Для (1), (5) и функции правдоподобия

$$W(\mathbf{x}|\mathbf{s}) = \prod_{j=1}^3 W_j(x_j|s_j), \quad (6)$$

в [1] получено общее правило принятия решения:

$$\delta : L(\mathbf{x}) = \prod_{j=1}^3 \left(p_{0j} + p_{1j} \cdot \left(\frac{\int_{S_{nj}} p_{nj} w_{nj}(s_j) \cdot W_j(x_j|s_j) ds_j}{\int_{S_{nj}} w_{0j}(s_j) W_j(x_j|s_j) ds_j} + \frac{\int_{S_{vj}} p_{vj} w_{vj}(s_j) \cdot W_j(x_j|s_j) ds_j}{\int_{S_{vj}} w_{0j}(s_j) W_j(x_j|s_j) ds_j} \right) \right) \leq 2 \cdot p_0. \quad (7)$$

Для оценивания качества алгоритмов селекции типа (7) будем использовать полную априорную вероятность ошибки селекции сигналов

$$p_{\text{ош}} = p_1 \alpha + p_0 \beta, \quad (8)$$

где α, β – полные вероятности ошибок первого и второго рода при проверке сложной гипотезы H_0 против сложной альтернативы H_1 . Другими словами, α – полная вероятность пропуска на дальнейшую обработку сигнала, параметры которого не соответствуют заданным для объекта селекции (ложная селекция), β – полная вероятность того, что сигнал с параметрами, соответствующими объекту селекции, не будет пропущен для дальнейшей обработки (потеря полезного сигнала). В соответствии с [5],

$$\alpha = \int_{S_1} w_1(\mathbf{s}) \int_{X_0} W(\mathbf{x}|\mathbf{s} \in S_1) d\mathbf{x} d\mathbf{s}, \quad (9)$$

$$\beta = \int_{S_0} w_0(s) \int_{X_1} W(x|s \in S_0) dx ds, \quad (10)$$

где $\int_{X_0} W(x|s \in S_1) dx = \alpha(s)$, $\int_{X_1} W(x|s \in S_0) dx = \beta(s)$ – условные вероятности ошибок первого и второго рода. Область X_0 определяется из неравенства (7), а область X_1 – при замене в (7) знака неравенства на противоположный.

Подставляя (6) в (9), (10), получим:

$$\alpha = \int_{S_1} w_1(s) \int_{-\infty}^{+\infty} W_1(x_1|s) \int_{-\infty}^{+\infty} W_2(x_2|s) \dots \int_{-\infty}^{\psi_3\left(\frac{2-p_0}{L_3(x_3)}\right)} W_3(x_3|s) dx_3 \dots dx_2 dx_1 ds, \quad (11)$$

$$\beta = \int_{S_0} w_0(s) \int_{-\infty}^{+\infty} W_1(x_1|s) \int_{-\infty}^{+\infty} W_2(x_2|s) \dots \int_{\psi_3\left(\frac{2-p_0}{L_3(x_3)}\right)}^{+\infty} W_3(x_3|s) dx_3 \dots dx_2 dx_1 ds, \quad (12)$$

где $\psi_j(\dots)$ – функция, обратная $L_j(\dots)$, т. е. если $l_j = L_j(x_j)$, то $x_j = \psi_j(l_j)$. В соответствии с (7)

$$l_j = L_j(x_j) = p_{0j} + p_{1j} \cdot \left(\frac{\int_{S_{0j}} p_{nj} w_{nj}(s_j) \cdot W_j(x_j|s_j) ds_j}{\int_{S_{nj}} w_{0j}(s_j) W_j(x_j|s_j) ds_j} + \frac{\int_{S_{nj}} p_{nj} w_{nj}(s_j) \cdot W_j(x_j|s_j) ds_j}{\int_{S_{nj}} w_{0j}(s_j) W_j(x_j|s_j) ds_j} \right). \quad (13)$$

Произведем в (11), (12) замену переменных в соответствии с (13). Это значит, что $l_j = L_j(x_j)$, $x_j = \psi_j(l_j)$, $dx_j = \frac{d\psi_j(l_j)}{dl_j} dl_j$. При этом

$$\alpha = \int_{S_1} w_1(s) \int_{-\infty}^{+\infty} W_1(\psi_1(l_1)|s) \frac{d\psi_1(l_1)}{dl_1} \int_{-\infty}^{+\infty} W_2(\psi_2(l_2)|s) \frac{d\psi_2(l_2)}{dl_2} \dots \int_{-\infty}^{\frac{2-p_0}{L_3}} W_3(\psi_3(l_3)|s) \frac{d\psi_3(l_3)}{dl_3} dl_3 \dots dl_2 dl_1 ds, \quad (14)$$

$$\beta = \int_{S_0} w_0(s) \int_{-\infty}^{+\infty} W_1(\psi_1(l_1)|s) \frac{d\psi_1(l_1)}{dl_1} \int_{-\infty}^{+\infty} W_2(\psi_2(l_2)|s) \frac{d\psi_2(l_2)}{dl_2} \dots \int_{\frac{2-p_0}{L_3}}^{+\infty} W_3(\psi_3(l_3)|s) \frac{d\psi_3(l_3)}{dl_3} dl_3 \dots dl_2 dl_1 ds, \quad (15)$$

где $W_j(\psi_j(l_j)|s_j) \frac{d\psi_j(l_j)}{dl_j} = WQ_j(l_j|s_j)$ – плотность распределения вероятности случайной величины l_j , полученной в результате функционального преобразования $l_j = L_j(x_j)$ случайной величины x_j с плотностью распределения вероятности $W_j(x_j|s_j)$. Таким образом, осуществляется переход от интегрирования функций правдоподобия $W_j(x_j|s_j)$ по областям X_0, X_1 к интегрированию плотностей распределения вероятности частных отношений правдоподобия (13). Области интегрирования при этом определяются выражениями:

$$\Lambda_0 : \prod_{j=1}^3 1_j \leq 2 \cdot p_0, \quad \Lambda_1 : \prod_{j=1}^3 1_j > 2 \cdot p_0. \quad (16)$$

Следовательно, выражения (9), (10) могут быть представлены в виде:

$$\alpha = \int_{S_1} w_1(s) \int \prod_{j=1}^3 W Q_j(1_j | s) \mathbf{1} \mathbf{k} \mathbf{d} \mathbf{s}, \quad (17)$$

$$\beta = \int_{S_0} w_0(s) \int \prod_{j=1}^3 W Q_j(1_j | s) \mathbf{1} \mathbf{k} \mathbf{d} \mathbf{s}. \quad (18)$$

При оценивании качества алгоритмов типа [1] оказывается, что выражения для вычисления интегралов по областям S и S_0 менее громоздки, чем по области S_1 . Например, для случая $\mathfrak{J}=2$ –

$$\int_S f(s_1, s_2) \mathbf{d} \mathbf{s} = \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int f(s_1, s_2) \mathbf{d} s_2 \mathbf{d} s_1, \quad \int_{S_0} f(s_1, s_2) \mathbf{d} \mathbf{s} = \int_{S_{n1} S_{n2}} \int f(s_1, s_2) \mathbf{d} s_2 \mathbf{d} s_1,$$

$$\int_{S_1} f(s_1, s_2) \mathbf{d} \mathbf{s} = \int_0^{\infty} \int_0^{S_{n2}} f(s_1, s_2) \mathbf{d} s_2 \mathbf{d} s_1 + \int_0^{S_{n1}} \int_0^{S_{n2}} f(s_1, s_2) \mathbf{d} s_2 \mathbf{d} s_1 + \int_{S_{n1} S_{n2}} \int f(s_1, s_2) \mathbf{d} s_2 \mathbf{d} s_1 + \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} f(s_1, s_2) \mathbf{d} s_2 \mathbf{d} s_1,$$

под $f(s_1, s_2)$ следует понимать выражения, находящиеся под знаком интеграла по областям S , S_0 , S_1 в (17), (18). Поэтому на основании того, что

$$p_0 \int_{S_0} w_0(s) \int_{X_0} W(x | s \in S_0) \mathbf{d} x \mathbf{d} s + p_1 \int_{S_1} w_1(s) \int_{X_0} W(x | s \in S_1) \mathbf{d} x \mathbf{d} s = \int_S w(s) \int_{X_0} W(x | s \in S) \mathbf{d} x \mathbf{d} s,$$

для упрощения математических выкладок выражение (17) представим в виде:

$$\alpha = \frac{1}{P_1} \int_S w(s) \int \prod_{j=1}^3 W Q_j(1_j | s \in S) \mathbf{1} \mathbf{k} \mathbf{d} \mathbf{s} - \frac{p_0}{P_1} \int_{S_0} w_0(s) \int \prod_{j=1}^3 W Q_j(1_j | s \in S) \mathbf{1} \mathbf{k} \mathbf{d} \mathbf{s}. \quad (19)$$

В (19) $\int_S w(s) \int \prod_{j=1}^3 W Q_j(1_j | s \in S) \mathbf{1} \mathbf{k} \mathbf{d} \mathbf{s} = \int_S w(s) \int_{X_0} W(x | s \in S) \mathbf{d} x \mathbf{d} s$ – вероятность принятия

решения, что объект обработки является объектом селекции, а

$\int_{S_0} w_0(s) \int \prod_{j=1}^3 W Q_j(1_j | s \in S) \mathbf{1} \mathbf{k} \mathbf{d} \mathbf{s} = \int_{S_0} w_0(s) \int_{X_0} W(x | s \in S) \mathbf{d} x \mathbf{d} s$ – вероятность принятия правильно-

го решения, что объект обработки является объектом селекции.

Подставив (5) в (14) и (1) в (15), после преобразований получаем:

$$\alpha = \frac{1}{P_1} \cdot \int \left\{ \prod_{j=1}^3 \left(p_{0j} \int_{s_{nj}}^{s_{nj}} w_{0j}(s_j) W Q_j(1_j | s \in [s_{nj}; s_{nj}]) \mathbf{d} s_j + p_{1j} p_{nj} \int_0^{s_{nj}} w_{nj}(s_j) W Q_j(1_j | s \in [0; s_{nj}]) \mathbf{d} s_j + \right. \right. \\ \left. \left. + p_{1j} p_{nj} \int_{s_{nj}}^{\infty} w_{nj}(s_j) W Q_j(1_j | s \in [s_{nj}; \infty]) \mathbf{d} s_j \right) \mathbf{d} \mathbf{l} - \frac{p_0}{P_1} \cdot \int \left\{ \prod_{j=1}^3 \int_{s_{nj}}^{s_{nj}} w_{0j}(s_j) W Q_j(1_j | s) \mathbf{d} s_j \right\} \mathbf{d} \mathbf{l} \right\}, \quad (20)$$

$$\beta = \int_{\Lambda_1} \left\{ \prod_{j=1}^{\mathfrak{Z}} \int_{s_{nj}}^{s_{bj}} w_{oj}(s_j) WQ_j(l_j | s) ds_j \right\} dl. \quad (21)$$

Заметим, что $\int_{s_{nj}}^{s_{bj}} w_{oj}(s_j) WQ_j(l_j | s \in [s_{nj}; s_{bj}]) ds_j$, $\int_0^{s_{nj}} w_{nj}(s_j) WQ_j(l_j | s \in [0; s_{nj}]) ds_j$,

$\int_{s_{bj}}^{\infty} w_{bj}(s_j) WQ_j(l_j | s \in [s_{bj}; \infty]) ds_j$ – это усредненные по $w_{oj}(s_j)$, $w_{nj}(s_j)$, $w_{bj}(s_j)$ плотности

распределения вероятности частного отношения правдоподобия. Они могут быть оценены методом Монте-Карло. В применении к описанному случаю метод состоит в следующем.

Моделируется вектор S_j случайных значений признака s_j , состоящий из M элементов. Каждый элемент S_{jm} ($m=1..M$) вектора S_j является случайной величиной, подчиняющейся закону распределения $w_{ij}(s_j)$, $i \in \{0, n, b\}$. Для каждого элемента S_{jm} вектора S_j генерируется случайная величина x_j , подчиняющаяся закону распределения $W_j(x_j | s_j)$. Таким образом формируется случайный вектор измеренных значений признака X_j . Для каждого из M элементов вектора X_j в соответствии с выражением (13) рассчитывается значение частного отношения правдоподобия λ_{jm} . Отношение числа реализаций k , удовлетворяющих условию $\lambda_{jm} \leq l_j$, к общему числу реализаций M отождествляется с вероятностью

$$p = P(\lambda_{jm} \leq l_j) = \int_{s_{nj}}^{\infty} w_{ij}(s_j) FQ_j(l_j | s_j \in \mathbf{S}) ds_j, \quad i \in \{0, n, b\}.$$

Заметим, что $\int_{s_{nj}}^{\infty} w_{ij}(s_j) FQ_j(l_j | s_j \in \mathbf{S}) ds_j = \frac{d}{dl_j} \left(\int_{s_{nj}}^{\infty} w_{ij}(s_j) WQ_j(l_j | s \in \mathbf{S}) ds_j \right)$.

Точность полученного результата можно оценить при помощи неравенства Чебышева [6]:

$$P \left(\left| \frac{m}{M} - p \right| \leq \sqrt{\frac{p(1-p)}{M \cdot \varepsilon}} \right) \geq 1 - \varepsilon. \quad (22)$$

Положив ε равным произвольному числу из интервала $]0, 1[$ (например 0,01; 0,005; 0,001), можно оценить необходимое количество случайных векторов M , чтобы обеспечить заданную точность оценок.

Для иллюстрации предложенного метода рассмотрим результаты оценивания качества частного алгоритма селекции радиоизлучений. Оценивалась полная априорная вероятность ошибки алгоритма селекции сигналов по двум признакам ($\mathfrak{Z}=2$), [1]. Плотности распределения вероятности, входящие в эталонное описание объектов селекции и объектов режекции, априорные вероятности $p_0, p_1, p_{0j}, p_{1j}, p_{nj}, p_{bj}$, функции правдоподобия представлены в таблице. Рассматривался случай, когда $s'_{nj} = s_{nj}$, $s'_{bj} = s_{bj}$, $\Delta s_{nj} / \Delta s_{oj} = 3$, $\Delta s_{bj} / \Delta s_{oj} = 6$, где $\Delta s_{nj} = s'_{nj} - s''_{nj}$, $\Delta s_{oj} = s_{bj} - s_{nj}$, $\Delta s_{bj} = s''_{bj} - s'_{bj}$. Результаты оценки полной вероятности ошибки в зависимости от отношения $\sigma_j / \Delta s_{oj}$ представлены на рис.

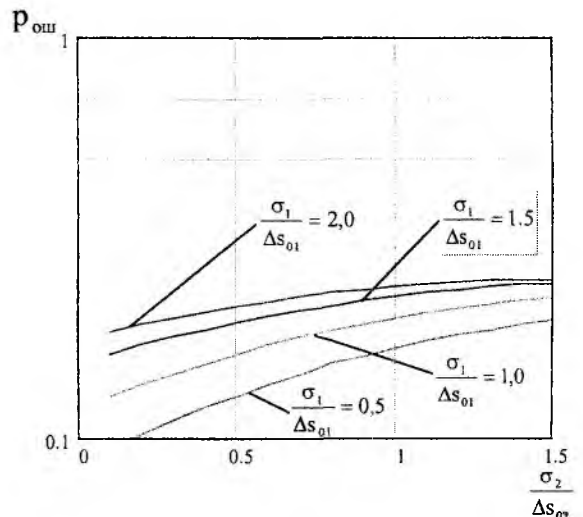


Рис. 1

Таким образом, разработанный метод позволяет оценивать эффективность алгоритмов селекции радиоизлучений, реализующих проверку сложных статистических гипотез.

Таблица

J=1	j=2
$p_{01} = 0,5$	$p_{02} = 0,5$
$w_{01}(s_1) = \begin{cases} \frac{1}{s_{b1} - s_{h1}} & \text{при } s_1 \in [s_{h1}; s_{b1}] \\ 0 & \text{при } s_1 \notin [s_{h1}; s_{b1}] \end{cases}$	$w_{02}(s_2) = \begin{cases} \frac{1}{s_{b2} - s_{h2}} & \text{при } s_2 \in [s_{h2}; s_{b2}] \\ 0 & \text{при } s_2 \notin [s_{h2}; s_{b2}] \end{cases}$
$p_{11} = 0,5$	$p_{12} = 0,5$
$p_{h1} = 0,5$	$p_{h2} = 0,5$
$w_{h1}(s_1) = \begin{cases} \frac{1}{s'_{h1} - s''_{h1}} & \text{при } s_1 \in [s''_{h1}; s'_{h1}] \\ 0 & \text{при } s_1 \notin [s''_{h1}; s'_{h1}] \end{cases}$	$w_{h2}(s_2) = \begin{cases} \frac{1}{s'_{h2} - s''_{h2}} & \text{при } s_2 \in [s''_{h2}; s'_{h2}] \\ 0 & \text{при } s_2 \notin [s''_{h2}; s'_{h2}] \end{cases}$
$p_{b1} = 0,5$	$p_{b2} = 0,5$
$w_{b1}(s_1) = \begin{cases} \frac{1}{s''_{b1} - s'_{b1}} & \text{при } s_1 \in [s'_{b1}; s''_{b1}] \\ 0 & \text{при } s_1 \notin [s'_{b1}; s''_{b1}] \end{cases}$	$w_{b2}(s_2) = \begin{cases} \frac{1}{s''_{b2} - s'_{b2}} & \text{при } s_2 \in [s'_{b2}; s''_{b2}] \\ 0 & \text{при } s_2 \notin [s'_{b2}; s''_{b2}] \end{cases}$
$W_1(x_1 s_1) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot \exp\left(-\frac{(x_1 - s_1)^2}{2 \cdot \sigma_1^2}\right)$	$W_2(x_2 s_2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot \exp\left(-\frac{(x_2 - s_2)^2}{2 \cdot \sigma_2^2}\right)$
$s''_{h1} \leq s'_{h1} \leq s_{h1} \leq s_{b1} \leq s'_{b1} \leq s''_{b1}$	$s''_{h2} \leq s'_{h2} \leq s_{h2} \leq s_{b2} \leq s'_{b2} \leq s''_{b2}$

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 // Радиоэлектроника. 2001. Т44, № 8. С.30 – 37 (Изв. высш. учеб. заведений). 2. Селекция и распознавание на основе на основе локационной информации / А.Л. Горелик, Ю.М. Барабаш, О.В. Кривошеев, С.С. Эпштейн; Под ред. А.Л. Горелика. М.: Радио и связь, 1990. 240 с. 3. Горелик А.Л., Скрипник В.А. Методы распознавания. М.: Высш. школа, 1984. 208 с. 4. Фомин Я.А., Тарловский Г.Р. Статистическая теория распознавания образов. М.: Сов. радио, 1974. 432 с. 5. Левин Б.Р. Теоретические основы статистической радиотехники. М.: Радио и связь, 1989. 656 с. 6. Сигорский В.П. Математический аппарат инженера. Киев: Техніка, 1975. 768 с.

г. Харьков

Поступила в редколлегию 28.05.2002

Б. О. ЧУМАК, канд. техн. наук, О. В. ДРЕМЛЮГА, канд. техн. наук, І. Г. ЛИСАЧЕНКО

ОСОБЛИВОСТІ ЗАСТОСУВАННЯ МЕТОДУ РЕКУРЕНТНИХ АЛГОРИТМІВ ФІЛЬТРАЦІЇ В ПРОЦЕСІ КЕРУВАННЯ РУХОМ КОСМІЧНИХ АПАРАТІВ

Для керування рухом космічних апаратів (КА) за визначеною орбітою необхідно знати параметри їх руху. Тому виникає завдання попередньої обробки вимірювальної інформації, що одержана за допомогою інформаційно-вимірювальних систем (ІВС). При обробці вимірювань, що надходять від ІВС, необхідно одержати оптимальні оцінки параметрів руху КА. При цьому слід враховувати обмеженість як з часу спостереження КА в зоні дії засобів ІВС, так з кількості вимірюваних (навігаційних) параметрів руху.

Модель руху КА, яка передбачає його маневри, тобто рівняння вектора положення будемо уявляти у вигляді [1]

$$\bar{\lambda}_n = \Phi_n \bar{\lambda}_{n-1} + F_n \bar{g}_n + G_n \bar{\eta}_n, \quad (1)$$

де $\Phi_n \bar{\lambda}_{n-1}$ – рівняння незбуреної траєкторії;

\bar{g}_n – k -мірний вектор збурень параметрів траєкторії, зумовлених передбаченим маневром КА, $k = 1, 2, \dots, n$;

$\bar{\eta}_n$ – p -мірний вектор збурень, зумовлених впливом зовнішнього середовища і неточностей керування (шуми керування), $p = 1, 2, \dots, n$;

n – індекс, що визначає кількість параметрів у складі вектору положення;

Φ_n, F_n, G_n – матриці, що характеризують внесок кожної складової векторів положення, керування і збурень та впливають на визначення вектора положення КА. Складові матриць обирають із умов задачі керування та складу й властивостей вимірювальних та виконавчих систем.

Будемо вважати, що КА під час спостереження може здійснити маневр. При цьому інтенсивність маневру будемо характеризувати можливим управляючим прискоренням, яке уявимо наступною моделлю [1]

$$U(t) = U_0 + \Delta U(t), \quad (2)$$

де U_0 – номінальне значення тяги двигуна, $U_0 = Const$, $\Delta U(t)$ – похибка реалізації управляючого прискорення, яка являє собою гаусовий процес із нульовим математичним сподіванням і кореляційною функцією [1, 2]:

$$K_{\Delta U}(\tau) = \sigma_{\Delta U}^2 \exp[-|\tau|/T_{\Delta U}], \quad (3)$$

де $\sigma_{\Delta U}^2$ – дисперсія похибки реалізації управляючого прискорення;

$T_{\Delta U}$ – стала, яка характеризує швидкість змінювання похибки реалізації управляючого прискорення;

τ – аргумент функції кореляції.

З урахуванням виразу (3), для величини $\Delta U(t)$ можна записати стохастичне диференціальне рівняння, яке уявляє собою рівняння формуючого фільтру першого порядку [1, 2]:

$$\Delta U = -\frac{1}{T_{\Delta U}} \Delta U + \sqrt{\frac{T_{\Delta U}}{\pi}} \frac{\sigma_{\Delta U}}{T_{\Delta U}} \xi_{\Delta U}, \quad (4)$$

де $\xi_{\Delta U}$ – білий шум з інтенсивністю $N_{\xi_{\Delta U}}$, яка дорівнює одиниці.

Структура формуючого фільтра наведена на рис.1, де на схемі позначені:

$$b(t) = 1/T_{\Delta U} ; \quad (5)$$

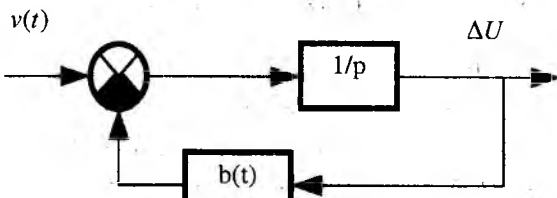


Рис. 1

$$v(t) = \sqrt{\frac{T_{\Delta U}}{\pi} \frac{\sigma_{\Delta U}}{T_{\Delta U}}} \xi_{\Delta U} . \quad (6)$$

Фактично вираз (6) характеризує приведений до входу фільтра білий гаусовий шум.

Нехай інформація про управляюче прискорення надходить до вимірювальної системи через прийняту суміш корисного сигналу і білого шуму [3]:

$$y(t) = S[t, \lambda(t), \Delta U(t)] + n(t), \quad (7)$$

де $S[t, \lambda(t), \Delta U(t)] = L[\Delta U(t)]$; L - лінійний оператор.

Сигнальні шуми і шуми управляючих прискорень будемо вважати некорельованими, що фізично практично завжди виконується.

Тепер визначимо структуру оптимального фільтра, який дасть найкращу оцінку процесу $S[t, \lambda(t), \Delta U(t)]$ як функції процесу $\Delta U(t)$. Як відомо [3], на виході фільтра оцінка процесу визначається виразом

$$\hat{S}(t) = \int_0^t h(t_0, t) y(t) dt, \quad (8)$$

де $h(t_0, t)$ - імпульсна перехідна характеристика фільтра.

Дисперсія похибки фільтрації буде мінімальною, якщо дана характеристика задовольняє рівнянню Вінера-Хопфа [3]

$$\int_0^t h(t_0, t) R_Y(t, \tau) dt = R_{SY}(t, \tau), \quad (9)$$

де $R_Y(t, \tau)$ і $R_{SY}(t, \tau)$ - кореляційна функція вхідної суміші сигналу та шуму і взаємкореляційна функція цієї суміші та корисного сигналу відповідно.

Після нескладних перетворювань будемо мати [3, 4]

$$\frac{d}{dt} \hat{S}(t) = L\{b(t)\} \hat{S}(t) + \chi(t) [y(t) - \hat{S}(t)], \quad S(0) = S_0, \quad (10)$$

де $\chi(t) = h(t, \tau)$ - коефіцієнт впливу шумів.

Даний вираз дає змогу синтезувати фільтр Калмана (рис.2) для центрованого процесу, параметри якого несуть інформацію про маневрові властивості КА і його навігаційні функції при здійсненні маневру. Суть такого фільтра полягає в тому, що на кожному новому кроці формування оцінок вони формуються з урахуванням дисперсії вхідного сигналу (коефіцієнт $b(t)$). Тобто параметри фільтра адаптуються до змінних умов приймання сигналу. Даний фільтр відрізняється від відомих тим, що в ньому додатково мається лінійний перетворювач L , який пов'яже фільтрований процес і радіотехнічний сигнал як носій інформації.

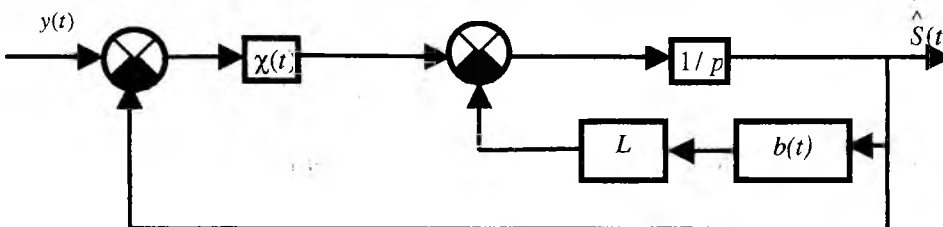


Рис. 2

Визначимо узагальнений коефіцієнт $L\{b(t)\}$ для кореляційної функції, визначеної виразом (3). Знайдемо, по-перше, енергетичний спектр процесу як перетворення Фур'є від функції кореляції (3)

$$G(f) = \sigma_{\Delta U}^2 \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left\{-\frac{|\tau|}{T_{\Delta U}} - j2\pi f\tau\right\} d\tau = \frac{2\sigma_{\Delta U}^2 \frac{1}{T_{\Delta U}}}{\frac{1}{T_{\Delta U}} + (2\pi f)^2}. \quad (11)$$

По-друге, позначаючи $p = j2\pi f$ і підставляючи результат (11) у вираз, що пов'язує енергетичний спектр процесів на вході та виході лінійної системи [2], а саме

$$G_{\text{вих}}(p) = G_{\text{вх}}(p)|W(p)|^2, \quad (12)$$

де $W(p)$ – передавальна функція системи для наведеного формуючого фільтра одержимо

$$\frac{2\sigma_{\Delta U}^2 \frac{1}{T_{\Delta U}}}{\left(\frac{1}{T_{\Delta U}}\right)^2 - p^2} = \frac{G_{\text{вих}}(p)}{L\{b^2(p)\} - p^2}. \quad (13)$$

Звідси: $L\{b(t)\} = 1/T_{\Delta U}$.

Коефіцієнт $\chi(t)$ можна визначити за співвідношенням [3]

$$\chi(t) = \sigma_{\varepsilon}^2(t)/N(t), \quad (14)$$

де $\sigma_{\varepsilon}^2(t)$ – дисперсія похибки фільтрації вхідного процесу;

$N(t)$ – спектральна густина потужності шумів.

На жаль, ні дисперсія $\sigma_{\varepsilon}^2(t)$, а ні спектральна густина потужності шумів $N(t)$ нам не відомі. Проте, величину N можна визначити при застосуванні пристроїв, запропонованих в роботах [3]. Із теорії фільтрації [1, 4] відомо, що дисперсія похибки калмановської фільтрації може бути знайдена з виразу Ріккаті [5]

$$\frac{d}{dt} \sigma_{\varepsilon}^2(t) = 2b(t)\sigma_{\varepsilon}^2(t) - \frac{\sigma_{\varepsilon}^4(t)}{N(t)} + N_{\xi}(t), \quad \sigma_{\varepsilon}^2(0) = \sigma_{\varepsilon}^2, \quad (15)$$

де $N_{\xi}(t)$ – спектральна густина шуму на виході блока $\chi(t)$ (рис.2).

Проте, суттєво нелінійне рівняння (15) розв'язане тільки для окремих випадків, наприклад, для усталених процесів, коли похідна в лівій частці рівняння дорівнює нулю. Цей випадок, характерний для "плавних" ділянок траєкторій, не може бути застосованим на етапах маневру.

Отже сформулюємо задачу фільтрації для опису КА, що маневрують.

Нехай спостерігається найбільш поширена модель процесу, яка являє собою адитивну суміш корисного сигналу й шуму [1, 3]: $y(t) = S[t, \lambda(t)] + n(t)$. Тут, знову ж таки $S[t, \lambda(t)]$ – корисна складова, яка в даному випадку описується неоднорідним диференціальним рівнянням

$$\partial^2 S / \partial t^2 = v(t), \quad (16)$$

де $v(t)$ – скалярний білий гаусовий шум із кореляційною функцією $\langle v(t)v(t-\tau) \rangle = N_v \delta(t-\tau)$.

Рівняння (16) може бути уявленим у нормальній формі Коши [5]

$$\partial S_1 / \partial t = S_2(t), \quad \partial S_2 / \partial t = v(t). \quad (17)$$

Нехай сигнал $S_1(t)$ несе інформацію про лінійне пересування об'єкта вздовж певної координати, тоді $S_2(t)$ буде нести інформацію про швидкість об'єкта вздовж тієї ж координати.

Тобто в даному випадку ми маємо варіант багатомірної фільтрації. Тоді опис цього процесу буде визначатись векторним записом [1, 3]

$$\bar{y}(t) = \underline{C}\bar{S}(t) + \bar{n}(t), \quad (18)$$

де \underline{C} – задана модуляційна матриця, а $\bar{n}(t)$ – шуми, які вважаються білими широкопasmовими і незалежними від кожного фільтрованого параметру, причому похідна $\partial S_2 / \partial t = v(t)$ також уявляє собою білий гаусовий шум, що характерно саме для КА, що маневрують.

Цілком аналогічно скалярному варіанту будемо мати вираз, що описує структуру багатомірної фільтра Калмана [3, 4]

$$\frac{d}{dt} \hat{S}(t) = \underline{B}(t) \hat{S}(t) + \underline{\Psi}(t) \left[y(t) - \underline{C}(t) \hat{S}(t) \right], \quad \hat{S}(0) = 0. \quad (19)$$

Розглянемо двомірний варіант побудови такого фільтра. Рівняння, що описують двомірний фільтр Калмана, мають вигляд:

$$\frac{d \hat{S}_1(t)}{dt} = \hat{S}_1(t) + \frac{\sigma_1^2(t)}{N(t)} \left[y(t) - \hat{S}_1(t) \right], \quad \frac{d \hat{S}_2(t)}{dt} = \hat{S}_2(t) + \frac{\sigma_2^2(t)}{N(t)} \left[y(t) - \hat{S}_2(t) \right]. \quad (20)$$

Структура фільтра, що відповідна виразам (20), наведена на рис. 3. Перш за все, слід виділити наявність двох дискримінаторів, що зумовлене фільтрацією двох параметрів сигналу. По-друге, значною особливістю є наявність перехресного зв'язку між вимірювальними каналами, що можна пояснити диференціальним зв'язком фільтрованих параметрів. Нарешті, важливою особливістю даної структури є наявність керування параметрами підсилення фільтра завдяки визначенню в реальному часі величини N та при нагоді – σ^2 . Якщо остання величина не може бути знайденою, то вона вважається сталою величиною, розрахованою на найгірший випадок.

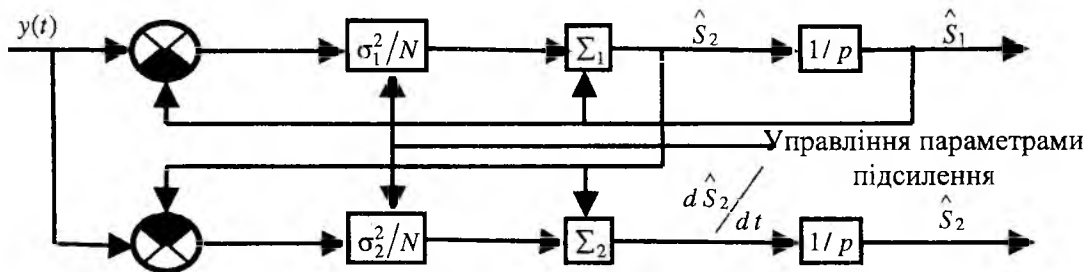


Рис. 3

Важливою перевагою наведеного фільтра є наявність оцінки другої похідної $d \hat{S}_2 / dt$ сигналу S_2 , тобто в даній схемі можна знімати інформацію про другу похідну від функції далькості. Таким чином можливо підвищення кількості компонентів вектора положення КА, які оцінюються одночасно, що покращує якість керування рухом КА при його маневруванні. Наведена синтезована система є найкращою з точки зору фільтрації навігаційних функцій при когерентному прийомі сигналів.

Список літератури: 1. Кузьмин С.З. Основы теории цифровой обработки радиолокационной информации. М., Сов. радио, 1974. 432 с. 2. Коновалов Г.Ф. Радиоавтоматика: Учеб. для вузов по спец. «Радиотехника». М.: Высш. шк., 1990. 335 с. 3. Сосулин Ю.Г. Теоретические основы радиолокации и радионавигации. М.: Радио и связь, 1992. 304 с. 4. Браммер К, Зиффлинг Г. Фильтр Калмана-Бьюси: Пер. с англ. / Под ред. И.Е. Казакова М.: Наука, 1982. 200 с. 5. Бронштейн И.Н., Семендяев К.А., Справочник по математике. М.: Наука, 1962. 608 с.

СНИЖЕНИЕ СРЕДНЕЙ ЭФФЕКТИВНОЙ ПОВЕРХНОСТИ РАССЕЯНИЯ ОБЪЕКТА СЛОЖНОЙ ФОРМЫ ПРИ ОПТИМАЛЬНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ОГРАНИЧЕННОГО КОЛИЧЕСТВА РАДИОПОГЛОЩАЮЩЕГО МАТЕРИАЛА НА ЕГО ПОВЕРХНОСТИ

Как известно [1], наиболее существенный вклад в значение эффективной поверхности рассеяния (ЭПР) объекта сложной формы вносят участки локального рассеяния на гладких выпуклых элементах поверхности. В целях маскировки именно эти участки поверхности объектов сложной формы покрывают радиопоглощающими материалами (РПМ). Радиопоглощающее покрытие (РПП) обычно имеет довольно значительные вес и стоимость. В связи с этим возникает задача наиболее эффективного расположения РПМ на поверхности объекта с целью снижения ЭПР для определенных ракурсов облучения и приема при ограничении на количество используемого РПМ. В статье предлагается методика покрытия поверхности объекта сложной формы РПМ, позволяющая снизить среднюю ЭПР объекта в заданном диапазоне направлений облучения и приема при ограничении на площадь поверхности, снабженной РПП. Указанный оптимальный выбор нанесения РПП осуществляется путем решения некоторой задачи целочисленного линейного программирования. Приводятся результаты оптимизации нанесения РПП для упрощенной модели самолета и оценивается выигрыш в ЭПР модели для различных секторов облучения и приема.

Постановка задачи и основные расчетные соотношения

Конструкционные особенности объекта и технология нанесения РПМ определяют разбиение поверхности на ряд участков, каждый из которых либо снабжен РПП, либо является идеально проводящим. При этом ЭПР объекта приближенно может быть представлена в виде суммы парциальных ЭПР указанных участков

$$\sigma(\theta) = \sum_{i=1}^N \sigma_i(\theta), \quad (1)$$

где N – количество участков разбиения поверхности объекта, θ – угол облучения или приема, функцией которого является ЭПР. Поскольку в конечном итоге нас будут интересовать значения ЭПР объекта, усредненные в некотором диапазоне углов облучения или приема, то представление ЭПР формулой (1) вполне приемлемо для проведения расчетов. При этом для расчета парциальных ЭПР отдельных участков может быть использован метод, предложенный в [2]. Введем среднюю ЭПР всего объекта и среднюю ЭПР i -го участка поверхности для диапазона углов $\theta_1 \leq \theta \leq \theta_2$:

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{|\theta_2 - \theta_1|} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sigma(\theta) d\theta, \quad (2)$$

$$\bar{\sigma}_i = \frac{1}{|\theta_2 - \theta_1|} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sigma_i(\theta) d\theta. \quad (3)$$

Проведя усреднение в указанном диапазоне для соотношения (1), получим

$$\bar{\sigma} = \sum_{i=1}^N \bar{\sigma}_i. \quad (4)$$

Именно сумму парциальных ЭПР отдельных участков поверхности (4), усредненных в конечном диапазоне углов облучения или приема, и будем минимизировать. Введем обозначения для ЭПР i -го участка поверхности объекта сложной формы: $\bar{\sigma}_{i1}$ – средняя ЭПР i -го участка в случае идеально проводящей поверхности в указанном диапазоне углов, $\bar{\sigma}_{i2}$ – средняя ЭПР этого же участка в случае использования на его поверхности РПМ. В таком случае для ЭПР объекта сложной формы, полностью покрытого РПМ, можно записать

$$\bar{\sigma}_2 = \sum_{i=1}^N \bar{\sigma}_{i2}. \quad (5)$$

Вычитая (5) из (4), получим:

$$\bar{\sigma} - \bar{\sigma}_2 = \sum_{i=1}^N (\bar{\sigma}_i - \bar{\sigma}_{i2}) = \sum_{i=1}^N \kappa_i (\bar{\sigma}_{i1} - \bar{\sigma}_{i2}) = \sum_{i=1}^N \kappa_i \Delta \sigma_i. \quad (6)$$

Здесь κ_i – целочисленный коэффициент, равный нулю, если i -й участок поверхности объекта покрыт РПМ, и единице, если этот участок идеально проводящий.

Пусть S_0 – максимально возможная площадь поверхности объекта, допускающая покрытие РПМ, S – полная площадь поверхности объекта, $S_0 < S$, причем

$$S = \sum_{i=1}^N S_i. \quad (7)$$

Запишем ограничение на площадь используемого РПП с помощью $\kappa_i (i = 1, \dots, N)$:

$$\sum_{i=1}^N (1 - \kappa_i) S_i \leq S_0 \quad (8)$$

или

$$\sum_{i=1}^N \kappa_i S_i \geq S - S_0. \quad (9)$$

Решение задачи оптимального размещения РПМ на поверхности объекта свелось к задаче целочисленного программирования – нахождению набора бинарных коэффициентов κ_i , минимизирующего выражение (6) и удовлетворяющего ограничительному условию (9). Решение указанной задачи целочисленного линейного программирования может быть проведено одним из стандартных методов, например, аддитивным алгоритмом либо методом ветвей и границ [3].

Результаты численного моделирования

При расчетах была использована упрощенная модель самолета (рис.1), состоящая из четырех трехосных эллипсоидов. Размеры полуосей эллипсоидов: фюзеляж – $a = 1.25$ м, $b = 1.25$ м, $c = 9$ м; крылья – $a = 0.5$ м, $b = 11$ м, $c = 2$ м; горизонтальный стабилизатор – $a = 0.3$ м, $b = 3$ м, $c = 1$ м; вертикальный стабилизатор – $a = 3$ м, $b = 0.3$ м, $c = 1$ м. Центры эллипсоидов фюзеляжа и крыльев совмещены и смещены относительно эллипсоидов стабилизаторов на расстояние 7.6 м.

ЭПР модели рассчитывалась при частоте зондирующего сигнала 10 ГГц. При расчетах использован РПМ толщиной 1.3 мм с относительными проницаемостями $\epsilon'_1 = 20 + i0.1$, $\mu'_1 = 1.35 + i0.8$. Данный материал обеспечивает снижение ЭПР для плоской пластины на 15 дБ при нормальном падении и зондирующем сигнале с указанной частотой.

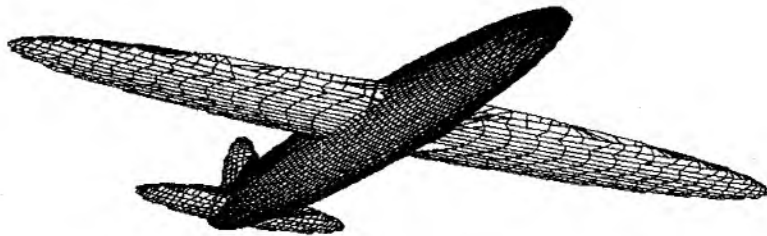


Рис. 1

Для оценки ЭПР частично покрытой модели самолета поверхность объекта была разбита на 140 частей с площадями от 0.3 до 4.5 м². Были получены значения средних парциальных ЭПР для каждого участка поверхности при наличии и отсутствии РПМ для различных диапазонов углов облучения и приема.

На рис. 2 представлена зависимость средней ЭПР модели самолета от площади оптимально использованного РПМ для углов азимута $-10^{\circ} \dots +10^{\circ}$ относительно оси самолета и углов места $0^{\circ} \dots -8^{\circ}$ относительно плоскости крыла (совмещенный прием при облучении из

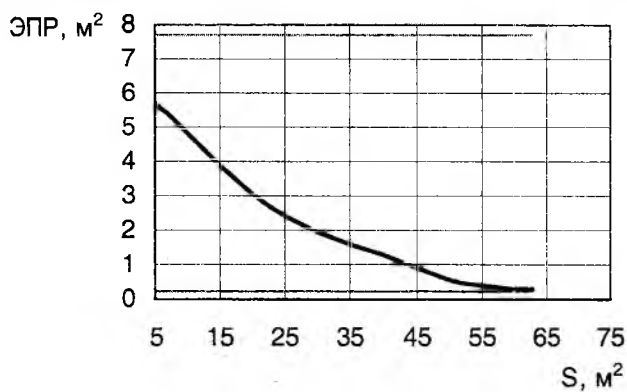


Рис. 2

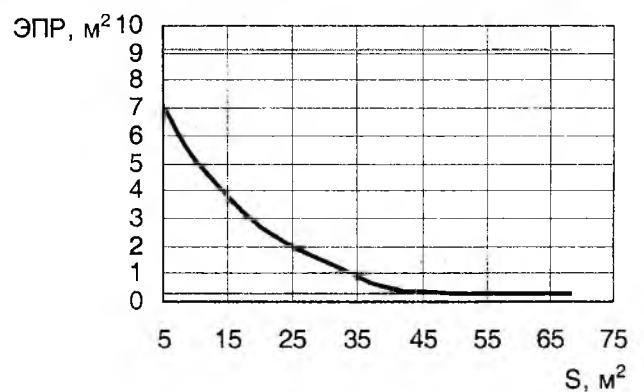


Рис. 3

нижней полусферы). На рис. 3 приведена аналогичная зависимость для разнесенного приема при лобовом зондировании и бистатическом угле по азимуту $-10^{\circ} \dots +10^{\circ}$ и по углу места $0^{\circ} \dots -8^{\circ}$. Значение средней ЭПР при разнесенном приеме снижается быстрее чем для при совмещенном приеме. Очевидно, это связано с меньшими перемещениями локальных центров рассеяния на поверхности объекта и, соответственно, несколько иным оптимальным распределением РПМ на поверхности самолета. Приемлемые значения ЭПР достигаются при оптимальном покрытии РПМ всего лишь 20-25% поверхности модели.

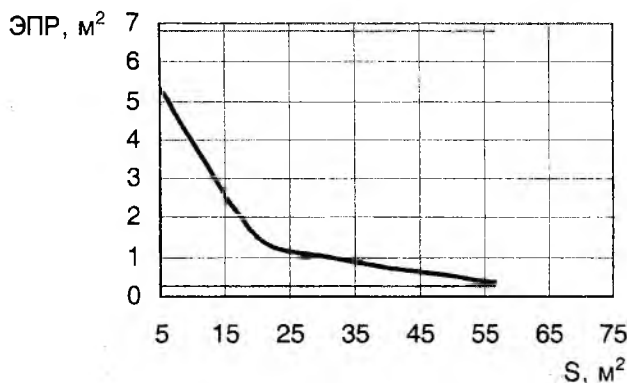


Рис. 4

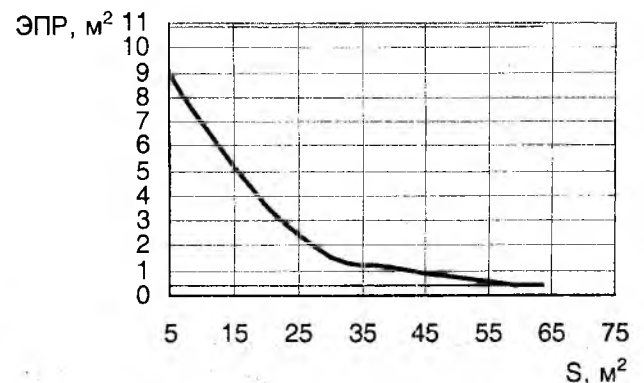


Рис. 5

Результаты, аналогичные приведенным выше, но полученные при большем телесном угле усреднения, представлены на рис. 4, 5 соответственно для совмещенного и разнесенного

приема. В этом случае усреднение по азимуту проводилось в диапазоне углов $-20^\circ \dots +20^\circ$, а по углу места $-0^\circ \dots -20^\circ$. Необходимо отметить, что при площади РПМ $50 \dots 60 \text{ м}^2$ оптимальное размещение позволяет получить ЭПР, практически равную ЭПР полностью покрытой модели.

В качестве примера оптимального размещения РПМ рассмотрим распределение покрытия по поверхности самолета в двух случаях. На рис. 6 представлено оптимальное распределение РПМ для усреднения ЭПР при совмещенном приеме в диапазоне изменения азимута $-5^\circ \dots +5^\circ$ и угла места $-3^\circ \dots +3^\circ$. Вид самолета из верхней полусферы представлен на рис. 6а, вид из нижней полусферы – на рис. 6б. Места размещения РПМ показаны серым цветом и обведены рамкой. Площадь РПМ – 40 м^2 . ЭПР самолета с таким расположением РПМ для лобового ракурса составляет 0.68 м^2 при ЭПР полностью покрытой модели 0.26 м^2 , а идеально проводящей – 8.11 м^2 .

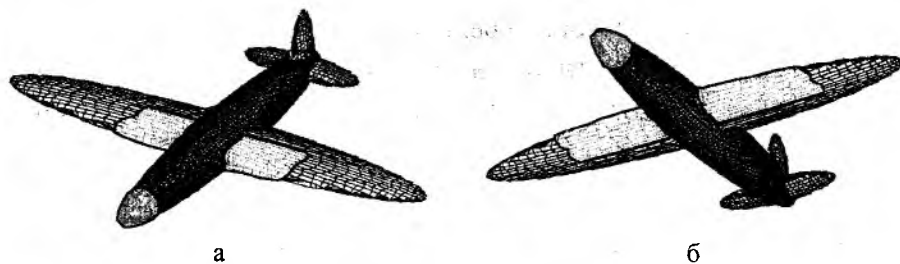


Рис.6

На рис. 7 представлено оптимальное распределение РПМ для усреднения ЭПР при совмещенном приеме в диапазоне изменения азимута $-20^\circ \dots +20^\circ$ и угла места $0^\circ \dots -20^\circ$.

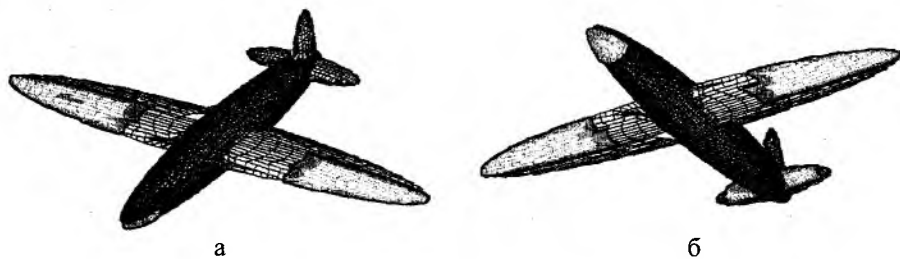


Рис.7

Площадь РПМ также составляет 40 м^2 . Средняя ЭПР самолета в заданном телесном угле с таким расположением РПМ составляет 0.74 м^2 при ЭПР полностью покрытой модели 0.23 м^2 , а идеально проводящей – 6.81 м^2 . Анализ рисунков показывает существенное отличие между вариантами оптимального распределения ограниченного количества РПМ для двух различных диапазонов углов облучения самолета.

Предложенный метод оптимизации использования РПМ на поверхности объекта сложной формы является достаточно строгим, простым и легко реализуемым в виде алгоритмов и программ для ЭВМ. С его помощью получена оценка снижения ЭПР в конечных диапазонах изменения ракурсов облучения и приема при оптимальном использовании РПМ на части поверхности объекта. Можно сделать вывод, что для широкого диапазона боевых ракурсов можно достичь существенного и даже полного снижения ЭПР, используя РПМ только на 20 – 25% поверхности модели.

Список литературы: 1. Кобак В.О. Радиолокационные отражатели. М.: Сов.радио, 1975. 248 с. 2. Сухаревский О.И., Василец В.А., Сазонов А.З., Ткачук К.И. Расчет рассеяния электромагнитной волны на идеально проводящем объекте, частично покрытом радиопоглощающим материалом, с помощью триангуляционных формул // Радиофизика и радиоастрономия. Т5, № 1. 2000. С. 47 – 54. 3. Романовский В.О. Алгоритмы решения экстремальных задач. М.: Наука, 1977, 352 с.

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ИЗМЕНЕНИЯ КРЕНА И ТАНГАЖА ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА НА ТОЧНОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАГНИТОМЕТРИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ КОНТРОЛЯ ОТНОСИТЕЛЬНОГО ПОЛОЖЕНИЯ

Для обеспечения безопасности выполнения полётов летательных аппаратов (ЛА) разрабатываются специальные системы контроля места, обеспечивающие экипаж данными об относительном положении ЛА в группе. В [1] была предложена магнитометрическая система контроля относительного положения (МСКОП). Система состоит из излучателя магнитного поля в виде двух ортогональных линейных проводников, запитанных пульсирующим током инфранизкочастотного диапазона электромагнитных волн, и трехкомпонентного магнитометра. Такая система позволяет определять относительные координаты ЛА и его угловое положение. В настоящей работе проведён анализ влияния изменения крена и тангажа контролируемого ЛА на точностные характеристики (ТХ) МСКОП.

Исследование проводилось для следующих условий:

- рассматривалось 8 положений ЛА в секторах, на которые условно разделено пространство вокруг измерителя (3 компонентного магнитометра) (рис. 1); границы этих секторов определяются осями нормальной системы координат (НСК) [2] $OXYZ$, связанной с измерителем (оси НСК и связанной системы координат измерителя (ССК) совпадают);

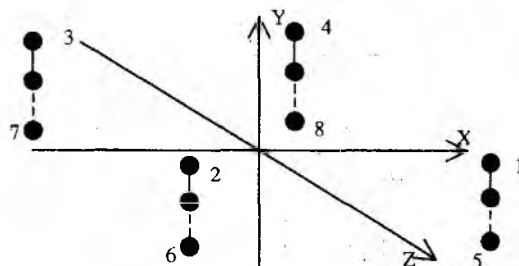


Рис. 1

- ошибки определения координат и углового положения рассчитывались для ошибки измерения напряжённости (H_{Π}) магнитного поля (МП) излучателя системы, равной $0,1/4 \cdot \pi \cdot 10^2$ А/М;

- положение ЛА в секторах характеризуется радиус-вектором $R = 150$ м, углом места $Q = \pm 20^\circ$, курсовым углом $KV = \pm 45^\circ, \pm 135^\circ$.

- в качестве источников МП рассмотрен излучатель МСКОП [1] в виде двух ортогональных линейных проводников длиной по 10 м каждый и запитанных током $I = 100$ А.

В качестве исследуемых параметров рассматривались:

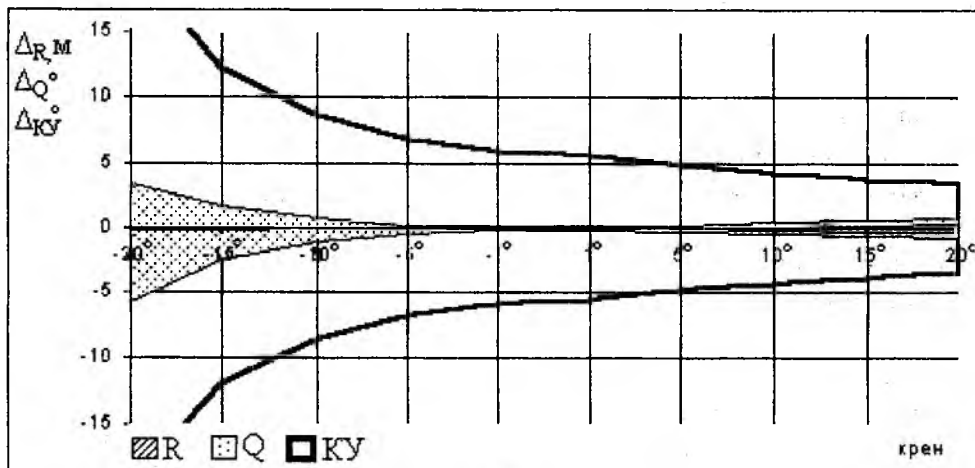
- прямоугольные координаты ЛА – X, Y, Z ;
- сферические координаты ЛА – R, KV (курсовой угол ЛА – угол в горизонтальной плоскости между осью X и направлением на ЛА), Q – (угол места – угол между проекцией R на горизонтальную плоскость и самим R);
- угловое положение ЛА – крен, тангаж, курс (в НСК, связанной с измерителем);
- определялись максимальные и минимальные абсолютные ошибки определения прямоугольных и сферических координат ($\Delta x, \Delta y, \Delta z, \Delta R, \Delta Q, \Delta KV$) и углового положения ($\Delta \gamma, \Delta \nu, \Delta \varphi$) контролируемого ЛА, которые сведены в графики. В результате расчётов на графиках отображены области ошибок соответствующие заданной помехе;
- при изменении крена (тангажа) остальные углы (курс, тангаж, крен) были равны нулю.

В результате исследований установлено, что по характеру изменения ошибок все секторы можно разделить на две группы. Первая – 1, 3, 5, 7 секторы и вторая – 2, 4, 6, 8 секторы.

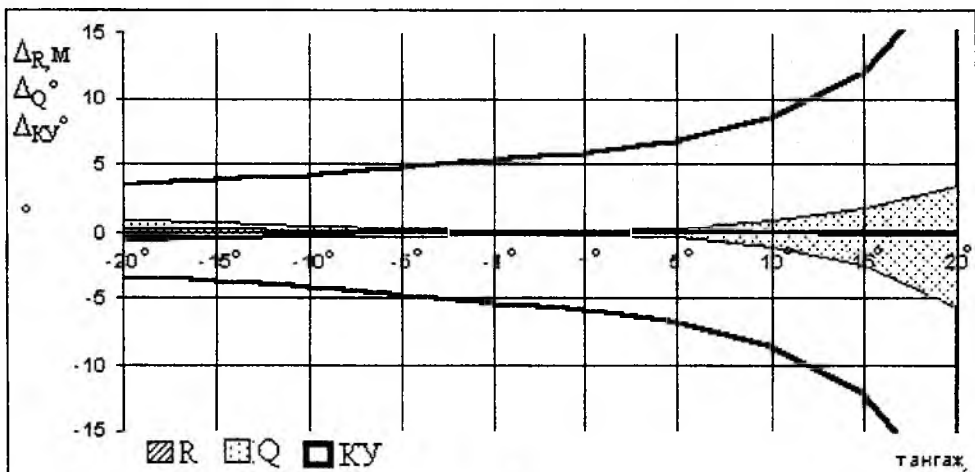
Сделаем анализ полученных результатов при изменении крена (тангажа) в интервале $\pm 20^\circ$.

Как отмечено в условиях, исследование ошибок проводилось при изменении крена, тангажа в отдельности; излучатель МСКОП представляет собой два ортогональных

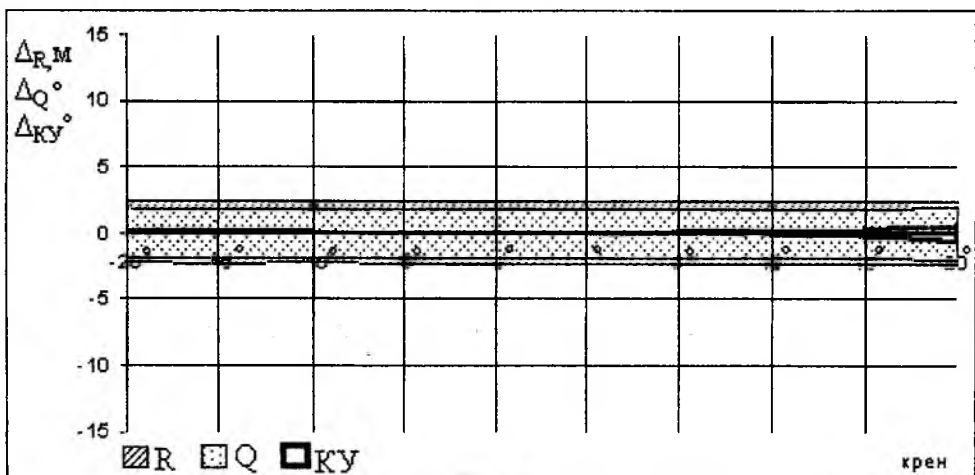
линейных излучателя. В связи с этим изменение тангажа ЛА представляет собой вращение продольного излучателя вокруг оси Z, а изменение крена – вращение поперечного излучателя вокруг оси X. Следовательно, характер изменения ошибок определения координат и углового положения будет одинаковый при изменении крена и тангажа, то есть создание правого крена соответствует отклонению ЛА по тангажу вниз. Это утверждение было проверено расчётами, результаты которых отображены на рис. 2 (сравнение приведено по крену (а, в) и тангажу (б, г) для 1 (а, б) и 4 в, г) секторов).



а



б



в

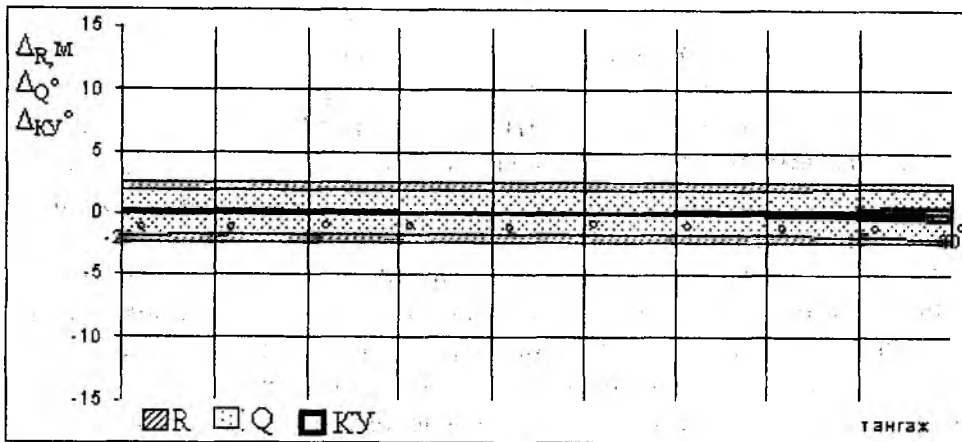
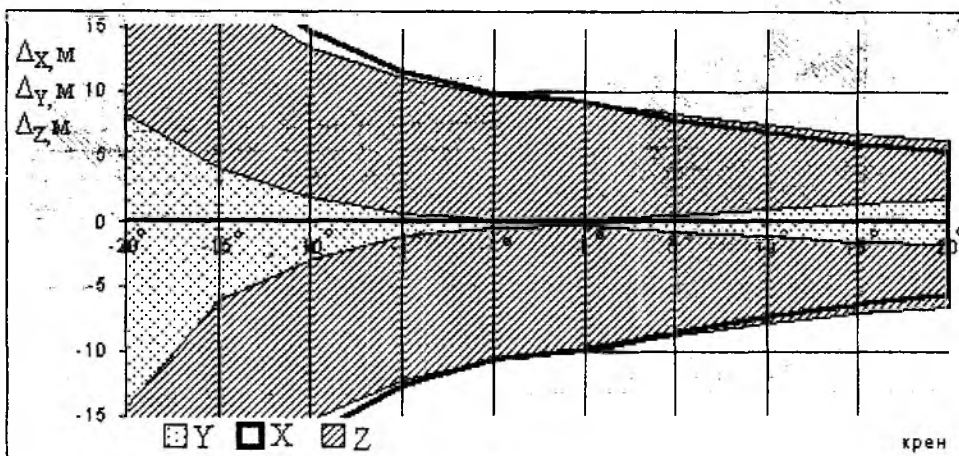
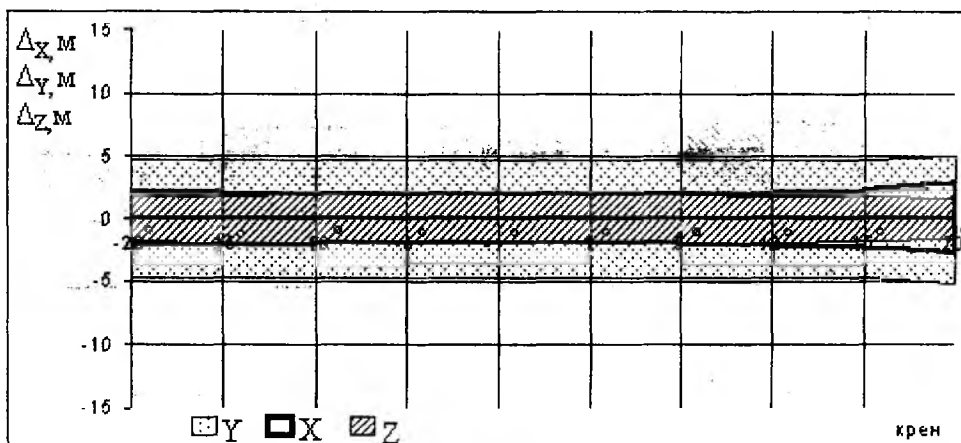


Рис. 2

Таким образом, влияние крена и тангажа на точность МСКОП можно оценивать по одному параметру, к примеру по крену.



а



б

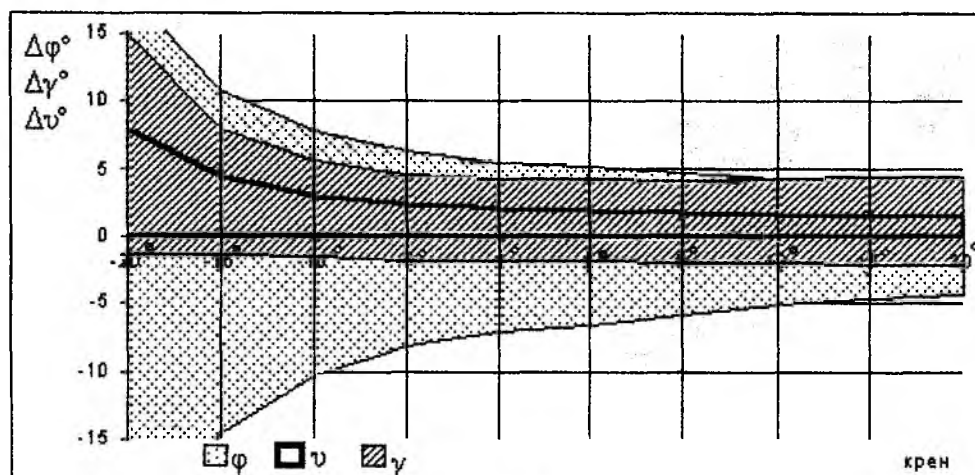
Рис. 3.

Поведём исследование влияния крена на примере сравнения секторов 1 и 2 групп. При нахождении ЛА в секторах 1 группы правый крен приводит к уменьшению ошибок определения KU , X , Z и незначительному увеличению $-R$, Q , Y . Такой характер ошибки имеют в секторах 1 и 7 (рис. 2 (а, б), 3а). В секторах 5 и 3 ошибки имеют такое же изменение, но только при левом крене.

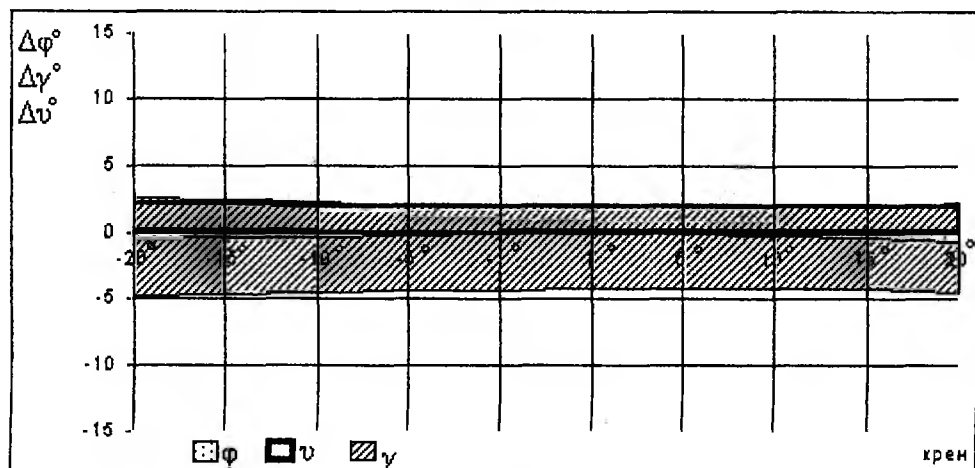
Такая противоположность объясняется тем, что при правом крене (сектор 1, 7) или левом (сектор 5, 3) уменьшается угол между направлением на ЛА и осью Y ССК ЛА. Это приводит к увеличению напряжённости МП излучателя МСКОП и соответственно снижению степени влияния помехи. При расположении ЛА в секторах 2 группы изменение крена (тангажа) практически не приводит к изменению ошибок определяемых параметров (рис. 2 (в, г), 3 б).

В результате исследования влияния изменения крена (тангажа) на точность определения углового положения ЛА замечено, что характер изменения ошибок определения курса, крена, тангажа такой же, как и у ошибок определения координат. В качестве примера представлены результаты исследований 1 (а) и 4 (б) секторов (рис. 4, 5).

Различия, которые были выявлены при исследовании ошибок определения углового положения при изменении крена и тангажа, видны при сравнении рис. 4 и 5. Это различие заключается в неидентичности областей ошибок определения угловых величин, что обусловлено особенностями алгоритма МСКОП.

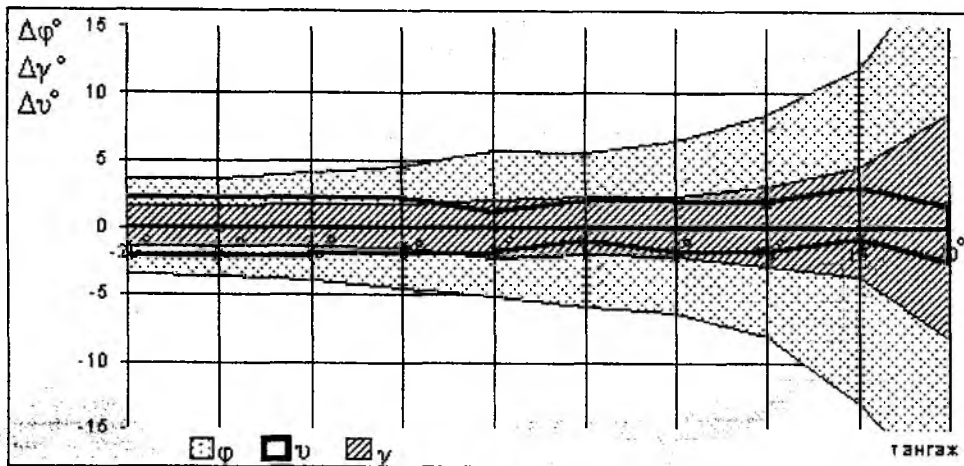


а

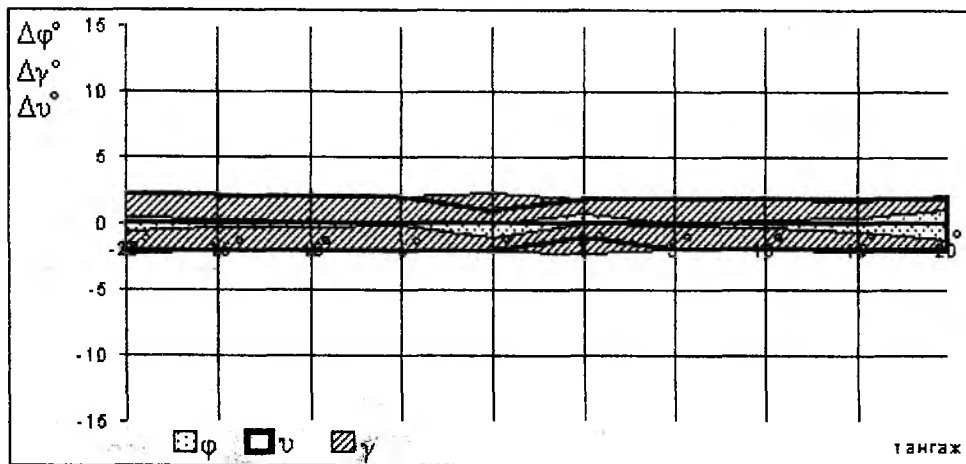


б

Рис. 4



а



б

Рис. 5

Рассмотренное исследование было проведено при изменениях крена (тангажа) в интервале $\pm 20^\circ$. Отдельный интерес представляет исследование ошибок системы при угловых отклонениях, которые приводят к «условному» перемещению измерителя из одного сектора ССК объекта в другой. Такое перемещение (переход через нуль) схематично отображено на рис. 6.

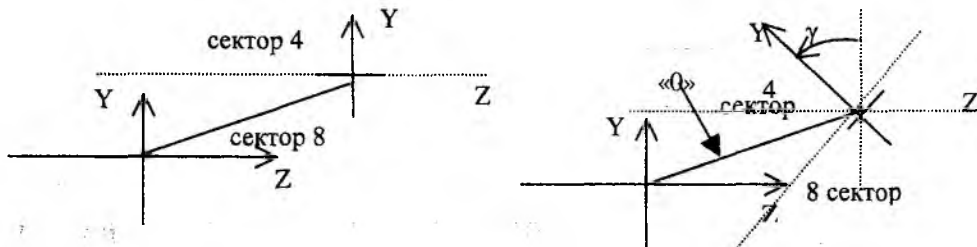
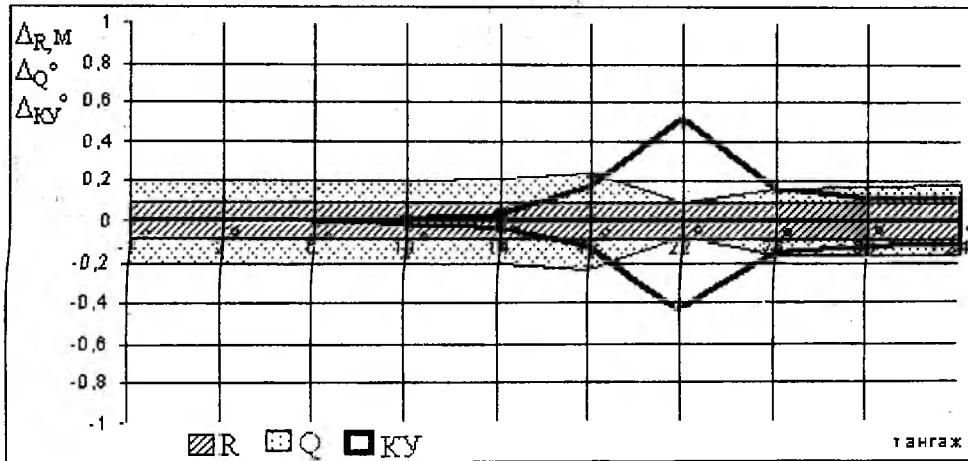


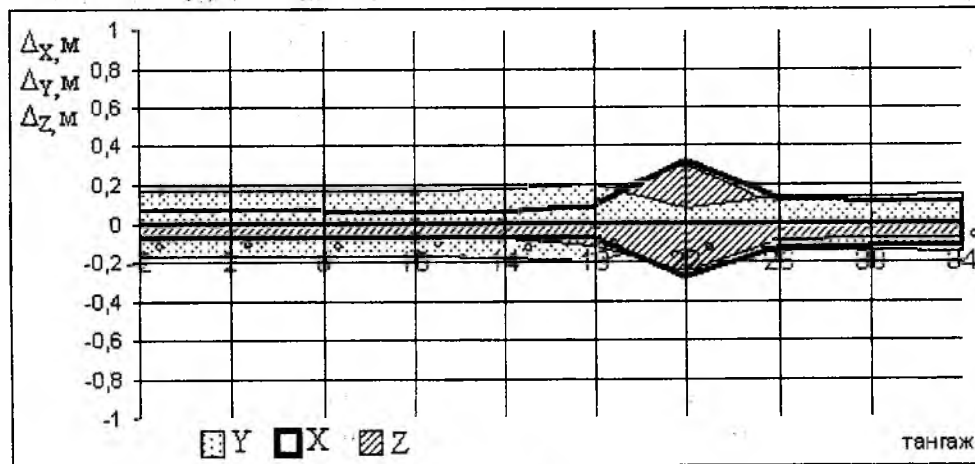
Рис. 6

В районе «нулевой зоны» МП одного из элементов излучателя значительно ослабляется, что приводит к увеличению ошибок, обусловленных НД. По этой причине условия расчётов были изменены – угол места был взят $\pm 15^\circ$, $R = 50$ м. Исследование влияния таких угловых отклонений ЛА по крену и тангажу были проведены при его нахождении в 4 секторе НСК измерителя, то есть впереди, слева с превышением. Как и предыдущем

случае, характер ошибок определения координат при изменении крена и тангажа одинаковый, поэтому рассмотрим их изменение на примере изменения одного угла – тангажа (рис. 7) (а – сферические координаты, б – прямоугольные координаты). Различный характер, при изменении этих углов, имеют ошибки определения углового положения ЛА, что видно из рис. 8 (а – тангаж, б – крен).

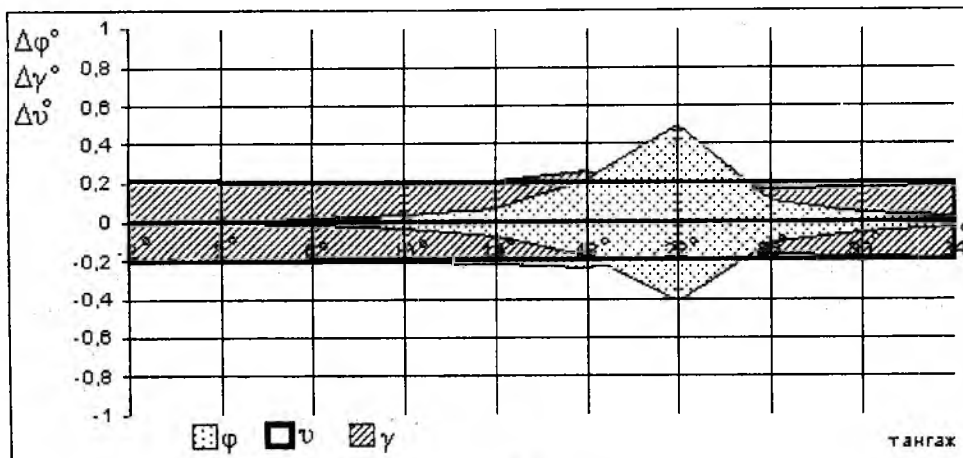


а

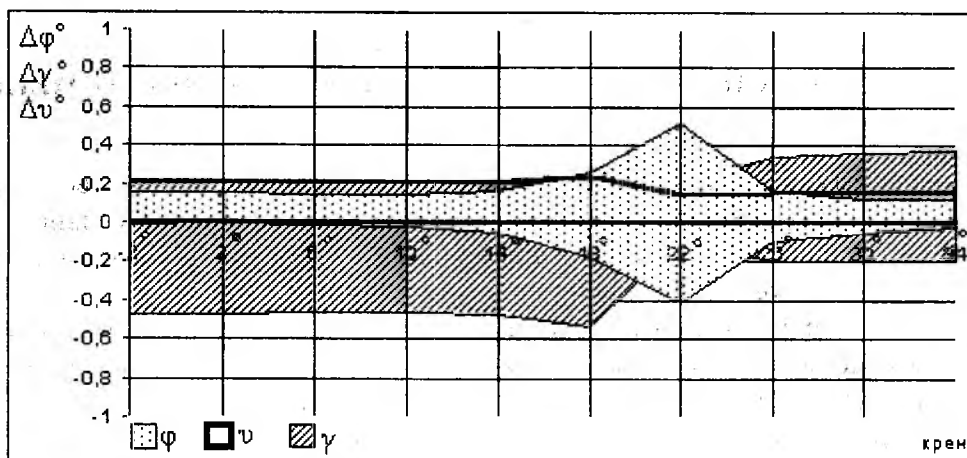


б

Рис. 7



а



б
Рис. 8

По результатам исследований можно сделать следующие выводы.

Изменение крена и тангажа, связанное с переходом через нуль (диапазон $(-2^\circ \div 34^\circ)$), приводит к следующему:

- сферические координаты – ошибка определения R не изменяется, область ошибки определения Q незначительно уменьшается в районе перехода через нуль, а область ошибки определения KU расширяется;
- прямоугольные координаты – при переходе через нуль увеличивается область ошибок определения X и Z , область ошибок по Y уменьшается;
- угловое положение – точность определения тангажа не изменяется; область ошибок определения курса к нулевой зоне расширяется, а крена – скачкообразно уменьшается (в нулевой зоне).

Проведенное исследование влияния изменения крена и тангажа ЛА без перехода через нуль на ТХ системы показало, что оно не влияет на изменение ошибок определения координат и углового положения при его нахождении в секторах 2 группы. При нахождении в секторах 1 группы точность системы ухудшается по мере увеличения угла между направлением на ЛА и осью Y его ССК. Полученные результаты позволяют оценить влияние углового положения ЛА на точность определения его координат, курса, крена и тангажа. Это позволяет в дальнейшем выработать рекомендации по выбору оптимального взаимного расположения ЛА для достижения максимальной точности МСКОП. Также на основе полученных результатов предлагается в дальнейшем изменить конструкцию излучателя системы с целью формирования в одном секторе магнитного поля излучателя с ГХ – секторов 1 и 2 группы. Это позволит повысить точность системы, так как одни параметры точнее определяются при нахождении ЛА в секторах 1 группы (Q, R, Y), а другие в – секторах 2 группы (KU, X, Z , курс, крен, тангаж).

Список литературы: 1. Афанасьев В.В., Чёрный С.В. Разработка магнитометрической системы контроля относительного положения // 6-й Междунардн. молодёжн. форум «Радиоэлектроника и молодёжь в XXI веке»: Сб. науч. тр. Ч. 1. Харьков: ХНУРЭ; 2002. С. 42 – 43. 2. Микеладзе В.Г., Тутов В.М. Основные геометрические и аэродинамические характеристики самолётов и ракет: Справочник. М.: Машиностроение, 1982. 149 с.

Харьковский институт ВВС
им. И. Кожедуба

Поступила в редколлегию 03.07.2002

Д. С. КАЛЬЧЕНКО

КОМПЬЮТЕРНАЯ СИСТЕМА АНАЛИЗА СПЕКТРАЛЬНО-ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СИГНАЛОВ

В настоящее время растущие ресурсы вычислительной техники дают возможность исследовать временные и спектральные характеристики сигналов в реальном масштабе времени и выполнять анализ процесса фильтрации с использованием математических моделей цифровых фильтров.

В данной статье рассматриваются принципы работы и анализируются основные характеристики программно-аппаратной системы DKF, функционирующей на базе персонального компьютера класса Pentium с операционной системой семейства Windows. Система DKF была спроектирована, реализована и успешно прошла испытания.

Система обладает следующими функциональными возможностями:

- сбор данных о входящем сигнале звуковых частот через плату ввода/вывода типа ISA или PCI;
- первичная обработка поступивших входных данных, вычисление спектральных характеристик с помощью дискретного преобразования Фурье и их отображение на экране монитора в реальном масштабе времени;
- формирование заданной передаточной характеристики цифрового фильтра и последующая оптимизация его параметров (порядок фильтра и коэффициенты усиления его умножителей);
- анализ сигнала, прошедшего через цифровой фильтр по априорно известным характеристикам сигнала и цифрового фильтра.

Структурная схема системы приведена на рис. 1.

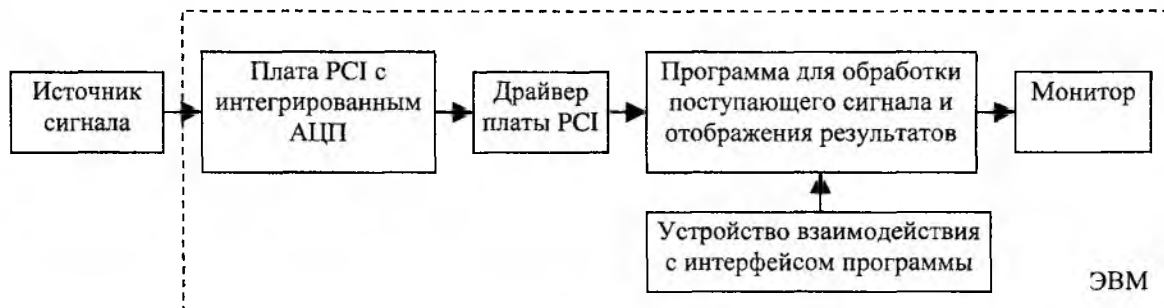


Рис. 1

С помощью импульсно-кодовой модуляции поступающий от источника аналоговый сигнал преобразуется в цифровые отсчеты с выбранной разрядностью: 4, 8, 16 бит. Отсчеты с выхода АЦП помещаются в область памяти для их хранения и последующей обработки. Частота дискретизации может принимать различные значения из ряда: 8, 11, 12, 16, 22, 24, 32, 44 и 48кГц. Объем памяти, отводимой для хранения значений цифровых отсчетов, согласовывается с размером прямоугольного окна, используемого при вычислении свертки с исходным цифровым сигналом. Благодаря этому при вычислениях требуются минимальные системные ресурсы ЭВМ. На рис. 2 изображены временная (кривая 1) и спектральная $X[k]$ (кривая 2) характеристики сигнала (звук «А») при частоте дискретизации 8кГц и прямоугольным окном размером 256 и 512 отсчетов. Из рис.2 видно, что спектральные пики последовательности $X[k]$ расширяются при меньшей длине окна за счет их свертки со спектром прямоугольного окна. Кроме того в спектре исследуемого сигнала появляются дополнительные составляющие, т.е. происходит утечка энергии спектральных пиков в

боковые лепестки. Боковые лепестки искажают амплитуду соседних спектральных пиков, что приводит к смещению оценки и к маскировке слабых спектральных составляющих (рис. 2а). С целью устранения указанного явления в системе предусмотрена возможность применения окна специальной (не прямоугольной) формы. При этом влияние боковых лепестков можно уменьшить до 30дБ.

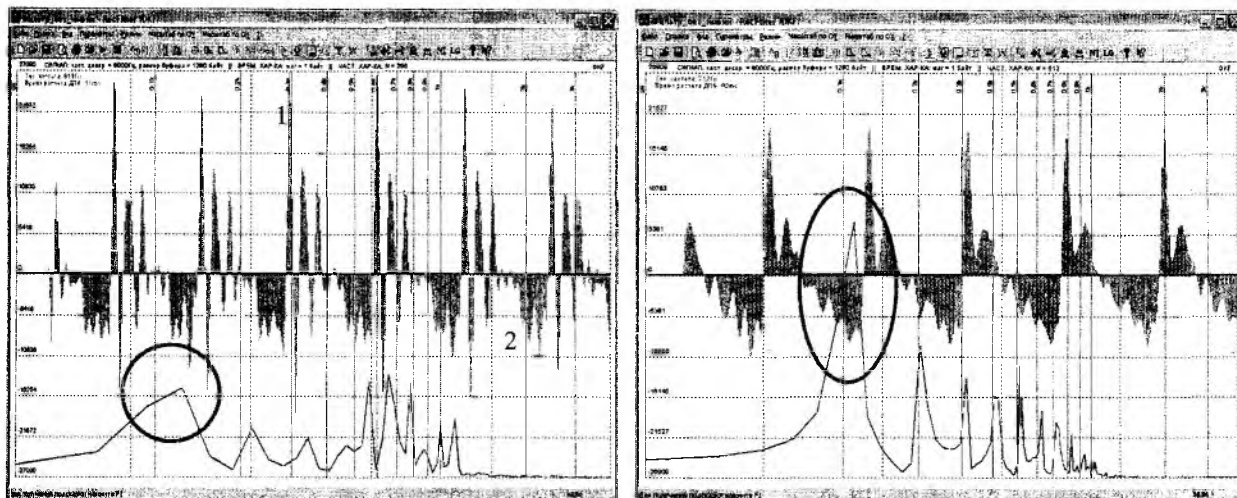


Рис. 2

Быстродействие описываемой системы позволяет анализировать сигналы с окном от 128 до 4092 отсчетов (периодов дискретизации), которое выбирается исходя из требуемой точности аппроксимации.

Вычисление ДПФ производится по формуле (1):

$$X[k] = \sum_{n=0}^{N-1} x[n] \exp(-j2\pi kn/N), \quad (1)$$

где $x[n]$ – N-точечная последовательность данных;
 $X[k]$ – N-точечная последовательность спектральных коэффициентов;
 N – количество спектральных отсчетов.

Время вычисления ДПФ для различных N на ЭВМ с тактовой частотой 1000МГц составит: $t_b = 5$ мс при $N = 128$; $t_b = 10$ мс при $N = 256$; $t_b = 35$ мс (25 кадров/сек) при $N = 512$; $t_b = 150$ мс при $N = 1024$; $t_b = 240$ мс при $N = 2048$ и $t_b = 800$ мс при $N = 4096$.

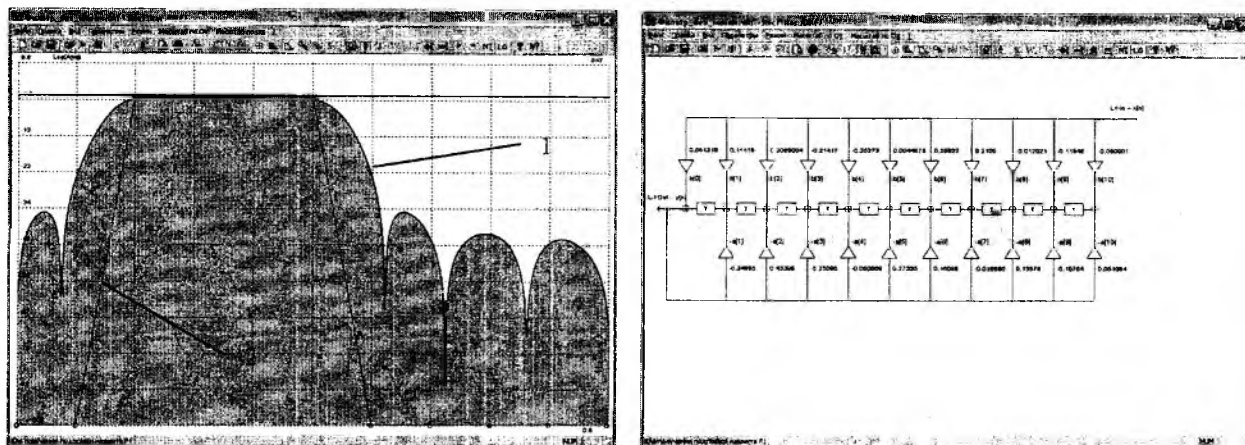
Полученные на выходе АЦП временные отсчеты поступают на вход цифрового фильтра (ЦФ) в виде математической модели, функционирующей в соответствии с разностным уравнением (2):

$$y[n] = \sum_{k=0}^{N-1} b[k]x[n-k] - \sum_{k=1}^{N-1} a[k]y[n-k], \quad (2)$$

где $a[k]$, $b[k]$ – постоянные коэффициенты;
 $x[n]$ – входная последовательность отсчетов;
 $y[n]$ – выходная последовательность отсчетов.

Амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) цифрового фильтра (рис. 3а кривая 1) предварительно оптимизируется методом аппроксимации с неравномерным шагом к задан-

ной форме АЧХ (рис. 3а кривая 2) по критерию минимума среднеквадратического отклонения (3). Из литературы известно, что данный метод позволяет синтезировать цифровой фильтр заданного порядка N , для которого ошибка аппроксимации в полосах пропускания и подавления будет минимальна по сравнению с другими известными методами. На рис. 3б приведена каноническая форма реализации синтезированного цифрового фильтра.



а)

б)

Рис. 3

Частотная характеристика синтезируемого фильтра представляется в виде функции двух аргументов $H(w, \underline{c})$, где w – нормированная частота; \underline{c} – вектор параметров фильтра, связанных с его коэффициентами. Задача синтеза состоит в выборе вектора \underline{c} , минимизирующего выражение (3):

$$\max \{F(w) | H_3(w) - H(w, \underline{c})\} \rightarrow \min, \quad (3)$$

где $F(w)$ – весовая функция, используемая для выделения отдельных диапазонов частот в ходе процесса оптимизации;
 $H_3[w]$ – заданная АЧХ цифрового фильтра;
 $H(w, \underline{c})$ – оптимизируемая АЧХ цифрового фильтра, зависящая от коэффициентов $a[k]$ и $b[k]$ цифрового фильтра.

Для задания весовой функции $F(w)$ весь интервал частот разбит на поддиапазоны, количество которых зависит от порядка цифрового фильтра с целью увеличения равномерности частотной характеристики фильтра в области пропускания.

Изменяя порядок цифрового фильтра, система позволяет исследовать такие характеристики, как минимальное затухание в полосе задерживания и прямоугольность частотной характеристики для фильтров различных порядков (до 10-го включительно). На рис.3 приведен результат оптимизации цифрового фильтра 10-го порядка, у которого минимальное затухание составляет более 30дБ, а коэффициент прямоугольности на уровне 34дБ равен 0,53. Из рисунка также следует, что метод обеспечивает равноволновые пульсации.

С целью увеличения скорости процесса оптимизации применен убывающий экспоненциальный закон изменения шага оптимизации. Это позволяет максимально быстро достичь минимума весовой функции $F(w)$ (3) и не потерять заданную точность оптимизации. При этом скорость оптимизации АЧХ полосового ЦФ и минимальное подавление в полосе задерживания для различных порядков фильтра составили соответственно: 2 пор. – менее 1с и 6дБ, 4 пор. – 2с и 12дБ, 6 пор. – 10с и 18дБ, 8 пор. – 24с и 24дБ, 10 пор. – 54с и 30дБ.

Устойчивость системы цифровой фильтрации анализируется на наличие отрицательных действительных частей у всех полюсов передаточной функции. Выход действительных частей полюсов в отрицательные значения исключен в алгоритме оптимизации, что позволяет синтезировать устойчивые цифровые фильтры даже при наличии у них обратной связи выхода с входом (рекурсивные ЦФ). На рис. 4 приведена импульсная характеристика рекурсивного ЦФ 10-го порядка (первые 33 отсчета). Исследование графиков импульсной характеристики цифровых фильтров (рис. 4) подтверждает их устойчивость при наличии обратной связи.

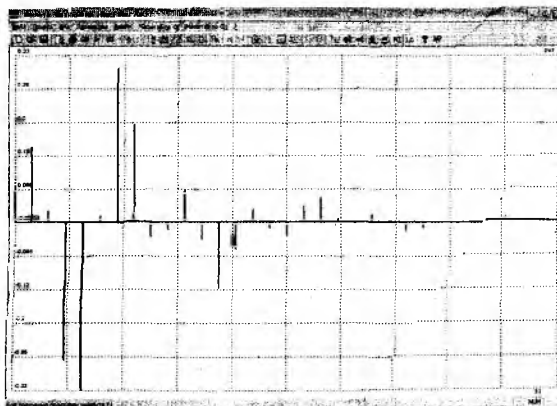


Рис. 4

Представленная система иллюстрирует возможности современных компьютерных технологий в области обработки сигнала (в том числе речевого) и их доступность широкому кругу пользователей.

Список литературы: 1. Бондарев В.Н., Трёстер Г., Чернега В.С. Цифровая обработка сигналов: методы и средства. Севастополь: Изд-во СевГТУ, 1999. 398 с.: ил. 2. Рабинер Л.Р., Шафер Р.В. Цифровая обработка речевых сигналов. М.: Радио и связь, 1981. 459 с. 3. Горелов Г.В., Ромашкова О.Н., Чан Туан Ань. Качество управления речевым трафиком в телекоммуникационных сетях. М.: Радио и связь, 2001. 112 с.: ил.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 05.07.2002

ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ОБНАРУЖЕНИЯ АКТИВНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ПОМЕХ НА ФОНЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПО МОЩНОСТИ ПАССИВНЫХ ПОМЕХ

Массовое использование радиоэлектронных средств (РЭС) привело к резкому усложнению электромагнитной обстановки, в результате, как показывают практика эксплуатации, между многими типами РЭС возникают взаимные радиопомехи.

Наиболее распространенным типом взаимных помех являются так называемые хаотические импульсные помехи (ХИП), которые, как правило, намного превосходят по мощности полезные сигналы. В импульсных РЛС ХИП вызывают интенсивные засветы экранов индикаторов, тем самым затрудняя или полностью исключая возможность обнаружения сигналов радиолокационных целей. В случае же использования автоматических или автоматизированных систем обработки радиолокационной информации ХИП вызывают перегрузку этих систем ложными отметками, а из-за грубой установки порога обнаружения полезных сигналов существенно снижают показатели качества обработки радиолокационной информации.[1]

Наряду с указанными можно отметить еще ряд трудностей. Рассмотренные в [2] процедуры квазиоптимальной обработки эхо-сигналов целей требуют формирования массивов, соответствующих энергетическому рельефу пассивной помехи («карта помех»). В общем случае «карта помех» может формироваться для этапов когерентной, а также некогерентной обработки радиолокационных сигналов.

Наличие импульсной помехи ухудшает качество формируемых массивов, особенно на втором этапе формирования карты остатков пассивной помехи (ПП) при наличии «размноженной» импульсной помехи в когерентном тракте СДЦ. Решать эту задачу можно, каким-то путем устранив воздействие импульсной помехи на тракты оценки уровня мощности ПП.

Отметим, что подобная ситуация возникает и в случае квазинепрерывной радиолокации, особенно в случае перекрывающихся реакций устройств обработки.

Опираясь на ряд известных решений по защите от импульсных помех, можно заключить, что воздействие на устройство обработки комбинированных (нестационарных пассивных и активных импульсных) помех требует производить ряд важных операций над поступающей выборкой. Наиболее существенная из них – операция обнаружения в принятой пачке импульсов позиции, пораженной импульсной помехой.

Устройств, реализующих данную операцию, достаточно много. Сюда можно отнести [1] методы пространственной (схемы «подавления боковых ответов» – ПБО) и частотной селекции (использование «сторожевых» частотных подканалов – «спектральный анализ»). Заслуживают внимания схемы селекции по форме (длительность, вид модуляции), амплитуде (энергии) одиночных импульсов, а также по структуре пачки импульсов (синхронные, несинхронные помехи).

Большая часть этих методов в условиях воздействия пассивной помехи малоэффективна. Более того, одновременное использование многих методов защиты создает поток ложных обнаружений импульсной помехи, ухудшая качество последующих процедур обработки сигналов. На основе анализа известных технических решений наиболее предпочтительным, при наличии интенсивной пассивной помехи, следует считать сочетание амплитудной селекции и селекции по форме модуляции мешающего импульсного воздействия и полезного сигнала.

Оценим возможность выделения амплитудным методом импульсной помехи на фоне пассивной помехи по одному или нескольким отсчетам.

Существо традиционного амплитудного метода (при одномерной выборке) состоит в том, что отсчет, интенсивность которого превосходит ожидаемый уровень, считается

пораженным ИП. Ожидаемый уровень формируется в пороговом устройстве и превышает, например, среднеквадратическое значение помеховых воздействий в заданное число раз.

Существо более эффективного амплитудного метода при использовании многомерной выборки входных отсчетов в кольце дальности может быть определено, исходя из следующих соображений.

Пусть в N - мерной выборке входных отсчетов присутствует аддитивная смесь шума и пассивной помехи. Полагаем плотность распределения комплексных отсчетов шума гауссовой, с интенсивностью $\sigma_{ш}^2$.

Конкурирующая гипотеза: текущий (принимаемый в рассматриваемый момент времени) отсчет поражен ИП, $i_{un,i}$, которая характеризуется, как и отсчет полезного сигнала, своим значением мощности σ_{un}^2 и нормированным случайным множителем \dot{b}_{un} , модели флуктуации которого выбираются из известных моделей флуктуации полезного сигнала [1].

Для описания нестационарной ПП также воспользуемся гауссовской моделью, полагая текущее значение интенсивности ПП условным $W_n(\dot{U} / \sigma_n^2)$. Плотность распределения интенсивности ПП $W(\sigma_n^2)$ будем описывать гамма-распределением [4]

$$W(\sigma_n^2) = \frac{\beta^\alpha \cdot (\sigma_n^2)^{\alpha-1}}{\Gamma(\alpha)} \cdot \exp(-\beta \cdot \sigma_n^2), \quad (1)$$

α, β – параметры формы; $\Gamma(z)$ – гамма-функция.

Формула для начального момента k -го порядка распределения (1) имеет вид:

$$m_k = \Gamma(\alpha + k) / (\beta^k \cdot \Gamma(\alpha)). \quad (2)$$

В практических приложениях распределение мощности пассивных помех по пространству часто характеризуют двумя параметрами: средним значением мощности $m = \langle \sigma_n^2 \rangle$ и относительной величиной Δ , характеризующей средний размах флуктуации мощности

$\sqrt{\langle (\sigma_n^2 - \langle \sigma_n^2 \rangle)^2 \rangle} = \sqrt{m_2 - m^2}$ относительно среднего значения m :

$$\Delta = \frac{\sqrt{\langle (\sigma_n^2 - \langle \sigma_n^2 \rangle)^2 \rangle}}{m} = \frac{\sqrt{m_2 - m^2}}{m}, \quad (3)$$

где m_2 – второй начальный момент распределения (1).

Обычно величину m , приведенную к уровню собственного шума, и величину Δ выражают в децибелах:

$$m_{[дБ]} = 10 \cdot \lg \left(\frac{\langle \sigma_n^2 \rangle}{\sigma_{ш}^2} \right), \quad \Delta_{[дБ]} = 10 \cdot \log_{10}(\Delta). \quad (4)$$

Из (1), (2), с учетом того, что $\Gamma(\alpha + 1) = \alpha \cdot \Gamma(\alpha)$, получим

$$\begin{cases} m = \frac{\Gamma(\alpha+1)}{\beta \cdot \Gamma(\alpha)} = \frac{\alpha}{\beta}, \\ \Delta = \frac{\sqrt{m_2 - m}}{m} = \sqrt{\frac{m_2}{m} - 1} = \sqrt{\frac{\Gamma(\alpha+2) \cdot \Gamma(\alpha)}{\Gamma(\alpha+1)^2} - 1} = \frac{1}{\sqrt{\alpha}}. \end{cases} \quad (5)$$

Тогда искомые параметры:

$$\alpha = \frac{1}{\Delta^2}, \quad (6)$$

$$\beta = \frac{\alpha}{m} = \frac{1}{m \cdot \Delta^2}. \quad (7)$$

Окончательно запишем плотность распределения (1) в виде

$$W(\sigma_n^2, m, \Delta) = \frac{(\sigma_n^2)^{\frac{1}{\Delta^2} - 1}}{(m \cdot \Delta^2)^{\frac{1}{\Delta^2}} \cdot \Gamma\left(\frac{1}{\Delta^2}\right)} \cdot \exp\left(-\frac{\sigma_n^2}{m \cdot \Delta^2}\right). \quad (8)$$

Использование этого закона в качестве вероятностной модели флуктуации мощности ПП позволяет в широких пределах варьировать величиной флуктуации мощности ПП Δ при сохранении ее среднего значения m . При сохранении средней мощности ПП m неизменной рост величины Δ приводит к увеличению степени неравномерности мощности ПП по пространству. В большей части элементов разрешения уровень ПП стремится к нулю, но в ряде локальных элементов уровни мощности могут достигать очень больших величин.

Такая задача относится к классу задач с параметрической априорной неопределенностью [5]. Общий подход к решению таких задач заключается в переходе (по формуле полной вероятности) от условной плотности вероятности $W_n(\dot{U} / \sigma_n^2)$ к безусловной $W_n(\dot{U})$:

$$W_n(\dot{U}) = \int_0^{\infty} W_n(\dot{U} / \sigma_n^2) \cdot W(\sigma_n^2, m, \Delta) d\sigma_n^2. \quad (10)$$

В данной постановке задача обнаружения (выделения) ИП амплитудным методом есть не что иное, как реализация рассмотренных в [2] квазиоптимальных алгоритмов обнаружения полезного сигнала. В этих алгоритмах вектор ожидаемого сигнала \dot{X} заменяется на вектор импульсной помехи \dot{X}_{un} , у которого элемент, соответствующий текущему отсчету, единичный, а все остальные – нулевые: $\dot{X}_{un} = \|1, 0, \dots, 0\|^T$. Формируемый при этом весовой вектор $\dot{R}_{un} = \dot{\Phi}_{un, n}^{-1} \cdot \dot{X}_{un} = \|\dot{r}_{un, 1}, \dot{r}_{un, 2}, \dots, \dot{r}_{un, N}\|^T$ соответствует первому столбцу матрицы, обратной корреляционной. При полной априорной информации относительно ПП (корреляционная матрица помехи $\dot{\Phi}_{un, n}$ полностью известна) фильтр, определяемый структурой

этого вектора, выполняет операции $\frac{|\dot{U}^T \cdot \dot{R}_{un}^*|}{\sqrt{\dot{X}_{un}^T \cdot \dot{R}_{un}^*}}$ и является «обеляющим».

Вариант устройства обработки эхо-сигналов представлен на рис. 1. Текущие комплексные отсчеты входного процесса \dot{u}_i с весом $\dot{r}_{un,i}$ поступают на сумматор $\Sigma 1$, где суммируются со взвешенной суммой остальных отсчетов $\dot{u}_{\Sigma 2} = \sum_{i=2}^N \dot{r}_{un,i} \cdot \dot{u}_i$.



Рис. 1

Продетектированный отклик на выходе сумматора $|\dot{u}_{\Sigma 1}|$ представляет собой «обеленный» нормированный остаток ПП. В случае наличия ИП уровень остатка превышает уровень порога u_n порогового устройства ПУ, в результате чего запускается формирователь импульсов бланка. Требуемый весовой вектор \dot{R}_{un} для рассмотренного амплитудного селектора ИП формируется в соответствующем блоке.

При неполной априорной информации (неизвестной интенсивности σ_n^2) для формирования вектора \dot{R}_{un} из «карты пассивных помех» поступают сглаженные (за несколько циклов обзора) оценки интенсивности $\hat{\sigma}_n^2$.

Эффективность синтезированного устройства амплитудной селекции ИП на фоне нестационарной ПП удобно оценить, воспользовавшись аппаратом показателя различимости s (расстояние Бхаттачария), позволяющего получить граничные значения вероятностей ошибочных решений (F , $1 - D$), рассчитываемых на основе введенного в [6] коэффициента (ρ) (этот коэффициент так же предложен (независимо от [6]) проф. Ярушеком В. Е. как коэффициент связности (s)):

$$s = -\ln(\rho), \quad (11)$$

$$\rho = \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} [W_{unnc}(\dot{U}) \cdot W_{un}(\dot{U})]^{1/2} d\dot{U}, \quad (12)$$

где $W_{un(c)}(\dot{U})$ – условная многомерная плотность распределения случайных значений входного воздействия \dot{U} при условии наличия во входном колебании аддитивной смеси шума, помехи (и сигнала).

Как показано в [7], показатель различимости полностью согласуется с критерием Неймана-Пирсона и, вычисленный в виде одной числовой величины (скаляра), косвенно харак-

теризует результат оптимальной (по максимуму правдоподобия) процедуры обнаружения полезного сигнала на фоне помех.

Важное свойство показателя различимости состоит в том, что он позволяет оценивать вероятности ошибочных решений, даже не находя замкнутого выражения для оптимальной решающей схемы (алгоритмов обработки сигналов). Достаточно знать условные плотности распределения вероятностей случайных колебаний на входе приемного устройства.

Вычисление многомерного интеграла (12), ввиду комплексного представления аргумента $W(\dot{U})$, следует проводить, выразив плотность распределения в функции вещественного вектора, элементами которого являются реальная U_c и мнимая U_s части комплексного вектора \dot{U} [8]: $W(\dot{U}) \rightarrow W(U_c, U_s)$.

На рис. 2 представлены значения показателя качества s , соответствующие одномерной выборке ($N = 1$), отсутствию процедуры оценки интенсивности пассивной помехи, рассчитанные для различных значений уровня относительных флуктуации интенсивности Δ ($\Delta = 0$; 3 дБ; 5 дБ; 10 дБ). Средняя интенсивность пассивной помехи $m = 1$, собственными шумами пренебрегаем ($\sigma_{ш}^2 = 0$). По оси абсцисс отложено значение отношения мощности импульс-

ной к мощности пассивной помехи $\frac{\sigma_{ин}^2}{m} = \sigma_{ин}^2$, выраженное в децибелах.

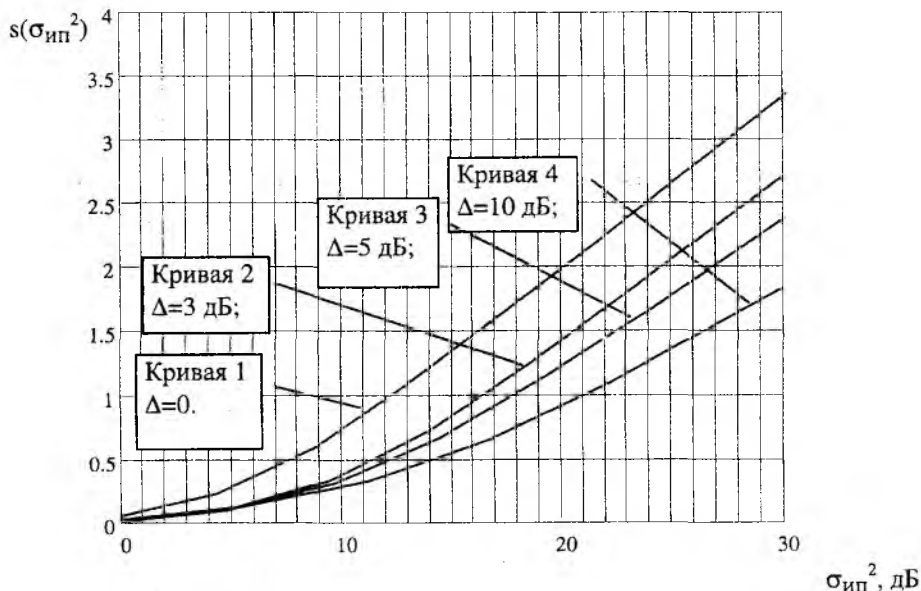


Рис. 2

Из анализа кривых (по уровню $s = 1.5$, что соответствует [6] полной вероятности ошибочных решений $P_{ош} = 0.1$) следует, что ИП достаточно качественно будет выделяться при превышении фона стационарной ПП на 16 дБ (кривая 1, $\Delta = 0$, стационарный фон). Наличие нестационарного помехового фона ($\Delta = 3$ дБ, кривая 2) приводит к потерям в уровне порога, достигающим 5 дБ по сравнению со стационарным фоном (кривая 1). Дальнейший рост уровня относительных флуктуации мощности ведет к дополнительным потерям порядка 2 дБ ($\Delta = 5$ дБ, кривые 2, 3). Увеличение параметра Δ до 10 дБ приводит к максимальным потерям, достигающим 10 дБ. Физически это можно объяснить тем, что при сохранении постоянной средней интенсивности помехи m увеличение параметра Δ приводит к резкому росту интенсивности в локальных областях пространства. В результате ИП почти полностью маскируется ими и для обеспечения требуемого уровня полной вероятности ошибочных решений придется поднимать порог принятия решения тем выше, чем больше параметр Δ .

Проведенный анализ показал неэффективность традиционных (одномерных) методов амплитудной селекции и целесообразность, в случае их применения, учета данных, формируемых в «карте пассивных помех».

На рис. 3 представлена зависимость показателя различимости s от числа анализируемых импульсов N для синтезированной схемы амплитудной селекции (рис. 1): Предполагается, что ИП поражает только один отсчет на интервале анализа, что обычно справедливо для подавляющего большинства реализаций. Интенсивность ПП, отнесенная к уровню собственных шумов, составляет 10 дБ, ИП – 16 дБ, коэффициент между периодной корреляции ПП $r_n = 0; 0,5; 0,9$; параметр $\Delta = 0$.

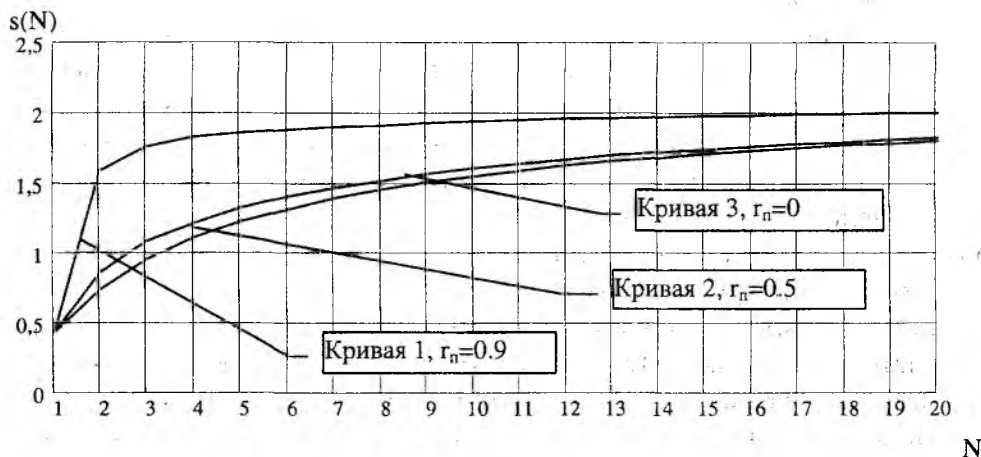


Рис. 3

Из анализа результатов следует, что увеличение размерности анализируемой выборки приводит к увеличению качества выделения ИП. Например, для некоррелированной ПП (кривая 3) достаточный уровень различения ($s = 1,5$) обеспечивается уже при $N = 9$. Показатели качества различения еще выше при наличии временной корреляции ПП ($r_n \geq 0,5$); требуемый уровень достигается при меньшем числе анализируемых импульсов ($N = 8$, кривая 2, $r_n = 0,5$; $N = 2$, кривая 1, $r_n = 0,9$). Дальнейшее увеличение числа анализируемых отсчетов нецелесообразно, так как ведет к усложнению устройства обработки, не принося существенного выигрыша. Таким образом, увеличение размерности анализируемой выборки, даже для худших ситуаций, свыше 10 отсчетов нецелесообразно.

Список литературы: 1. *Радиоэлектронные системы: основы построения и теория. Справочник*/ Под ред. проф. Я. Д. Ширмана. М.: ЗАО «МАКВИС», 1998. 828 с. 2. *Потенциальные возможности селекции движущихся целей в обзорных РЛС при воздействии нестационарных по мощности пассивных помех* / В.Ф. Зюкин, А.А. Грызо, В.М. Андришин // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып 117. С. 3 – 12. 3. *Карпов Н. Г., Галкин Е. А., Якушев Ю. В.* Вероятностные модели флуктуаций эффективной поверхности рассеяния радиолокационных целей / Тр. IV междунар. конф. «Радиолокация, навигация и связь». Воронеж, 1998. С. 1075 – 1086. 4. *Ретин В. Г., Тартаковский Г. П.* Статистический синтез при априорной неопределенности и адаптация информационных систем. М.: Сов. радио, 1977. 432 с. 5. *Коржик В. И., Финк Л. М., Щелкунов К. Н.* Расчет помехоустойчивости систем передачи дискретных сообщений. М.: Радио и связь, 1981. 356 с. 6. Thomas Kailath. The Divergence and Bhattacharyya Distance Measures in Signal Selection // IEEE Trans. On Communication Technology. February 1967. vol.15. № 1 pp. 52 – 60. 7. *Алмазов В. Б.* Основы теории радиолокации. Харьков: ВИРТА им. Л. А. Говорова, 1992. 204 с.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 09.07.2002

А. И. ЦОПА, Г. И. СИДОРОВ, канд. техн. наук, В. А. ТИХОНОВ, канд. техн. наук,
И. В. САВЧЕНКО

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛИНЕЙНОЙ КОРРЕКЦИИ МЕЖСИМВОЛЬНЫХ ИСКАЖЕНИЙ

Межсимвольной интерференцией (МСИ) называют явление взаимодействия импульсов цифрового сигнала при передаче по каналам с ограниченной полосой пропускания и нелинейной фазочастотной характеристикой. Именно нелинейность фазочастотной характеристики приводит к затягиванию фронтов импульсов и их интерференции с последующими импульсами сигнала. В результате имеем изменение уровня исходного сигнала, что может привести к ошибкам при демодуляции. При высоких скоростях передачи данных МСИ становится главным источником искажений. Это объясняется тем, что высокую скорость передачи реализуют при помощи увеличения скорости модуляции или путем использования многоуровневых сигналов. А это приводит к сближению импульсов на временном интервале фиксированной длины, вследствие чего один импульс получает возможность интерферировать уже с несколькими последующими импульсами.

Для исключения межсимвольной интерференции необходимо наложить определенные ограничения на частотную характеристику эквивалентной системы передачи данных. Под эквивалентной системой передачи будем понимать каскадное соединение формирующего фильтра передатчика, канала передачи и согласованного фильтра (СФ) приемника [1]. Введем обозначение передаточной функции эквивалентной системы

$$S(f) = S_{пер}(f)S_{кан}(f)S_{пр}(f), \quad (1)$$

где $S_{пер}(f)$ – передаточная характеристика формирующего фильтра передатчика; $S_{кан}(f)$ – передаточная характеристика канала передачи; $S_{пр}(f)$ – передаточная характеристика фильтра приемника.

Если на выходе эквивалентной системы передачи стробировать сигнал с частотой следования символов $1/T$, то условием отсутствия МСИ будет первый критерий Найквиста [2]

$$S'(f) = \sum_k S(f - \frac{k}{T}) = const, \quad |f| \leq \frac{1}{2T}, \quad (2)$$

где $S'(f)$ – наложенный спектр эквивалентной системы.

Наложный спектр $S'(f)$, получаемый при перекрытии копий исходного спектра $S(f)$, сдвинутых на величину частоты стробирования $1/T$, должен быть постоянным. Очевидно, что при этом выполняется условие линейности фазочастотной характеристики. Первый критерий Найквиста может быть удовлетворен, если канал передачи идеален, а амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) формирующего фильтра передатчика и СФ приемника соответствуют корню квадратному из характеристики «приподнятого» косинуса [2]. Для уменьшения избыточной полосы канала целесообразно использовать коэффициент спада данной характеристики $\alpha < 0.5$. Следовательно, при идеальном канале передачи оптимальным приемником будет следующая структура: СФ с АЧХ в виде корня квадратного из характеристики «приподнятого» косинуса, устройство стробирования с частотой $1/T$ и решающее устройство (РУ). Если канал передачи неидеален, то при стробировании с частотой следования символов получаемые отсчеты будут содержать помимо полезного сигнала и аддитивного белого гауссова шума (АБГШ) также и составляющую МСИ. В этом случае для снижения уровня МСИ придется использовать дополнительную линейную или нелинейную обработку отсчетов сигнала.

Простейшим устройством для подавления МСИ является символюно-интервальный трансверсальный фильтр (рис.1), который мы будем называть символюно-интервальным или T -интервальным корректором (ТИК).

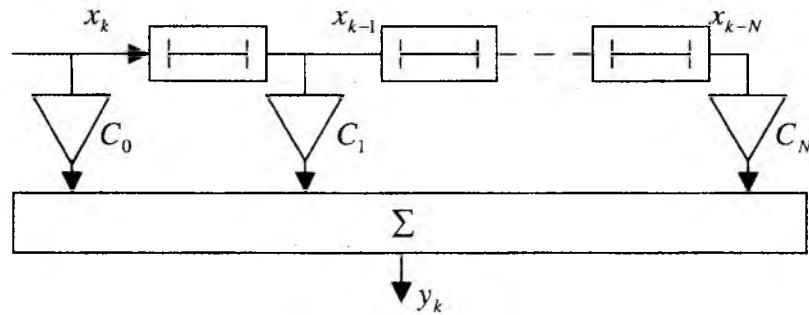


Рис. 1

На вход ТИК поступает последовательность отсчетов сигнала $\{x_k\}$, а скорректированные отсчеты вычисляются по следующей формуле:

$$y_k = \sum_{i=0}^N x_{k-i} C_i, \quad (3)$$

где C_i – коэффициенты корректора; N – число линий задержки корректора или длина корректора.

На базе ТИК разработана структура обычного линейного приемника. Его конфигурация следующая: СФ, устройство стробирования с частотой следования символов $1/T$, ТИК, решающее устройство. На выходе РУ получаем оценку символа A_k' . Если оценка A_k' не совпадает с реальным значением символа A_k , то принято ошибочное решение.

Если устремить число коэффициентов T -интервального корректора к бесконечности, то эти коэффициенты можно подобрать так, что МСИ будет полностью подавлена. Для выполнения первого критерия Найквиста передаточная характеристика ТИК $C(f)$ примет вид, инверсный по отношению к наложенной передаточной характеристике эквивалентной системы

$$C(f) = \frac{1}{S'(f)}, \quad |f| \leq \frac{1}{2T}. \quad (4)$$

Таким образом, ТИК бесконечной длины принимает вид обратного фильтра. ТИК конечной длины будет аппроксимировать такой обратный фильтр. При этом $N-1$ отсчетов суммарной импульсной характеристики эквивалентной системы, которые берутся на интервале действия корректора с шагом T , будут обращаться в нуль. Принято называть данный корректор корректором с форсированием нуля (ФН).

Минимально достижимое СКО линейного приемника с ФН-корректором определяется выражением [3]:

$$\sigma_{\min \text{ ФН}} = T \int_0^{1/T} \frac{N_0}{S'(f)} df, \quad (5)$$

где N_0 – спектральная плотность мощности белого шума.

Недостатком ФН-корректора является то, что он совершенно не учитывает влияние АБГШ. Кроме того, при появлении провалов в наложенном спектре МСИ будет корректироваться ценой чрезмерного увеличения шума. Например, если наложенный спектр имеет нуль

на какой-либо частоте, то ФН-корректор будет компенсировать его путем введения неограниченного усиления на этой частоте, что повысит уровень шума.

На практике более широко используется корректор, в котором коэффициенты рассчитываются исходя из минимизации среднего квадрата ошибки (МСКО) на выходе [3]. МСКО-корректоры более устойчиво функционируют в условиях шума и повышенного уровня межсимвольных искажений.

Частотная характеристика МСКО- корректора имеет вид

$$C(f) = \frac{1}{N_0 + S'(f)}. \quad (6)$$

Минимально достижимое СКО сигнала на выходе линейного приемника с МСКО-корректором определяется по формуле [3]

$$\sigma_{\min \text{МСКО}} = T \int_0^{1/T} \frac{N_0}{N_0 + S'(f)} df. \quad (7)$$

Величина $\sigma_{\min \text{ФН}}$ всегда больше или равна $\sigma_{\min \text{МСКО}}$, так как при расчете ФН-корректора не учитывалась мощность шума. При больших отношениях сигнал/шум оба корректора почти эквивалентны.

Обычному линейному приемнику свойственен ряд существенных недостатков, одним из которых является зависимость эффективности работы от начальной фазы тактовых сигналов. Действительно, при стробировании спектр сигнала дополняется линейной фазой с переменным наклоном $e^{-j\omega t_0}$, где t_0 – временное положение первого отсчета. При $t_0 = 0$ происходит суммирование перекрывающихся спектров с повышением уровня, тогда как при $t_0 = T/2$ происходит вычитание перекрывающихся спектров. Если частотная характеристика эквивалентной системы симметрична, то при $t_0 = T/2$ в точке $1/2T$ появляется спектральный нуль, который трансверсальный корректор скорректирует с непомерным увеличением шума.

Существует более совершенная структура линейного корректора – дробно-интервальный корректор (ДИК). Стробирование сигнала на входе такого корректора производится с частотой не меньшей удвоенной найквистовой и выбирается равной M/KT , где K и M взаимно простые целые числа, $K < M$. При этом перекрытия спектров на входе ДИК не наблюдается. Отводы дробно-интервального корректора располагаются через KT/M .

В течение каждого интервала, равного периоду следования символа T , в запоминающий сдвиговый регистр вводится M входных отсчетов, а каждый K -й отсчет в сдвиговом регистре умножается на коэффициент корректора. Суммирование этих произведений дает на каждом символьном интервале один выходной сигнал.

Как уже было отмечено, на входе ДИК не происходит наложения спектров. Этот важный факт позволяет ДИК наряду с коррекцией осуществлять также и согласованную фильтрацию. Кроме того, появляется возможность корректировать частотную характеристику эквивалентной системы независимо в областях обоих спадов и тем самым компенсировать возможную асимметрию. Дробно-интервальный корректор нечувствителен к начальной фазе тактовых сигналов. Это объясняется тем, что перекрытие спектров происходит на выходе корректора после стробирования выходного сигнала с частотой следования символов. Частным случаем дробно-интервального корректора является $T/2$ -интервальный корректор. На его входе стробирование производится с частотой найквиста $2/T$, а отводы отстоят на $T/2$. На базе $T/2$ -интервального корректора реализуется следующая структура линейного приемника:

устройство стробирования с частотой $2/T$, корректор, устройство стробирования с частотой $1/T$, решающее устройство.

При одинаковом числе звеньев фильтра $T/2$ -интервальный корректор действует эффективней, чем T -интервальный. А в каналах с сильными искажениями передаточной характеристики у краев полосы T -интервальный корректор заметно уступает $T/2$ -интервальному [3].

Методом статистического моделирования была проведена оценка эффективности работы $T/2$ -интервального корректора при «выравнивании» реальных каналов передачи с целью подавления МСИ. При моделировании использовались дискретные модели каналов [4], дискретные импульсные характеристики которых можно представить в виде:

$$\text{– канал } A \quad H(Z) = 0,04 - 0,05Z^{-1} + 0,07Z^{-2} - 0,21Z^{-3} - 0,5Z^{-4} + 0,72Z^{-5} + \\ + 0,36Z^{-6} + 0,21Z^{-7} + 0,03Z^{-8} + 0,07Z^{-9};$$

$$\text{– канал } B \quad H(Z) = 0,407 + 0,815Z^{-1} + 0,407Z^{-2};$$

$$\text{– канал } C \quad H(Z) = 0,227 + 0,460Z^{-1} + 0,688Z^{-2} + 0,460Z^{-3} + 0,227Z^{-4}.$$

Здесь Z^{-1} соответствует сдвигу на период следования символов T , а импульсные характеристики нормированы так, что сумма квадратов их отсчетных значений равна единице.

В качестве критерия при оценке качества коррекции была использована вероятность ошибок. На практике оптимальный набор коэффициентов получают путем обновления этого набора (обычно на каждом символьном интервале) с помощью одного из адаптивных алгоритмов (калмановского, быстрого калмановского, алгоритма наименьших квадратов, градиентного и др.). Выбор того или иного алгоритма определяет время, необходимое для настройки корректора на конкретный канал. Минимизация интервала настройки (этапа обучения) особенно важна при использовании каналов передачи с изменяющимися во времени характеристиками, а также при частом переключении с одного канала на другой.

Наиболее быструю сходимость коэффициентов корректора к оптимальным значениям обеспечивает калмановский алгоритм адаптации. Однако высокая вычислительная сложность препятствует его широкому использованию в адаптивных системах. Для уменьшения объема вычислений были разработаны различные субоптимальные методы. Из них, пожалуй, наиболее известен метод градиентного поиска.

При использовании алгоритма градиентного поиска изменение коэффициента усиления каждого отвода производится в направлении, противоположном оценке градиента СКО относительно коэффициента усиления данного отвода. Таким образом, набор коэффициентов корректора приближается к единственному оптимальному набору, соответствующему критерию МСКО.

Уравнение алгоритма градиентного поиска следующее [3]:

$$[C_{k+1}] = [C_k] - \Delta e_k [x_k], \quad (8)$$

где $[x_k]$ – вектор входного сигнала, Δ – положительный шаг адаптации.

В данной работе мы попытались оценить применимость градиентного алгоритма для обновления коэффициентов $T/2$ -интервального корректора МСИ. При оценке эффективности коррекции был использован подход, состоящий из трех этапов:

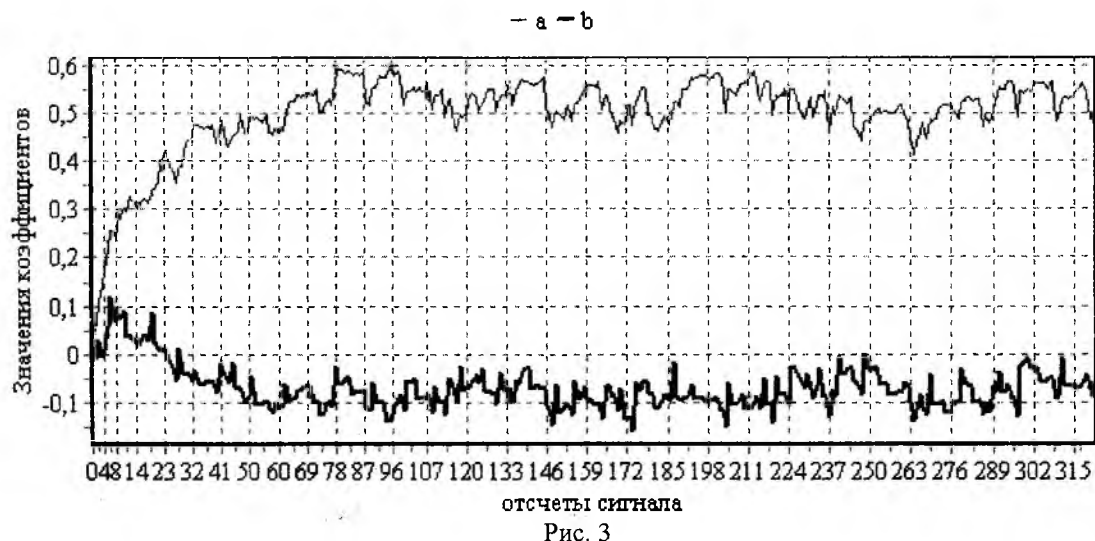
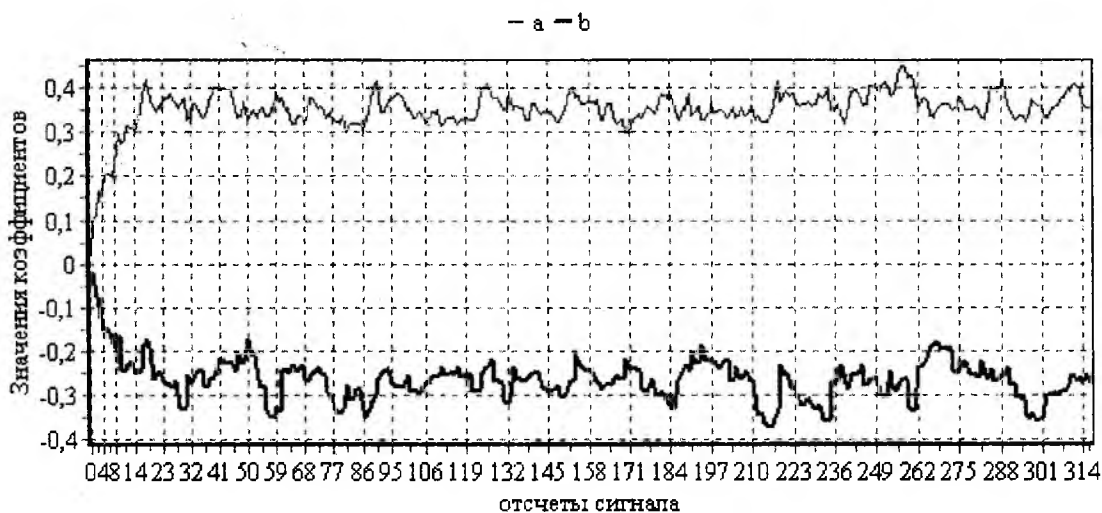
1. Пропускаем через канал (A, B или C) настроечный сигнал $\{A_k\}$, представляющий собой псевдошумовую последовательность. При умеренно высоком отношении сигнал/шум, равном 20 dB , осуществляем настройку корректора на канал. Обновление коэффициентов производим при помощи градиентного алгоритма, а ошибку коррекции вычисляем, используя генерируемый в приемнике синхронизированный вариант настроечного сигнала, т.е. $e_k = y_k - A_k$. Траектории сходимости двух коэффициентов корректора $C_0(a)$ и $C_2(b)$ в

случае использования шага адаптации $\Delta = 0,05$ и при длине $T/2$ - интервального корректора (числе линий задержки), равной 12, приведена на рис. 2 (канал А), рис. 3 (канал В) и рис. 4(канал С).

Скорость сходимости коэффициентов при использовании градиентного алгоритма, как видно из рис. 2-4, зависит от характеристик канала передачи и снижается при увеличении неравномерности АЧХ. Для настройки на канал А необходимо порядка 20 символов настроечного сигнала, для настройки на канал В примерно 60, для настройки на канал С более 150. Оптимальные значения коэффициентов равны математическим ожиданиям в установившемся режиме и для C_0, C_2 составляют соответственно 0,361 и $-0,275$ (канал А), 0,520 и $-0,072$ (канал В), 0,648 и $-0,307$ (канал С). Среднеквадратические отклонения коэффициентов C_0, C_2 от оптимальных значений при использовании настроечного сигнала с единичной амплитудой составляют 0,042 (канал А), 0,045 (канал В), 0,063 (канал С).

2. В 10 раз уменьшаем шаг адаптации и тем самым снижаем шум отклонений коэффициентов. На этом этапе определяем вероятность ошибок после коррекции в режиме настройки.

3. Пропускаем через канал скалярный двухуровневый сигнал случайных данных. Варьируя входное отношение сигнал/шум, определяем вероятности ошибок после коррекции в режиме приема данных. При вычислении ошибки коррекции используем оценку выходного сигнала, снимаемую с выхода РУ, т.е. $e_k = y_k - A'_k$.



Полученные графики зависимостей вероятности ошибок P до коррекции (a), после коррекции в режиме настройки (b) и после коррекции в режиме приема данных (c) от отношения сигнал/шум представлены на рис. 5 (канал A), рис. 6 (канал B) и рис. 7 (канал C).

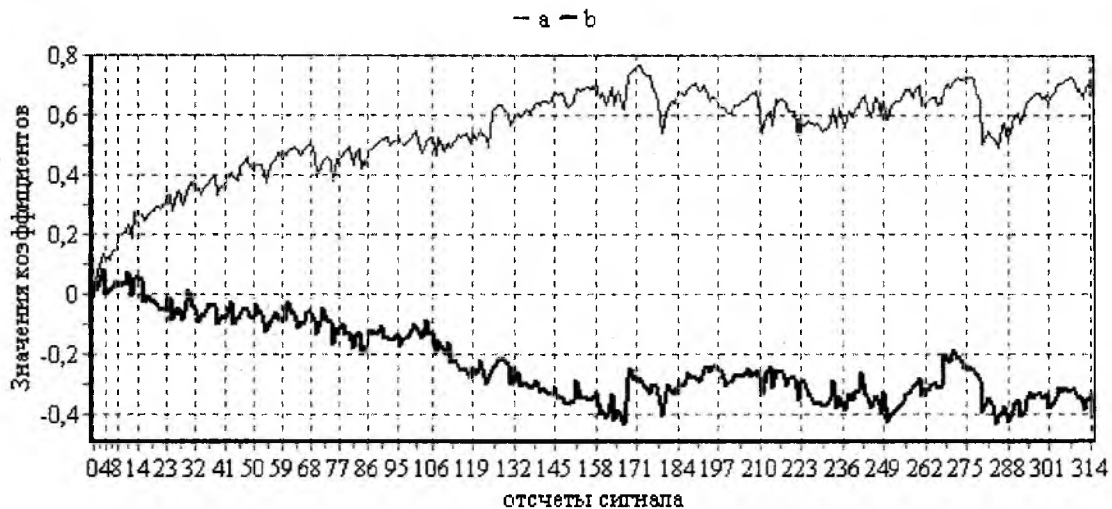


Рис. 4

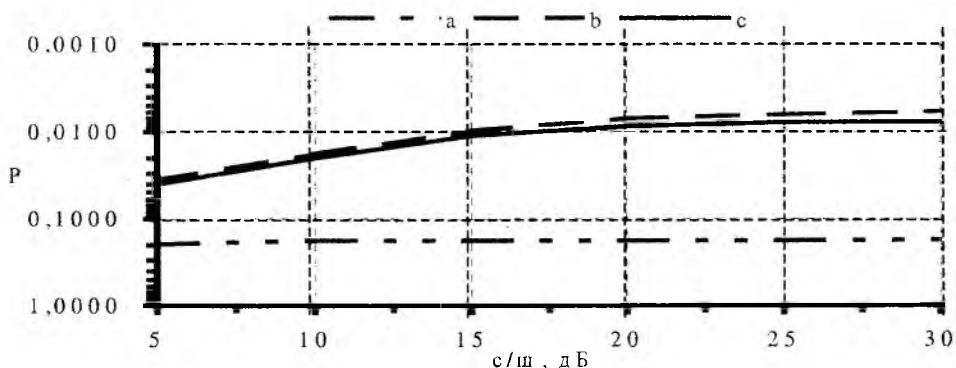


Рис. 5

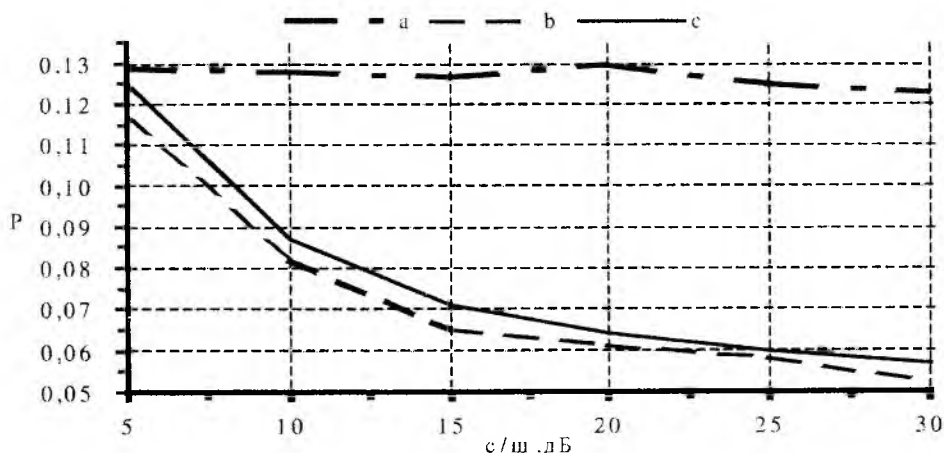


Рис. 6

В режиме приема данных для обновления коэффициентов корректора используется оценка сигнала, а не истинный сигнал, как при настройке. Поэтому в этом случае наблюдается некоторое снижение достоверности передачи. Наилучшее качество обеспечивается при коррекции канала A (рис. 5), который является характерным для телефонных линий. Каналы B и C корректируются гораздо хуже. Это объясняется тем, что их частотные характери-

ки имеют значительные неравномерности, что характерно для радиоканалов. Поэтому $T/2$ -интервальный корректор при выравнивании таких частотных характеристик чрезмерно повышает уровень шума. Для эффективной коррекции МСИ в каналах B и C необходимо использовать нелинейные структуры, такие как корректор с решающей обратной связью.

Рассмотрим целесообразность выбора того или иного значения шага адаптации. На этапе настройки следует выбирать по возможности больший шаг и тем самым обеспечивать быструю начальную сходимости. После достижения начальной сходимости большое значение начального шага, как видно из рис. 2-4, обуславливает высокий уровень шума отклонений коэффициентов от оптимальных значений. Поэтому для обеспечения высокого качества коррекции необходимо уменьшить шаг адаптации. Степень возможного уменьшения очевидно зависит от свойств канала связи. Так, например, каналы A, B и C инвариантны во времени, что позволяет в данной работе существенно (в 5–10 раз) снижать значение начального шага при работе в режиме приема данных. Однако при коррекции каналов с изменяющимися во времени характеристиками необходимо учесть тот факт, что резкое уменьшение величины шага адаптации приведет к замедлению процесса отслеживания параметров канала.

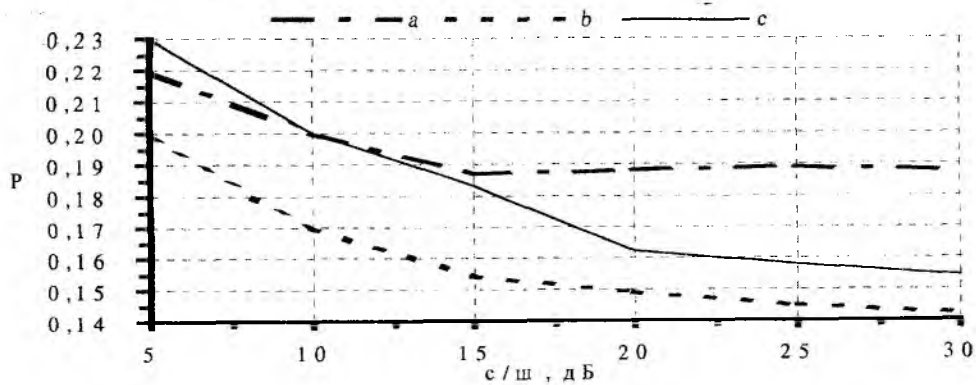


Рис. 7

Еще одним важным вопросом, который необходимо решить при проектировании линейного приемника, является вопрос выбора оптимальной длины $T/2$ -интервального корректора. При коррекции каналов A, B, C были получены графики зависимости вероятности ошибок P в режиме приема данных от длины корректора, которые представлены на рис. 8. Отношение сигнал/шум составляло 20 дБ. При получении зависимостей был использован подход, изложенный ранее.

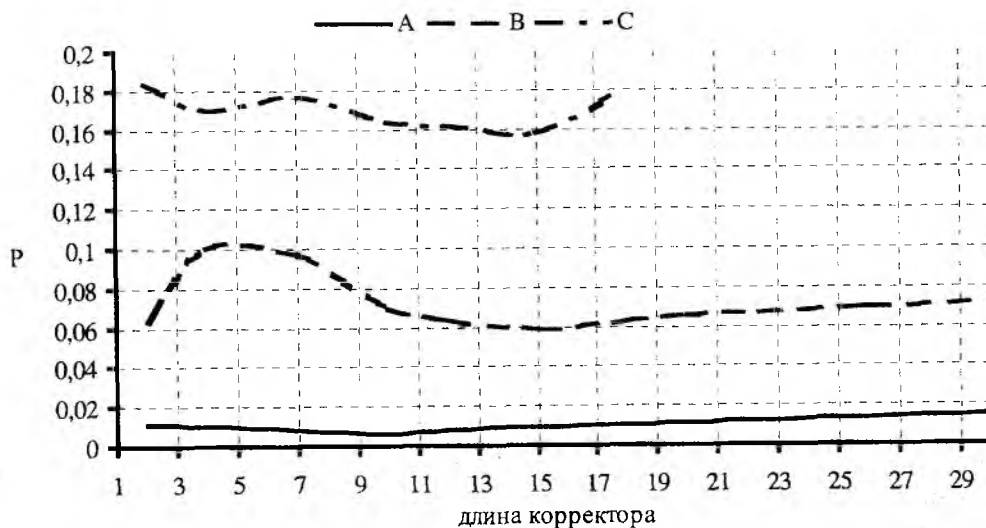


Рис. 8

Полученные результаты можно интерпретировать следующим образом. Оптимальной длиной $T/2$ -интервального корректора при коррекции всех трех рассматриваемых каналов можно считать величину, лежащую в диапазоне 10–15. При этом очевидно обеспечивается хорошая аппроксимация обратных частотных характеристик каналов. Кроме этого наблюдается локальный минимум вероятности ошибки при совпадении числа коэффициентов с количеством значимых членов дискретной импульсной характеристики канала. Увеличение длины корректора свыше 15 приводит к увеличению вычислительной сложности и затрудняет аппаратную реализацию, а вероятность ошибок не только не уменьшается, а, как видно из рис. 8, даже возрастает. Данный факт можно объяснить суммированием погрешностей большого числа коэффициентов, а также тем, что при увеличении длины уменьшается максимально возможный шаг адаптации или, что эквивалентно, увеличивается амплитуда отклонений коэффициентов в установившемся режиме. Сказанное иллюстрируется графиком на рис. 9, на котором представлена сходимость двух коэффициентов корректора, имеющего длину 30, при отношении сигнал/шум 20 дБ и шаге $\Delta = 0,05$ в случае настройки на канал А.

— а — b

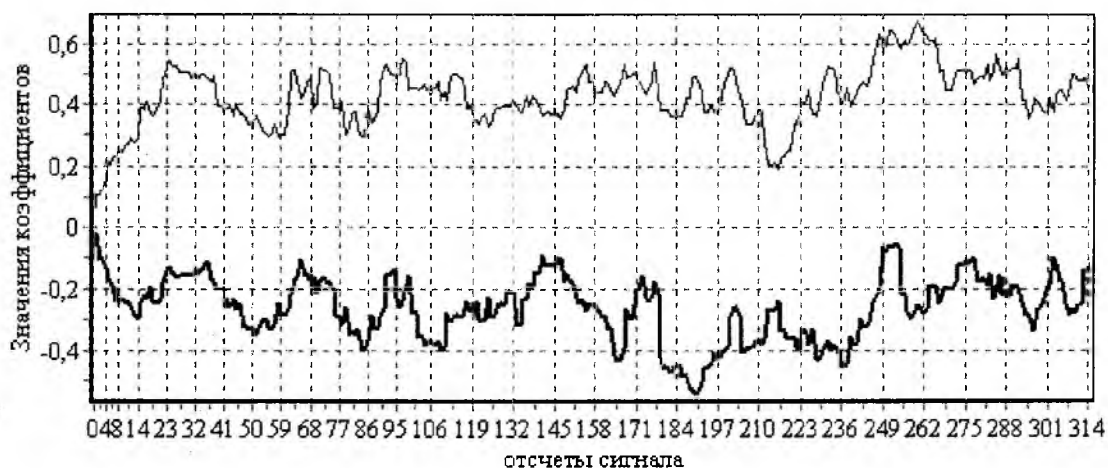


Рис. 9

Данный график можно сравнить с изображенным на рис. 2, который получен при длине корректора 12 и прочих равных условиях, и убедиться в значительном увеличении амплитуды шума коэффициентов. Математические ожидания коэффициентов C_0, C_2 равны 0,502 и $-0,204$. При использовании настроечного сигнала с единичной амплитудой среднее квадратическое отклонение коэффициентов после достижения начальной сходимости составляет 0,097.

Выводы. Линейные структуры корректоров позволяют снизить влияние межсимвольных искажений и повысить достоверность при передаче данных, однако степень подавления МСИ зависит от параметров канала связи. При коррекции МСИ в каналах, которые имеют довольно равномерные амплитудно-частотные характеристики, удастся добиться значительного повышения достоверности передаваемых данных. Малое время настройки корректора на канал с высокой равномерностью АЧХ в случае использования градиентного алгоритма адаптации дает возможность применять данный алгоритм в реальных системах передачи информации. Увеличение числа звеньев корректоров свыше 15 приводит к ухудшению качества коррекции, что можно объяснить увеличением амплитуды отклонений коэффициентов от оптимальных значений и суммированием этих отклонений.

Список литературы: 1. Феер К. Беспроводная цифровая связь. Методы модуляции и расширения спектра: Пер. с англ / Под ред. В.И. Журавлева. М: Радио и связь, 1996. 200 с. 2. Васильев В.И., Буркин А.П., Свириденко В.А. Системы связи. М: Высш. шк., 1987. 280 с. 3. Куреши Ш.У.Х. Адаптивная коррекция // ТИИЭР. 1985. Т. 73, № 9. С. 5 – 49. 4. Прокис Дж. Цифровая связь: Пер. с англ / Под ред. Д.Д. Кловского. М: Радио и связь, 2000. 797 с.

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ОЦЕНИВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИОНОСФЕРЫ В МЕТОДЕ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЙЯНИЯ РАДИОВОЛН

В настоящее время происходит быстрое накопление экспериментальных данных, получаемых в процессе изучения околоземного космического пространства. Потенциальная научная и практическая ценность этих данных очень высока; современные исследовательские установки обеспечивают высокую точность и надежность получаемых результатов, а компьютерные возможности хранения и переработки информации делают их доступными любому исследователю. Среди разнообразия информации следует отметить сведения, получаемые об ионизированной части космического пространства – верхней и нижней ионосфере Земли, о ее электронной концентрации, электронной и ионной температурах, о дрейфе плазмы и наличии в ней таких сортов ионов, как гелий, водород, кислород, тяжелые ионы и др.

Определение всего спектра параметров из перечисленных выше в виде высотных (в диапазоне 100...1500 км) и временных (в интервале от минут до суток) зависимостей возможно при использовании одного из наиболее информативных и точных радиолокационных методов – метода некогерентного рассеяния (НР) радиоволн. Начиная с 1998 г. подобные ионосферные измерения регулярно проводятся в Институте ионосферы НАН и МОН Украины (г. Харьков) на базе радара, снабженного неподвижной антенной диаметром 100 м, направленной вертикально вверх [1]. Радар имеет несколько режимов зондирования, которые обеспечивают хорошее отношение сигнал/шум выше максимума ионизации, где доминируют ионы H^+ и He^+ . Фиксация результатов измерений происходит после получения высотных зависимостей автокорреляционных функций (АКФ) сигнала НР.

Если рассмотреть процедуру получения и анализа геофизических параметров с позиций теории статистических решений, то оказывается, что она исторически базируется на непараметрической статистике [2]. Это означает, что указанные физические эксперименты основаны на измерении только вспомогательных функций, тем или иным способом связанных с вектором ионосферных параметров, и лишь последующая их обработка для определения значений параметров является целью проводимого опыта. Другими словами, в процессе наблюдений сначала путем статистического усреднения внутри следующих друг за другом высотных интервалов с центрами на h_i производится оценивание функциональных характеристик (в виде АКФ) принятого сигнала рассеяния, а затем при последующем анализе по виду найденных функций определяются физические параметры и их высотные изменения, задающие ход наблюдаемых процессов в ионосфере [3].

Анализ результатов подразделяется на 2 этапа: оперативный и детальный. Первый из них включает простейшие преобразования результатов наблюдений для их наглядного представления с целью контроля правильности функционирования технических систем радара. На втором этапе, предназначенном для тщательной интерпретации полученных АКФ и вычисления на их основе параметров ионосферной плазмы, до сих пор применялись специализированные, но не статистические методы оценки данных. Наиболее же перспективным направлением этого этапа анализа в настоящее время является дальнейшее усовершенствование и оптимизация вычислительного процесса, который позволяет функционировать более точным и объективным статистическим процедурам. Так как одним из полезных теоретических инструментов при синтезе алгоритмов обработки на этом этапе следует использовать теорию статистических решений, то рассмотрим некоторые аспекты по ее применению для случая обработки геофизических данных в методе некогерентного рассеяния.

Одной из проблем данного метода является то, что к настоящему времени не получены аналитические выражения для непосредственного вычисления параметров ионосферы по

экспериментальным АКФ, а используется процедура их оценивания по модельным представлениям с помощью алгоритмов спуска. Эта процедура, известная как реализация решения «обратной» задачи электродинамики, состоит в следующем. Параметрический вектор $\bar{\theta}$ в методе НР для высот выше 200 км в простейшем случае принимается равным

$$\bar{\theta} = \left\{ T_i, T_e, f_{H^+}, f_{He^+} \right\}, \quad (1)$$

где T_i и T_e – ионная и электронная температуры заряженных частиц; f_{H^+} и f_{He^+} – относительные плотности ионов для H^+ и He^+ соответственно. Некоторые параметры, как менее существенные для данного эксперимента (например, отличия в температурах разновидностей ионов и др.) не включаются в эту стадию анализа и опускаются.

На базе таких допущений определяются плазменные параметры как наиболее пригодные при фиксации на каждом высотном интервале с центром на h_i минимума среднеквадратического отклонения $\chi^2_{\text{мод}}(\bar{\theta})$ между экспериментальной и рядом модельных АКФ для параметрического вектора $\bar{\theta}$, т.е. отыскивается минимум вида [3]

$$\chi^2_{\text{мод}}(\bar{\theta}) = \sum_{\tau} \left[\frac{r_{\text{эксн}}(\tau) - r_{\text{мод}}(\tau, \bar{\theta})}{\sigma(\tau)} \right]^2, \quad (2)$$

где $r_{\text{эксн}}$ – измеренные реальные части АКФ; $r_{\text{мод}}$ – модельная функция; σ – расчетная неуверенность измерения или вес ординат АКФ; индекс τ представляет задержку. На рис. 1 (см. штриховые линии) представлен высотный ход ионосферных параметров, определенных по такому принципу над Харьковом 7.01.2000 г., 06:45, LT.

Как показывает опыт, эта процедура выдает хорошие результаты, если изменения индивидуальных параметров в пределах вектора $\bar{\theta}$ остаются независимыми относительно друг друга. Однако для некоторых значений параметров в случае исследования плазмы с тремя и даже двумя сортами ионов эта независимость практически утеряна, и за эффектами изменений в одном параметре появляется компенсация путем изменения в другом. Можно проследить этот эффект «сцепления» параметров, используя таблицу, полученную при сравнении одной из экспериментальных АКФ с наиболее похожими модельными. Различие параметров в этой таблице, как индикатор потенциальных неопределенностей, указывает на относительную степень зависимости между ними, когда изменение одного параметра модели, объединенное с уменьшением или увеличением других, приводит почти к идентичными результатами при поиске $\chi^2_{\text{мод}}(\bar{\theta})$.

Т а б л и ц а

T_i, K	T_e, K	f_{H^+}	f_{He^+}	$\chi^2_{\text{мод}}(\bar{\theta})$
822	2120	0,34	0,20	0,1485
1127	1810	0,30	0,05	0,1483
963	2120	0,24	0,00	0,1482
1127	2482	0,24	0,24	0,1484

Отсюда неутешительный вывод – даже в отсутствие помехи однозначное решение «обратной» задачи довольно затруднительно. К тому же накладывается условие, что все основные выводы в существующей теории некогерентного рассеяния сделаны в предположении об однородности плазмы в рассматриваемом объеме и ее стационарности, что не всегда соответствует реальным условиям измерений. Что уж говорить о случае, когда и точность измерений экспериментальных АКФ из-за статистической погрешности, связанной с присутствием шумов при приеме, да и с самой шумовой природой исследуемого сигнала

НР, недостаточно высока. Увеличивая продолжительность статистического накопления АКФ, можно лишь частично повысить последующую параметрическую точность оценки, однако неоднозначность все так же будет иметь место.

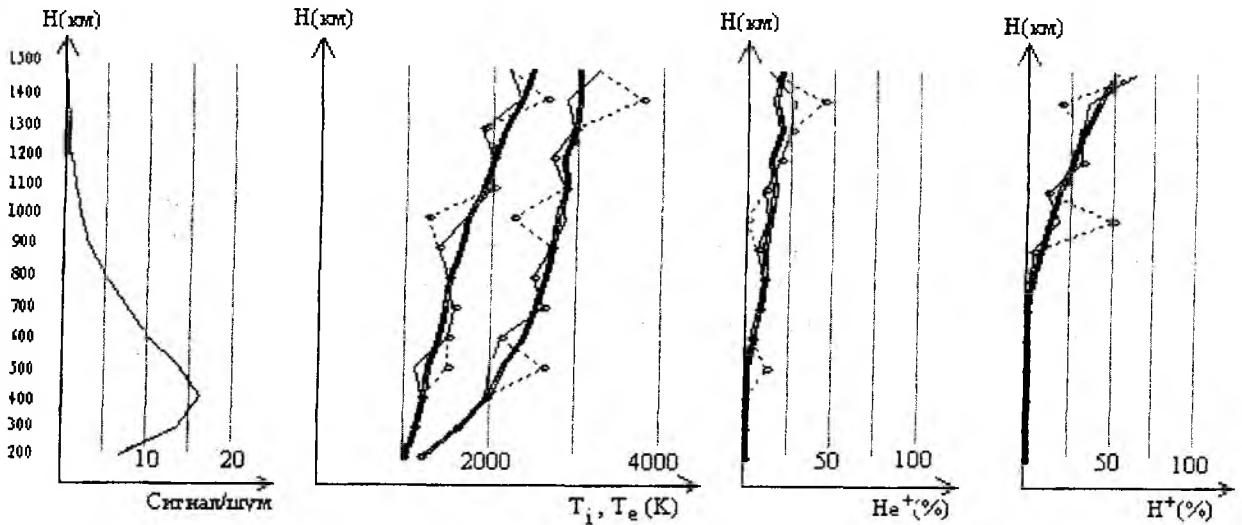


Рис. 1

Одна из возможностей частичного решения проблемы неоднозначности, основанная на усовершенствовании алгоритмов оценивания, состоит в следующем.

Не существует методов обработки результатов радиофизических наблюдений, которые в той или иной степени не использовали бы априорные представления о возможных изменениях значений параметров, подлежащих оценке. В случае поиска экстремума оптимизируемой функции очень важно задать как априорные распределения оцениваемых параметров, так и их априорное математическое ожидание. При этом желательно иметь малую дисперсию априорного распределения, ведь уменьшение дисперсии практически означает сужение области, в которой требуется отыскать абсолютный максимум критерия.

Для решения такого рода задач, когда для целей эксперимента важно как можно точнее указать область, в которой предположительно должно находиться истинное значение параметра, в [2] предложен метод регуляризации, основанный на учете дополнительной информации самого общего характера (например, обязательной монотонности оцениваемых функций), который позволяет находить устойчивые решения. Если рассмотреть вопрос использования этого метода для оптимизации процесса статистического оценивания параметров в методе НР, то оказывается, что в случае неоднозначности оценки метод поиска минимума среднеквадратичного отклонения все же можно обеспечить способом уникального выбора $\bar{\theta}$. Для этого используется дополнительная информация относительно границ вероятных значений ионосферных параметров. Если выразить эту априорную информацию о физическом ограничении на плазменные параметры $\bar{\theta}$ в виде дополнительной функции $\chi^2_{\text{дон}}(\bar{\theta})$, то функционал (2) преобразуется в следующий вид:

$$\chi^2_T = \chi^2_{\text{мод}}(\bar{\theta}) + k \chi^2_{\text{дон}}(\bar{\theta}). \quad (3)$$

Параметр k в правой части этого функционала будет задавать вес дополнительной функции ограничения и может быть приспособлен для контроля эффективности этой дополнительной функции при выборе наилучших заключительных параметров. Этот параметр иногда называют стабилизирующим функционалом, а его введение с учетом дополнительной априорной информации приводит к устойчивости решения задачи.

Таким образом, для реализации формулы поиска $\chi^2_{don}(\bar{\theta})$ используется ограничение на пределы изменения параметров, что идентично сглаживанию, в данном случае – температурных профилей вдоль высотного диапазона. Это ограничение заключается в том, что мы предполагаем достаточную достоверность найденных температур при обработке предыдущих высот h_{i-2} и h_{i-1} (особенно в области максимума отношения сигнал/шум). Учитывая же монотонный характер в высотных изменениях параметров, эти достоверные результаты используются для уточнения значений перебираемых параметров на вышележащей высоте h_i . Эту процедуру и обеспечивает учет дополнительной функции, если ее представить в виде

$$\chi^2_{don}(\bar{\theta}) = \left[Te(h_i) - \{Te(h_{i-1}) + [Te(h_{i-1}) - Te(h_{i-2})] \cdot \frac{h_i - h_{i-1}}{h_{i-1} - h_{i-2}}\} \right]^2 + \left[Ti(h_i) - \{Ti(h_{i-1}) + [Ti(h_{i-1}) - Ti(h_{i-2})] \cdot \frac{h_i - h_{i-1}}{h_{i-1} - h_{i-2}}\} \right]^2 \quad (4)$$

Таким образом, хотя метод наименьших квадратов предполагает использовать экспериментальные данные только от текущей высоты, в нашем случае он также будет ориентирован информацией о тепловом режиме ионосферы и на предыдущих высотах. Графики же высотного хода как температур, так и ионного состава приобретут более сглаженный вид (рис.1, тонкие линии), без аномальных выбросов, связанных с неоднозначностью в данном случае решения задачи на высотных интервалах в районе 500, 1000 и 1400 км.

Важно обратить внимание, что хотя на ионный состав не накладывалось никакого прямого ограничения, параметрическая температурная зависимость, упомянутая ранее, все же оказала косвенный стабилизирующий эффект и на него. Это ограничение представлено на очень слабом уровне, с помощью вариаций значений k и так, чтобы вклад ограничивающего уравнения в полный среднеквадратичный минимум χ^2_T был во много раз меньше, чем вклад $\chi^2_{mod}(\bar{\theta})$. На этом уровне ограничение влияет только на выборы в перечнях параметров, когда метод поставлен перед двумя или более одинаково привлекательными моделями, удовлетворяющими данные, т.е. в тех случаях, когда поверхности испытывают недостаток рельефно определенных минимумов.

Проведем еще один анализ. Найденные с помощью выражения (3) среднеквадратические отклонения вектора $\bar{\theta}$ в виде функции невязки (ФН) при изменении модельных параметров T_i и T_e представим как некоторую поверхность, образованную значениями χ^2_T [4]. Взяв теоретическую АКФ для случая, например, $T_i = T_e = 2000\text{K}$, $O^+ = 100\%$ и вызывая для эффекта приближения к экспериментальной разную степень ее зашумленности, можно увидеть, как с ростом дисперсии АКФ постепенно «размывается» и форма ФН. На рис.2 представлен пример таких поверхностей χ^2_T , образуемых в виде ФН при малой (а) и большой (б) дисперсии АКФ. Подобно реальным измерениям, когда с высотой на фоне сигнала все больше и больше доминирует случайный шум и вследствие этого искажаются результаты обработки, эта зашумленность вызвала эффект смещения глобального минимума на фоне рельефно обозначенных вторичных, локальных минимумов.

С целью выявления первоначального положения минимума на фоне появившейся многозначности проведем статистический анализ некоторой ограниченной их совокупности. В результате предварительно проведенной регуляризации координаты минимумов образуют довольно симметричное пятно на координатной сетке, а это позволяет с помощью статистического усреднения вычислить геометрический центр этого пятна, а значит – и математическое ожидание места расположения «размытого» шумами глобального минимума. Преимущество такой процедуры состоит в том, что она позволяет учесть смещение результа-

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ФОРМЫ ЗАКОНА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОГРЕШНОСТЕЙ ПО ВЫБОРКАМ МАЛОГО ОБЪЕМА

При статистической обработке данных важной задачей является определение формы закона распределения погрешностей.

Для решения задачи определения вида закона распределения рекомендуются статистические методики, требующие построения гистограмм или полигонов распределения с последующей их проверкой по какому-либо из так называемых критериев согласия. Разработан целый ряд таких критериев, применение каждого из которых обусловлено определенными условиями [1, 2]. Одним из наиболее важных условий, ограничивающих применения того или иного критерия согласия, является объем выборки. На практике же получение выборок большого объема не всегда экономически обосновано, приводит к значительным затратам времени и средств, приводит к износу оборудования.

При малом объеме выборки для идентификации нормальных распределений применяются критерий W [2] и составной критерий [3].

В работе [4] проведено исследование применения составного критерия для распределений, отличных от нормального, и рассчитаны критические области параметра этого критерия для наиболее распространенных распределений. Показано, что эти области для различных распределений перекрываются и применение данного критерия может привести к ошибке.

Однако для малого числа наблюдений есть возможность построить закон распределения. Для этого применяются графические методы [5].

Порядок построения эмпирической интегральной функции состоит в следующем. Исходными данными располагаются в порядке неубывания $x_1 \leq x_2 \leq \dots \leq x_n$, тогда оценку $\hat{F}(x_i)$ находят по формуле

$$\hat{F}(x_i) = \frac{i}{n+1} \quad (i = 1, 2, \dots, n). \quad (1)$$

При проведении линии по нанесенным точкам (полученным экспериментальным путем) графика эмпирической функции распределения получают графическую оценку теоретической функции распределения $F(x)$ (рис. 1).

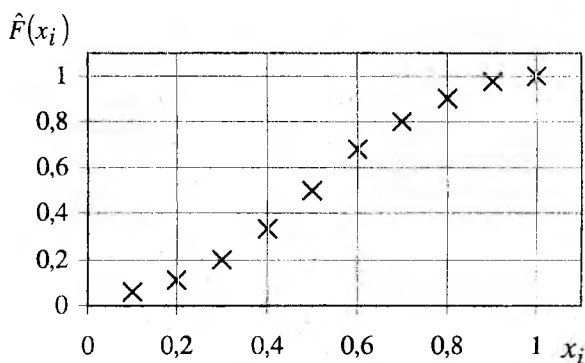


Рис. 1

Для идентификации формы распределения графическим методом применяются вероятностные сетки, которые представляют собой прямоугольную сетку, на которой масштаб выбран таким образом, чтобы график функции этого распределения, построенный на сетке, представлял прямую линию.

Следовательно, основанием для построения вероятностных сеток является целесообразное преобразование одной или обеих прямоугольных координат $\{x, F(x)\}$ графика функции распределения таким образом, чтобы взаимная зависимость обеих преобразованных переменных стала линейной.

Для выборки объемом n значений случайной величины X на вероятностную сетку для данного вида распределения наносят точки эмпирической функции распределения $\hat{F}(x)$. Затем по этим точкам проводят прямую так, чтобы нанесенные точки отклонялись от нее как

можно меньше. Если нанесенные эмпирические точки мало отклоняются от проведенной прямой, то это свидетельствует о том, что опытные данные не противоречат тому виду распределения, для которого была построена сетка.

Построение вероятностных сеток производится для заданного распределения. Рассмотрим построение сеток для некоторых распределений. Вероятностная сетка для распределений нормального, равномерного, треугольного, Лапласа и арксинуса содержит по оси абсцисс равномерную шкалу, по оси ординат откладывают значения y , а соответствуют им значения $F(y)$, которые рассчитываются по формулам, приведенным в табл. 1 для конкретного распределения.

Таблица 1

Распределение	Значение $F(y)$, соответствующее величине y
Нормальное	$F(y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^y e^{-\frac{x^2}{2}} dx$
Лапласа	$F(y) = \begin{cases} \frac{1}{2} e^y, & y < 0 \\ 1 - \frac{1}{2} e^{-y}, & y \geq 0 \end{cases}$
Треугольное	$F(y) = \begin{cases} \left(\frac{y}{\sqrt{12}} + \frac{1}{\sqrt{2}} \right)^2, & y < 0 \\ 1 - \left(\frac{y}{\sqrt{12}} - \frac{1}{\sqrt{2}} \right)^2, & y \geq 0 \end{cases}$
Арксинуса	$F(y) = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \arcsin \frac{y}{\sqrt{2}}$
Равномерное	$F(y) = \frac{y - \sqrt{3}}{2\sqrt{3}}$

Поскольку вид закона распределения априорно не известен, то приходится производить построение несколько раз на вероятностных сетках для различных распределений и выбрать из них то, которое при построении более линейно. Этот процесс, выполняемый вручную, весьма трудоемок. Кроме того, процесс принятия решений при использовании вероятностных сеток носит субъективный характер.

Нами предлагается следующий метод идентификации формы распределения. Данные, полученные в результате измерений, преобразовать таким образом, чтобы при построении экспериментальной функции распределения в прямоугольной сети координат с равномерными осями абсцисс и ординат она представляла прямую линию. Т.е. производить преобразование не осей, а самих данных. Очевидно, что преобразующей функцией является выражения интегральной функции распределения для заданного закона. Если преобразующая функция не соответствует экспериментальным данным, то экспериментальная функция распределения не преобразуется в прямую. Преобразуя экспериментальные данные различными функциями и аппроксимируя полученные данные прямыми линиями методом наименьших квадратов, определяем, для какой преобразующей функции сумма квадратов невязок окажется наименьшей. Основываясь на этом, можно предложить следующий критерий определения вида закона распределения:

1. Получение n значений отсчета и расположение их в порядке возрастания.
2. Определения оценок центра распределения и рассеяния.

3. Нормирование полученных данных по формуле $x = \frac{x - \hat{m}}{\hat{\sigma}}$.

4. Преобразование полученных данных функциями из таблицы 1.

5. Аппроксимация полученных преобразованных данных прямыми линиями с помощью метода наименьших квадратов и определение квадратов невязок. Экспериментальное распределение соответствует той преобразующей функции, для которой сумма квадратов невязок окажется наименьшей.

Проиллюстрируем применение предложенного критерия на следующем примере. Возьмем выборки объемом $n = 10$ и $n = 15$, подчиняющиеся различным законам распределения, которые априорно известны: закону распределения арксинус, равномерному, треугольному, нормальному и распределению Лапласа. В каждой выборке произведем упорядочивание и нормирование членов, и для каждого члена выборки рассчитаем значение оценки $\hat{F}(x)$ по формуле (2). Произведем преобразование каждой из выборок функциями, соответствующими нормированным и центрированным интегральным функциям распределения вышеперечисленных законов.

Аппроксимируем преобразованные функции распределения прямыми вида $\hat{F}(x) = A_0 + A_1 x$ методом наименьших квадратов. Рассчитанные значения коэффициентов A_0 , A_1 и невязок $S(\delta^2)$ приведены в табл. 2.

Таблица 2

Преобразующая функция	Фактические распределения	Число наблюдений $n = 10$			Число наблюдений $n = 15$		
		Коэффициент A_0	Коэффициент A_1	Сумма квадратов невязок $S(\delta^2)$	Коэффициент A_0	Коэффициент A_1	Сумма квадратов невязок $S(\delta^2)$
Арксинус	Арксинус	0,039	0,961	0,006	0,113	1,053	0,064
	Равномерное	-	-	-	-	-	-
	Треугольное	-	-	-	-	-	-
	Нормальное	-	-	-	-	-	-
	Лапласа	-	-	-	-	-	-
Равномерное	Арксинус	-0,002	0,944	0,020	0,194	0,741	0,108
	Равномерное	0,032	1,081	0,004	-0,017	1,021	0,033
	Треугольное	0,164	0,335	0,024	0,012	0,941	0,035
	Нормальное	-0,132	1,428	0,011	-0,032	0,995	0,066
	Лапласа	-0,084	1,027	0,006	-0,15	1,309	0,072
Треугольное	Арксинус	-0,068	1,052	0,013	0,096	0,764	0,089
	Равномерное	0,121	0,724	0,005	0,020	0,835	0,070
	Треугольное	-0,056	1,009	0,003	0,017	1,021	0,033
	Нормальное	-0,061	0,877	0,005	-0,022	0,985	0,044
	Лапласа	-0,044	0,938	0,007	-0,103	1,205	0,050
Нормальное	Арксинус				0,228	0,706	0,120
	Равномерное				0,032	0,812	0,072
	Треугольное				0,056	0,852	0,050
	Нормальное				0,024	0,0943	0,045
	Лапласа				-0,109	1,204	0,050
Лапласа	Арксинус	-0,061	1,005	0,008	0,255	0,654	0,131
	Равномерное	0,155	0,663	0,008	0,057	0,749	0,090
	Треугольное	0,103	0,632	0,014	0,091	0,777	0,065
	Нормальное	0,027	0,751	0,010	0,048	0,843	0,061
	Лапласа	0,027	0,792	0,010	-0,017	1,021	0,033

Как видно из табл. 2, наименьшую $S(\delta^2)$ имеют те функции, для которых распределение и преобразующая функция совпадают. Кроме того, у них коэффициент A_0 близок к 0,

а коэффициент A_1 близок к 1. Это можно считать вторичным признаком для идентификации распределения (кроме минимума квадратов невязок).

Графическое представление преобразований приведено на рис 2. На этом рисунке 1 – график эмпирической функции Лапласа, построенный по опытным данным, 2-6 – данные, имеющие распределения из табл. 2 (2 – Лапласа, 3 – равномерное, 4 – нормальное, 5 – арксинус, 6 – треугольное) и преобразованные функцией Лапласа.

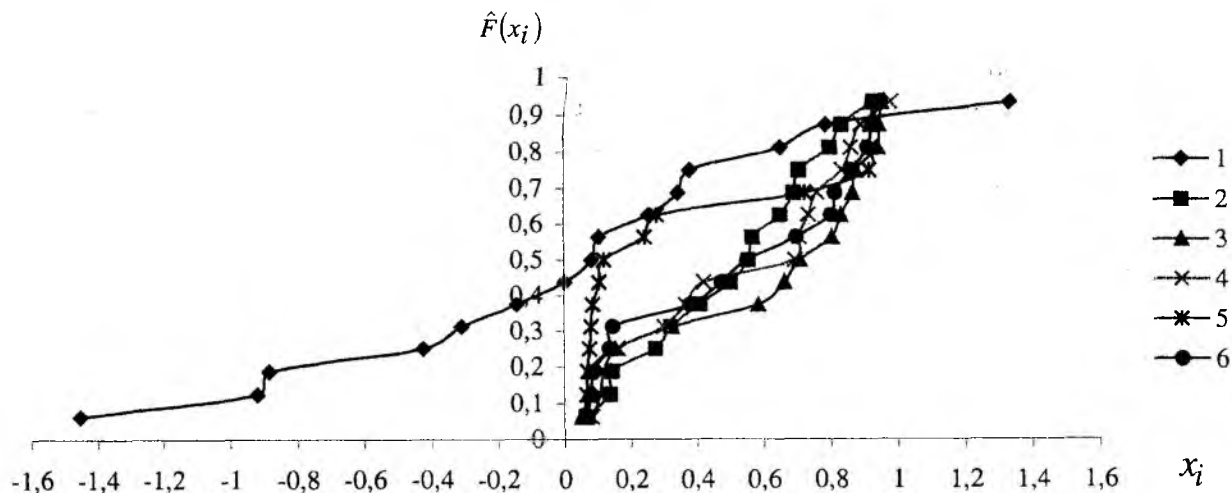


Рис. 2

Как видно из рис. 2, визуально различить преобразованные кривые довольно сложно, применение же математического аппарата позволяет это сделать. Это дает возможность не только исключить принятие субъективного решения, но и применять данный метод в интеллектуальных средствах измерения.

Список литературы: 1. Закс Л. Статистическое оценивание. М.: Статистика, 1976. 598 с. 2. ГОСТ 11.006-74. Правила проверки согласия опытного распределения с теоретическим. Введ 01.01.1976 г. М.: Изд-во стандартов, 1981. 31 с. 3. Кудряшова Ж. Ф., Рабинович С.Г., Резник К.А. Рекомендация по методам обработки результатов наблюдений при прямых измерениях // Методы обработки результатов наблюдений при измерениях. год вып. 134 (194). С. 5 – 113. (Тр. Метрологич. ин-тов СССР) 4. Захаров И.П., Штефан Н.В. Об эффективности применения составного критерия для оценки нормальности распределения // Тр. III Междунар. науч.- технич. конфер. «Метрологічне забезпечення в галузі електричних, магнітних та радіовимірювань» Харьков: ХГНИИМ. 2000. Т. 2. С. 164 – 166. (Метрологія в електроніці – 2000). 5. Хан Г., Шатино С. Статистические модели в инженерных задачах. М.: Мир, 1969. 396 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 23.04.2002

С. А. ЗУЕВ, В. В. СТАРОСТЕНКО, канд. физ.-мат. наук,
А. А. ШАДРИН, канд. техн. наук, В. Ю. ТЕРЕЩЕНКО

МОДУЛЯЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЧ ПОЛЕВОГО ТРАНЗИСТОРА С ЗАТВОРОМ ШОТКИ

СВЧ – полевые транзисторы с затвором Шоттки (ПТШ) получили широкое применение не только в цифровой технике, где они работают в ключевом режиме, но и как основные узлы приемно-передающих трактов. Устройства такого рода могут также применяться в системах управления движением и датчиках контроля уровня. В приемниках и передатчиках ПТШ могут использоваться как в качестве активного элемента малошумящего усилителя, так и в качестве модулятора в режиме угловой или амплитудно-импульсной модуляции. Качество модулятора описывается тремя параметрами [1, 2]: коэффициентом гармоник k_{Γ} , характеризующим изменение формы выходного сигнала; допустимым отклонением коэффициента модуляции от среднего значения в заданной полосе модулирующих частот $\Delta m/m$ и уровнем паразитной модуляции $P_{\text{Ш}}/P_{\text{СР}}$. Оценить качество модуляции и значения k_{Γ} и $\Delta m/m$ можно, используя статическую и динамическую модуляционные характеристики.

Для анализа модуляционных характеристик был рассчитан ПТШ на GaAs со следующими характеристиками: эффективная длина затвора – 240 нм; уровни легирования слоев GaAs: n^- – буферный слой – 10^{21} м^{-3} , n - канал – $5 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$, n^+ – контактный слой – 10^{25} м^{-3} ; материал металлизации затвора – Au с подслоем из W. Геометрия транзистора приведена на рис. 1.

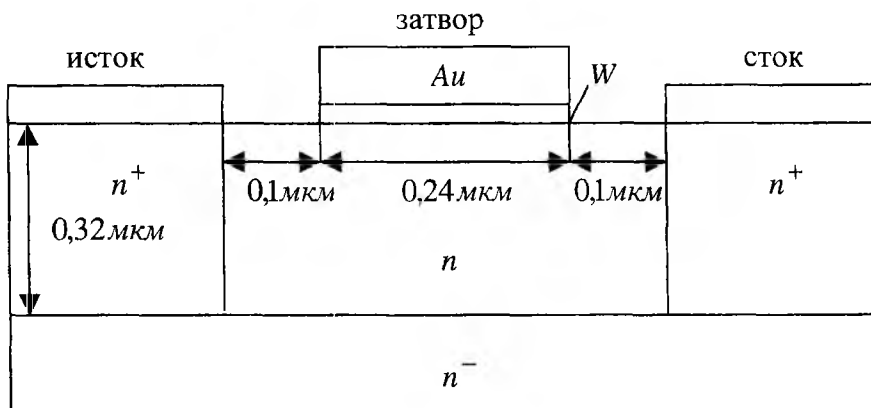


Рис. 1

Расчет транзистора проводился в рамках кинетического приближения методом макро-частиц [3, 4]. При решении кинетического уравнения Больцмана учитывались следующие основные механизмы рассеяния носителей в кристалле полупроводника: рассеяние на ионах примесей, рассеяние на дефектах кристаллической решетки, рассеяние на оптических и акустических фононах, междолинное и электрон-электронное рассеяние [5]. Для описания контакта металл-полупроводник использовалась диффузионно-эмиссионная модель барьера Шоттки с учетом сил зеркального изображения [6, 7]. В качестве объекта исследования были приняты токи, наведенные во внешних цепях транзистора. Расчеты проводились для ПТШ, включенного по схеме с общим истоком.

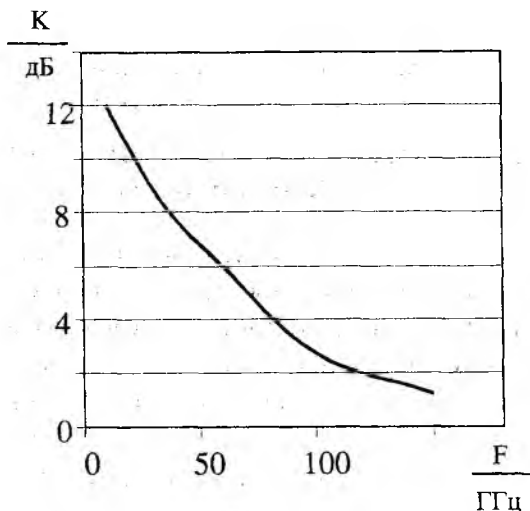


Рис. 2

Полученные вольт-амперные характеристики транзистора имеют традиционный для полевых транзисторов вид [5]. Зависимость расчетного коэффициента усиления от частоты представлена на рис. 2.

При работе ПТШ, включенного по схеме с общим истоком в качестве модулятора, можно несущую частоту модулировать либо информационным сигналом, поданным на затвор, либо информационным сигналом, поданным на сток вместе с напряжением питания. В таких случаях говорят о модуляции по затвору и модуляции по стоку. Первая схема легче реализуется и она часто используется при амплитудно-импульсной модуляции, когда модулирующий сигнал представляет собой последовательность прямоугольных импульсов, открывающих транзистор со стороны затвора.

Для выбора режима модуляции были получены статические модуляционные характеристики транзистора при разных способах модуляции. На рис. 3, а – статическая модуляционная характеристика для модуляции напряжением, поданным на затвор, то есть зависимость амплитуды колебаний тока на выходе от уровня постоянного смещения на затворе. На рис. 3, б – та же зависимость для модуляции напряжением, поданным на сток, при этом, смещение на затворе 0,1В. Обе характеристики считались при напряжении питания 1,5 В и амплитуде несущей частоты 0,6 В.

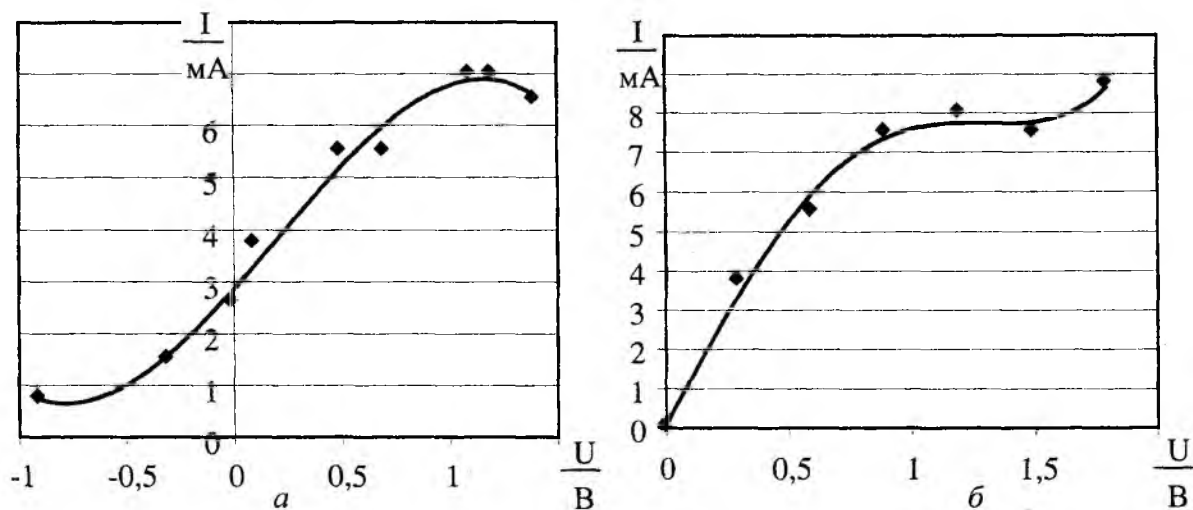


Рис. 3

По статическим модуляционным характеристикам, из соображений линейности характеристики, выбирается смещение и амплитуда модулирующего сигнала. Из рис.3 видно, что при модуляции со стороны затвора можно выделить линейный участок характеристики в

пределах – 0,4..0,8 В. На этом участке информационный сигнал практически не будет искажаться. Следовательно, в качестве рабочего смещения для амплитудной модуляции необходимо использовать напряжение 0,2 В, и амплитуда информационного сигнала должна составлять не более 0,6 В. Для модуляции прямоугольными импульсами можно использовать смещение – 0,6 В и открывать транзистор импульсом не более 1,2 В. При модуляции питанием, со стороны стока, рабочий диапазон напряжений лежит в пределах от 0 до 1 В. Амплитудную модуляцию можно осуществлять при питании 0,5В и амплитуде информационного сигнала не более 0,5В. При этом полевой транзистор будет работать в недонапряженном режиме.

Для оценки качества модулятора были рассчитаны амплитудная (рис. 4, а) и частотная (рис. 4, б) динамические модуляционные характеристики транзистора при модуляции напряжением, поданным на затвор (кривая 1, рис. 4, а, б) и при модуляции питанием (кривая 2, рис. 4, а, б). Характеристики рассчитаны в выбранных рабочих точках.

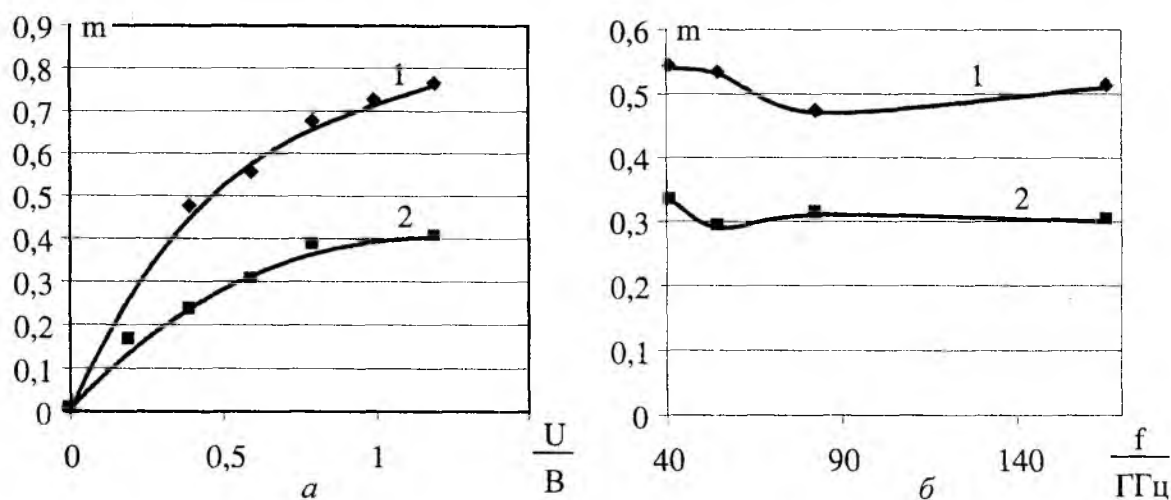


Рис. 4

Как видно на рис. 4, при модуляции напряжением на затворе можно достичь в рабочем режиме большего коэффициента модуляции. Анализ модуляционных характеристик показал, что при использовании данного ПТШ в качестве модулятора с несущей частотой порядка 100 ГГц удобно использовать модуляцию затвором с амплитудой модулирующего сигнала 0,6 В. При таком режиме коэффициент модуляции равен 0,55 и искажения информационного сигнала малы. Величина $\Delta m/m$ для амплитуды информационного сигнала 0,6 В – 0,08.

Список литературы: 1. Дж. Е. Роу. Теория нелинейных явлений в приборах сверхвысоких частот. М.: Сов. Радио, 1969. 616 с. 2. Петров Б.Е., Романюк В.А., Радиопередающие устройства на полупроводниковых приборах: Учеб. пособие для радиотехн. спец. вузов. М.: Высш. шк., 1989. 232 с. 3. Хокни Р., Иствуд Д., Численное моделирование методом частиц. М.: Мир, 1987. 638 с. 4. Реклайтис А.С., Мицквичус Р.В. Новое в жизни, науке, технике: Метод Монте Карло в физике полупроводников. М.: Знание, 1988. 38 с. 5. Зуев С.А., Старостенко В.В., Шадрин А.А. Модель расчета полевых транзисторов на GaAs субмикронных размеров // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып.121. С.146 – 152. 6. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984. 456 с. 7. Торхов Н.А. Эффект баллистического переноса электронов в структурах металл – n-GaAs – p⁺-GaAs с барьером Шоттки // ФТП. 2001. Т. 35, вып. 7. С. 823 – 830.

Таврический национальный
университет им. В. И. Вернадского

Поступила в редколлегию 24.04.2002

ОСОБЕННОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МЕТОДА ОДНОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В СЛАБОНЕОДНОРОДНЫХ ГАЗОВЫХ СРЕДАХ

При анализе поля отраженного сигнала в слабонеоднородной среде наиболее часто используется метод однократного рассеяния. Суть его состоит в том, что поле акустического давления представляют в виде ряда $p_s = p_{s0} + p_{s1} + p_{s2} + \dots$, в котором нулевое слагаемое соответствует полю в невозмущенной среде, а последующие описывают его изменения при возмущениях. Для слабых возмущений ограничиваются учетом p_{s1} , считают, что p_{s0} не изменяется, а слагаемые, появившиеся в волновых уравнениях для поля в неоднородной среде, определяют функции источников для p_{s1} [1,2]. Анализ проведем для наиболее простого, но в тоже время практически важного случая распространения волн в температурно-неоднородной газовой среде. Ограничимся линейной задачей. Для нее волновое уравнение приобретает вид:

$$\frac{\partial^2 p_s}{\partial x^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial p_s}{\partial x} - \frac{\rho \omega^2}{\gamma p_0} p_s = 0. \quad (1)$$

где ρ – плотность газа;

p_0 – давление невозмущенного газа;

γ – адиабатическая постоянная.

Метод малых возмущений для p_{s1} дает:

$$\frac{\partial^2 p_{s1}}{\partial x^2} + k^2 p_{s1} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial p_{s0}}{\partial x}. \quad (2)$$

Однако такой подход не вполне соответствует реальности. Если рассмотреть решение этого уравнения для области, состоящей из двух участков, имеющих постоянные значения ρ_1 и ρ_2 и короткого участка, на котором осуществляется плавный переход от ρ_1 к ρ_2 , то полученное решение не совпадает с решением для задачи отражения от резкого перехода, хотя плавный переход как с физической, так и с математической точек зрения можно рассматривать как последовательность ступенчатых изменений. Кроме того волновые уравнения для скорости акустического смещения \bar{v}_s в одномерном случае имеют вид

$$\frac{\partial^2 v_s}{\partial x^2} + \frac{\rho \omega^2}{\gamma p_0} v_s = 0. \quad (3)$$

Это уравнение в данном подходе вообще не может дать отраженного поля.

Причина несоответствий состоит в следующем. Бездоказательно было принято, что новые слагаемые в волновых уравнениях, возникшие при появлении неоднородности, полностью соответствуют величинам их воздействия на волновой процесс. На самом деле изменили свою величину и те составляющие, которые существовали раньше, так, например, в выражениях (1) и (3) плотность входит в последние слагаемые. Кроме того в выкладках при переходе от исходных волновых уравнений к уравнениям для комплексных амплитуд ограничились рассмотрением только модуля амплитуды, оставив без внимания нелинейную часть изменения фазы. Отчасти это вызвано тем, что используется только одно уравнение – оно позволяет определить только одну переменную или функцию. В среде со слабыми неоднородностями необходимо учитывать изменение фазы первичного поля и источники,

создающие поле p_{s1} . Аналогичный подход используется и при анализе электромагнитных полей [3].

Опуская постоянные множители, структуру исходных уравнений для одномерной задачи можно представить как

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + f(x) \frac{\partial \xi}{\partial t} &= 0 \\ \frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial \zeta}{\partial t} &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где $f(x)$ – функция, описывающая неоднородности.

Пусть $f(x) = \sqrt{f_1(x)} \cdot \sqrt{f_2(x)}$ и положим также, что $f_1(x) = f_2(x)$. Тогда (4) можно представить как

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + f_1(x)f_2(x) \frac{\partial \xi}{\partial t} &= 0, \\ \frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{f_1(x)}{f_2(x)} \frac{\partial \zeta}{\partial t} &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Отсюда видно, что $f_1(x)$ соответствует функции обратной нормированной скорости распространения волн, а $f_2(x)$ – нормированному волновому сопротивлению. Если f_2 взять постоянной, то решение для возмущенной среды будет отличаться зависимостью волнового числа от координаты:

$$k(x) = \omega f_1(x). \quad (6)$$

Отраженной волны здесь нет, так как это случай согласования волновых сопротивлений.

Если заменить переменную x на x' , так что $\frac{\partial x'}{\partial x} = f_1(x)$, то в системе (5) останется только $f_2(x)$, которая при условии непрерывности ξ и ζ определяет соотношение между падающей и отраженной волной в каждой точке. Волновые уравнения для $\xi(x')$ и $\zeta(x')$ будут содержать слагаемое с $\frac{1}{2f} \frac{\partial f}{\partial x'} \frac{\partial}{\partial x'}$ со знаком плюс или минус в каждом случае. Сомножитель $\frac{1}{2}$ появляется из-за того, что $f_2 = \sqrt{f}$.

В случае малых возмущений ($|f(x) - 1| \ll 1$) задача упрощается тем, что амплитуду падающей волны при переходе от точки к точке можно считать постоянной. Тогда отраженная волна определяется как интеграл по области от каждого элементарного участка. Вторичным отражением этой волны, по логике метода однократного рассеяния, пренебрегают. При этом надо учитывать, что слагаемые второго порядка малости будут потеряны.

При поиске решений для гармонических волн можно использовать менее громоздкий подход, основанный на уравнениях Гельмгольца. Представим амплитуду и фазу решения для основной волны, распространяющейся в положительном направлении, в виде сумм значений для невозмущенной области и малых добавок:

$$p_s = (p_{s0} + \Delta p_s(x)) \exp(-ik_0 x - i\varphi(x)). \quad (7)$$

Опуская экспоненту, для производных получим:

$$\frac{\partial p_s}{\partial x} = \frac{\partial \Delta p_s}{\partial x} - i(p_{s0} + \Delta p_s) \left(k_0 + \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right), \quad (8)$$

$$\frac{\partial^2 p_s}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \Delta p_s}{\partial x^2} - 2i \frac{\partial \Delta p_s}{\partial x} \left(k_0 + \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) - \left[i \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \left(k_0 + \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 \right] (p_{s0} + \Delta p_s). \quad (9)$$

Подстановка в (1) даст два уравнения для действительной и мнимой составляющих:

$$(p_{s0} + \Delta p_s) \left(k_0 + \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 - \frac{\rho \omega^2}{\gamma \rho_0} (p_{s0} + \Delta p_s) = 0, \quad (10)$$

$$2 \frac{\partial \Delta p_s}{\partial x} \left(k_0 + \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} (p_{s0} + \Delta p_s) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} (p_{s0} + \Delta p_s) \left(k_0 + \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) = 0. \quad (11)$$

Слагаемые второго порядка малости здесь опущены. Выражение (10) дает соотношение для волнового числа и его малых изменений:

$$\left| k_0 + \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right| = \omega \sqrt{\frac{\rho}{\gamma \rho_0}}, \quad (12)$$

откуда с учетом направления движения волны

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = \omega \sqrt{\frac{\rho}{\gamma \rho_0}} - k_0. \quad (13)$$

Подставляя это выражение в (11), для изменения амплитуды получим:

$$\frac{\partial \Delta p_s}{\partial x} - \frac{1}{4\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} \Delta p_s = \frac{1}{4\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} p_{s0}. \quad (14)$$

Последовательность преобразований, аналогичная вышеизложенной, с использованием уравнения (3) для амплитуды скорости звукового смещения Δv_s приводит к

$$\frac{\partial \Delta v_s}{\partial x} - \frac{1}{4\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} \Delta v_s = -\frac{1}{4\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} v_{s0}. \quad (15)$$

Здесь неоднородность ρ приводит к изменению амплитуды через изменение волнового числа $k_0 + \frac{\partial \varphi}{\partial x}$. Сомножитель $\frac{1}{2}$ появится вследствие (6) и далее (13). Вторые слагаемые в правых частях этих уравнений имеют второй порядок малости, далее ими можно пренебречь.

Аналогичная ситуация возникает при анализе отраженного поля в газе со слабыми ветровыми неоднородностями [4]. В этом случае подстановка (7) даст для действительной и мнимой частей:

$$\left(k_0 + \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 \left(1 + \frac{1}{k_0 c_0} \frac{\partial v}{\partial x} \right) - \frac{\omega^2}{c_0^2} + 2 \frac{\omega v}{c_0^2} \left(k_0 + \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) - \frac{v^2}{c_0^2} \left(k_0 + \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 = 0, \quad (16)$$

$$\left[2 \frac{\partial \Delta p_s}{\partial x} \left(k_0 + \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} (p_{s0} + \Delta p_s) \right] \left(1 + \frac{1}{k_0 c_0} \frac{\partial v}{\partial x} \right) + 2 \frac{\omega v}{c_0^2} \frac{\partial \Delta p_s}{\partial x} = 0. \quad (17)$$

С учетом направления движения волны в первом приближении получим:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = k_0 \frac{v}{c_0} \quad (18)$$

и

$$\frac{\partial \Delta p_s}{\partial x} = -\frac{p_{s0}}{2c_0} \frac{\partial v}{\partial x}. \quad (19)$$

Можно заметить, что для обоих типов неоднородностей сохраняется связь между изменением скорости распространения волн и изменением амплитуды прошедшей волны.

Учитывая, что $\frac{\partial c}{\partial x} = -\frac{1}{2} \frac{\partial \rho}{\partial x}$ и $\frac{\Delta c}{c_0} = -\frac{\Delta \rho}{2\rho_0}$, а для ветровых неоднородностей скорость распро-

странения волн включает скорость движения среды или $\frac{\partial c}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial x}$ и $\Delta c = \Delta v$, получим, что относительное изменение амплитуды пропорционально половине относительного изменения скорости с обратным знаком.

Необходимо отметить, что выводы, сделанные на основании (16) – (19), имеют ограниченное физическое значение. Уравнение (3) получено при соблюдении условий относительно источников первичного поля, обозначенных в [5]. В общем случае нужно учесть, что при $\Delta v \neq 0$ должны либо существовать источники вещества для основного потока, либо его

дивергенция, а соответственно и производная $\frac{\partial \rho}{\partial t}$, не равные нулю. Кроме того для источни-

ков вторичного поля в движущемся потоке необходимо учитывать более тонкие механизмы. Поэтому уравнение (19) можно рассматривать только как элемент во всей совокупности определяющих факторов.

Для задач диагностики газовых сред основным искомым параметром является отраженная волна. Отраженную волну решения (14) и (19) сами по себе не дают. В первом приближении выражения (14) и (15) для неподвижной среды соответствуют друг другу и решению задачи отражения от резкого перехода. Однако слагаемое второго порядка для Δp_s в реше-

нии задачи резкого перехода имеет вид $-\left(\frac{1}{4\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x}\right)^2 p_{s0}$. Выражения (14), (15) такого слагае-

мого не дают. Поэтому при их использовании не соблюдается баланс мощностей, так как отраженная мощность в данном случае является величиной второго порядка малости. Строгое решение (14) или (15) дает малую добавку обратного знака, разбиение на малые участки с последовательным решением для каждого из них дает добавку вдвое меньше необходимой. Поэтому учет слагаемых второго порядка, наличие которых, возможно, приводит к отклонениям, требует строгого решения исходной системы. Аналогичные замечания можно сделать и для выражения (19). Таким образом, для определения отраженного сигнала необходим иной подход.

Наиболее распространенным приемом решения волновых задач для областей с различными условиями распространения волн является шивка на границе, которая основана на неразрывности параметров. Неоднородность является границей, и для удобства решения ее часто представляют эквивалентным источником. В данном случае источник формирует две волны: одна распространяется в том же направлении, что и падающая, вторая – в обратном. Добавка к прямой волне должна соответствовать решению, полученному для волновых уравнений. Вторая волна создает отраженное поле. Представим последовательные выкладки для случая неподвижной среды, а для подвижной среды преобразования будут аналогичными. Обычная последовательность определения источника ориентирована на поиск параметров излучателя бесконечно малой протяженности. Запишем волновое уравнение, в правой части которого стоит пока еще неопределенная функция:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + k^2 u = \phi. \quad (20)$$

Будем считать, что функция в правой части равна нулю везде кроме малой области между $\xi - \varepsilon$ и $\xi + \varepsilon$, но интеграл от нее равен значению функции источников в этой точке:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + k^2 u \right) dx = f(\xi). \quad (21)$$

Тогда функция u представляет собой две волны, распространяющиеся вправо и влево от точки ξ :

$$u(x) = \begin{cases} u_0 \exp(ikx + i \dots) & \text{при } x < \xi, \\ u_0 \exp(-ikx + i \dots) & \text{при } x > \xi. \end{cases} \quad (22)$$

Производная от $u(x)$ определяется из условия:

$$\left. \frac{\partial u}{\partial x} \right|_{\xi-\varepsilon}^{\xi+\varepsilon} = f(\xi). \quad (23)$$

С учетом непрерывности $u(x)$ получим:

$$u(x) = \begin{cases} \frac{if(\xi)}{2k} \exp(ik(x - \xi)) & \text{при } x < \xi, \\ \frac{if(\xi)}{2k} \exp(ik(\xi - x)) & \text{при } x > \xi, \end{cases} \quad (24)$$

Функция источников определяется по изменению амплитуды прошедшей волны. Для температурно-неоднородной среды это даст:

$$u_0 = \frac{\partial \Delta p_s(\xi)}{\partial x} dx = \frac{p_{s0}}{4\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial x} dx. \quad (25)$$

Для среды с ветровыми неоднородностями в соответствии с (19) получим:

$$u_0 = -\frac{p_{s0}}{2c_0} \frac{\partial v}{\partial x} dx. \quad (26)$$

Фаза источников в обоих случаях совпадает с фазой падающей волны.

Нахождение параметров эквивалентного источника может являться этапом при определении отраженного поля. Аналогичные рассуждения можно использовать и при анализе электромагнитных полей.

Список литературы: 1. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука. 1967. 548 с. 2. Блохинцев Д.И. Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Наука. 1981. 208 с. 3. Фелсен Л., Маркувиц Н. Излучение и рассеяние волн. Т.1. М.: Мир. 1978. 548 с. 4. Панченко А.Ю. Инвариантный подход к составлению уравнений акустики неоднородной движущейся среды // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 122. С. 111 – 115. 5. Панченко А.Ю. К оценке интенсивности вторичных источников поля при акустическом зондировании турбулентных движущихся сред // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 119. С. 226 – 228.

Ю. Е. ГОРДИЕНКО, д-р физ.-мат. наук, А. В. ПАШКОВ, А. А. РЯБУХИН,
Н. И. СЛИПЧЕНКО, канд. техн. наук

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СВЧ РЕЗОНАТОРНЫХ СЕНСОРОВ ДЛЯ ГИГРОМЕТРИИ ГАЗОВ

При разработке СВЧ резонаторных сенсоров для гигрометрии газов с использованием конденсирующих или влагосорбирующих диэлектрических материалов [1-3] изначально важным этапом является формирование их электродинамических моделей. Как правило, степень строгости таких моделей входит в противоречие с их применимостью для решения многокритериальных оптимизационных задач. Поэтому целесообразно располагать как строгими моделями для формирования концептуальных и принципиальных представлений, так и приближенными для решения задач оптимизации конкретных конструктивов сенсоров.

Нам представляется, что для оценки перспективных направлений разработки таких сенсоров в первую очередь следует проанализировать систему на основе четвертьволнового коаксиального резонатора, на открытом конце которого располагается слоистая диэлектрическая структура со свойствами обратимой сорбции влаги из окружающей среды.

На рис. 1, а, б схематически представлено два варианта таких сенсоров: (а) без экранирования и (б) с экранированием излучения электромагнитных колебаний резонатора. Эти варианты отображают реальные конструкции с учетом возможного зазора h_1 между плоскостью открытого торца резонатора и сорбирующей структурой и прогрева ее со стороны экрана для удаления сорбированной влаги в предыдущем измерении. В варианте (а) такой прогрев может быть осуществлен со стороны резонатора. Сама диэлектрическая структура здесь на первых порах представлена диэлектрическим слоем толщиной h_2 с некоторыми эффективными параметрами ε_2 и $\text{tg}\delta_2$, зависящими от ее влагосодержания. Более подробная детализация этой структуры потребуется непосредственно при постановке оптимизационных задач.

Электродинамическое моделирование такого сенсора в первую очередь необходимо для выяснения требований к соотношению толщины структуры h_2 с размерами зазоров h_1 и h_3 ; внутреннего и внешнего радиусов коаксиала R_1 и R_2 .

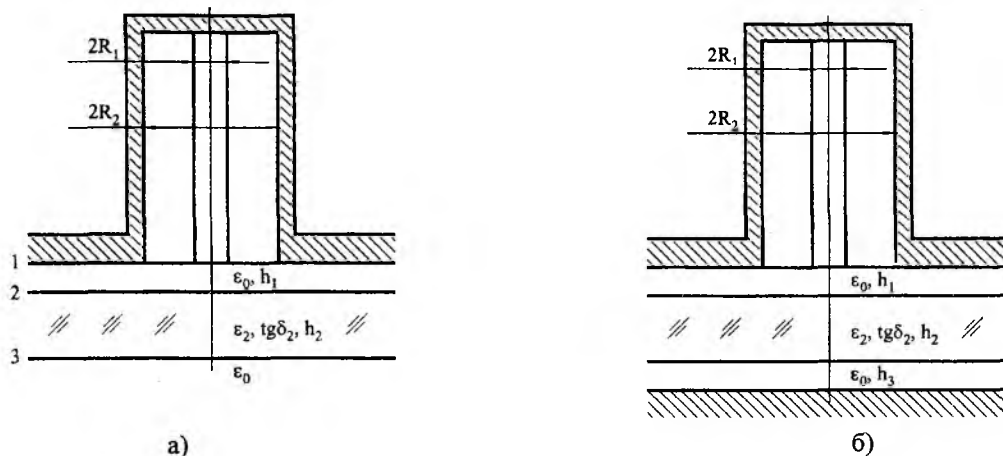


Рис. 1

Строгую модель можно сформулировать по аналитическому алгоритму, разработанному в [4]. В его основу положено интегральное представление полей с помощью функций Грина уравнений Максвелла во всех координатных частях системы, включая сорбирующую среду, и удовлетворение граничным условиям для полей на границах этих областей. Решение возникающих при этом интегральных уравнений 1-го рода может быть осуществлено с использованием метода полубращения интегрального оператора. В результате формируется

бесконечная система линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) 2-го рода, условие нетривиального решения которой фактически является характеристическим уравнением, позволяющим устанавливать зависимости резонансной частоты и добротности сенсора от влагосодержания сорбирующей среды и всех параметров его конструкции. Коэффициенты этой СЛАУ позволяют также определять структуру электромагнитных полей в любой части сенсора.

Результирующая СЛАУ для рассмотренной электродинамической системы имеет следующий вид

$$\begin{cases} \sum_{n=0}^{\infty} d_{0n} \cdot \varphi_n - d \cdot \varphi_0 = 0, \\ \sum_{n=0}^{\infty} d_{mn} \cdot \varphi_n + \frac{\varphi_m}{m} = 0, \end{cases} \quad (1)$$

где d и d_{mn} – элементы определителя СЛАУ,

$$d = \ln \frac{R_2 - R_1}{4}; \quad d_{mn} = \int_{-1}^1 \frac{\hat{T}_m(t)}{\sqrt{1-t^2}} \int_{-1}^1 \frac{\hat{T}_n(t')}{\sqrt{1-t'^2}} \tilde{K}(t, t') dt' dt; \quad (2)$$

$\hat{T}_m(t)$ – полином Чебышева первого рода;

$$\tilde{K}(t, t') = \frac{1}{1 + \tilde{\epsilon}_2} [\tilde{G}^I(t, t') + \tilde{\epsilon}_2 \cdot \tilde{G}^{II}(t, t')];$$

$\tilde{G}^I(t, t')$ и $\tilde{G}^{II}(t, t')$ – функции Грина уравнений Максвелла для коаксиальной области и объема, содержащего сорбирующую среду, соответственно.

На рис. 2 представлены полученные по этому алгоритму характерные зависимости изменения добротности и резонансной частоты указанных выше резонаторных сенсоров для следующих параметров сенсоров: добротность сенсора с сухой средой $Q_0 = 10^3$; резонансная длина волны $\lambda_0 = 30$ мм; $R_2/\lambda_0 = 0.167$; $h_1/\lambda_0 = 10^{-3}$. (рис. 2, а, б – сенсор без экрана; рис. 2, в, г – сенсор с экраном).

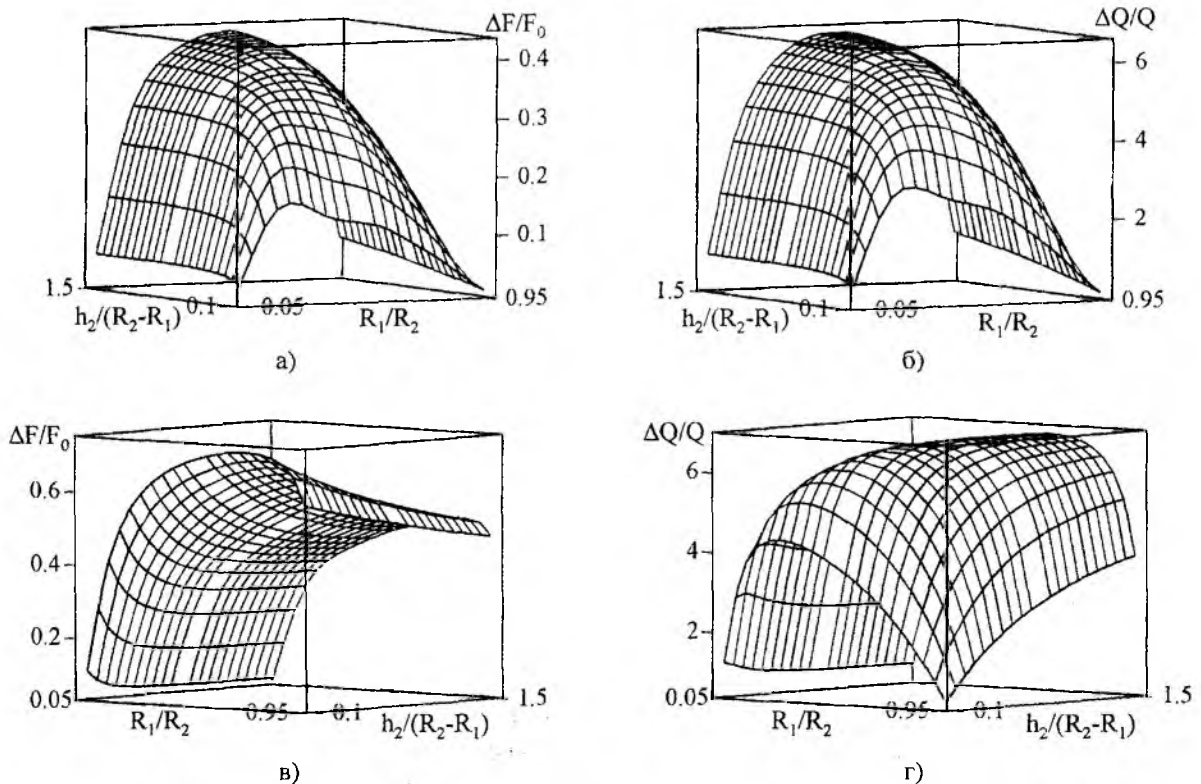


Рис. 2

Для вычисления комплексной резонансной частоты с погрешностью не более 0.1% необходимо использовать размерность определителя $N = 8..10$. При этом время одного вычисления на ПК с процессором AMD Athlon-1000 составляет 10-15 с. Подготовка аналитической части решения при модификации структуры сорбирующей области занимает 1,5-2 часа рабочего времени.

Характер представленных зависимостей не является физически очевидным. В частности, если уменьшение чувствительности сенсора при $R_1/R_2 \rightarrow 1$ объяснимо уменьшением глубины провисания поля резонатора в сорбирующую среду, то физические причины ее снижения при $R_1/R_2 \rightarrow 0$ необходимо устанавливать отдельно. Возможно, что это связано с уменьшением вклада вносимой этой средой емкости в значение возмущения электромагнитного поля резонатора.

Для рассматриваемой геометрии сенсоров можно предложить более простую, но менее строгую электродинамическую модель, базирующуюся на так называемом алгоритме приближения заданного поля. Суть его заключается в представлении электромагнитного поля во внешней области, содержащей сорбирующий элемент, через заданное поле источников по радиусу на открытом торце резонатора и функцию Грина для указанной области. Электромагнитное поле во внутреннем объеме резонатора считается соответствующим ТЕМ моде.

Из условий непрерывности тангенциальных составляющих магнитного поля на открытом торце в этом случае вытекает следующее характеристическое уравнение

$$\int_0^{\infty} \frac{(J_0(\kappa R_1) - J_0(\kappa R_2))^2}{\kappa \ln(R_2/R_1) \gamma_0} \left[\operatorname{cth}(\gamma_0 h_1) - \operatorname{csc} h(\gamma_0 h_1) P_2 \right] d\kappa + \frac{\operatorname{cth}(\gamma_{\text{coax}} H)}{\gamma_{\text{coax}}} = 0, \quad (3)$$

где $\gamma_0 = \sqrt{\kappa^2 - k_0^2}$ – постоянная распространения;

k_0 – постоянная распространения в свободном пространстве;

P_2 – коэффициент, связывающий распределение радиальных составляющих электрического поля на границе раздела 1 и 2 слоев;

H – длина коаксиальной части сенсора;

γ_{coax} – постоянная распространения в коаксиальной области.

В таком варианте модели можно представить более доступные для анализа, чем в случае строгой модели выражения электрических компонент поля для слоистой внешней области. В частности для сенсора со структурой, показанной на рис. 1,а это выражение имеет вид (верхний индекс в обозначении $E_r^i(r)$ соответствует номеру сечения на рис. 1, а)

$$E_r^1(r) = E_0/r,$$

$$E_r^2(r) = E_r^1(r) \frac{\frac{1}{\gamma_0} \operatorname{csc} h(\gamma_0 h_1)}{\frac{1}{\gamma_0} \operatorname{cth}(\gamma_0 h_1) + \frac{\tilde{\epsilon}_2}{\gamma_2} \left[\operatorname{cth}(\gamma_2 h_2) - \operatorname{csc} h^2(\gamma_2 h_2) \frac{E_r^3(r)}{E_r^2(r)} \right]},$$

$$E_r^3(r) = E_r^2(r) \frac{\frac{\tilde{\epsilon}_2}{\gamma_2} \operatorname{csc} h(\gamma_2 h_2)}{\frac{\tilde{\epsilon}_2}{\gamma_2} \operatorname{cth}(\gamma_2 h_2) + \frac{1}{\gamma_0}}, \quad (4)$$

где $\gamma_2 = \sqrt{\kappa^2 - \tilde{\epsilon}_2 k_0^2}$ – постоянная распространения в области сорбирующего элемента.

Выражения (4) позволяют исследовать структуру «провисания» поля резонатора во внешний объем.

Однако прежде всего следует оценить применимость характеристического уравнения (3) для моделирования рассматриваемых сенсоров. Для этого сравним результаты численных исследований по строгой и приближенной моделям. Из физических соображений наиболее целесообразно исследовать зависимости параметров сенсора от h_1 при различных R_1/R_2 и $\text{tg}\delta_2$. На рис. 3. показаны зависимости изменения добротности и резонансной частоты коаксиальных СВЧ резонаторных сенсоров от величины зазора (сплошные линии – приближение заданного поля; пунктирные – строгая модель).

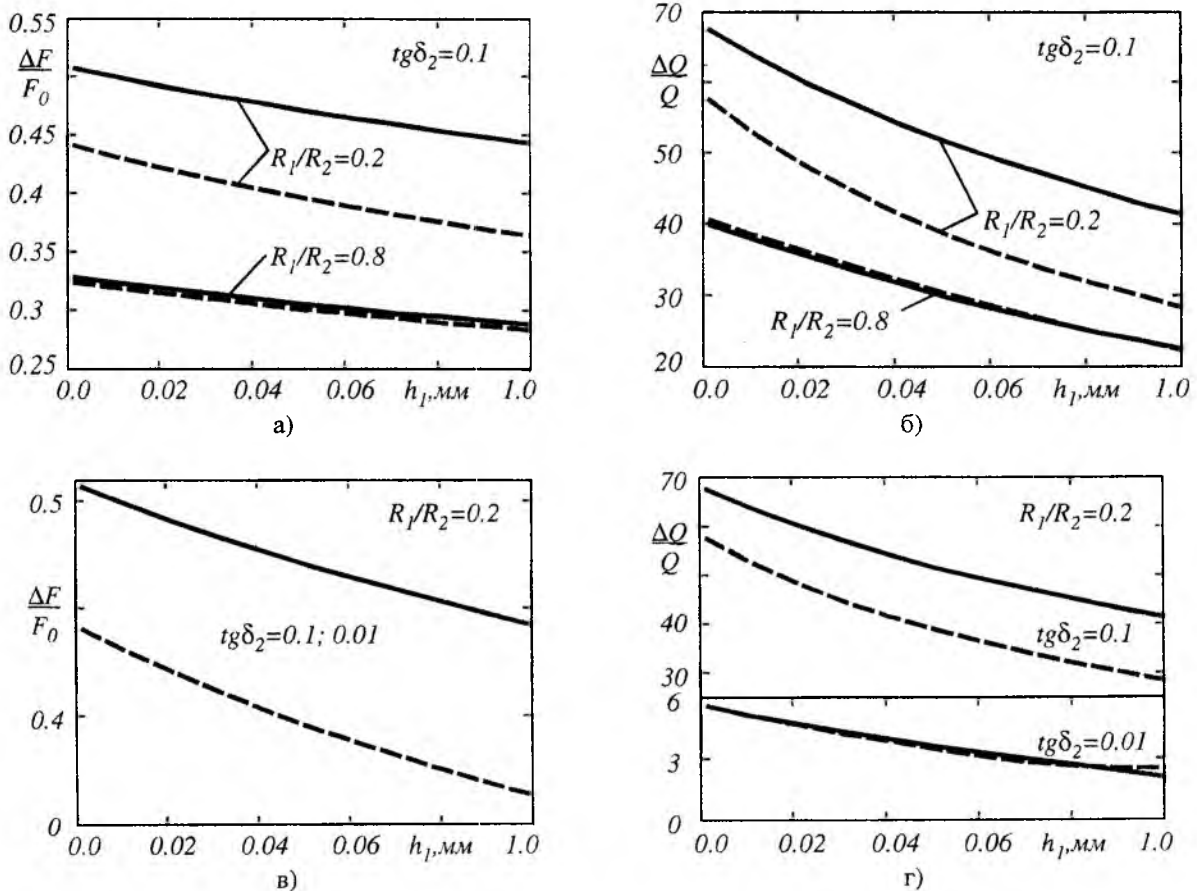


Рис. 3

Анализ представленных и других данных позволяет заключить, что на систематическую погрешность рассматриваемой приближенной модели в первую очередь влияет раскрыт апертуры сенсора (R_1/R_2) и отражающие свойства объекта (ϵ_2 и $\text{tg}\delta_2 > 5 \cdot 10^{-2}$). Учитывая монотонность зависимости указанной погрешности в широком интервале изменения всех параметров электродинамической системы, можно предложить следующий вариант проектирования таких сенсоров. Исследование качественных особенностей сенсоров и оптимальное их проектирование целесообразно осуществлять, используя модель с приближением заданного поля. Рабочие градуировочные характеристики и оценку вклада мешающих факторов необходимо устанавливать, пользуясь строгой моделью.

Список литературы: 1. Беляниц А.Ч., Бычинов Е.В. Резонаторный сверхвысокочастотный влагомассомер // ПТЭ. 1992. №1. С. 240. 2. Потапов А.А., Кукин Е.А. Микроволновый гигрометр // Измерительная техника. 1986. № 3. С. 36 – 37. 3. Лебедев И.В., Мецнер Е.П., Потапов А.А. Высокочастотный СВЧ гигрометр // Измерительная техника. 1985. № 7. С. 56 – 58. 4. Гордиенко Ю.Е., Рябухин А.А. Вычисление комплексных резонансных частот СВЧ резонаторных датчиков апертурного типа // Радиоэлектроника и информатика. 2001. №2. С. 4 – 7.

*В. П. ГЕРАСИМОВ, канд. физ.-мат. наук, А. В. ГРИЦУНОВ, канд. техн. наук,
В. М. ПИСАРЕНКО, канд. техн. наук*

К МОДЕЛИРОВАНИЮ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ В ЦЕПОЧКЕ СВЯЗАННЫХ РЕЗОНАТОРОВ ДЛЯ МЕТОДА МГНОВЕННЫХ ЗНАЧЕНИЙ

Вычисление соленоидальных составляющих электромагнитных полей в замедляющих системах при наличии нелинейной среды (электронного потока) является одним из главных этапов алгоритма спектрального моделирования СВЧ-приборов [1]. Как следует из указанной статьи, на сегодняшний день наиболее подходящими для решения данной задачи являются так называемый метод мгновенных значений и метод комплексных амплитуд. В работах [2–5] получено уравнение возбуждения замедляющей системы (ЗС) в виде цепочки связанных резонаторов (ЦСР) для метода мгновенных значений и описана методика его решения. Данное уравнение в матричном виде записывается как

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

(здесь и далее обозначения всех переменных соответствуют принятым в предыдущих публикациях). Для однородной ЗС оно может быть представлено в виде системы

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

Описанные в работах [2–5] сведения достаточны для применения рассматриваемого подхода при исследовании СВЧ-приборов стоячей волны с замкнутой в кольцо ЗС (магнетронов). Однако в процессе моделирования приборов бегущей волны (усилителей) возникает проблема задания граничных условий в начальных и конечных ячейках ЗС. Рассогласование на концах ЗС приводит к появлению отраженных волн, которые могут исказить картину взаимодействия потока с электромагнитным полем. В принципе, это явление можно намеренно использовать, если следует учесть влияние отражений в реальной системе. Однако на практике данный подход неудобен, поскольку для изменения модуля коэффициента отражения или фазы отраженной волны необходимо менять в процессе счета электродинамические параметры граничных ячеек замедляющей системы. Поэтому в реальных моделях целесообразно всегда добиваться максимального согласования входа и выхода, а встречные волны создавать путем ввода со стороны выходного конца ЗС дополнительных (комплементарных) сигналов, амплитудой и фазой которых проще управлять.

Рассмотрим возможные методы согласования входа и выхода ЦСР, т.е. создания режима бегущей волны в моделируемой ЗС. К ним относятся:

- имитация близкого к идеальному согласования на входном и выходном концах замедляющей системы;

- моделирование реальных ввода и вывода энергии в начальной и конечной ячейках;

- имитация согласованной нагрузки на концах системы.

Первый метод заключается в добавлении с обеих сторон реальной замедляющей системы нескольких фиктивных ячеек. На входном конце ЗС структура поля бегущей волны в них синтезируется аналитически, исходя из спектра входного сигнала. С учетом полученного распределения поля начинается численное решение уравнения возбуждения в реальных ячейках. Со стороны выхода поле в фиктивных резонаторах также вычисляется аналитически, но уже путем гармонической экстраполяции волны, рассчитанной в последних реальных ячейках. Возможны два вида такой экстраполяции: временная и пространственная.

В первом случае гармонический анализ выполняется над временной функцией колебания в последней реальной ячейке. Для каждой временной гармоники из дисперсионного уравнения [3]

$$\sum_u \omega_{0|u}|^2 \cos u \Delta \phi_q = \omega_q^2 \quad (3)$$

вычисляется постоянная распространения, в соответствии с которой определяются фазы колебаний в фиктивных резонаторах (подобно тому как это делается на входе ЗС). Во втором случае гармоническому анализу подвергается пространственное распределение временной функции в нескольких реальных выходных ячейках, зафиксированное на текущий момент времени. В результате непосредственно находятся постоянные распространения пространственных гармоник и последние экстраполируются в фиктивные ячейки.

Второй метод основан на добавлении в уравнения возбуждения для первой и последней ячеек ЗС членов, учитывающих дополнительные токи $j_{in}(t,x,y,z)$ и $j_{out}(t,x,y,z)$ во входном и выходном элементах связи с внешними цепями. Таковыми могут являться витки, штыри и т.д., нагруженные на согласованные с противоположной стороны линии передачи. Непосредственный расчет распределения дополнительных токов и последующее интегрирование их по объему элемента ввода-вывода энергии в рамках предлагаемой модели практически невозможны. Взамен можно использовать косвенный учет влияния источника и нагрузки через добавочные коэффициенты уравнения возбуждения, подобно тому как это сделано в работе [2] для единственного резонатора.

В третьем методе к концам ЗС также добавляются несколько фиктивных резонаторов. Однако структура поля бегущей волны в них рассчитывается численно, как и в реальных ячейках. Коэффициент затухания фиктивных ячеек выбирается достаточно большим. В результате граничные условия не играют роли, поскольку волна, прошедшая в фиктивное продолжение замедляющей системы и отраженная от его конца, существенно ослаблена. При данном методе реальная ЗС как бы нагружена на согласованную нагрузку, состоящую из цепочки резонаторов с большим затуханием.

Рассмотрим каждый из вышеперечисленных методов согласования ЦСР более подробно.

Близкое к идеальному согласование. Этот способ теоретически позволяет получить согласование в широком диапазоне частот, вплоть до всей полосы пропускания ЗС. Однако практически это не реализуемо по причинам, которые будут видны из дальнейшего.

Сущность согласования при данном методе состоит в замене недостающих членов уравнения (2), связанных с отсутствующими резонаторами, на эквиваленты, позволяющие получить такое же решение для временной функции $T_n(t)$ в имеющихся ячейках, как если бы ЗС была неограниченно продолжена в обе стороны. Например, если пренебречь затуханием, вносимым элементами связи между ячейками ЗС, то в уравнении (2) для первого и последнего (N -го) резонатора отсутствуют соответственно члены видов:

$$\sum_{u=-N_{coup}}^{-1} \omega_{0|u}|^2 T_{1+u} \quad \text{и} \quad \sum_{u=+1}^{N_{coup}} \omega_{0|u}|^2 T_{N+u}. \quad (4)$$

Восстановление их возможно только путем экстраполяции функции T_n за пределы ЗС.

Поле, возбуждаемое в начале идеально согласованной системы, является суперпозицией монохроматических бегущих волн, каждая из которых соответствует одной (h -й) временной гармонике входного сигнала. Конкретно, для составляющей с частотой ω_h в N_{coup} входных фиктивных ячеек создается волна вида

$$T_{nh}(t) = \text{Re} \{ A^h_0 e^{-in\Delta\phi_h} e^{i\omega_h t} \}, \quad (5)$$

где $n = -(N_{\text{coup}}-1) \dots 0$ – номер фиктивной ячейки на входном конце ЗС; A_0^h – комплексная амплитуда h -й волны (индекс 0 означает нулевую ячейку); $\Delta\varphi_h$ – изменение фазы этой волны между соседними ячейками. Затухание в формуле (5) не учитывается, поскольку вследствие своей малости оно практически не влияет на согласование.

Модуль комплексной амплитуды волны в нулевой ячейке вычисляется по формуле:

$$|A_0^h| = \sqrt{\frac{2Z_{0h}P_{inh}}{g^2}}, \quad (6)$$

где P_{inh} – мощность h -й гармонической составляющей входного сигнала; Z_{0h} – сопротивление взаимодействия ЗС на частоте этой составляющей [3]. Аргумент комплексной амплитуды A_0^h равен аргументу h -й временной гармоники входного сигнала, т.е. считается, что фаза гармонической составляющей колебания в нулевой фиктивной ячейке совпадает с фазой соответствующей составляющей входного сигнала.

Величина фазового сдвига $\Delta\varphi_h$ находится в результате решения дисперсионного уравнения (3), которое можно переписать как полином степени N_{coup} относительно $\cos \Delta\varphi_h$. Например, для $N_{\text{coup}} = 4$ имеем:

$$16\omega_{04}^2 \cos^4 \Delta\varphi_h + 8\omega_{03}^2 \cos^3 \Delta\varphi_h + (4\omega_{02}^2 - 16\omega_{04}^2) \cos^2 \Delta\varphi_h + (2\omega_{01}^2 - 6\omega_{03}^2) \cos \Delta\varphi_h + (\omega_{00}^2 - 2\omega_{02}^2 + 2\omega_{04}^2 - \omega_h^2) = 0.$$

Найти корни данного полинома аналитически вряд ли реально, поэтому при решении данного уравнения следует воспользоваться любым численным методом [6], тем более что диапазон возможных значений $\Delta\varphi_h$ заранее известен (от 0 до π). Если дисперсионная характеристика имеет монотонный характер, для каждой частоты ω_h существует единственный вещественный корень, в противном случае ей могут соответствовать несколько различных постоянных распространения [7].

Значение сопротивления взаимодействия на частоте ω_h получим из уравнения (19) работы [3]. Оно определяется как

$$Z_{0h} = \frac{g^2 \omega_h}{\sum_u W_{0|u|} \cos u \Delta\varphi_h \cdot \left| \sum_u \omega_{0|u|}^2 u \sin u \Delta\varphi_h \right|}.$$

Очевидно, что описанная методика формирования бегущей волны на входе ЗС не вызывает проблем при любой ширине спектра входного сигнала, если последний задан в частотной области. Для сигналов, определенных во временной области (например, отраженных от выхода прибора), необходим предварительный гармонический анализ. Это вызывает затруднения при исследовании переходных процессов, поскольку сопряжено с некоторой временной задержкой.

На выходном конце ЗС расчет поля в N_{coup} фиктивных ячеек тривиален только для монохроматической волны. Записав уравнение, аналогичное (5) для трех расположенных подряд ячеек, нетрудно видеть, что в любой момент времени значения временной функции такой волны в ячейках $n-1$, n и $n+1$ соотносятся между собой как

$$T_{n-1h} + T_{n+1h} = 2T_{nh} \cos \Delta\varphi_h.$$

Если теперь выразить $\cos \Delta\varphi_h$ аналогичным образом через T_{n-2h} , T_{n-1h} и T_{nh} , получим простую рекуррентную формулу для экстраполяции временной функции монохроматической волны в фиктивные ячейки на выходе замедляющей системы:

$$T_{n+1h} = \frac{T_{nh}^2 + T_{n-2h}T_{nh} - T_{n-1h}^2}{T_{n-1h}}.$$

Очевидно, эту формулу можно с некоторой погрешностью использовать также при работе с узкополосными негармоническими сигналами. Во всех остальных случаях необходимо выполнять разложение колебания в реальных ячейках на временные или пространственные гармоники. На практике это обычно неприемлемо даже при использовании метода Прони [8], поскольку для сложного сигнала порядок модели должен быть высоким и исходная выборка будет охватывать большое количество временных шагов или ячеек ЗС. Поэтому широкополосное согласование выходного конца ЗС целесообразно обеспечивать третьим методом (с помощью моделирования согласованной нагрузки).

Возможная широкополосность временной функции $T(t)$ затрудняет также оценивание параметров выходного сигнала, которое может быть выполнено только после разложения этой функции в выходной ячейке ЗС на отдельные гармонические составляющие, например, методом Прони. Задержка результатов гармонического анализа из-за большой длины временной выборки здесь не имеет принципиального значения, поскольку она не влияет на ход процессов в приборе. Лишь при гарантированной узкополосности выходного сигнала допустимо применение описанной в [5] интерполяции на трех точках.

После того как параметры временных гармоник функции $T(t)$ в выходном резонаторе тем или иным путем найдены, можно рассчитать выходную мощность h -й гармоники по формуле, обратной (6):

$$P_{outh} = \frac{g^2 |A_N^h|^2}{2Z_{0h}}, \quad (7)$$

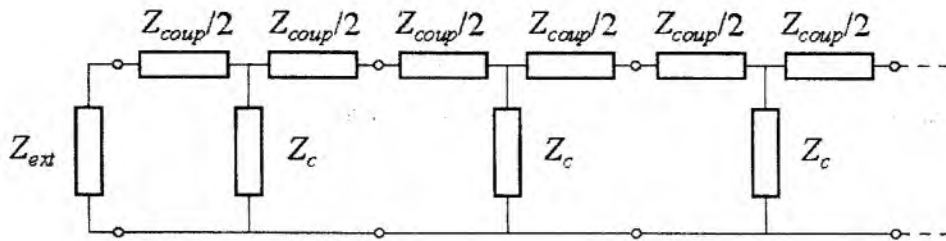
где A_N^h – комплексная амплитуда h -й гармоники временной функции электрического поля в выходной ячейке ЗС.

Моделирование реальных ввода и вывода энергии. Главным достоинством данного метода согласования является максимальное соответствие конструкции электродинамической системы СВЧ-прибора. Это создает предпосылки для повышения достоверности моделей инженерного назначения. Недостаток – невозможность согласования входа и выхода в широкой полосе частот, что, впрочем, также присуще реальным вводам и выводам энергии.

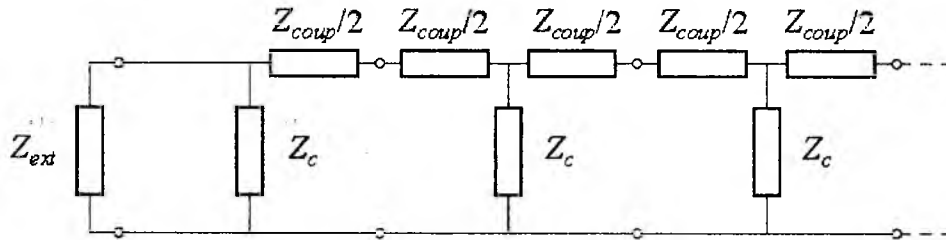
Элемент связи с внешними цепями при таком подходе рассматривается как некоторое эквивалентное комплексное сопротивление Z_{ext} , добавляемое в первую и последнюю ячейки ЗС. Предположим, что оно включено между торцами ламелей. Выясним, каким должно быть значение данного сопротивления, обеспечивающее идеальное согласование на частоте ω_{match} в полосе пропускания замедляющей системы.

Когда число учитываемых в уравнении возбуждения пар связанных резонаторов N_{coup} равно единице, замедляющая система может быть заменена эквивалентной схемой в виде цепочки Т-образных четырехполюсников (рис. 1а). Из теории известно [9], что идеальное согласование такой цепочки имеет место, если сопротивление нагрузки Z_{ext} , включенной на выходе последней ячейки, равно волновому сопротивлению цепочки на частоте согласования. В отсутствие потерь волновое сопротивление является вещественной величиной.

Если сопротивление Z_{ext} подключается непосредственно к последнему резонатору (параллельно сопротивлению звена Z_c), оно должно включать в себя реактивную составляющую, компенсирующую реактивность половины отсутствующего элемента связи со следующей ячейкой (сопротивления $Z_{coup}/2$, рис. 1б). Эта реактивность имеет значение на всех



а) согласованная цепочка Т-образных четырехполюсников



б) цепочка четырехполюсников без реактивности элемента связи

Рис. 1

частотах, кроме частоты $\pi/2$ -вида. В предположении $N_{coup} = 1$ требуемая величина Z_{ext} легко рассчитывается аналитически, однако данный случай на практике малозначим.

При $N_{coup} \geq 2$ структура поля бегущей волны начинает искажаться за несколько ячеек до конца ЗС. В этом случае идеальное или близкое к нему согласование на частоте ω_{match} можно обеспечить двумя путями. Первый – ввести дополнительные сопротивления, компенсирующие воздействие недостающих резонаторов, в N_{coup} последних ячеек. Элемент связи с внешними цепями как бы распределяется по нескольким резонаторам. Достоинством такого подхода является возможность точного расчета требуемых значений добавляемых эквивалентных сопротивлений, что позволяет добиться полного согласования на заданной частоте. Недостаток – несоответствие реальной конструкции СВЧ-прибора. Второй путь – создание некоторого рассогласования в последней ячейке, так чтобы отраженные от N_{coup} последних резонаторов волны взаимно компенсировались на достаточном удалении от конца ЗС. Данный подход полностью соответствует реальности, однако аналитический расчет требуемого сопротивления элемента ввода-вывода энергии при этом сравнительно сложен.

Как альтернативу, можно использовать численное моделирование структуры поля в «холодной» замедляющей системе с одновременным подбором сопротивления нагрузки до получения приемлемого коэффициента стоячей волны (КСВ), аналогично тому как это делается при электродинамических испытаниях реальных ЗС. В качестве начального приближения можно использовать значение эквивалентного сопротивления Z_{ext} , рассчитанное аналитически для последней ячейки без учета отражений волны от ячеек $N-1$, $N-2$, ..., $N-N_{coup}+1$. Выполним данный расчет.

Смоделируем, как и ранее, в замедляющей системе гармоническую волну с частотой ω_{match} , описываемую формулой (14) работы [3] без учета затухания. Определим временные функции T_{N+i} во второй из сумм (4), исходя из известной функции T_N в последней ячейке. Для этого вначале дополним вещественное значение T_N до аналитического сигнала мнимой частью вида $-(i/\omega_{match}) dT_N/dt$. После этого нетрудно видеть, что если бы ЗС продолжалась вслед за ее последней ячейкой, временная функция колебания в резонаторе $N+i$ была бы равна:

$$T_{N+u} = T_N \cos u \Delta \varphi_{match} - \frac{1}{\omega_{match}} \frac{dT_N}{dt} \sin u \Delta \varphi_{match},$$

где $\Delta \varphi_{match}$ – изменение фазы на ламель замедляющей системы на частоте ω_{match} .

Перепишем теперь уравнение возбуждения (2) для N -й ячейки ЗС, восстановив отсутствующие члены (4) в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 T_N}{dt^2} + 2 \sum_{u=-N_{coup}}^0 \delta_{0|u|} \frac{dT_{N+u}}{dt} + 2\delta_{0ext} \frac{dT_N}{dt} + \sum_{u=-N_{coup}}^0 \omega_{0|u|}^2 T_{N+u} + \\ + \omega_{0ext}^2 T_N = -\frac{1}{2} \sum_{u=-N_{coup}}^0 W_{0|u|}^i \int_V E_{0N+u} \frac{\partial j_{exc}}{\partial t} dV. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь δ_{0ext} можно рассматривать как добавку к парциальному коэффициенту затухания колебания в N -м (последнем) резонаторе ограниченной ЗС, вносимую согласованным в вышеуказанном приближении элементом вывода энергии:

$$\delta_{0ext} = -\frac{1}{2\omega_{match}} \sum_{u=+1}^{+N_{coup}} \omega_{0|u|}^2 \sin u \Delta \varphi_{match},$$

а ω_{0ext}^2 – как изменение квадрата собственной парциальной частоты колебания за счет реактивности, вносимой этим же элементом:

$$\omega_{0ext}^2 = \sum_{u=+1}^{+N_{coup}} \omega_{0|u|}^2 \cos u \Delta \varphi_{match}.$$

В сумме обе добавки позволяют привести электродинамические параметры выходной ячейки ограниченной ЗС к значениям, имеющим место в продолжающейся системе (разумеется, только для волны с частотой ω_{match}).

Остается выразить активную R_{ext} и реактивную X_{ext} составляющие эквивалентного сопротивления Z_{ext} через величины δ_{0ext} и ω_{0ext}^2 соответственно. Они численно равны:

$$R_{ext} = \frac{g^2}{4W_{1match} \delta_{0ext}}, \quad X_{ext} = \frac{g^2 \omega_{match}}{2W_{1match} \omega_{0ext}^2},$$

где W_{1match} – единичная энергия электромагнитного поля бегущей волны, приходящаяся на одну ячейку ЗС на частоте ω_{match} . Определим ее согласно [3] как удвоенную среднюю (на периоде волны) энергию электрического поля в расчете на один резонатор при условии что амплитуда гармонической временной функции T_n равна единице:

$$W_{1match} = \sum_{u=-N_{coup}}^{+N_{coup}} W_{0|u|} \cos u \Delta \varphi_{match}.$$

Окончательно имеем:

$$R_{ext} = -\frac{g^2 \omega_{match}}{2 \sum_{u=-N_{coup}}^{+N_{coup}} W_{0|u|} \cos u \Delta \varphi_{match} \cdot \sum_{u=+1}^{+N_{coup}} \omega_{0|u|}^2 \sin u \Delta \varphi_{match}}, \quad (9)$$

$$X_{ext} = \frac{g^2 \omega_{match}}{2 \sum_{u=-N_{coup}}^{+N_{coup}} W_{0|u|} \cos u \Delta \varphi_{match} \cdot \sum_{u=+1}^{+N_{coup}} \omega_{0|u|}^2 \cos u \Delta \varphi_{match}}. \quad (10)$$

Реактивная составляющая может принимать как положительные, так и отрицательные значения, активная составляющая всегда положительна.

Вычисленные по формулам (9) и (10) величины, как уже отмечалось, носят ориентировочный характер и предназначены для предварительной оценки эквивалентного сопротивления элемента связи с внешними цепями, обеспечивающего заданную степень согласования ЗС. В процессе «экспериментального» подбора сопротивлений R_{ext} и X_{ext} до получения приемлемого КСВ возможно лишь незначительное изменение их значений относительно вышенайденных. В частности, недопустимо произвольно варьировать Z_{ext} для моделирования отраженной от нагрузки волны, поскольку при этом может меняться единичная парциальная энергия выходного резонатора W_{00} , что не учтено в уравнении (8).

Определение данным методом граничного условия во входной ячейке лишь незначительно отличается от вышеизложенного. Уравнение возбуждения для первого резонатора ЗС имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 T_1}{dt^2} + 2 \sum_{u=0}^{+N_{coup}} \delta_{0|u|} \frac{dT_{1+u}}{dt} + 2\delta_{0ext} \frac{dT_{in}}{dt} + \sum_{u=0}^{+N_{coup}} \omega_{0|u|}^2 T_{1+u} + \\ + \omega_{0ext}^2 T_{in} = -\frac{1}{2} \sum_{u=0}^{+N_{coup}} W_{0|u|}^i \int_V E_{01+u} \frac{\partial j_{exc}}{\partial t} dV, \end{aligned} \quad (11)$$

где $T_{in}(t)$ – временная функция входного сигнала. Согласно принципу причинности (с учетом направления групповой скорости), она заменяет функцию T_1 в добавочных членах уравнения возбуждения. Коэффициенты при этих членах определяются как

$$\begin{aligned} \delta_{0ext} &= -\frac{1}{2\omega_{match}} \sum_{u=-1}^{-N_{coup}} \omega_{0|u|}^2 \sin u \Delta \varphi_{match}, \\ \omega_{0ext}^2 &= \sum_{u=-1}^{-N_{coup}} \omega_{0|u|}^2 \cos u \Delta \varphi_{match}. \end{aligned}$$

Активная и реактивная составляющие сопротивления Z_{ext} соответственно равны:

$$R_{ext} = -\frac{g^2 \omega_{match}}{2 \sum_{u=-N_{coup}}^{+N_{coup}} W_{0|u|} \cos u \Delta \varphi_{match} \cdot \sum_{u=-1}^{-N_{coup}} \omega_{0|u|}^2 \sin u \Delta \varphi_{match}}, \quad (12)$$

$$X_{ext} = \frac{g^2 \omega_{match}}{2 \sum_{u=-N_{coup}}^{+N_{coup}} W_{0|u|} \cos u \Delta \varphi_{match} \cdot \sum_{u=-1}^{-N_{coup}} \omega_{0|u|}^2 \cos u \Delta \varphi_{match}}. \quad (13)$$

Нетрудно видеть, что знак δ_{0ext} , следовательно и R_{ext} , теперь отрицательный. Это соответствует отрицательному затуханию, т.е. увеличению энергии колебания в первой ячейке за счет подачи ее от источника входного сигнала.

При моделировании встречной волны функция $T_{in}(t)$ уже задана во временной области. В противном случае она, как и в первом методе согласования, синтезируется из отдельных

гармонических составляющих входного сигнала. В частности, амплитуда ее h -й гармоники определяется как

$$T_{inhm} = \sqrt{\frac{2R_{ext}P_{inh}}{g^2}}. \quad (14)$$

Мощности временных гармоник выходного сигнала находятся по обратной формуле.

При убывающем характере дисперсионной зависимости (как у амплитрона на рис. 1 работы [4]), групповая скорость отрицательна, следовательно, входная и выходная ячейки ЗС меняются местами. Соответствующим образом должны быть скорректированы уравнения (8) и (11). Если это нецелесообразно – необходимо изменить направления фазовой и групповой скоростей, поменяв знак $\Delta\varphi$, т.е. сделав его отрицательным.

Вышеописанная методика расчета может быть применена также к распределенному по $N_{соур}$ первых или последних ячеек элементу ввода-вывода энергии. Она повторяется для каждого из начальных и конечных резонаторов, в которые вводятся дополнительные сопротивления $Z_{ext\ n}$, имитирующие воздействие на данный резонатор отсутствующих ячеек ЗС на частоте ω_{match} .

Имитация согласованной нагрузки. Третий метод определения граничных условий (моделирование согласованной нагрузки на концах системы) очевиден. Во избежание частотной неравномерности КСВ, потери энергии в фиктивных резонаторах должны быть намного больше, чем в элементах связи между ними, что означает существенное превалирование коэффициента δ_{00} . Значение этого коэффициента следует выбирать достаточным, чтобы ослабить отраженную от последней ячейки волну, и в то же время не настолько большим, чтобы возникало отражение от каждой из фиктивных ячеек. Расчет требуемого количества дополнительных резонаторов и затухания в них нетрудно провести на основе работы [3].

Таким образом, рассмотрена проблема задания граничных условий на входе и выходе ограниченной замедляющей системы, возбуждаемой в режиме бегущей волны. Предложены три возможных метода: имитация согласования, близкого к идеальному, моделирование реальных ввода и вывода энергии, а также имитация согласованной нагрузки на концах системы. Проанализированы достоинства и недостатки каждого из перечисленных вариантов.

Список литературы: 1. *Gritsunov A.V.* On Spectral Modeling of Microwave Devices // *Telecomm. and Radio Engineering*. 2001. V. 55, No. 8. P. 98 – 102. 2. *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. 3. *Грицунов А.В.* К расчету коэффициентов матричного уравнения возбуждения резонаторной замедляющей системы // Там же. 2002. Вып. 124. С. 16 – 23. 4. *Грицунов А.В.* К решению матричного уравнения возбуждения резонаторной замедляющей системы // Там же. 2002. Вып. 125. С. 101 – 105. 5. *Грицунов А.В.* К интегрированию уравнения возбуждения замедляющей системы для метода мгновенных значений // Там же. 2002. Вып. 127. С. 89 – 94. 6. *Форсайт Дж., Малькольм М., Моулер К.* Машинные методы математических вычислений. М.: Мир, 1980. 280 с. 7. *Бриллюэн Л., Пароди М.* Распространение волн в периодических структурах. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1959. 460 с. 8. *Gritsunov A.V.* The Spectral and Harmonic Analysis in Microwave Electronics // *Proc. Int. Conf. «MIKON-2002»*. Gdansk, Poland. May 2002. V. 1. P. 73 – 76. 9. *Бессонов Л.А.* Теоретические основы электротехники. М.: Высш. школа, 1978. 789 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редакцию 24.05.2002

**ВЕРОЯТНОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ
В ОДНОСЛОЙНОЙ КРС НА ОСНОВЕ GaAs/Al_xGa_{1-x}As**

Излучательная рекомбинация в квантоворазмерных структурах (КРС), составляющих основу активной области целого класса высоконаправленных светоизлучающих диодов (СИД) и инжекционных полупроводниковых лазеров (ИПЛ) существенно отличается от излучательной рекомбинации в объёмном материале. Как известно, плотность состояний объёмного материала может быть аппроксимирована параболической функцией в пространстве обратной решетки (волновых векторов) и энергетические состояния в зонах характеризуются непрерывным спектром. При этом согласно правилам отбора в процессе излучательной рекомбинации могут участвовать только те электроны и дырки, квазиимпульс которых одинаков и минимален из всех возможных в данной излучательной системе. Поскольку носители распределены по зонам согласно функции распределения Ферми-Дирака, можно утверждать, что излучательная рекомбинация объёмных материалов наиболее эффективна в том случае, если эти материалы являются прямозонными, а их температура стабилизирована. Но даже в этом случае количество носителей непосредственно участвующих в рекомбинации крайне мало, поскольку помимо квантовых закономерностей и эффектов на процесс рекомбинации оказывают влияние такие факторы как Оже – рекомбинация, объёмное растекание носителей, связывание рекомбинирующих носителей на ловушках и дефектах в кристалле и т.п. Достижение высокой температурной стабильности реального прибора в рабочем режиме представляет собой отдельную инженерно-техническую задачу, решение которой сопряжено с целым рядом проблем, решение которых в ряде случаев может сказаться на излучательных характеристиках СИД или ИПЛ.

Большинства перечисленных недостатков лишен ИПЛ на КРС. Для КРС характерна ступенчатая функция состояний высокая степень монокристалличности, дискретный энергетический спектр носителей. В отличие от объёмного кристалла, где распределение носителей сильно зависит от температуры, в КРС энергетические состояния носителей характеризуются значительной температурной стабильностью и пространственной локализацией. Подобное поведение энергетических уровней носителей в КРС объясняется экранирующим действием потенциала квантового ограничения движения носителей перпендикулярно плоскостям металлургических границ гетеропереходов, образующих КРС. Наличие локализованных стабильных энергетических уровней носителей позволяет получить от ИПЛ на КРС спектрально узкие линии излучения высокой оптической мощности. Помимо этого, возникновение ступенчатой функции распределения состояний носителей в зонах, возникающее под действием потенциала квантового ограничения частично снимает ограничения, налагаемые на излучательные переходы правилом отбора по волновому вектору ($\Delta k = 0$), что в свою очередь приводит к увеличению пар рекомбинирующих электронов и дырок. Для описания макроскопических характеристик и параметров СИД или ИПЛ на основе КРС, таких как: внешний и внутренний квантовый выход излучения, средняя и максимальная излучаемая мощность, спектральная и модуляционная характеристики излучения, зависимость коэффициента усиления от частоты и амплитуды тока накачки и т.д., необходимо знание таких микроскопических параметров излучающей системы как: спектр излучаемых частот, функции распределения частиц по энергетическим уровням системы и вероятности перехода частиц между уровнями, а также зависимость перечисленных параметров от конкретных конструктивных и энергетических характеристик рассматриваемой системы. В работах [1, 2, 3] в рамках строгого квантовомеханического подхода были определены энергетические состояния электронов, лёгких и тяжелых дырок в однослойной КРС, созданной на основе GaAs/Al_xGa_{1-x}As в зависимости от ширины квантово ограниченного слоя

и высот ограничивающих барьеров, как в невозмущённом состоянии, так и при воздействии на КРС стационарного электрического поля.

Как известно процессы испускания и поглощения фотонов детально рассматриваются в квантовой теории поля [4], однако для практически важных случаев процессы излучения и поглощения можно рассматривать менее строго, на основании полуфеноменологической теории излучения Эйнштейна [4, 5, 6]. Такое рассмотрение основывается на законах сохранения энергии и импульса при взаимодействии квантовых систем с электромагнитным излучением.

В данной работе рассматриваются излучательные переходы между состояниями электронов в зоне проводимости и состояниями лёгких и тяжелых дырок в валентной зоне симметричной однослойной КРС, созданной на основе GaAs/Al_xGa_{1-x}As с шириной квантово ограниченного слоя 10 нм. и высотой ограничивающих барьеров 0,443 эВ для электронов в зоне проводимости и 0,238 эВ для дырок в валентной зоне, напряженность внешнего стационарного электрического поля для рассматриваемого случая составляет 0,0008 В/нм.

В рамках модели квантового осциллятора оптическому переходу из электронного состояния в дырочное, можно сопоставить эквивалентный квантовый осциллятор. Строгое рассмотрение данного подхода в рамках квантовой электродинамики показывает, что оптические свойства квантового перехода в основном совпадают с оптическими свойствами эквивалентного осциллятора. Амплитуда электрического дипольного момента перехода для квантового осциллятора определяется выражением:

$$D_{mn} = e \int_V \psi_m^* r \psi_n dV, \quad (1)$$

где e – заряд электрона;

ψ_m^* – комплексно-сопряженная волновая функция вышележащего уровня;

ψ_n – волновая функция нижележащего уровня;

r – вектор координат, определяющий положение квантовых частиц в рассматриваемом объёме V .

Для случая рассматриваемого в статье, для излучательных переходов электрон – тяжелая дырка и электрон – лёгкая дырка, выражение (1) запишется в виде:

$$D_{e_hh} = \int_z \psi_e z \psi_{hh} dz, \quad (2)$$

$$D_{e_lh} = \int_z \psi_e z \psi_{lh} dz, \quad (3)$$

где ψ_e – волновая функция электрона в зоне проводимости;

ψ_{hh} – волновая функция тяжелой дырки в валентной зоне;

ψ_{lh} – волновая функция лёгкой дырки в валентной зоне;

z – текущая координата в области квантового ограничения (в пределах квантово-размерного слоя).

Величины электрических дипольных матричных элементов переходов D_{e_hh} – электрон – тяжелая дырка и D_{e_lh} – электрон – лёгкая дырка характеризуют вероятность перехода между состояниями электрона и дырки в квантово-размерной структуре.

В отсутствие возмущения (внешнего стационарного электрического поля) с учётом правил отбора по чётности волновой функции, а также принимая во внимание, что переходы в квантово ограниченных слоях возможны при условии сохранения номера квантования

взаимодействующих уровней ($\Delta l = 0$) [7, 8], матричные элементы электрических дипольных моментов переходов для всех номеров квантования равны нулю. Также равными нулю будут и коэффициенты Эйнштейна для спонтанных и вынужденных переходов с излучением, которые определяются по формулам:

$$A_{mn} = \frac{\omega_{mn}^3}{3 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot \hbar \cdot c^3} \cdot (D_{mn})^2, \quad (4)$$

$$B_{mn} = \frac{\pi}{12 \cdot \hbar^2 \cdot \epsilon_0} \cdot (D_{mn})^2. \quad (5)$$

При воздействии на КРС стационарного электрического поля, векторы напряженности которого направлены перпендикулярно плоскостям квантового ограничения, происходит искривление энергетического профиля КРС, смещение энергетических уровней частиц и квазичастиц, а также изменение их волновых функций. В зависимости от конкретной конфигурации энергетического профиля КРС (толщина квантово ограниченного слоя, химический состав ограничивающего материала, а значит высота ограничивающих барьеров для каждого сорта частиц) и амплитуды напряженности внешнего электрического поля волновые функции частиц изменяют свою чётность. При этом, переходы для которых ($\Delta l = 0$) по правилам отбора по чётности волновой функции были запрещены в невозмущённом состоянии, становятся разрешенными и их электрические дипольные матричные элементы переходов становятся отличными от нуля в рассматриваемой симметричной системе, согласно выражений (2) и (3). Диагональные элементы матрицы электрических дипольных моментов переходов для разрешенных излучательных переходов показаны на рис. 1. На рис. 1 а, показаны матричные элементы для переходов электрон – тяжелая дырка e_{hh} , на рис. 1 б – матричные элементы для переходов электрон – легкая дырка e_{lh} .

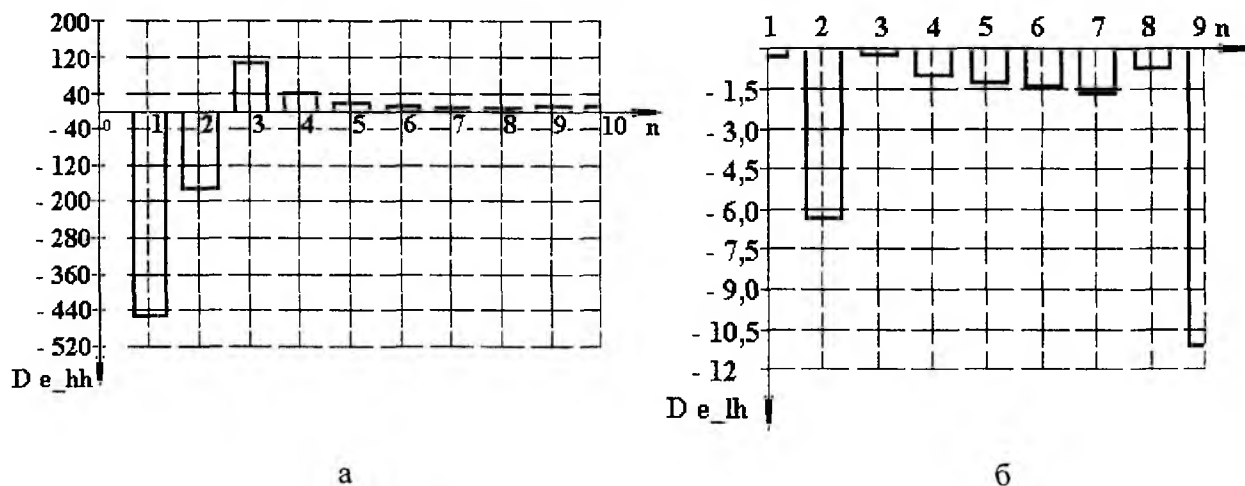


Рис. 1

Из анализа данных, приведенных на рис. 1, следует, что в рассматриваемой системе наиболее вероятны переходы между первым, вторым и третьим уровнями электронов и соответственно первым, вторым и третьим уровнями тяжелых дырок, а также вторым и девятым уровнями электронов соответственно вторым и девятым уровнями легких дырок. Подобное распределение вероятностей переходов для первых уровней связано с возникновением квадратичного эффекта Штарка под действием внешнего стационарного электрического поля. Резкое возрастание вероятности перехода между девятым уровнем электрона и девятым уровнем легкой дырки связано, по видимому, с влиянием континуальных состояний частиц в валентной зоне. Относительно малая вероятность переходов между состояниями электронов и тяжелых дырок для номеров квантования больше третьего, может быть

объяснена тем, что для данной конфигурации КРС в валентной зоне, состояния тяжелых дырок расположены близко друг к другу по оси энергии, их количество довольно велико и поэтому они близки к формированию минизоны внутри валентной зоны квантово ограниченного узкозонного полупроводника [9]. Близкое расположение энергетических уровней тяжелых дырок приводит к возрастанию их взаимодействия, и как следствие к уменьшению межзонных переходов на эти уровни. Частоты и длины волн разрешенных излучательных переходов определяются по формулам:

$$\nu_{mn}(e_hh) = \frac{E_g(\text{GaAs}) + E_m(e) + E_n(hh)}{h}, \quad \lambda_{mn}(e_hh) = \frac{c}{\nu_{mn}(e_hh)}, \quad (6)$$

для переходов электрон – тяжелая дырка **e_hh**,

$$\nu_{mn}(e_lh) = \frac{E_g(\text{GaAs}) + E_m(e) + E_n(lh)}{h}, \quad \lambda_{mn}(e_lh) = \frac{c}{\nu_{mn}(e_lh)}, \quad (7)$$

для переходов электрон – легкая дырка **e_lh**.

Частоты и длины волн разрешенных излучательных переходов, рассчитанные по формулам (6), (7), показаны на рис. 2. На рис. 2 а и рис. 2 б показаны частоты для переходов **e_hh** и **e_lh**, а на рис. 2 в и рис. 2 г длины волн разрешенных переходов **e_hh** и **e_lh** соответственно. Частоты и длины волн разрешенных переходов рассчитываются без учёта температурного

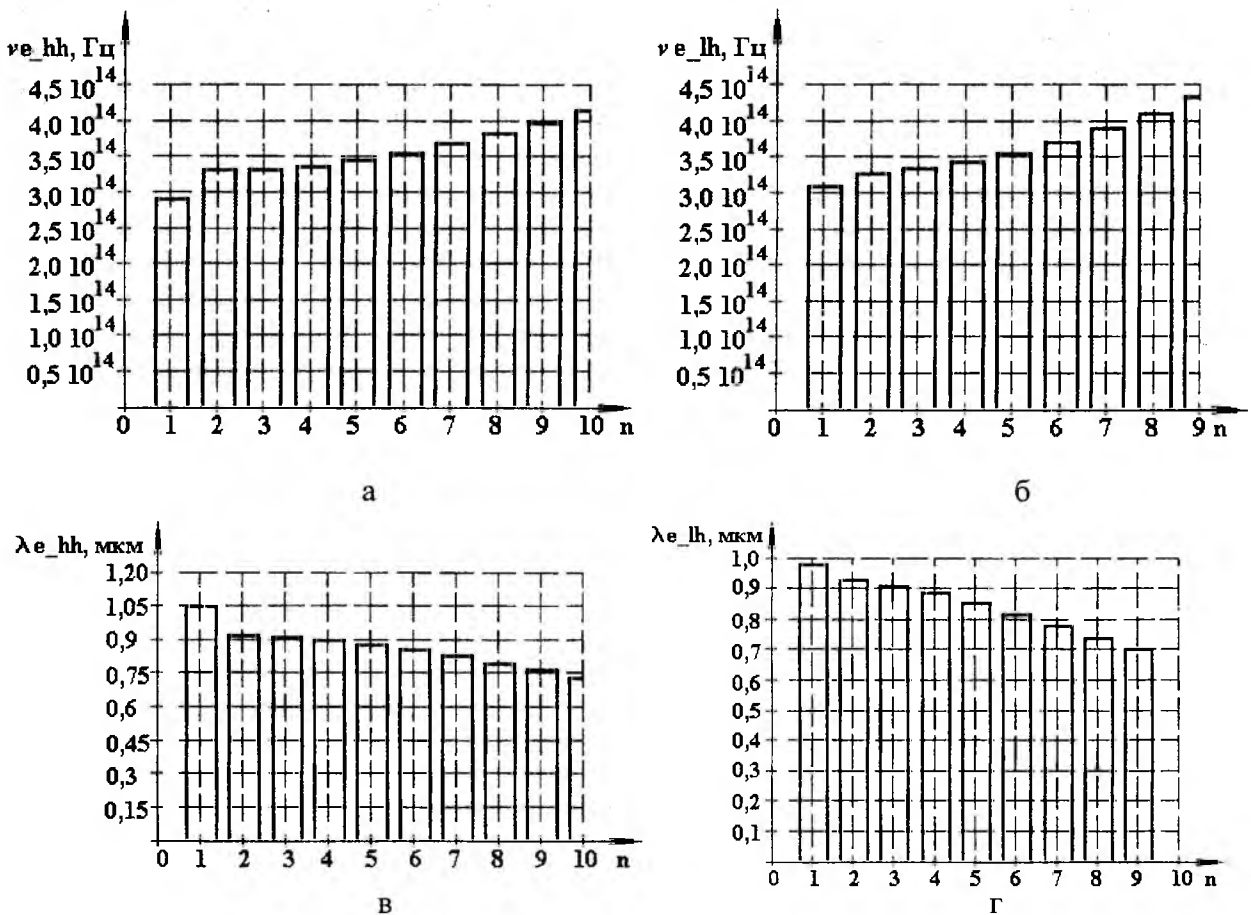


Рис. 2

дрейфа границ зон и влияния полей объёмного заряда.

Коэффициенты Эйнштейна для спонтанных и вынужденных излучательных переходов между состояниями электрон – тяжелая дырка **e_hh** и электрон – легкая дырка **e_lh**, рассчитанные по формулам (4) и (5), показаны на рис. 3.

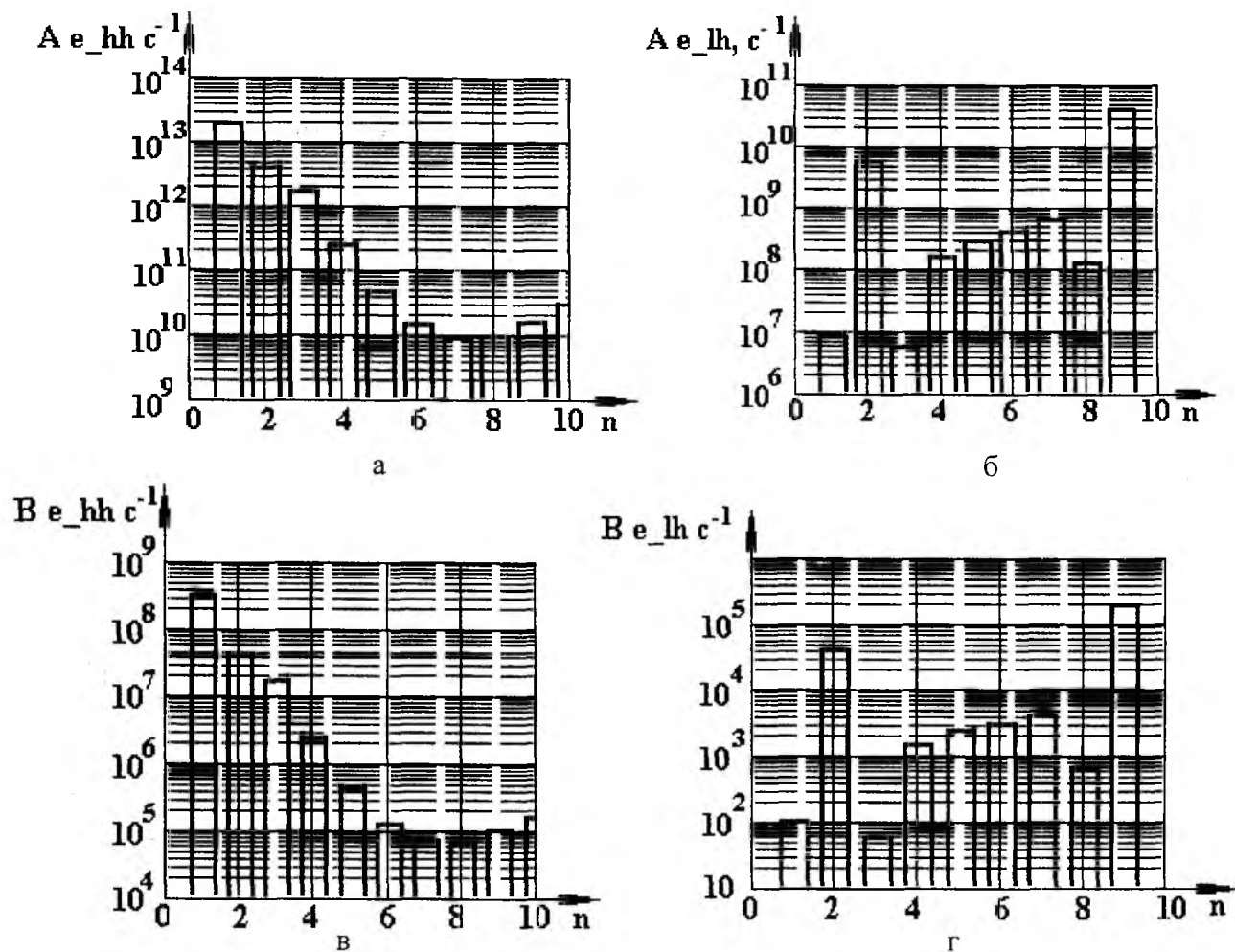


Рис. 3

Полученные результаты могут быть использованы для определения макроскопических параметров квантоворазмерных СИД и ИПЛ на КРС, таких как Излучаемая мощность, предельная частота внутренней модуляции и других.

Список литературы: 1. Emmanuel Anemogiannis, Elias N. Glytsis, Thomas V. Gaylor. Quasi – Bound States Determination Using a Perturbed Wavenumbers Method in a Large Quantum Box // IEEE J. Quantum Electronics. 1998. Vol. 33, N 5. P. 742 – 752. 2. Пащенко А.Г. Влияние внешнего стационарного электрического поля на энергетические состояния частиц и квазичастиц в квантоворазмерной структуре. Часть 1. Постановка задачи // Радиотехника. 2001. Вып. 117. С. 117 – 120. 3 Пащенко А.Г. Влияние внешнего стационарного электрического поля на энергетические состояния частиц и квазичастиц в квантоворазмерной структуре. Часть 2. Обсуждение результатов // Радиотехника. 2001. Вып. 118. С. 55 – 60. 4. Блохинцев И. Д. Основы квантовой механики М.: Высш. шк. 1963 620 с. 5. Борисоглебский Л. А. Квантовая механика: Учеб. пособие для физ. спец. вузов. 2-е изд., перераб. и доп. Минск: Университетское, 1988. 623 с. 6. Ансельм А.И. Введение в теорию полупроводников. – М.: Наука, 1978. 620 с. 7. Херман М. Полупроводниковые сверхрешетки: Пер с англ. М.: Мир 1989. 240 с. 8. Справочник по лазерной технике: Пер. с нем. – М.: Энергоатомиздат, 1991. 544 с. 9. Бузанёва Е. В. Микро-структуры интегральной электроники. М.: Радио и связь, 1990. 304 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 07.08.2002

УСЛОВИЯ ОДНОМОДОВОЙ ГЕНЕРАЦИИ В ЛАЗЕРАХ С ВЕРТИКАЛЬНЫМ РЕЗОНАТОРОМ И ДВУМЕРНЫМ ФОТОННЫМ КРИСТАЛЛОМ

Введение

В работе [1] было проведено теоретическое исследование локализационных свойств дефектной области двумерного фотонного кристалла, образованного за счет отсутствия одного отверстия в общем массиве отверстий. Однако вопросы применимости данных результатов к резонаторам полупроводниковых лазеров, границы одноимодовости и оптимальные параметры волноводной структуры остались за пределами рассмотрения в упомянутой работе. В настоящей статье мы затронем эти вопросы и попытаемся максимально полно на них ответить.

Напомним, что объектом наших исследований является полупроводниковый лазер с вертикальным резонатором, в котором сквозь распределенные отражатели Брегга и активную область были сделаны отверстия параллельно направлению распространения излучения в резонаторе (рис. 1). В данной структуре отверстия расположены в виде гексагональной решетки, что создало структуру, известную как двумерный фотонный кристалл (далее ФК). В той части, в которой одно или несколько отверстий были пропущены (дефект), создаются условия для локализации излучения [1].

Для численного исследования мы выбрали группу структур, представленную в таблице и на рис. 2. На представленном рисунке сплошной и штриховой линиями соответственно обозначены изготовленные и пропущенные отверстия. В таблице, тип дефекта „а“ обозначает дефект, созданный пропуском одного отверстия в ФК (рис.2а), а тип „б“ обозначает дефект, созданный аналогичным пропуском отверстия и дополнительного круга отверстий (рис. 2б).

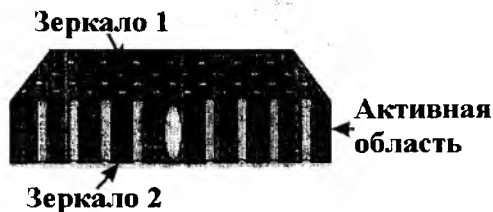


Рис. 1

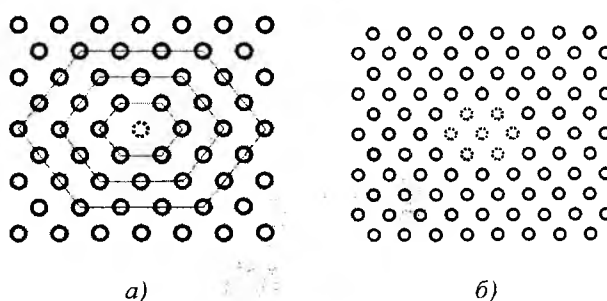


Рис. 2

Таблица

№ структуры	Тип дефекта	Расстояние между отверстиями, Λ , мкм	Диаметр отверстий, d , мкм	d/Λ
1	а	3,4	0,75	0,22
2	б	3,4	0,75	0,22
3	а	3,4	1,40	0,41
4	а	2,0	0,75	0,37
5	а	1,6	1,40	0,87
6	а	1,6	0,80	0,50

В соответствии с численной моделью [1] принимаем, что оптическое поле в резонаторе характеризуется ТЕ – поляризацией, оно многомодово для поперечных оптических мод, и в

нем поддерживается только одна продольная мода. Также предполагаем реальное и неизменное, в рассматриваемом диапазоне длин волн и в пространстве между зеркалами, значение показателя преломления.

1. Применимость подхода для моделирования лазеров с двумерными фотонными кристаллами

В работе [1] мы исследовали эффективный показатель преломления двумерного фотонного кристалла $\bar{n}_{clad}(\lambda)$ для излучения ТЕ – поляризации. Из рассчитанной в [1] зависимости и представленной на рис. 3 следует, что эффективный показатель преломления ФК практически равен по значению показателю преломления полупроводника при малых соотношениях d/Λ , а также при значениях длины волны λ , существенно меньших Λ . Применяя этот вывод к оптическому резонатору можно заключить, что при данных параметрах практически все излучение распространяется в среде полупроводника, и лишь малая его часть попадает в отверстия, где отсутствует отражение вследствие разрушенных зеркал резонатора (при производстве ФК). Таким образом, мы можем заключить, что упомянутые выше соотношения определяют параметры фотонного кристалла, при которых потери за счет попадания излучения в неотражающие области минимальны и результаты, полученные для

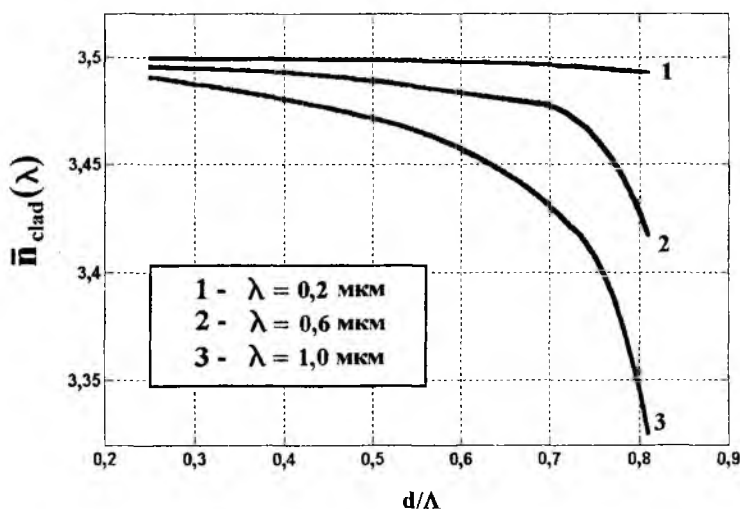


Рис. 3

волновода, образованного дефектом в ФК, должны вполне адекватно описывать поперечные моды лазерного резонатора.

В теории оптических волноводов модовый состав излучения можно описать, используя значение нормированной частоты V [2], которое меньше 2,4 для одномодового световода и больше для многомодового. В работах [1,3] были представлены нормированные BV - диаграммы для планарных оптических волноводов. При этом было показано, что граничное значение V на переходе из одномодового режима в многомодовый в таких структурах может отличаться от аналогичного параметра кремниевых волокон. Это является первой причиной, которая делает сомнительной оценку границ одномодового режима с использованием значения нормированной частоты для планарных световодов. Второй причиной является факт обширных дискуссий о способе определения эффективного радиуса сердцевин дырочного световода a , который является важным параметром при вычислении V [2]. Упомянутые дискуссии до настоящего момента не привели к единству способов определения a , что также приводит к множеству способов поиска граничных значений V и определения границ одномодового режима [4].

Для того, чтобы уйти от данных проблем, мы использовали расчет нормированной постоянной распространения волноводной моды:

$$B_j = \frac{\beta_j^2 - \beta_{clad}^2}{\beta^2 - \beta_{clad}^2}, \quad (1)$$

где β_j – постоянная распространения j -ой моды в волноводе; β_{clad} – постоянная распространения оптического излучения внутри фотонного кристалла; β – постоянная распространения в материале сердцевинки волновода (в полупроводнике).

Значения постоянных распространения, используемые в (1), находятся из численного решения уравнения Гельмгольца [1,2]. Следует отметить, что для любой волноводной моды значение B_j всегда будет больше нуля [1,2,3]. Таким образом, мы можем считать многомодовым тот световод, в котором для LP_{11} -моды соблюдается соотношение $B_j > 0$.

2. Условия одномодовой осцилляции

Используя вышеприведенное определение волноводной моды, была рассчитана „карта“ одномодового режима структуры типа „а“, приведенная на рис. 4. Данная характеристика была рассчитана для двух длин волн распространяющегося излучения 0,98 мкм и 1,3 мкм. Волноводная структура с параметрами фотонного кристалла, соответствующими точкам, которые располагаются выше соответствующих кривых, проявляет многомодовые свойства, ниже – одномодовые. Следует отметить, что исходя из представленной зависимости, границы одномодовой осцилляции в основном зависят от соотношения между размером отверстий и расстояниями между ними. Одномодовый режим должен существовать даже при расстоянии между отверстиями, равном 10 мкм, что определяет размер сердцевинки волновода. Таким образом, такая конфигурация способна создать одномодовый лазер с размером активной области, во много раз превышающей типичные размеры активной области обычных лазеров с вертикальным резонатором, у которых одномодовость проявляется при радиусах активной области, меньших 2 мкм [5]. Это способно привести к значительному росту выходной мощности данного источника излучения при одномодовой генерации, а следовательно, увеличит дальность передачи информации.

Рассмотрим более подробно процессы в волноводной структуре (рис.2) при переходе между одно- и многомодовыми условиями. Для этого проведем анализ зависимости нормализованной постоянной распространения B от постоянной распространения $k = 2\pi/\lambda$ излучения с длиной волны λ в вакууме (Bk - характеристик).

На рис. 5 представлена Bk - характеристика для волноводных структур с одинаковыми параметрами ФК, но различными размерами волноводной сердцевинки (структуры 1 и 2 из табл.). Расчет данной характеристики для структуры 1 показал, что на всем интервале длин волн существует только LP_{01} -мода, в то время как структура 2 создает условия для существования LP_{01} - и LP_{11} -мод.

Для объяснения этого эффекта рассмотрим уравнение для нормированной частоты V [2]:

$$V = a\sqrt{\beta^2 - \beta_{clad}^2}, \quad (2)$$

где a - эффективный радиус сердцевинки волноводной структуры. Из рис.2 и используя [2] получаем, что для образца 1 $a \approx \Lambda$, а для образца 2 $a \approx 2\Lambda$.

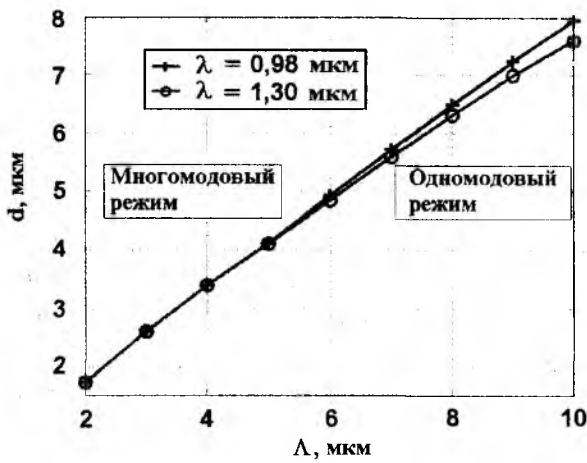


Рис. 4

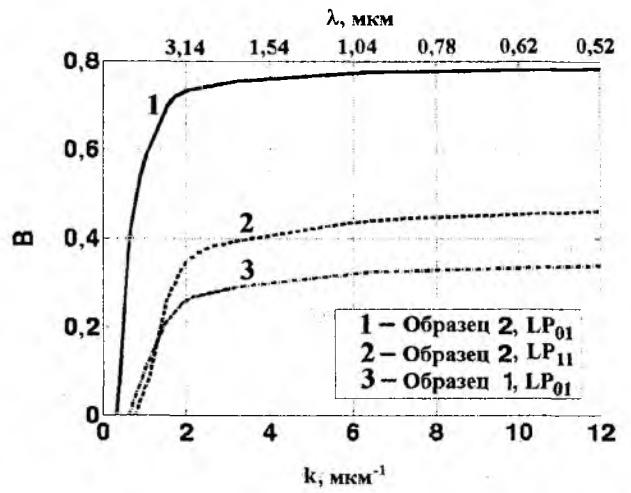


Рис. 5

Предположим, что границе одномодовости соответствует определенное граничное значение нормированной частоты V_c . Тогда с учетом того, что радиус сердцевинки образца 2 приблизительно в 2 раза больше этого параметра образца 1, а значение V_c одинаково для обеих структур, мы приходим к выводу, что одномодовой границе V_c обеим структурам будут соответствовать разные значения подкоренного выражения в уравнении (2). Следовательно, для структуры с большим размером сердцевинки необходимо, чтобы значение постоянной распространения в ФК $\beta_{clad} = 2\pi\bar{n}_{clad}(\lambda)/\lambda$ было таким, чтобы компенсировать увеличение размера сердцевинки при одном и том же значении V_c . Таким образом, мы приходим к выводу, что для структуры с большей сердцевинкой одномодовые условия могут быть созданы за счет дополнительного уменьшения эффективного показателя преломления фотонного кристалла, прежде всего путем дополнительного сокращения размеров отверстий, образующих ФК.

Рассмотрим влияние геометрических параметров фотонного кристалла на Bk -диаграммы одномодовых волноводных структур (структуры 1,3,4 из табл.). Рассчитанные

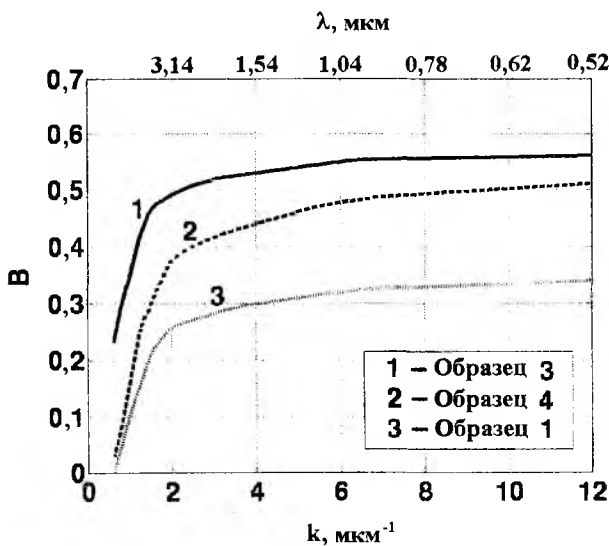


Рис. 6

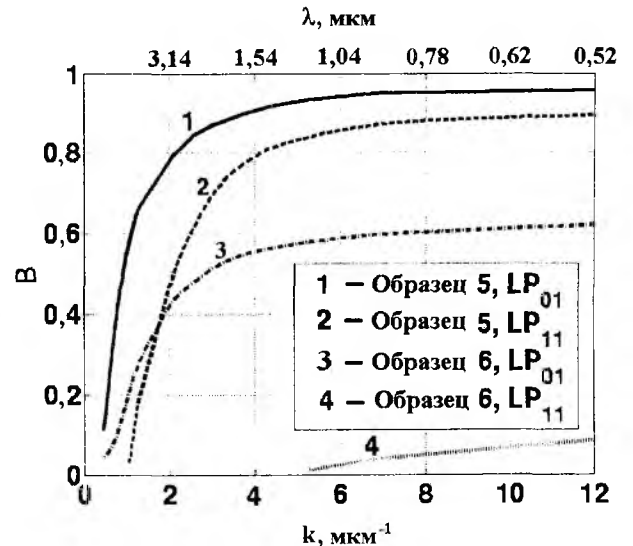


Рис. 7

характеристики приведены на рис. 6. Из данных характеристик следует, что увеличение отношения размера отверстий к расстоянию между ними приводит к большему уровню локализации волноводной моды в сердцевине волновода. Такое увеличение уровня локализации при одномодовых условиях происходит вплоть до граничного значения отношения d/Λ . Дальнейший рост этого отношения выше граничного значения увеличивает уровень локализации основной моды LP_{01} , но при этом LP_{11} -мода также начинает осциллировать в волноводе, и происходит переход оптического поля в многомодовый режим. Bk -диаграммы, соответствующие многомодовой осцилляции, представлены на рис. 7. Таким образом, образец 6, параметры которого соответствуют значениям вблизи границы одномодовости многомодовой области, характеризуется меньшим уровнем локализации LP_{11} -моды по сравнению с аналогичной характеристикой образца 5 и достаточно большей разницей в значениях B для мод, что также ведет и к большему расстоянию между колебаниями соответствующих мод в пространстве длин волн спектра излучения лазера [3]. Дальнейшее увеличение соотношения d/Λ , соответствующее образцу 5, приводит к еще более увеличенной локализации оптических мод и сокращению разницы между значениями B разных мод.

Таким образом, мы можем заключить, что максимальный уровень локализации моды при одномодовой осцилляции наблюдается при значениях размера отверстий и расстояния между ними, которым соответствует произвольная точка на рис. 3, которая немного ниже граничного отношения d/Λ . Из анализа рис. 6 и 7 дополнительно следует что максимально достижимый уровень локализации основной моды при одномодовых условиях соответствует значению $B \approx 0.57$.

3. Оптимальное число колец отверстий и размер пятна основной моды

Оптимальное число колец отверстий вокруг дефектной области фотонного кристалла (рис. 2а) и размер пятна основной LP_{01} -моды являются важными параметрами при производстве и оптимизации данных волноводных структур и лазеров. Так, например, недостаточный размер ФК способен свести к минимуму влияние ФК, а чрезмерно большой ФК приведет к необоснованному увеличению размеров всего устройства. Также и размер активной области, не согласованный с размером пятна основной моды, приведет к худшим свойствам конечного лазерного устройства.

Для поиска оптимального числа колец отверстий (оптимального размера ФК области) нами было решено уравнение Гельмгольца для ТЕ – поляризованной волны [1] при различном числе колец, геометрических параметрах ФК, для различных граничных значений и длины волны 0,98 мкм. При числе колец большем, чем 3, решение данного уравнения было полностью неизменным (как распределение моды, так и постоянная распространения моды) для разных граничных условий, что свидетельствует о достаточном влиянии области фотонного кристалла для целей локализации. Исследование размера оптического пятна основной моды затруднено из-за несимметричности радиального распределения данной моды в различных направлениях радиальной плоскости ввиду различных ограничивающих свойств (рис. 7). Поэтому для нашего случая мы определяем средний радиальный размер пятна моды $\bar{\omega}$ как среднее значение между размерами моды в направлениях осей X и Y соответственно ω_x и ω_y . При этом распределение моды было нормировано на максимальное значение, и размер моды был рассчитан на уровне $1/\exp(2)$.

На рис. 8 представлены результаты расчета среднего размера пятна, нормированного на значение расстояния между отверстиями Λ как функции отношения d/Λ . Данная характеристика была рассчитана для нескольких значений Λ при длине распространяющегося излучения, равной 0,98 мкм.

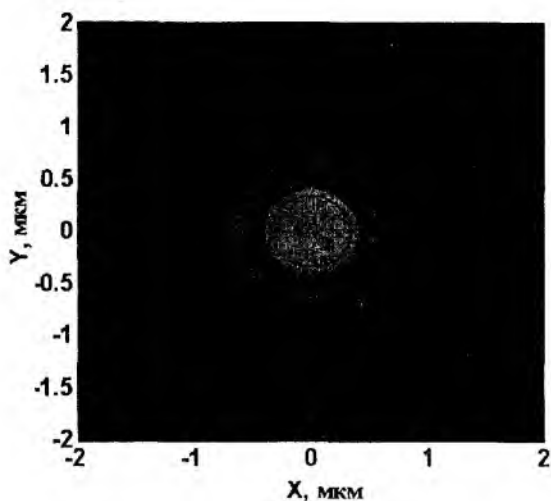


Рис. 7

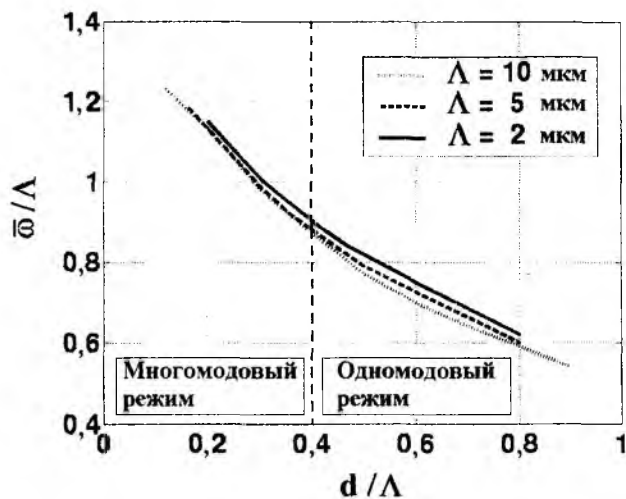


Рис. 8

Из приведенных зависимостей видно, что нормированный размер пятна не зависит существенно от значения Λ , но зависит от отношения d/Λ . Главным образом это происходит из-за сокращения активного размера сердцевинки с увеличением размера отверстий, что также влечет за собой более высокий уровень локализации. В одномодовой области, при малых размерах отверстий, происходит распространение излучения в область фотонного кристалла [1]. Таким образом, мы можем заключить, что наибольший уровень локализации при одномодовых условиях наблюдается вблизи границы перехода из одномодовых условий во многомодовые.

Заключение

В данной работе были теоретически исследованы условия поперечной одномодовой осцилляции в волноводных структурах, встроенных в полупроводниковый лазер с вертикальным резонатором и образованных дефектной областью фотонного кристалла. Для данных расчетов было использовано численное решение уравнения Гемгольца для ТЕ – поляризованной волны, в результате которого были вычислены постоянные распространения в фотонном кристалле и дефектной области. На основании этих данных проводился расчет и анализ значения нормированной постоянной распространения B , что позволило миновать сложности, связанные с многообразием способов определения значения нормализованной частоты V , и одномодовых условий.

Мы также показали принципиальную возможность одномодовой устойчивой генерации в лазере, где дефект в фотонном кристалле был создан за счет пропуска одного отверстия при изготовлении фотонного кристалла. При этом было установлено, что трех колец отверстий вокруг сердцевинки должно быть достаточно для создания одномодового волноводного эффекта при длинах волн 0,98 мкм и 1,3 мкм. Согласно расчетным данным условием одномодовой осцилляции излучения в резонаторе лазера является отношение между диаметром отверстий в фотонном кристалле и расстоянием между ними, которое должно быть меньшим 0,4...0,48 в зависимости от длины волны и параметров фотонного кристалла.

Изменение локализационных свойств основной моды, для поиска максимального уровня локализации при одномодовой осцилляции, было исследовано за счет расчета Bk - диаграмм. Для данного случая было показано, что максимальный уровень локализации наблюдается вблизи перехода к многомодовой осцилляции излучения в резонаторе лазера. Дальнейшее

увеличение уровня локализации, связанное с появлением LP_{11} – моды, также приводит к сокращению размера пятна моды.

Таким образом, для создания одномодового источника излучения наиболее привлекательным является изготовление двумерного фотонного кристалла с соотношением $d/\Lambda = 0,38$. В результате будут достигнуты одновременно и одномодовость устройства и наивысший уровень локализации моды в центральной области. Однако такая структура будет иметь малую эффективность, поскольку не весь инжектируемый ток попадает в центральную часть волновода из-за эффектов поперечного растекания тока. Выход из этой ситуации может быть найден в поперечном ограничении апертуры инжектируемого тока за счет использования, например, оксидного ограничения. Подобная модификация резонатора способна существенно изменить природу оптического резонатора и привести к трехмерной вычислительной задаче.

Список литературы: 1. *Ivanov P.S., Unold H.J., Michalzik R., Maehnss J., Ebeling K.J., Sukhoivanov I.A.* Single-Mode Conditions in Photonic Crystal Vertical Cavity Surface-Emitting Lasers // Proceedings of 4-th International Workshop on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling. 2002. Pp. 141 – 144. 2. *Birks T.A., Knight J.C., Russell P.St.J.* Endlessly single-mode photonic crystal fiber // Optics Letters. 1997. Vol. 22, No 13. Pp. 961 – 963. 3. *Michalzik R., Ebeling K.J.* Generalized BV Diagrams for Higher Order Transverse Modes in Planar Vertical-Cavity Laser Diodes // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1995. Vol. 31, No 8. Pp. 1371 – 1379. 4. *Koshiba M.* Full-Vector Analysis of Photonic Crystal Fibers Using the Finite Element Method. // IEICE Transactions Electronics. 2002. Vol. E85-C, No 4. Pp. 881 – 887. 5. *Unold H.J.* Single-Mode VCSELs // Proceedings of SPIE. 2002. Vol. 4649. Pp. 218 – 229.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 03.09.2002

ПОВЫШЕНИЕ ЧАСТОТЫ СЛЕДОВАНИЯ ИМПУЛЬСОВ ЛАЗЕРА С МОДУЛИРОВАННОЙ ДОБРОТНОСТЬЮ РЕЗОНАТОРА ЗА СЧЕТ ПРОКАЧКИ СРЕДЫ МОДУЛЯТОРА

Лазеры, работающие в режиме пассивной модуляции добротности, являются одними из наиболее перспективных генераторов оптического излучения большой мощности. Они могут найти свое применение в высокоскоростных каналах беспроводной (мобильной) связи, в том числе и спутниковой, в локационных и навигационных системах, а также для высокоточной технологической обработки материалов. Одним из наиболее важных преимуществ пассивной модуляции добротности является простота модулятора. Нет необходимости в дополнительных устройствах управления параметрами модулятора, и как следствие – дешевизна модуляторов. Широкому применению лазеров с пассивными модуляторами препятствует большая нестабильность частоты следования импульсов при ее малой величине. Несмотря на то, что длительность импульсов излучения таких лазеров довольно мала (порядка 3-5нс.), есть способ ее уменьшения за счет сокращения времени релаксации верхнего уровня пассивного модулятора, путем прокачивания пассивной модулирующей среды затвора.[1]

Для математического анализа процессов, происходящих в лазере с внутрирезонаторным пассивным модулятором, используем вероятностный метод описания, который является одним из наиболее простых и достаточно точных методов анализа процессов в системах, где необходимо учитывать поведение большого количества частиц.

Модель состоит из трех скоростных уравнений (1), описывающих временное изменение плотности фотонов внутри резонатора, плотности инверсии активной и пассивной сред.

$$\begin{cases} \frac{di}{du} = i \cdot (a\delta - b\delta' - d), \\ \frac{d\delta}{du} = -(\mu i + N + \beta) \cdot \delta + N, \\ \frac{d\delta'}{du} = -(2i + 1) \cdot \delta' + 1.. \end{cases} \quad (1)$$

$$i = I\sigma'\tau'; \delta = \frac{\Delta}{n_0}; \delta' = \frac{\Delta'}{n'_0}; u = \frac{t}{\tau}; \beta = \frac{\tau'}{\tau}; a = \frac{l}{z} c \sigma n_0 \tau'; b = \frac{l'}{z} c \sigma' n'_0 \tau';$$

$$\Delta_0 = \frac{W n_0 \tau}{W \tau + 1}; d = \frac{c \lambda}{z}; \mu = \frac{\sigma}{\sigma'}; N = W \tau', \quad (2)$$

где I – суммарная интенсивность лазерного излучения внутри резонатора; c – скорость света в свободном пространстве; σ – эффективное сечение активной среды; σ' – эффективное сечение пассивной среды; Δ – инверсия населенности активной среды; Δ' – инверсия населенности пассивной среды; z – длина лазера; l – длина активного участка; l' – длина пассивного участка; γ – потери в резонаторе; $n_0 = n_1 + n_2$ – плотности частиц на соответствующих энергетических уровнях пассивной среды; $n_0 = n_1 + n_2 + n_3$ – общая плотность частиц в активной среде; W – вероятность возбуждения частиц рабочего вещества; τ – время жизни частиц на метастабильном уровне активного вещества.

Модель является одномодовой одномерной и одночастотной.

Третье уравнение системы (1), описывающее временное изменение плотности инверсии пассивной среды, составлено при условии постоянства локализации частиц пассивного модулятора в рабочем пространстве, т.е. пространстве взаимодействия [2].

Перепишем это уравнение с учетом равномерной прокачки пассивной среды через область взаимодействия (модулятор), т.е. при постоянном вхождении частиц с одной плотностью инверсии в область взаимодействия и убывании частиц из области взаимодействия с другой плотностью инверсии.



Рис. 1

Обозначим:

N'_{1in} – количество частиц, находящихся на нижнем энергетическом уровне среды затвора и входящих в область взаимодействия за единицу времени;

N'_{1out} – количество частиц, находящихся на нижнем энергетическом уровне среды затвора и покидающих область взаимодействия за единицу времени;

N'_{2in} – количество частиц, находящихся на верхнем энергетическом уровне среды затвора и входящих в область взаимодействия за единицу времени;

N'_{2out} – количество частиц, находящихся на верхнем энергетическом уровне среды затвора и покидающих область взаимодействия за единицу времени;

n_1 – плотность частиц, находящихся на нижнем энергетическом уровне среды затвора в области взаимодействия;

n_2 – плотность частиц, находящихся на верхнем энергетическом уровне среды затвора в области взаимодействия;

W_{12} – вероятность индуцированного перехода частиц с нижнего энергетического уровня на верхний;

W_{21} – вероятность индуцированного перехода частиц с верхнего энергетического уровня на нижний;

A_{21} – коэффициент Эйнштейна для среды модулятора;

τ_{np} – среднее время пролета частиц модулирующей среды пространства взаимодействия.

Запишем уравнение для приращения плотности частиц на нижнем энергетическом уровне затвора:

$$\frac{dn'_1}{dt} = W'_{21} \cdot n'_2 - W'_{12} \cdot n'_1 + A'_{21} \cdot n'_2 + \frac{N'_{1in} - N'_{1out}}{\tau_{np}}. \quad (3)$$

Аналогично для частиц на верхнем энергетическом уровне:

$$\frac{dn'_2}{dt} = -W'_{21} \cdot n'_2 + W'_{12} \cdot n'_1 - A'_{21} \cdot n'_2 + \frac{N'_{2in} - N'_{2out}}{\tau_{np}}. \quad (4)$$

На рис. 1 изображена энергетическая схема модулятора с равномерно прокачиваемой средой (пунктиром ограничена область взаимодействия лазерного излучения с частицами

модулирующей среды). Слева обозначены концентрации частиц на соответствующих энергетических уровнях, поступающих в область взаимодействия, справа – частицы, покидающие модулятор.

Если усреднить процессы взаимодействия частиц с излучением по поперечнику затвора и считать их быстрыми, т.е. $\tau_{\text{вз}} < \tau_{\text{пр}}$, то в таком приближении $N'_{1\text{out}} = n'_1$, $N'_{2\text{out}} = n'_2$.

Учитывая соотношения

$$n'_1 - n'_2 = \Delta', W'_{12} = W'_{21} = W' = \sigma' \cdot I, A_{21} = \frac{1}{\tau'}, \quad (5)$$

уравнения для приращения Δ' будут иметь вид:

$$\frac{d\Delta'}{dt} = -2 \cdot \sigma' \cdot I \cdot \Delta' + 2 \cdot A_{21}' \cdot n'_2 + \frac{N'_{1\text{in}} - N'_{1\text{out}} - N'_{2\text{in}} + N'_{2\text{out}}}{\tau_{\text{пр}}}, \quad (6)$$

$$\frac{d\Delta'}{dt} = -2 \cdot \sigma' \cdot I \cdot \Delta' + \frac{(n'_0 - \Delta')}{\tau'} + \frac{N'_{1\text{in}} - N'_{1\text{out}} - N'_{2\text{in}} + N'_{2\text{out}}}{\tau_{\text{пр}}}. \quad (7)$$

Обозначим:

$$N'_{1\text{in}} - N'_{2\text{in}} = \Delta'_0; i = I \cdot \sigma' \cdot \tau', \quad (8)$$

где Δ'_0 – инверсия частиц, входящих в область взаимодействия, тогда уравнение (7) с учетом обозначений (8) примет вид:

$$\frac{d\Delta'}{dt} = -\frac{2 \cdot i \cdot \Delta'}{\tau'} + \frac{(n'_0 - \Delta')}{\tau'} + \frac{\Delta'_0 - \Delta'}{\tau_{\text{пр}}}. \quad (9)$$

Разделив это уравнение на n'_0 , умножив на τ' и обозначив

$$\delta' = \frac{\Delta'}{n'_0}; u = \frac{t}{\tau'}, \quad (10)$$

получим:

$$\frac{d\delta'}{du} = -(2 \cdot i + 1)\delta' + 1 + \frac{(\delta'_0 - \delta') \cdot \tau'}{\tau_{\text{пр}}}. \quad (11)$$

или

$$\frac{d\delta'}{du} = -(2 \cdot i + 1 + \frac{\tau'}{\tau_{\text{пр}}})\delta' + 1 + \frac{\tau'}{\tau_{\text{пр}}} \cdot \delta'_0. \quad (12)$$

Если считать среду модулятора, входящую в область взаимодействия, абсолютно холодной, т.е.:

$$n'_2 = 0, \delta'_0 = 1, \Delta' = n'_1 = n'_0, \quad (13)$$

то, обозначая $1 + \frac{\tau'}{\tau_{\text{пр}}} = \xi$, получим следующее уравнение:

$$\frac{d\delta'}{du} = -(2 \cdot i + \xi)\delta' + \xi. \quad (14)$$

Заменяя третье уравнение системы (1) на уравнение (14), получим модель, учитывающую влияние прокачки среды модулятора на процессы в лазере с этим модулятором.

Введем новые параметры:

$$i_{\text{экс}} = I \cdot \sigma' \cdot \tau_{\text{экс}}, \quad (15)$$

где $\tau_{\text{экс}}$ – эффективная постоянная времени разрушения верхнего уровня среды пассивного модулятора.

С учетом соотношений (13), (15) перепишем уравнение (14) в виде:

$$\frac{d\Delta'}{dt} = -\frac{2 \cdot i_{\text{экв}} \cdot \Delta'}{\tau_{\text{экв}}} + \frac{(n'_0 - \Delta')}{\tau'} + \frac{(n'_0 - \Delta')}{\tau_{\text{пр}}} \quad (16)$$

Приводя к общему знаменателю, получим:

$$\frac{d\Delta'}{dt} = -\frac{2 \cdot i_{\text{экв}} \cdot \Delta'}{\tau_{\text{экв}}} + (n'_0 - \Delta') \cdot \left(\frac{1}{\tau'} + \frac{1}{\tau_{\text{пр}}} \right) \quad (17)$$

или

$$\frac{d\Delta'}{dt} = -\frac{2 \cdot i_{\text{экв}} \cdot \Delta'}{\tau_{\text{экв}}} + \frac{(n'_0 - \Delta')}{\tau_{\text{экв}}}, \quad (18)$$

где $\tau_{\text{экв}} = \frac{\tau' \cdot \tau_{\text{пр}}}{\tau' + \tau_{\text{пр}}}$ – эффективное время релаксации верхнего уровня пассивного модулятора, учитывающее скорость прокачки модулирующей среды.

Переходя к новому безразмерному времени $u' = \frac{t}{\tau_{\text{экв}}}$, получим:

$$\frac{d\delta'}{du'} = -(2 \cdot i_{\text{экв}} + 1)\delta' + 1. \quad (19)$$

Новая система, учитывающая прокачку пассивного модулятора, будет выглядеть следующим образом:

$$\begin{cases} \frac{di_{\text{экв}}}{du'} = i_{\text{экв}} \cdot (a_{\text{экв}} \delta - b_{\text{экв}} \delta' - d), \\ \frac{d\delta}{du'} = -(\mu i_{\text{экв}} + N_{\text{экв}} + \beta_{\text{экв}}) \cdot \delta + N_{\text{экв}}, \\ \frac{d\delta'}{du'} = -(2i_{\text{экв}} + 1) \cdot \delta' + 1. \end{cases} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} i_{\text{экв}} &= I \sigma' \tau_{\text{экв}}; \beta_{\text{экв}} = \frac{\tau_{\text{экв}}}{\tau}; a_{\text{экв}} = \frac{l}{z} c \sigma n_0 \tau_{\text{экв}}; \\ b_{\text{экв}} &= \frac{l'}{z} c \sigma' n'_0 \tau_{\text{экв}}; N_{\text{экв}} = W \tau_{\text{экв}}. \end{aligned} \quad (21)$$

Таким образом, система уравнений с новыми параметрами, описывающая лазер с пассивной прокачиваемой модулирующей средой, по форме совпадает с системой скоростных уравнений (1), описывающей лазер с пассивным модулятором, без прокачки модулирующей среды. Это позволяет воспользоваться результатами исследований на устойчивость, произведенное для системы уравнений (1).

Численное моделирование системы однородных уравнений (20) в одной и той же рабочей точке, что и системы (1), показывает что, такие параметры излучения, как длительность импульса и частота их следования, совпадают в безразмерном времени (u, u'). Однако при обратном переходе от безразмерного времени u и u' к реальному времени t видно, что импульсы, сгенерированные системой (20), короче на величину $\frac{\tau'}{\tau_{\text{экв}}}$, чем импульсы системы (1) [3].

Физический смысл величины $\tau_{экр}$ заключается в следующем. Частицы вещества пассивного затвора, закачиваемые в пространство взаимодействия, при выполнении условия (13) дополнительно способствуют уменьшению инверсии в затворе наряду с релаксационными переходами, характеризующимися величиной A'_{21} за счет поступивших в затвор “холодных” частиц. Таким образом, путем прокачки модулирующей среды искусственно уменьшается время релаксации верхнего уровня вещества затвора за счет быстрой откачки возбужденных частиц из области взаимодействия и их замены на “холодные” частицы.

По своему принципу прокачка модулирующей среды аналогична прокачке активной среды лазера, которая используется для уменьшения времени релаксации нижнего лазерного уровня.

Список литературы: 1. Булгаков Б.М., Быков М.М. Управление частотой следования импульсов излучения CO_2 – лазера с фототропным затвором // Радиотехника и электроника. 1977. Т. 22, № 3. С. 590 – 596. 2. Давлетнин Р.Ф., Яценко О.В. Математическая модель и численная оптимизация рабочих параметров CO_2 – лазера с оптической накачкой // Естеств. науки. 1995. № 3. С. 48 – 56. (Изв. высш. учебн. заведений. Сев.-кавказ. регион). 3. Рудченко И.М., Быков М.М. Моделирование кинетических процессов в лазерах с нелинейными модуляторами и статическими параметрами // Радиотехника: всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 124. С. 142 – 147.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 23.04.2002

С. В. ТЮРИН, канд. техн. наук, А. С. ЗАМКОВОЙ, канд. техн. наук,
В. П. КОНРАУ, канд. техн. наук, М. М. БЫКОВ, канд. техн. наук, В. П. ДЗЕБАНЬ

АДАПТИВНЫЕ МЕТОДЫ В ЛИДАРНЫХ СИСТЕМАХ

Одним из наиболее эффективных путей уменьшения влияния турбулентной атмосферы на качество функционирования лазерных измерительных систем является применение адаптивных методов компенсации искажений оптического сигнала [1]. Сущность этих методов, реализуемых адаптивными оптическими системами, заключается в динамической коррекции принимаемой от исследуемого объема пространства волны на основе информации о турбулентных искажениях.

В случае применения адаптивной техники удастся сконцентрировать весь принимаемый апертурой световой поток в фактически дифракционном пятне малого размера, что приводит к повышению отношения полезного сигнала к шуму на фотоприемнике и, в конечном счете, определяет предельную чувствительность измерительного инструмента. При этом степень фокусировки излучения в фокальной плоскости приемного телескопа существенно зависит от качества адаптивной коррекции, которое в большинстве случаев может быть охарактеризовано параметром Штреля $R_{ш}$:

$$R_{ш} = \frac{\langle I(z,0) \rangle}{I_0(z,0)} \quad (1)$$

Данный параметр показывает степень снижения средней интенсивности на оси пучка в условиях частично скомпенсированных искажений волнового фронта относительно интенсивности при их идеальной компенсации или отсутствии искажений.

При распространении оптического пучка в случайно неоднородной среде (турбулентной атмосфере) средняя интенсивность в точке фокальной плоскости описывается выражением

$$\langle I(\rho) \rangle = \left(\frac{k}{2\pi z}\right)^2 \int \int_{-\infty}^{\infty} \langle G(r_1)G^*(r_2) \rangle U(r_1)U^*(r_2) \exp\{i[\varphi(r_1) - \varphi(r_2)]\} dr_1 dr_2, \quad (2)$$

где z – расстояние между плоскостями апертуры и объекта (или фокусное расстояние);

$G(r)$ – функция возмущений;

$u(r)$ – распределение поля в плоскости адаптивной апертуры;

$\varphi(r)$ – случайный набег фаз.

Если с помощью точечного опорного источника, расположенного в одной изопланатической области с зондируемым объемом, измерить атмосферные фазовые искажения, определяемые множеством $\exp[i\varphi(r)]$, то, вводя в плоскости приемной адаптивной апертуры корректирующее воздействие $\exp[-\Phi(r)]$, можно компенсировать фазовые флуктуации атмосферы. Тогда среднюю интенсивность после коррекции можно определить из соотношения

$$\langle I(\rho) \rangle = \left(\frac{k}{2\pi z}\right)^2 \int \int_{-\infty}^{\infty} \langle G(r_1)G^*(r_2) \rangle U(r_1)U^*(r_2) \exp\{\varphi(r_1) - \Phi(r_1) - \varphi(r_2) + \Phi(r_2)\} dr_1 dr_2. \quad (3)$$

Из (3) видно, что при получении достаточно точных $\Phi(r) \approx \varphi(r)$ оценок искажения фазы волнового фронта опорного излучения и широких возможностей корректирующих устройств можно довести в пределе до их значений в однородной среде.

Влияние турбулентности на работу приемных телескопов проявляется в том, что каждая точка формируемого изображения размывается. При этом уменьшается интенсивность в центре пятна, и мощность оптического пучка концентрируется на большой площади в плоскости изображения по сравнению со случаем отсутствия искажений. Указанное обстоятельство может быть адекватно описано уменьшением эффективного размера апертуры телескопа, в пределах которого происходит когерентное суммирование световых полей в фокальной плоскости приемного телескопа. В этом случае

$$R_{ш} = \frac{S_{эф}}{S_{пр}}, \quad (4)$$

где $S_{эф}$ – эффективная площадь апертуры ;

$S_{пр} = \pi D^2/4$ – фактический диаметр апертуры.

Тогда интенсивность излучения в фокальной плоскости адаптивного телескопа I_a определится из выражения :

$$I_A = \frac{P_s}{A_{п1}} = \frac{P_s D^2 R_{ш}}{\pi(1,22\lambda F)^2}, \quad (5)$$

где $A_{п1}$ – площадь засвеченого пятна в фокальной плоскости ;

P_s – мощность принимаемого оптического пучка ;

F – фокусное расстояние телескопа.

Интенсивность излучения в фокальной плоскости телескопа при отсутствии адаптации I_p и учете условия $D \gg r_0$ определится следующим выражением:

$$I_p = \frac{P_s}{A_{п1}} = \frac{P_s r_0^2}{\pi(1,22\lambda F)^2}, \quad (6)$$

где r_0 – радиус корреляции фазовых искажений.

Если взять отношение этих значений интенсивности, то можно оценить степень эффективности использования адаптивного телескопа в измерительных системах:

$$\frac{I_A}{I_p} = \left(\frac{D}{r_0} \right)^2 R_{ш}. \quad (7)$$

Зависимость I_a/I_p от отношения D/r_0 для разных значений $R_{ш}$ представлена на рис. 1

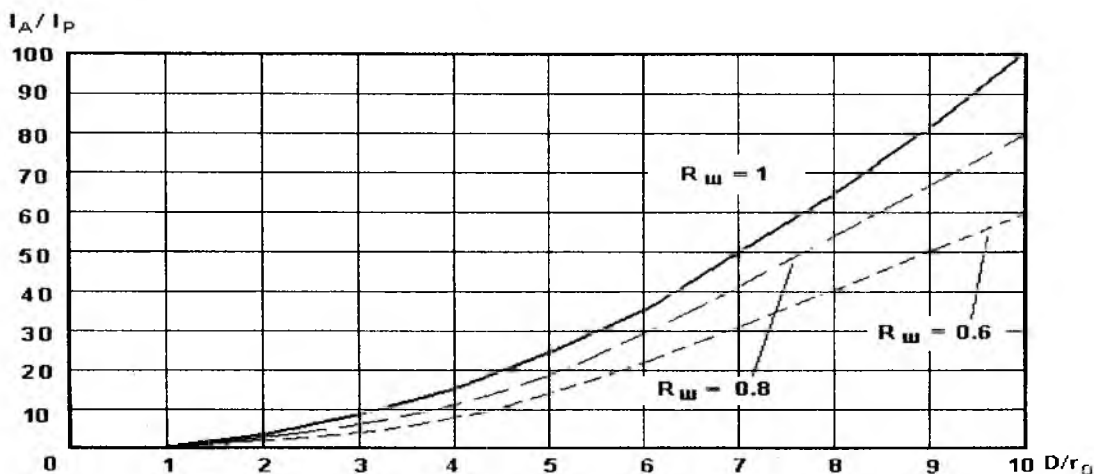


Рис. 1

Анализ результатов показывает, что наиболее эффективным является использование адаптивных методов для крупных апертур. Существенное повышение интенсивности в фокальной плоскости телескопа за счет сужения фокального пятна в этом случае приводит к возрастанию до 10 раз отношения сигнал/шум на фотоприемнике.

Это обстоятельство может быть использовано в лидарных измерителях для улучшения их потенциальных характеристик путем снижения предельного значения концентраций измеряемого компонента, которое характерно для данной лидарной системы. Для метода дифференциального поглощения и рассеяния предельное значение объемного числа молекул $N_{изм}$, которое может быть определено, описывается выражением [2]:

$$N_{изм} = \frac{1}{2\sigma\Delta R} \ln \left[1 + \frac{1}{q} \right], \quad (8)$$

где σ – сечение поглощения исследуемых молекул;

ΔR – протяженность локального объема пространства, в котором осуществляются дистанционные измерения;

q – отношение сигнал/ шум на фотоприемнике.

Из данного соотношения видно, что увеличение отношения сигнал/шум приводит к снижению порога обнаружения исследуемых компонент, что повышает чувствительность лидарного измерителя.

Отношение сигнала к шуму на выходе фотоприемника описывается известным отношением [2]:

$$q = \frac{P_s}{\left[2B(P_s + P_\phi)h\nu/\eta + BP_B^2 \right]^{\frac{1}{2}}}, \quad (9)$$

где P_s – мощность принимаемого сигнала;

B – ширина полосы пропускания фотоприемника;

$h\nu$ – энергия кванта;

η – квантовая эффективность фотоприемника;

$P_\phi = KB(\lambda)S_{пр} \Delta\Omega \Delta\lambda$ – мощность фонового излучения атмосферы,

(K – коэффициент пропускания оптического тракта);

$B(\lambda)$ – спектральная яркость фона;

$S_{пр}$ – площадь приемной апертуры;

$\Delta\Omega$ – телесный угол, в котором принимается фоновое излучение;

$\Delta\lambda$ – ширина полосы пропускания приемного тракта;

$$P_B = \frac{\sqrt{A_{П}}}{D^*} \text{ эквивалентная мощность шума фотоприемника, } (11)$$

($A_{П}$ – площадь засвеченного пятна в фокальной плоскости $A_{П1}$). Она уменьшается вместе с телесным углом $\Delta\Omega_1$, в котором принимается излучение, что обуславливает соответствующие изменения эквивалентной мощности шума фотоприемника P_{B1} и мощности фонового излучения $P_{\phi1}$.

Тогда для условий, когда сигнал ограничен темновым током фотоприемника ($BP_B^2 \gg 2B(P_s + P_\phi)h\nu/\eta$), характерным для твердотельных детекторов в ИК диапазоне с учетом (5,6,9,10,11), отношение величины сигнал/шум в случае адаптации (q_1) и без нее (q) можно представить в следующем виде :

$$\left(\frac{q_1}{q}\right)^2 \approx \left(\frac{D}{r_0}\right)^2 R_{ш} = \frac{I_A}{I_P} \quad (12)$$

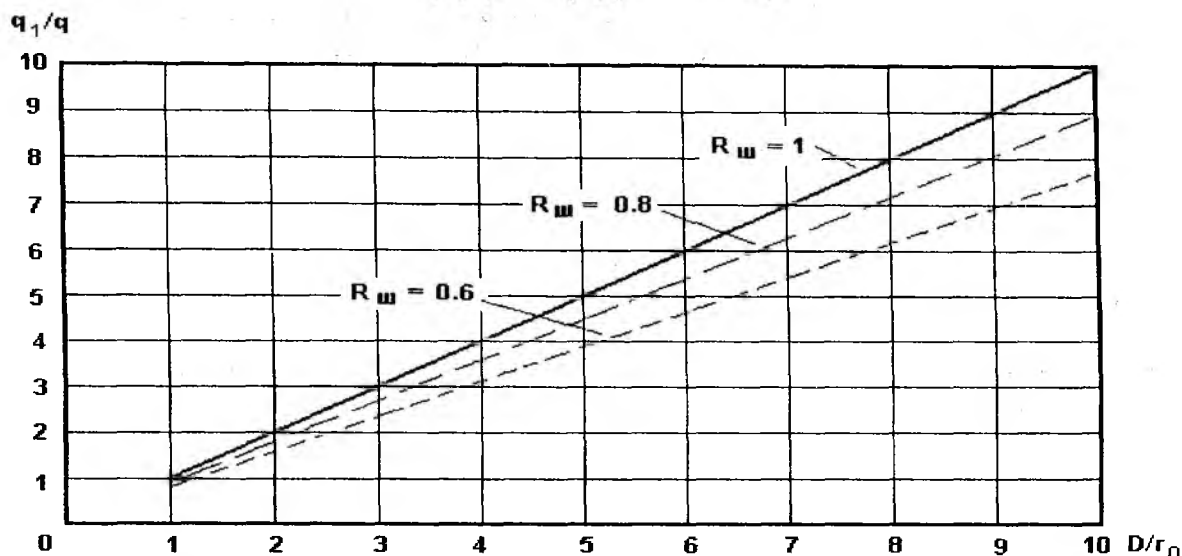


Рис. 2

Из соотношения (12) видно, что с увеличением интенсивности излучения в фокальной плоскости адаптивного телескопа соответствующим образом растет и отношение сигнал/шум на выходе фотоприемника.

Таким образом, проведенные исследования показали, что существует возможность улучшения потенциальных характеристик лидарного измерения за счет применения адаптивных телескопов, позволяющих при достаточно больших апертурах существенно (до 10 раз) повысить отношение сигнал/шум.

Список литературы: 1. Gardner C.S., Welsh B.M., Thompson L.A.. Design and performance analysis of adaptive optical telescopes using laser guide stars. Proc IEEE. 1990. Vol. 78, № 11. Pp 1721 – 1741. 2. Иващенко М.В., Шерстов. И.В. Дальность действия лидара дифференциального поглощения на основе СО₂-лазера // Квантовая электроника. Т. 30, № 30. 2000. С. 747 – 752

Харьковский военный университет
Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 10.10.2002

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ РАЗРАБОТОК УСТРОЙСТВ ПРИКЛАДНОЙ ОПТОХЕМОТРОНИКИ

В настоящей работе проведен краткий обзор современных технологий и технических решений в бурно развивающемся направлении, которое относится к оптоэлектронике, молекулярной люминесценции и химическому анализу биомедицинских и экологических систем. Разработка устройств жидкофазной органической оптоэлектроники – оптохемотроники – приобрела в современном научном мире немаловажное значение [1]. Это объясняется тем, что в электронике происходит революция технологий. Стремление к миниатюризации электронных устройств приводит к необратимому переходу микроэлектроники в наноэлектронику и молекулярную электронику. Это требует новшеств и в материальной базе электронщика. Органика всегда волновала фантазию ученых как нетронутая целина новых свойств и возможностей. Перспективы развития органической электроники обещают немало новых разработок и приложений, в том числе в области нанотехнологий, OLED's (Organic Light Emitting Diodes) – органических светодиодов, разработки так называемых lab-on-a-chip сенсоров, сопряженных с микропроцессорами и др. [2-5].

Современное развитие оптохемотроники в основном пошло по пути аналитических приложений для различных жидких сред, однако существуют интересные применения и в других сферах промышленности, медицины, экологии, оптоэлектроники и т. д. Ниже приведены некоторые из них.

В биологических анализах (проточно-инжекционные иммуноанализы, ДНК-пробы) применяются несколько различных технологий, основанных по большей части на явлении электрогенерированной хемилюминесценции (ЭХЛ)¹. Для определения глюкооксидазы, глюкозы и т. п. применяются тонкослойные ячейки с продольным световодом [6-8]. Свет от ЭХЛ люминола отражается в продольный световод и собирается на фотокатоде ФЭУ с режимом счета фотонов. Световод покрыт оксидом индий-олова (ИО) и модифицирован с помощью ковалентно закрепленной глюкооксидазы. Он выходит из тонкослойной ячейки, которая в свою очередь соединена с системой проточного анализа. Следует отметить работы финских ученых, и конкретно М. Ohlin, по достоверному определению малых объемов нового суперантигена к *Escherichia coli*, анализу антител В-типа для цитомегаловируса гликопротеина. Анализы проводились с помощью оборудования ORIGEN Analyzer, IGEN Inc [9] (технология, разработанная этой компанией, также основана на принципе ЭХЛ). Описана возможность получения характеристик различных биомакромолекул (бактериофагов) при использовании устройств BIAcore и ORIGEN Analyzer [10-12]. Технологии ORIGEN используются фармацевтическими компаниями, больницами, клиническими лабораториями, исследовательскими институтами по всему миру. Уже существует около 5000 аналитических систем, основанных на базе ORIGEN. Технология использует специфические электрохемилуминофоры как метки для определения биоконпонент с очень высокой точностью.

В биоанализах также применяется новая технология для клинических, биохимических и химических анализов, основанная на **катодной ЭХЛ**. В основе технологии лежит электрическое возбуждение меченой субстанции горячими электронами. Реакции происходят на кремниевых электродах с нанесенным на них активным слоем и влияют на выход ЭХЛ, что и является аналитическим сигналом. Работы проводятся финскими учеными фирмы Labmaster (г. Турку). Перечень работ этой лаборатории можно найти на сайте <http://www.labmaster.fi>.

¹ Электрогенерированная хемилюминесценция или электрохимическая люминесценция – процесс, в котором определенные химические компоненты, находящиеся в растворе, излучают свет при неоптическом электрохимическом возбуждении

В аналитических системах также используются технологии **микрочипов для химического анализа**, описанные в работах профессора А. Manz (Имперский колледж, Лондон) [13, 14]. Такие разработки позволяют изучить информативные потоки в химических и биохимических средах. Подобные чипы применяют для изучения метаболизма, для исследований в области молекулярной биофизики (например, для изучения молекул ДНК в микрообъемах). С помощью подобных устройств нанoeлектроники проводят химический анализ в пико-, фемто- и аттомольных количествах вещества в микрообъемах образца (в химических микрореакторах), изучают межфазные границы и новые феномены в очень тонких каналах. Созданы интегрированные микроанализаторы с управлением чувствительностью анализа во внешнем потоке (проточно-инжекционный анализ). Их используют для мониторинга изменений окружающей среды, контроля в производстве различных веществ и в медицинских анализах в реальном масштабе времени. Технология разделения смесей дает очень высокую точность разделения и очень малое время анализа с использованием **чипов для электрофореза и хроматографии**. Известны такие разработки как субмикролитровый ЭХЛ-детектор – модель для малообъемных аналитических систем [13], беспроводный ЭХЛ-детектор, предназначенный для прямого и непрямого мониторинга электрофореза в микроструктурном стеклянном устройстве [14]. В этом направлении активно работает лаборатория BioMeriex, Inc. из Сент-Луиса, Миссури, США. В течение последних двух лет эти исследования привели к созданию 31 нового продукта, включающих 23 новых диагностических аппарата (самый последний – аппарат диагностики S.Pneumoniae) и два программных продукта в этой области. Более подробные материалы изложены на сайте <http://www.Biomeriex.com>.

Для анализа ионной составляющей в жидкой фазе в реальном масштабе времени разработаны **ионные сенсоры** [15]. Для многих основных ионов синтезированы чувствительные ионофоры. Такие сенсоры могут быть использованы для определения концентрации ионов не только в жидких, но и в газовых средах. Возможно применение во многих научных и технологических областях - в медицине, производстве фармацевтических препаратов, экологии, технологических процессах контроля, исследовательских лабораториях и т. д. В основе своей они дешевы, при этом имеют хорошую продуктивность и точность.

Оптохемотроника нашла свое применение также в **лазерах, основанных на эффекте ЭХЛ**. Лазеры как класс устройств, начали развиваться с невероятной скоростью с момента изобретения первого лазера в 1960 году. Активная среда для лазера может быть твердой, жидкой, газообразной или плазменной, а условия накачки для создания необходимой инверсии населенности в активной среде включают в себя оптическое, электрическое и тепловое возбуждение. В 1964 году Stockman [16] предположил, что в органических молекулах, в которых полосы абсорбции и эмиссии не пересекаются, возможно получение лазерного эффекта. В 1975 году в Харьковском институте радиоэлектроники профессора Бых А.И. и Рожицкий Н.Н. приступили к расчетам лазера с электрохимической накачкой [17]. В первом приближении электрохимическая энергия в виде реакции переноса электрона (РПЭ) используется для создания инверсии населенности в подходящем электроактивном органическом соединении. Органические лазеры на красителях (Дай-лазеры – Dye-lasers) представляют новый класс лазеров с огромным потенциалом. Такие лазеры работают как в импульсном, так и в непрерывном режимах излучения со сравнительно большими значениями мощностей, высокой спектральной чистотой и, что самое главное, с возможностью плавной перестройки по всему видимому диапазону спектра. Эти характеристики давно позволили Дай-лазеру занять уверенную позицию мощного инструмента для использования в спектроскопии, химических анализах, фотохимии, химической кинетике и исследованиях внешней среды в экологии. Основным недостатком таких лазеров является их зависимость от оптической накачки. Это означает, что для возбуждения активной среды в таком лазере должен присутствовать или другой лазер (азотный для импульсного возбуждения и аргоновый для непрерывного) или импульсная лампа. Это условие ведет к дороговизне, большим размерам и

малой эффективности системы. Полупроводниковый же лазер имеет некоторые преимущества по стоимости, размеру, эффективности, но достаточно ограничен в мощности и перестройке по диапазону длин волн. Спектральные и когерентные свойства таких устройств также оставляют желать лучшего. В свете таких фактов и был разработан лазер с электрохимической накачкой. Первые разработки появились в 1998 году в Японии [18], а сейчас по всему миру ведется работа по оптимизации характеристик этого нового типа устройств. Авторы настоящей статьи занимаются решением именно этой проблемы. Для этого проведено математическое и численное моделирование ЭХЛ-ячейки. Разработанная модель позволяет проводить исследования по подбору оптимальных параметров лазера с ЭХЛ-накачкой. С помощью данной модели возможно осуществление подбора таких параметров лазера как расстояние между электродами, расстояние между зеркалами оптического резонатора и их ориентация, характер органического электрохемилюминофора, направление распространения светового излучения, площадь поверхности электродов, материалы для реализации электрической части ячейки. Возможно также осуществление моделирования нанесения электрохемилюминофора на поверхность одного из электродов в монослое для повышения эффективности устройства. Такая модель ЭХЛ-ячейки для разработки лазера является приоритетной в работе авторов. Лазер с электрохимической накачкой не требует дополнительного лазерного источника для накачки и поэтому имеет большое преимущество по эффективности преобразования энергии накачки в свет. Также такое устройство проще в управлении и должно иметь более широкий диапазон возможных применений. Современные разработки оптохемотронного квантового генератора – лазера – позволили не только повысить интенсивность ЭХЛ излучения за счет обратимой реакции восстановления, но также существенно понизить энергетический порог лазерного эффекта.

В вопросах визуализации изображений также широко используются технологии оптохемотроники. Разработаны дисплеи использующие феномен ЭХЛ. В ведущих странах мира работы активизировались в 90-х годах. На различных конференциях в США и Европе [19] докладывалась информация о создании дисплеев, превосходящих по некоторым характеристикам современные полупроводниковые устройства.

Органические светодиоды (Organic Light Emitting Diode - OLED) по многим параметрам также превосходят своих полупроводниковых конкурентов. Благодаря разработкам по пористому кремнию, получены возможности создания микроминиатюрных светодиодов как в жидкой, так и в твердой фазах в микроскопических масштабах [20,21]. Следует отметить работы крупнейшего специалиста в этой области А.Вард из Техасского университета, г. Остин, США [5]. При использовании тонкопленочной технологии изготовления OLEDa, в которой контакт из оксида индий-олова (ITO) применен в качестве оптически-прозрачного анода, контакт из сплава In:Ga или вакуумно напыленного алюминия – в качестве катода, а в качестве активной среды использовалась тонкая пленка известного органического электрохемилюминофора $(bpy)_2Ru(II)[bpy(COOC_{12}H_{25})_2](ClO_4)_2$, были получены следующие результаты: яркость излучения OLEDa - 500 кд/м² при напряжении 3 В и 2000 кд/м² при напряжении 4,5 В. Квантовая и мощностная эффективности составили 1,4 и 0,8% соответственно, а инерционность (время, необходимое для достижения максимальной яркости) составила 1-2 с при постоянном напряжении 3 В. Максимум эмиссии имеет длину волны 660 нм. Это хорошо видимая в освещенной комнате красная люминесценция. Данные параметры говорят о неоспоримом преимуществе таких светодиодов по энергетическим параметрам, однако имеются недостатки в их инерционности. В лаборатории А.Вард проводились также исследования ЭХЛ комплексов рутения с применением различных технологий. Показано, что применение напыления пленок и усовершенствование химической структуры электрохемилюминофоров значительно повышает эффективность излучения. Опыты показали повышение яркости эмиссии при применении солей бипиридила рутения $Ru(bpy)_3^{2+}$ как эмиттера. Получены следующие результаты: уровни свечения 200 кд/м² при напряжении в 3 В и 1000 кд/м² при напряжении в 5 В (квантовая эффективность ~1%).

Однако инерционность устройств составляет 10-15 мин при напряжении возбуждения 3 В и 5 мин при 5 В. Интересно, что это исследование профессор А. Bard и его коллеги проводят по заказу министерства обороны США.

Анализ работ мировых ученых показывает перспективность разработок в области прикладной оптоэлектроники и основные пути развития этой науки. Это указывает на необходимость работ по данному направлению и в нашей стране.

Список литературы: 1. *Рожницкий Н.Н., Бых А.И., Красноголовец М.А.* Электрохимическая люминесценция // Харьков. 2000, ХТУРЭ. С. 320. 2. *Voronkina N.I., Avdeenko A.A., Tolmachev A.V., Krasovitskii B.M.* // Functional Materials. 1998. No. 5. P. 253. 3. *Fiaccabrino G.C., de Rooij N.F., Koudelka-Hep M.*, On-chip generation and detection of electrochemiluminescence // *Analytica Chimica Acta*. 1998. Vol. 359. Pp. 263 – 267. 4. *Michel P., Fiaccabrino G.C., de Rooij N.F., Koudelka-Hep M.*, Integrated sensor for continuous flow electrochemiluminescent measurements of codeine with different ruthenium complexes // *Analytica Chimica Acta*. 1999. Vol. 392. Pp. 95 – 103. 5. *Frank G. Gao, Allen J. Bard.* Solid-state Organic Light-emitting Diodes Based on Tris (2,2'-bipyridine)ruthenium(II) Complexes // *J. Am. Chem. Soc.* 2000. Vol. 122, No.30. Pp. 7426 – 7427. 6. *Wilson R., Barker M.H., Schiffrin D.J., Abuknesha R.* Electrochemiluminescence flow injection immunoassay for atrazine // *Biosens bioelectron.* 1997. Vol.12. No.4. Pp. 277 – 286. 7. *Wilson R., Kremeskoetter J., Schiffrin D.J., Wilkinson J.S.* Electrochemiluminescence detection of glucose oxidase as a model for flow injection immunoassays // *Biosens bioelectron.* 1996. Vol. 11, No. 8. Pp. 805 – 810. 8. *Kremeskoetter J., Wilson R., Schiffrin D.J., Luff B.J., Wilkinson J.S.* Detection of glucose via electrochemiluminescence in a thin-layer cell with a planar optical wave-guide // *Meas sci technol.* 1995. Vol. 6, No. 9, Pp. 1325 – 1328. 9. *Ohlin M., Borrebaeck C.A.K.* Low affinity antibody binding of an Escherichia coli – derived component // *FEMS Immunol. Med. Microbiol.* 1996. Vol. 13. Pp. 161 – 168. 10. *Ohlin M., Furebring C., Borrebaeck C. A. K.* Low affinity binding of immunoglobulin variable domains: A new superantigen in Escherichia coli? In: *Human B-cell superantigens* // Landes Bioscience Publishers. 1999. Pp.113 – 119. 11. *Ohlin M., Silvestri M., Sundqvist V.-A., Borrebaeck C. A. K.* Cytomegalovirus glycoprotein B-specific antibody analysis using electrochemiluminescence detection-based techniques // *Clin. Diagn. Lab. Immunol.* 1996. Vol. 4. Pp. 107 – 111. 12. *Malmborg A.C., Ohlin M.* Characterization of bacteriophages by the use of BIAcore and Origen analyser // *Intern. J. Biochromatography.* 1999. Vol. 4. Pp.163 – 173. 13. *Arora A., de Mello A. J., Manz A.* Sub-microliter electrochemiluminescence detector – a model for small volume analysis systems // *Anal. Comm.* 1997. Vol. 34. Pp. 393 – 395. 14. *Arora A., Eijkel J. C. T., Morf W. E., Manz A.* A wireless electro-chemiluminescence detector applied to direct and indirect detection for electrophoresis on a microfabricated glass device // *Anal. Chem.* 2001. Vol. 73. Pp.3282 – 3288. 15. *Ohsaka Takeo, Yang Tian* Superoxide Ion Sensor // *Anal. Sci.* 2001. Vol. 17. P. 1379. 16. *Stockman D.L., Mallery W. R., Tiffel T.F.* Proc. IEEE 1964. Vol. 52. P.318. 17. *Рожницкий Н.Н., Худенский Ю.К., Бых А.И.* Мицеллярные ассоциаты в электрохемиизлучении органических соединений // *Изв. АН СССР. Сер. Физ.* 1975. Т. 39, № 11. С. 2340 – 2345. 18. *Хориучи Т., Нива О., Хатакенака Н.*, Laser Action Driven by Electrochemiluminescence // *Nature.* 1998. Vol.394. Pp. 659 – 661. 19. *Jaguairo P., Smirnov A.* Electrochemiluminescence display technology // *Solid state crystals: materials science and applications – Session Conf 1994. Oct, PROCEEDINGS- SPIE THE INTERNATIONAL SOCIETY FOR OPTICAL ENGINEERING.* 1995. Vol. 2373. Pp. 401 – 408. 20. *La Monica S., Balucani M., Lazarouk S., Maiello G., Masini G., Jaguairo P., Ferrari A.* Characterization of Porous Silicon Light Emitting Diodes in High Current Density Conditions // *DIFFUSION AND DEFECT DATA PART B SOLID STATE PHENOMENA.* 1997. Vol. 54. Pp. 21 – 26. 21. *Lazarouk S., Bondarenko V., Jaguairo P., Lacquaniti N.* Electrical characterization of visible emitting electroluminescent Schottky diodes based on n-type porous silicon and on highly doped n-type porous polysilicon // *Amorphous semiconductors: science and technology – International conference 1995. Sep. publication: JOURNAL OF NON-CRYSTALLINE SOLIDS.* 1996. Vol. 198/200. PT. 2. Pp. 973 – 976

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 12.11.2002

АДАПТИВНАЯ ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ОБРАБОТКА СИГНАЛОВ С УЧЕТОМ КОНЕЧНОГО ОБЪЕМА ВЫБОРКИ

В литературе анализ качества алгоритмов адаптивной пространственной обработки сигналов (АПОС) обычно проводится с использованием целого ряда упрощающих предположений. В сугубо теоретическом плане такие предположения, безусловно, необходимы, так как в противном случае мы не смогли бы сопоставить полученные решения ни между собой, ни с известными теоретическими результатами. Однако реальные условия применения АПОС всегда отличаются от используемых при анализе идеализированных условий. В частности, при технической реализации адаптивной антенной решетки (ААР) речь может идти только о «малости» тех или иных ограничений, но ни в коем случае об их отсутствии. Следовательно, необходимым условием технической реализации, а значит и необходимым условием применения алгоритмов АПОС с неточно известными параметрами, является их «работоспособность» при наличии реализационных ограничений. Поэтому в данной статье будет проанализирована чувствительность синтезированных алгоритмов к одному из реализационных ограничений – объему выборки и, на основании такого анализа, будут разработаны предложения и определены требования к соответствующим ААР.

Определим чувствительность к объему выборки G -робастных алгоритмов АПОС. В общем случае такие алгоритмы можно представить в виде

$$\hat{W}_p = \bar{Q}(\lambda_{\max}(F\{\hat{\mathbf{R}}_{xx}^{-1}\mathbf{R}_{yy}\})), \quad (1)$$

где $F\{\cdot\}$ – сжимающий оператор, обеспечивающий заданное качество обработки; $\bar{Q}(\lambda_{\max}(\cdot))$ – собственный вектор (СВ), соответствующий минимальному собственному числу (СЧ); $\hat{\mathbf{R}}_{xx} = \frac{1}{K} \sum_{i=1}^K \bar{X}_{(i)} \bar{X}_{(i)}^H$ – оценка корреляционной матрицы (КМ); K – размерность выборки; \mathbf{R}_{yy} – КМ, сформированная при наличии априорных данных.

Полагая в (1) $\mathbf{R}_{yy} = \mathbf{R}_{ss}$ приходим к заключению, что оператор $F\{\cdot\}$ обеспечивает выполнение неравенства

$$\eta(\bar{W}_p) \geq \eta_o - \Delta\eta, \quad (2)$$

где $\eta(\bar{W}_p)$ – реальное отношение сигнал/(помеха+шум) (ОСПШ); η_o – потенциальное ОСПШ; $\Delta\eta$ – допустимое отклонение ОСПШ.

Оценим теперь отличия алгоритма (1) от соответствующего вектора весовых коэффициентов (ВВК), обусловленные конечным объектом выборки

$$\bar{W}_p = \bar{Q}(\lambda_{\max}(F\{\mathbf{R}_{xx}^{-1}\mathbf{R}_{yy}\})). \quad (3)$$

При этом, учитывая, что алгоритмы типа (1) различаются между собой только конкретной структурой сжимающих операторов, а пучок $L_1(\lambda)$ можно рассматривать как частный случай пучка $L_2(\lambda)$, для конкретизации положим

$$\bar{W}_p = \bar{Q}(\lambda_{\max}(\mathbf{R}_{yy} - \hat{\lambda}_N \hat{\mathbf{D}})), \quad (4)$$

$$\bar{W}_p = \bar{Q}(\lambda_{\max}(\mathbf{R}_{yy} - \lambda_N \mathbf{D})), \quad (5)$$

где $\mathbf{D} = \mathbf{R}_{xx} - \lambda_0 \mathbf{A}$; $\hat{\mathbf{D}} = \hat{\mathbf{R}}_{xx} - \lambda_0 \mathbf{A}$; $\hat{\lambda}_N, \lambda_N$ – максимальные СЧ пучков $\hat{L}_2(\lambda) = \mathbf{R}_{yy} - \lambda \hat{\mathbf{D}}$; $\lambda_0 \in R_+$; \mathbf{A} – центрально-симметричная матрица.

Положим также $\hat{\mathbf{D}} = \mathbf{D} + \mathbf{E}$, где \mathbf{E} – симметричная матрица, трактуемая как аддитивное возмущение \mathbf{R}_{xx} , и обозначим $\hat{\lambda}_N, \hat{Q}_i$ – i -е СЧ и i -й СВ пучка $\hat{L}_2(\lambda)$. Тогда можно записать

$$\mathbf{R}_{yy} \hat{\mathbf{U}} = \hat{\mathbf{D}} \hat{\mathbf{U}} \hat{\Lambda}, \hat{\mathbf{U}}^H \hat{\mathbf{D}} \hat{\mathbf{U}} = \mathbf{I}, \quad (6)$$

где $\hat{\mathbf{U}} = [\hat{Q}_1 \dots \hat{Q}_N]$; $\hat{\Lambda} = \text{diag}\{\hat{\lambda}_1 \dots \hat{\lambda}_N\}$.

Аналогичным образом для пучка $L_2(\lambda)$ имеем

$$\mathbf{R}_{yy} \mathbf{U} = \mathbf{D} \mathbf{Q} \Lambda, \mathbf{U}^H \mathbf{D} \mathbf{U} = \mathbf{I}, \quad (7)$$

где $\mathbf{U} = [\bar{Q}_1 \dots \bar{Q}_N]$; $\Lambda = \text{diag}\{\lambda_1 \dots \lambda_N\}$; \bar{Q}_i, λ_i – i -й собственный вектор и i -е СЧ пучка $L_2(\lambda)$; $\mathbf{D} = \hat{\mathbf{D}} - \mathbf{E}$.

Заметим, что поскольку \mathbf{U} и $\hat{\mathbf{U}}$ невырожденные, то существует невырожденная матрица \mathbf{P} такая, что $\mathbf{U} = \hat{\mathbf{U}} \mathbf{P}$ [1] и, подставляя (6) в (7), получим

$$\hat{\mathbf{D}} \hat{\mathbf{U}} \hat{\Lambda} \mathbf{P} = (\hat{\mathbf{D}} - \mathbf{E}) \mathbf{U} \mathbf{P} \Lambda. \quad (8)$$

Перемножая (8) с обеих сторон на матрицу $\hat{\mathbf{U}}^H$ и используя (6), приходим к выражению

$$\hat{\Lambda} \mathbf{P} = (\mathbf{I} - \hat{\mathbf{U}} \hat{\mathbf{U}}^H \mathbf{E}) \mathbf{P} \Lambda. \quad (9)$$

Представляя матрицу \mathbf{P} в виде $\mathbf{P} = [\bar{P}_1 \dots \bar{P}_N]$, перепишем (9):

$$\hat{\Lambda} \mathbf{P} = \lambda_0 (\mathbf{I} - \hat{\mathbf{U}} \hat{\mathbf{U}}^H \mathbf{E} \hat{\mathbf{U}}) \bar{P}_i, i = \overline{1, N}. \quad (10)$$

Из (10) видно, что λ_i, \bar{P}_i есть не что иное, как i -е СЧ и i -й собственный вектор пучка $\hat{L}_{21}(\lambda) = \hat{\Lambda} - \lambda (\mathbf{I} - \hat{\mathbf{U}}^H \mathbf{E} \hat{\mathbf{U}})$.

Введем обозначение $\mathbf{P}' = [\bar{P}'_1 \dots \bar{P}'_N]$, где $\bar{P}'_i \hat{\Lambda}^{-1} = \hat{\Lambda}^{1/2} \bar{P}_i, i = \overline{1, N}$, и перепишем (9) в виде

$$\mathbf{P}' = [\hat{\Lambda}^{-1} - \hat{\Lambda}^{-1/2} \hat{\mathbf{U}}^H \mathbf{E} \hat{\mathbf{U}} \hat{\Lambda}^{-1/2}] \mathbf{P}' \Lambda = \mathbf{C} \mathbf{P}' \hat{\Lambda}, \quad (11)$$

$$\mathbf{C} = \hat{\Lambda}^{-1} - \hat{\Lambda}^{-1/2} \hat{\mathbf{U}}^H \mathbf{E} \hat{\mathbf{U}} \hat{\Lambda}^{-1/2}. \quad (12)$$

Умножая (11) справа на матрицу $\hat{\Lambda}^{-1}$, имеем

$$\mathbf{P}' = \mathbf{P}' \Lambda^{-1}. \quad (13)$$

Из (13) видно, что пару $(1/\lambda_i, \bar{P}_i)$ можно рассматривать как СЧ и соответствующий СВ симметричной, положительно определенной матрицы \mathbf{C} (12). Следовательно, процедуру получения $\hat{\mathbf{U}}, \Lambda^{-1}$ из известных матриц $\hat{\mathbf{U}}, \hat{\Lambda}$ и \mathbf{E} можно представить в виде совокупности последовательно выполняемых операций:

1. Вычисление матрицы $\mathbf{C} = \hat{\Lambda}^{-1} - \hat{\Lambda}^{-1/2} \hat{\mathbf{U}}^H \mathbf{E} \hat{\mathbf{U}} \hat{\Lambda}^{-1/2}$.

2. Вычисление СЧ и собственных векторов матрицы \mathbf{C} (получение матриц \mathbf{P}' и $\mathbf{M} = \text{diag}\{\hat{\lambda}_i(\mathbf{C}), i = \overline{1, N}\}$).

3. Определение матрицы $\mathbf{P} = \hat{\Lambda}^{-1/2} \mathbf{P}'$.

4. Вычисление матриц $\mathbf{\Lambda}$ и \mathbf{U} как $\mathbf{\Lambda} = \mathbf{M}^{-1}$ и $\mathbf{U} = \hat{\mathbf{U}} \mathbf{P}$.

Далее введем обозначения $\mathbf{C}_1 = \hat{\Lambda}^{-1}$, $\mathbf{C}_2 = \hat{\Lambda}^{-1/2} \hat{\mathbf{U}}^H \mathbf{E} \hat{\mathbf{U}} \hat{\Lambda}^{-1/2}$ и положим, что для некоторого $\epsilon > 0$ справедливо неравенство $|(\mathbf{E})_{ij}| \leq \epsilon$.

Тогда согласно [2] соответствующий элемент матрицы \mathbf{C}_2 ограничен как

$$|(\mathbf{C}_2)_{ij}| \leq \epsilon_1, \epsilon_1 = N\epsilon \max_{ij} \frac{\|\hat{\mathbf{Q}}_i\| \|\hat{\mathbf{Q}}_j\|}{\sqrt{\hat{\lambda}_i \hat{\lambda}_j}}. \quad (14)$$

Вместе с тем, поскольку λ_i^{-1} , $\hat{\lambda}_i^{-1}$ являются i -ми собственными числами соответственно матрицы \mathbf{C} (12) и матрицы \mathbf{C}_1 , то на основании (14) приходим к двустороннему неравенству

$$\frac{\hat{\lambda}_i}{1 + N\epsilon_1 \hat{\lambda}_i} \leq \lambda_i \leq \frac{\hat{\lambda}_i}{1 - N\epsilon_1 \hat{\lambda}_i}. \quad (15)$$

Полагая, что ϵ_1 достаточно мало, так что $1 - N\epsilon_1 \hat{\lambda}_i > 0$, из (15) в свою очередь получим

$$|\lambda_i^{-1} - \hat{\lambda}_i^{-1}| \leq N\epsilon_1. \quad (16)$$

Выражение (16) определяет интервал, в котором находятся собственные числа пучков $L_2(\lambda)$, $\hat{L}_2(\lambda)$. В свою очередь для обобщенного угла между ВВК (4), (5) на основании [3] имеем

$$\left| \sin \angle(\bar{W}_p, \hat{W}_p) \right| \leq \frac{\|\mathbf{E}\|_{l_2}}{\lambda_N - \hat{\lambda}_{N-1}}, \quad (17)$$

где λ_N – максимальное собственное число пучка $L_2(\lambda)$; $\hat{\lambda}_{N-1}$ – второе по абсолютной величине СЧ пучка $\hat{L}_2(\lambda)$. Используя (16) и учитывая, что $\|\mathbf{E}\|_{l_2} \leq N\epsilon$, на основании (16) приходим к неравенству

$$\left| \sin \angle(\bar{W}_p, \hat{W}_p) \right| \leq \frac{N\epsilon}{\lambda_{N-1} - N\epsilon}, \quad (18)$$

где λ_{N-1} – второе по абсолютной величине СЧ пучка $L_2(\lambda)$.

Выражение (18) устанавливает взаимосвязь между максимальным значением элемента возмущающей матрицы \mathbf{E} и верхней оценкой модуля обобщенного угла между ВВК (4), (5). Следовательно, остается только установить связь значения ϵ с размерностью выборки и параметрами, характеризующими текущую сигнально-помеховую обстановку (СПО). Для этого, полагая для краткости $L = 1$, запишем выражение для выборочной КМ

$$\hat{\mathbf{R}}_{xx}(1) = \alpha(\bar{S}(1)\bar{S}^H(1) + \bar{P}_1(1)\bar{P}_1^H(1) + \mathbf{E}_\Sigma(1)), \quad (19)$$

где $\mathbf{E}_\Sigma(1) = \bar{U}(1)\bar{U}^H(1) + \bar{S}(1)\bar{P}_1^H(1) + \bar{P}_1(1)\bar{S}^H(1) + \bar{S}(1)\bar{U}^H(1) + \bar{U}(1)\bar{S}^H(1) + \bar{P}_1(1)\bar{U}^H(1) + \bar{U}(1)\bar{P}_1^H(1)$; α – нормировочный коэффициент.

При известных законах распределения сигнала $s(t)$, помехи $\rho_1(t)$ и шума $u(t)$, задаваясь значениями $E\{s(t)\}$, $E\{\rho_1(t)\}$, $E\{u(t)\}$, $\text{var}\{s(t)\}$, $\text{var}\{\rho_1(t)\}$, $\text{var}\{u(t)\}$, $P(\mathbf{E}_\Sigma(1))_{ij} \geq \varepsilon$ ($P(\cdot)$ – обозначение вероятности), на основании (19) мы всегда можем определить значение ε . В свою очередь, полагая отсчеты входных сигналов взаимно независимыми, для случая K – выборка сразу же приходим к условию

$$P\left(\left(\mathbf{E}_\Sigma(K)\right)_{ij} \geq \varepsilon\right) = P\left(\left(\mathbf{E}_\Sigma(1)\right)_{ij} \geq \varepsilon\right)^K. \quad (20)$$

Аналогичным образом, задаваясь произвольным значением ε , мы всегда можем определить значения вероятностей $P\left(\left(\mathbf{E}_\Sigma(1)\right)_{ij} \geq \varepsilon\right)$ и $P\left(\left(\mathbf{E}_\Sigma(K)\right)_{ij} \geq \varepsilon\right)$. Очевидно, что рассмотренная методика естественным образом обобщается на случай $L \geq 2$ (единственное отличие заключается в увеличении числа слагаемых в (19)).

В качестве иллюстрации на рис. 1 показаны построенные с использованием предложенной методики зависимости вероятности $P(\rho \in [0.5 + 2])$ от числа итераций. При построении зависимостей предполагалось, что антенная решетка состоит из изотропных и невзаимодействующих антенных элементов, разнесенных в пространстве на $d = m_0/2$. Кроме того, постулировалось, что шум является гауссовским случайным процессом, а сигнал и помеха полагались центрированными и распределенными по закону Рэлея.

Кривые, обозначенные на рис. 1 цифрами 1-5, были получены, соответственно, при следующих исходных данных:

- 1- $N = 3, L = 1, \Theta_s = 20^\circ, \Theta_1 = 90^\circ, 10\lg(P_s/\sigma_u^2) = 10\text{дБ}, 10\lg(P_1/\sigma_u^2) = 10\text{дБ};$
- 2- $N = 3, L = 1, \Theta_s = 20^\circ, \Theta_1 = 35^\circ, 10\lg(P_s/\sigma_u^2) = 10\text{дБ}, 10\lg(P_1/\sigma_u^2) = 20\text{дБ};$
- 3- $N = 5, L = 1, \Theta_s = 20^\circ, \Theta_1 = 90^\circ, 10\lg(P_s/\sigma_u^2) = 10\text{дБ}, 10\lg(P_1/\sigma_u^2) = 10\text{дБ};$
- 4- $N = 5, L = 1, \Theta_s = 20^\circ, \Theta_1 = 35^\circ, 10\lg(P_s/\sigma_u^2) = 10\text{дБ}, 10\lg(P_1/\sigma_u^2) = 20\text{дБ};$
- 5- $N = 5, L = 2, \Theta_s = 20^\circ, \Theta_1 = 50^\circ, \Theta_2 = 70^\circ, 10\lg(P_s/\sigma_u^2) = 10\text{дБ}, 10\lg(P_1/\sigma_u^2) = 10\text{дБ},$
 $10\lg(P_2/\sigma_u^2) = 20\text{дБ}.$

Для сравнения на рис. 2 представлены аналогичные зависимости, построенные с использованием ВВК, оптимального по критерию максимума отношения сигнал/(помеха+шум) (МОСП). Из графиков видно, что при прочих равных условиях для выполнения условия $P(\rho \in [0.5 + 2]) = \alpha (\alpha \in]0 + 1])$ в случае G - робастного алгоритма (4) требуется меньшее число отсчетов входных сигналов, чем в случае МОСП – алгоритма. При фиксированном значении K вероятность $P(\rho \in [0.5 + 2])$ возрастает при увеличении входных отношений сигнал/шум, помеха/шум и увеличении углового расстояния между источниками сигнала и помех.

В заключение можно отметить, что G – робастные алгоритмы принципиально менее чувствительны к «эффектам» конечной разрядности, чем традиционные процедуры АПОС, оптимальные по критерию МОСП. Поэтому можно утверждать, что представленные в литературе рекомендации (10-16 разрядов для осуществления аналогово-цифрового преобразования, 32 разряда для внутреннего представления данных при выполнении операций в формате с фиксированной точкой) являются достаточными (оценками «сверху») для случая цифровой реализации G – робастных алгоритмов АПОС.

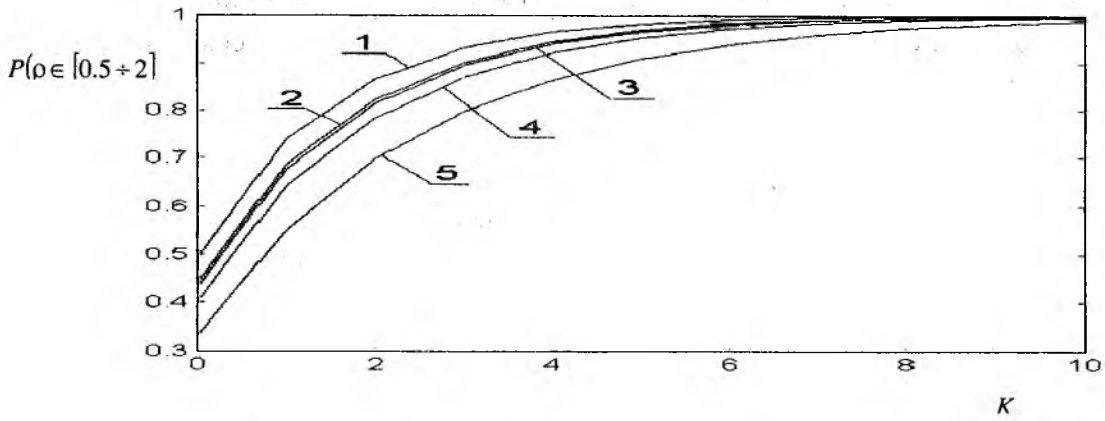


Рис. 1

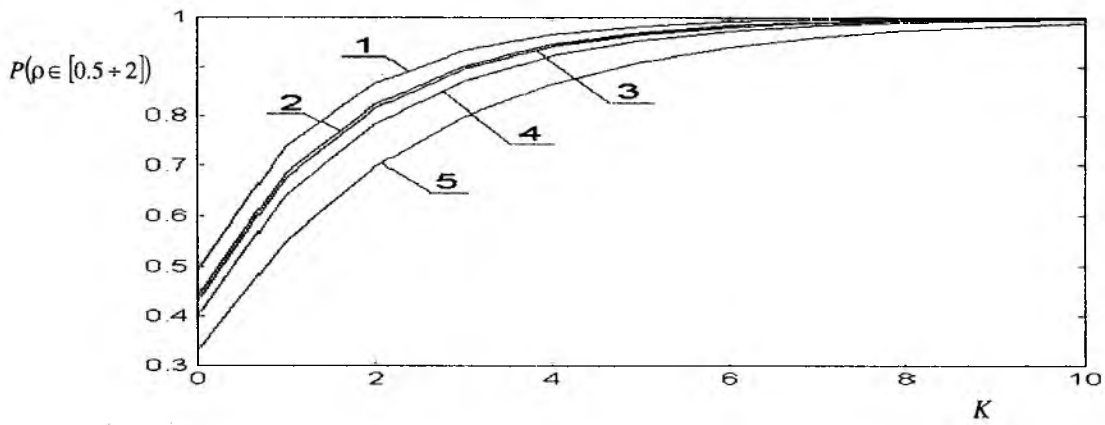


Рис. 2

Список литературы: 1. Гантмахер Ф.Р. Теория матриц. – М.: Наука. 1988. С. 552. 2. Уилкинсон Дж. Х. Алгебраическая проблема собственных значений: Пер. с англ. – М.: Наука. 1970. С. 564. 3. Парлет Б. Симметричная проблема собственных значений. Численные методы: Пер. с англ. – М.: Мир. 1983. С. 254.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 26.02.2002

ПРИМЕНЕНИЕ СПЛАЙН – ФУНКЦИЙ В МАТЕМАТИЧЕСКОМ МОДЕЛИРОВАНИИ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННЫХ СИСТЕМ

Для линейных задач теория оптимального управления достаточно хорошо разработана [1,2,3]. При решении нелинейных задач возникают трудности при нахождении решений системы линейных неоднородных дифференциальных уравнений, которые решаются известными методами [4,5], применимыми для ограниченного класса функций.

Решение задачи оптимального управления при условии, что запаздывание сосредоточено в контуре управления, сводится к решению следующего дифференциального уравнения:

$$\frac{d\bar{x}(t)}{dt} = A\bar{x}(t) + \bar{u}(t), \quad (1)$$

где

$$\bar{x}(t) = \begin{pmatrix} x^1(t) \\ x^2(t) \\ \vdots \\ x^n(t) \end{pmatrix}, \quad A = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & \cdots & a_{1n} \\ a_{21} & a_{22} & \cdots & a_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{n1} & a_{n2} & \cdots & a_{nn} \end{pmatrix}, \quad \bar{u}(t) = \begin{pmatrix} u^1(t) \\ u^2(t) \\ \vdots \\ u^n(t) \end{pmatrix}.$$

Матричное уравнение (1) можно записать в эквивалентной форме в виде линейной неоднородной системы из n дифференциальных уравнений, где i – уравнение имеет вид

$$\frac{dx^i}{dt} = \sum_{\alpha=1}^n a_{i\alpha} x^\alpha(t) + u^i(t), \quad i=1,2,\dots,n. \quad (2)$$

До сих пор система дифференциальных уравнений вида (2) решалась методом вариации произвольных постоянных и методом неопределенных коэффициентов, применимых для ограниченного класса функций управления $u(t)$. С помощью сплайн – функций (линейных, кубических, В – сплайнов) [6,7] становится возможным находить решение системы дифференциальных уравнений (2) для более широкого класса функций управления.

Укажем процедуру нахождения решений системы дифференциальных уравнений (2). Пусть на отрезке $[a,b]$ заданы функции $u^i(t)$ ($i=1,2,\dots,n$). Разобьем отрезок $[a,b]$ следующим образом: $a=t_0 < \dots < t_N = b$ с шагом $h_j = t_{j+1} - t_j$, где $j=0,1,\dots,N-1$. Обозначим эту сетку разбиения через Δ . Построим по известным значениям функции $x^\alpha(t_j) = x_j^\alpha$ интерполяционный сплайн, заданный на сетке Δ . С этой целью можно использовать линейные, кубические сплайны и В – сплайны. Обозначим через $S_1^\alpha(t)$ – линейный сплайн для функции $x^\alpha(t)$, где $\alpha = 1,2,\dots,n$. Сплайн $S_1^\alpha(t)$ на промежутке $[t_j, t_{j+1}]$ записывается в виде [6]

$$S_1^\alpha(t) = x_j^\alpha (1-p) + x_{j+1}^\alpha p, \quad (3)$$

где $p = \frac{t-t_j}{h_j}$.

Проинтегрируем дифференциальное уравнение (2)

$$\int_a^t \frac{dx^i}{dt} dt = \sum_{\alpha=1}^n a_{i\alpha} \int_a^t x^\alpha(t) dt + \int_a^t u^i(t) dt,$$

где $t \in [a, b]$. Отсюда

$$x^i(t) = \sum_{\alpha=1}^n a_{i\alpha} \int_a^t x^\alpha(t) dt + \int_a^t u^i(t) dt + x_0^i.$$

Для вычисления $\int_a^t x^\alpha(t) dt, \alpha = 1, 2, \dots, n$ заменим функцию $x^\alpha(t)$ линейным интерполяционным сплайном $S_1^\alpha(t)$. Получим

$$x^i(t) = \sum_{\alpha=1}^n a_{i\alpha} \sum_{j=0}^{N-1} \int_{t_j}^{t_{j+1}} S_1^\alpha(t) dt + \int_a^t u^i(t) dt + x_0^i.$$

Учитывая (3), имеем

$$x^i(t) = \sum_{\alpha=1}^n a_{i\alpha} \sum_{j=0}^{N-1} h_j \int_0^1 [x_j^\alpha(1-p) - x_{j+1}^\alpha p] dp + \int_a^t u^i(t) dt + x_0^i.$$

Отсюда окончательно найдем решение системы линейных неоднородных дифференциальных уравнений (2) или, что эквивалентно матричному дифференциальному уравнению (1), в виде

$$x^i(t) = \frac{1}{2} \sum_{\alpha=1}^n a_{i\alpha} \sum_{j=0}^{N-1} h_j (x_j^\alpha + x_{j+1}^\alpha) + \int_a^t u^i(t) dt + x_0^i, \quad i=1, 2, \dots, n. \quad (4)$$

Аналогичным образом можно найти решения $x^i(t), i=1, 2, \dots, n$, системы дифференциальных уравнений (2), если использовать для интегрирования кубический интерполяционный сплайн $S_3(t)$ класса C^2 (для целого $k \geq 0$ $C^k = C^k[a, b]$ – множество k раз непрерывно – дифференцируемых функций на $[a, b]$). На основании того, что кубический сплайн $S_3^\alpha(t)$ на каждом промежутке $[t_j, t_{j+1}]$ представляется одной из формул [6]:

$$S_3^\alpha(t) = (1-p)^2(1+2p)x_j^\alpha + p^2(3-2p)x_{j+1}^\alpha + p(1-p)^2 m_j^\alpha h_j - p^2(1-p)m_{j+1}^\alpha h_j,$$

$$S_3^\alpha(t) = (1-p)x_j^\alpha + px_{j+1}^\alpha - \frac{h_j^2}{6} p(1-p) \times [(2-p)M_j^\alpha + (1+p)M_{j+1}^\alpha],$$

где $m_j^\alpha = \left. \frac{dS_3^\alpha}{dt} \right|_{t=t_j}, M_j^\alpha = \left. \frac{d^2 S_3^\alpha}{dt^2} \right|_{t=t_j},$

решения системы дифференциальных уравнений (2) получим в виде

$$x^i(t) = \frac{1}{2} \sum_{\alpha=1}^n a_{i\alpha} \sum_{j=0}^{N-1} h_j (x_j^\alpha + x_{j+1}^\alpha) + \frac{1}{12} \sum_{\alpha=1}^n a_{i\alpha} \sum_{j=0}^{N-1} h_j^2 (m_j^\alpha - m_{j+1}^\alpha) + \int_a^t u^i(t) dt + x_0^i, \quad (5)$$

$i=1, 2, \dots, n$

или

$$x^i(t) = \frac{1}{2} \sum_{\alpha=1}^n a_{i\alpha} \sum_{j=0}^{N-1} h_j (x_j^\alpha + x_{j+1}^\alpha) - \frac{1}{24} \sum_{\alpha=1}^n a_{i\alpha} \sum_{j=0}^{N-1} h_j^3 (M_j^\alpha - M_{j+1}^\alpha) + \int_a^t u^i(t) dt + x_0^i, \quad (6)$$

$i=1, 2, \dots, n$.

Применим кубические В – сплайны для решения системы дифференциальных уравнений

(2). Для вычисления $\int_a^t x^\alpha(t) dt$, $\alpha = 1, 2, \dots, n$, заменим функцию $x^\alpha(t)$ сплайном $S^\alpha(t)$. Пусть

сплайн $S^\alpha(t)$ представлен в виде разложения по В – сплайнам

$$S^\alpha(t) = \sum_{j=-1}^{N+1} b_j^\alpha B_j^\alpha(t).$$

Тогда

$$\int_a^t S^\alpha(t) dt = \sum_{j=-1}^{N+1} b_j^\alpha \int_a^t B_j^\alpha(t) dt.$$

Используя численное интегрирование В – сплайнов [6,7], получим следующую формулу для нахождения решения системы дифференциальных уравнений (2) в виде:

$$x^i(t) = \sum_{\alpha=1}^n a_{i\alpha} (b_{-1}^\alpha R_1 + b_0^\alpha R_2 + b_1^\alpha R_3 + \frac{1}{4} \sum_{j=1}^{N-1} b_j^\alpha L_j + b_{N-1}^\alpha R_4 + b_N^\alpha R_5 + b_{N+1}^\alpha R_6) + \int_a^t u^i(t) dt + x_0^i, \quad (7)$$

где $R_1 = \frac{1}{4} h_0 B_{-1}^\alpha(t_0)$,

$$R_2 = \frac{h_0}{2} B_0^\alpha(t_0) + \frac{2h_0 + h_1}{4} B_0^\alpha(t_1) - \frac{h_0^3}{24} \left[\frac{d^2 B_0^\alpha}{dt^2} \Big|_{t=t_0} + \frac{d^2 B_0^\alpha}{dt^2} \Big|_{t=t_1} \right],$$

$$R_3 = -\frac{1}{4} h_{-1} B_1^\alpha(t_0),$$

$$L_j = h_{j-2} + h_{j-1} + h_j + h_{j+1},$$

$$R_4 = -\frac{1}{4} h_N B_{N-1}^\alpha(t_N),$$

$$R_5 = \frac{h_{N-1}}{2} B_N^\alpha(t_N) + \frac{2h_{N-1} + h_{N-2}}{4} B_N^\alpha(t_{N-1}) - \frac{h_{N-1}^3}{24} \left[\frac{d^2 B_N^\alpha}{dt^2} \Big|_{t=t_{N-1}} + \frac{d^2 B_N^\alpha}{dt^2} \Big|_{t=t_N} \right],$$

$$R_6 = \frac{1}{4} h_{N-1} B_{N+1}^\alpha(t_N).$$

Рассмотрим частный случай разбиения отрезка $[a, b]$, когда сетка Δ равномерная, т. е. $h_j = h = \frac{b-a}{N}$. В этом случае формула (4) примет вид

$$x^i(t) = \frac{1}{2} h \sum_{\alpha=1}^n a_{i\alpha} (x_0^\alpha + 2 \sum_{j=0}^{N-1} x_j^\alpha + x_N^\alpha) + \int_a^t u^i(t) dt + x_0^i, \quad i=1, 2, \dots, n. \quad (8)$$

Формула (5) на равномерной сетке упрощается и приобретает вид

$$x^i(t) = \frac{1}{2} h \sum_{\alpha=1}^n a_{i\alpha} (x_0^\alpha + 2 \sum_{j=0}^{N-1} x_j^\alpha + x_N^\alpha + \frac{1}{6} h (m_0^\alpha - m_N^\alpha)) + \int_a^t u^i(t) dt + x_0^i, \quad i=1, 2, \dots, n. \quad (9)$$

Совсем просто выглядит формула (9), когда $x^\alpha(t)$ - периодическая функция с периодом $b-a$. В этом случае $x_0^\alpha = x_N^\alpha$, $m_0^\alpha = m_N^\alpha$ и

$$x^i(t) = \frac{1}{2} h \sum_{\alpha=1}^n a_{i\alpha} \sum_{j=0}^{N-1} x_j^\alpha + \int_a^t u^i(t) dt + x_0^i, \quad i=1, 2, \dots, n.$$

Принимая во внимание следующие соотношения:

$$m_0^\alpha = \frac{x_1^\alpha - x_0^\alpha}{h} - \frac{h}{6} (2M_0^\alpha + M_1^\alpha), \quad m_N^\alpha = \frac{x_N^\alpha - x_{N-1}^\alpha}{h} - \frac{h}{6} (2M_{N-1}^\alpha + M_N^\alpha),$$

аналог формулы (6) для равномерной сетки представим в виде:

$$x^i(t) = h \sum_{\alpha=1}^n a_{i\alpha} \left(\frac{5}{12} [x_0^\alpha + x_N^\alpha] + \frac{13}{12} [x_1^\alpha + x_{N-1}^\alpha] + \sum_{j=2}^{N-2} x_j^\alpha - \frac{h^2}{72} [2M_0^\alpha + M_1^\alpha + M_{N-1}^\alpha + 2M_N^\alpha] \right) + \int_a^t u^i(t) dt + x_0^i, \quad (10)$$

$i=1, 2, \dots, n.$

Как видно из формул (5), (6), (7), использование В – сплайнов при численном интегрировании приводит к более громоздким формулам (7) по сравнению с (5) и (6). Исключение составляет случай, когда сетка Δ равномерна у концов отрезка $[a, b]$.

Таким образом, приведенная процедура позволяет находить решения для таких нелинейных задач оптимального управления, для которых функция управления $u(t)$ интегрируема.

Замечание 1. Для кубических нелокальных сплайнов $S_C(t)$ класса C^1 , для дискретных кубических сплайнов $S_D(t)$ формулы для нахождения $x^i(t)$ совпадают соответственно с формулами (5), (9) и (6).

Замечание 2. При нахождении формул (4), (5), (6) погрешность вычисления интеграла $\int_a^t x(t) dt$, $t \in [a, b]$, можно оценить следующим образом:

$$\left| \int_a^t x^\alpha(t) dt - \int_a^t S^\alpha(t) dt \right| \leq \int_a^t |S^\alpha(t) - x^\alpha(t)| dt \leq (b-a) \|S^\alpha(t) - x^\alpha(t)\|_C.$$

Обозначим через $W_p^r[a, b]$, $1 \leq p \leq \infty$, класс функций $x(t)$, имеющих на $[a, b]$ абсолютно непрерывную производную порядка $r-1$ и r -ю производную из $L_p[a, b]$ ($L_p[a, b]$ – пространство измеримых на $[a, b]$ функций $x(t)$, для которых функция $|x(t)|^p$ интегрируема по Лебегу на $[a, b]$). Для функций $x(t) \in W_\infty^2[a, b]$ установлена следующая оценка погрешности [6] для линейного сплайна:

$$\left| \int_a^t x(t) dt - \int_a^t S_1(t) dt \right| \leq \frac{\bar{h}^2}{12} (b-a) \left\| \frac{d^2 x(t)}{dt^2} \right\|_\infty, \quad (11)$$

где $\bar{h} = \max_j h_j$.

Аналогично получена оценка погрешности для эрмитова сплайна $S_{3,2}(t)$ при $x(t) \in W_\infty^4[a, b]$:

$$\left| \int_a^t x(t) dt - \int_a^t S_{3,2}(t) dt \right| \leq \frac{\bar{h}^4}{720} (b-a) \left\| \frac{d^4 x(t)}{dt^4} \right\|_\infty. \quad (12)$$

Если $x(t) \in W_\infty^5[a, b]$, то с точностью до малых порядка $O(h^5)$ оценка (12) справедлива для кубических сплайнов класса C^2 на равномерных и близких к ним сетках. На произвольной сетке это справедливо при использовании сплайна $S_C(t)$ с оптимальными параметрами.

Оценка погрешности для линейного сплайна на равномерной сетке имеет вид

$$\left| \int_a^t x(t) dt - \int_a^t S_1(t) dt \right| \leq \frac{h^2}{12} \left| \frac{dx_N}{dt} - \frac{dx_0}{dt} \right| + \frac{h^4}{720} (b-a) \left\| \frac{d^4 x(t)}{dt^4} \right\|_\infty. \quad (13)$$

В большинстве случаев можно пренебречь вторым слагаемым в правой части (13), и мы получим более удобную для практического использования оценку.

Пусть для нахождения решения $x^1(t)$ дифференциального уравнения (2) требуется вычислить интеграл $\int_a^t x^\alpha(t) dt$ с заданной точностью ε^α . Учитывая оценку (11), можно обеспечить требуемую точность, если, например, использовать равномерную сетку с шагом

$$h = \sqrt{\frac{12\varepsilon^\alpha}{(b-a) \left\| \frac{d^2 x^\alpha}{dt^2} \right\|_C}}.$$

Пусть сетка Δ такова, что погрешность интерполяции сплайном $S_1^\alpha(t)$ на каждом отрезке $[t_j, t_{j+1}]$ не превосходит ε_1^α . Тогда

$$\left| \int_a^t x^\alpha(t) dt - \int_a^t S_1^\alpha(t) dt \right| \leq \sum_{i=1}^{N-1} \int_{t_j}^{t_{j+1}} |x^\alpha(t) - S_1^\alpha(t)| dt \leq \varepsilon_1^\alpha (b-a).$$

Следовательно, обеспечить заданную точность вычисления интеграла можно, выбрав сетку, удовлетворяющую условиям

$$\|x^\alpha(t) - S_1^\alpha(t)\|_{C[t_j, t_{j+1}]} = \varepsilon_1^\alpha = \frac{\varepsilon^\alpha}{b-a}, \quad j = 0, 1, \dots$$

Алгоритмы построения таких сеток изложены в [6].

Список литературы: 1. Кротов В.Ф., Лагоша Б.А., Лобашов С.М. Основы теории оптимального управления. М.: Высшая школа, 1990. 430 с. 2. Сейдж Э.Л., Уайт У.С. Оптимальное управление. М.: Радио и связь, 1982. 392 с. 3. Справочник по теории автоматического управления / Под ред. А.А. Красовского. М.: Наука, 1987. 712 с. 4. Петровский И.Г. Лекции по теории обыкновенных дифференциальных уравнений. М.: Наука, 1970. 280 с. 5. Эльсгольц Л.Э. Дифференциальные уравнения и вариационное исчисление. М.: Наука, 1969. 424 с. 6. Завьялов Ю.С., Квасов Б.И., Мирошниченко В.Л. Методы сплайн – функций. М.: Наука. Гл. ред. физ. – мат. лит-ры, 1980. 352 с. 7. Алберг Дж., Нильсон Э., Уолш Дж. Теория сплайнов и ее приложения. М.: Мир, 1972. 316 с.

Одесская национальная академия
связи им. А.С. Попова

Поступила в редколлегию 28.08.2002

ОПТИМИЗАЦИЯ И ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНЫЕ РЕШЕНИЯ В ЗАДАЧАХ СЕТЕВОГО УПРАВЛЕНИЯ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННЫХ СИСТЕМ

Введение. Многие задачи сетевого управления решаются с использованием процедур оптимизации, теории принятия решений, методов искусственного интеллекта. За последние годы в терминологии телекоммуникационных систем (ТКС) все чаще упоминается слово «интеллектуальный». Интеллектуальными называют сети (Intelligent Network-IN), обеспечивающие предоставление пользователям характерных услуг. Интеллектуальные локальные вычислительные сети (ЛВС) способны контролировать свой трафик и гарантировать качество обслуживания, благодаря использованию технологии приоритизации, ограничения трафика и управления уровнем предоставления услуг. На базе интеллектуальной ЛВС разработана концепция интеллектуального офиса или здания. Интеллектуальными называют сетевые решения, а также некоторые элементы техники связи, обладающие более широким кругом возможностей. Так, интеллектуальные антенны, появившиеся у поколения 2G подвижных систем связи, способны контролировать направление прихода полезного сигнала и компенсировать нежелательные помеховые воздействия, чем способствуют поддержанию высокого качества связи. С появлением технологии плотного волнового мультиплексирования (DWDM) появилась возможность реализации, так называемых, дифференциальных услуг (Diff Serv), реализуемых также с использованием интеллектуальных методов. Примером общегосударственной интеллектуальной сети может служить французская служба Видеотекс, которая носит название Minitel, обеспечивающая доступ к базе данных абонентских номеров и к различным информационным услугам с помощью инфраструктуры телефонной сети общего пользования (ТФОП) [1..4].

Всякая интеллектуальная система предполагает в процессе функционирования принятие каких-либо решений, оценок или выводов, которые, естественно, следует осуществлять наилучшим образом, то есть оптимально. Принятие же оптимальных решений и выводов в процессе функционирования представляет собой суть проблемы оптимального управления. Таким образом, исследование той или иной интеллектуальной системы непосредственно связано с исследованием процедур управления.

Практика показывает, что в условиях переходного периода в современных ТКС используется большое разнообразие технологий: ATM, FR, X.25, SDH, PDH, MPLS, xDSL, DPT, DWDM. Это многообразие не всегда позволяет получать ожидаемые результаты от использования той или иной технологии, особенно, если приходится пользоваться комплексированными ТКС, имеющими гетерогенную структуру. Соответственно и сама подсистема управления, являясь распределенной и гетерогенной, обладает рядом свойств, требующих детального дополнительного исследования.

Постановка задачи. В технологии ATM и в уже стремящейся на смену ей технологии MPLS, являющейся более совершенной, способной интегрировать как саму ATM, так и frame relay, в качестве главного ограничения выступает QoS-качество предоставляемых услуг, для чего используются различные методы управления [3]. Имеется целый ряд концепций этого управления, в том числе и разработанные в последние годы рекомендации Internet Engineering Task Force-IETF (RFC 2702 «Requirements for Traffic Engineering Over MPLS»). При этом сам термин Traffic Engineering (TE) часто используется как обобщенное понятие для характеристики задач управления и оптимизации в ТКС [2,3,4]. В современных концепциях управления, например, TMN – (Telecommunication Management Network), это управление реализуется с использованием отдельной подсистемы, которая может быть независимой от основной системы. Управление всеми ресурсами, сетевыми элементами (Network Element – NE) осуществляется через систему поддержки операций (Operation, Support System-OSS).

Во всех задачах, реализующих управление сетевыми элементами, резервом, доступом, элементами технического обслуживания (EML), самой сетью (NML), услугами (SML), бизнесом (BML), а также при решении внешних по отношению ТКС задач управления, где сами элементы и каналы связи включаются в контур этого управления, чрезвычайно важными для выполнения условий устойчивости и влияния являются задержки τ при реализации указанных задач. В теории управления [4] такие задачи составляют суть решений с запаздывающим аргументом или систем с последствием [5,6,7].

Рассмотрим содержание и качество задач управления в предположении наличия случайных состояний управляемой системы и конечной точности результатов наблюдения и измерения.

Решение задачи. Как известно [5,6,7] для управляемых систем в качестве математической модели используют дифференциальные или разностные уравнения. Типичным уравнением состояния такой динамической системы является

$$dx(t)/dt = A(x(t),t) + B(x(t),u(t),t), \quad (1)$$

где $A(\cdot)$, $B(\cdot)$ – соответственно: матрицы состояния и управления, которые определяют инерциальные свойства системы (A_{ij}) и характер и масштаб управляющих воздействий (B_{ij}) системы. Состояние этой системы определяется параметрами $x^T = (x_1, x_2, \dots, x_N)$, $\forall i, j = \overline{1, N}$. Сами управления $u^T(t)$ находятся в результате решения соответствующей оптимизационной задачи по выбранному критерию [7].

Реализуемое в ТКС управление $u(t)$ обычно носит дискретную временную зависимость $u(k)$ и в состояние системы оно входит следующим образом:

$$x(k+1) = a(x(k),k) + b(x(k),u(k),k), \quad (2)$$

где матрицы $a(\cdot)$ и $b(\cdot)$ имеют смысл, совпадающий с соответствующими матрицами выражения (1). В линейном случае, когда зависимость $u = f(x)$ – линейная, получаем

$$x(k+1) = A(k)x(k) + B(k)u(k). \quad (3)$$

С учетом матрицы перехода $\Phi(k)$ состояние $x(k)$ можно представить в виде:

$$x(k) = \Phi(k)x(0) + \sum_{j=0}^{k-1} \Phi(j)B(k)u(k-j-1). \quad (4)$$

Уравнение наблюдения для рассматриваемой системы управления представляется в виде:

$$z(k) = H(k)x(k) + w(k), \quad (5)$$

где $H(k)$ – матрица наблюдения, имеющая размерность, соответствующую размерности вектора состояния $x(k)$, что обеспечивает наблюдаемость системы управления, а также является необходимым условием ее управляемости; $w(k)$ – вектор шумов наблюдения.

Допустимый закон формирования управления $u(k) = u(z(k),k) \in U$ находится с использованием критерия оптимальности. При выборе квадратичной функции потерь этот критерий носит условный по наблюдению характер и принимает вид:

$$I(z(k-1), u(k)) = \min_{u(k) \in U} M \left\{ \overline{x^T(k) S x(k) + \sum_{k=0}^K [x^T(k) Q(k) x(k) + u^T(k) R(k) u(k)] / z(k-1)} \right\},$$

$$k = \overline{1, K}, \quad (6)$$

где S и $Q(k)$ – неотрицательно определенные симметричные матрицы, определяющие минимум потерь в конце процесса управления и весомость отклонений координат системы от оптимальной траектории в процессе оптимизации; $R(k)$ – положительно определенная симметричная матрица, минимизирующая потери на само управление; M – знак математического ожидания.

Можно показать [6,10,11], что оптимальный закон управления $u_{opt}(k)$ может быть найден в виде:

$$u_{opt}(k) = f(V(z(k-1), k)), \quad (7)$$

где $V(\cdot)$ – функция Беллмана, удовлетворяющая условиям Ляпунова и граничным условиям $V(\cdot)|_{t=\infty} = D[\vec{u}(k)]|_{t=\infty}$.

Для рассматриваемого случая эта функция Беллмана принимает вид:

$$V(z(k-1), k) = \min_{u(k) \in U} \left\{ \hat{x}(k/k-1) \left[A^T(k) D(k+1) A(k) + Q(k) - L^T(k) \left[R(k) - \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. - B^T(k) D(k+1) B(k) \right] L(k) \right] \hat{x}(k/k-1) + \left[u(k) + L(k) \hat{x}(k/k-1) \right]^T \cdot \right. \\ \left. \left[R(k) + B^T(k) D(k+1) B(k) \right] \left[u(k) + L(k) \hat{x}(k/k-1) \right] + m(k) \right\} = \\ = \hat{x}(k/k-1) D(k) \hat{x}(k-1) + m(k), \quad (8)$$

где $L(k) = \left[R(k) + B^T(k) D(k+1) B(k) \right]^{-1} B^T(k) D(k+1) A(k)$;

$$m(k) = m(k+1) + T_2 \left[Q(k) P(k/k-1) + T_2 \left[D(k+1) K(k) \left[H^T(k) P(k/k-1) H(k) + R(k) \right] K^T(k) \right] \right];$$

$$D(k) = A^T(k) D(k+1) A(k) + Q(k) - L^T(k) \left[R(k) + B^T(k) D(k+1) B(k) \right] L(k);$$

$\hat{x}(k/k-1)$ – оценка текущего состояния системы, определяемая из рекурсивной процедуры Калмана-Бьюси по наблюдениям $z(k)$;

$P(k/k-1)$ – апостериорная дисперсия ошибки оценки текущего состояния $\hat{x}(k/k-1)$.

Само оптимальное уравнение находится по получаемым оценкам:

$$u_{opt}(k) = -L(k)\hat{x}(k/k-1). \quad (9)$$

Для линейных систем значение апостериорной дисперсии $P(k/k-1)$ не зависит от наблюдений, поэтому их значение можно получить априори. На рис. 1 представлен график $P(k/k-1)/\sigma^2$, где σ^2 – априорная дисперсия в зависимости от отношения уровней сигнал/шум в канале наблюдения.

Значение $P(k/k-1)$ при $k \rightarrow \infty$ для одномерных систем определяется выражением [11]:

$$P(\infty) = 2\sigma_x^2 / (1 + \sqrt{1 + P_c/P_w}), \quad (10)$$

где σ_x^2 – значение априорной дисперсии оцениваемого процесса.

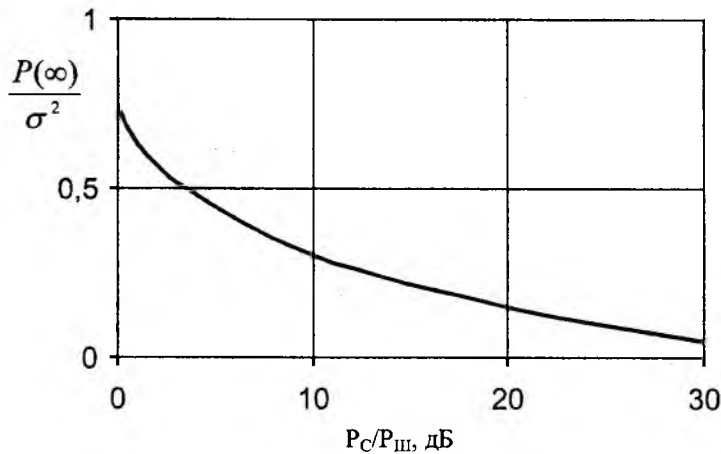


Рис. 1

Из графика следует, что с уменьшением уровня шумов ошибка оценки стремится к нулю, а точность оценки возрастает $\hat{x}(k/k-1)$ и, соответственно (9), улучшается точность управления $u(k)$. Учитывая то, что уровень шума в современных ВОЛС ничтожно мал, во многих случаях для управления в ТКС можно брать непосредственно те данные, которые поступают по каналам сигнализации, например, по ОКС-7. Если же необходимо повысить качество поступающей по линиям ОКС информации, то существует множество методов повышения ее помехозащищенности: кодирование, повтор, параллельная передача и др.

Совсем по-другому обстоит дело с наличием задержки в контуре управления. Рассмотрим влияние задержки несколько подробнее.

Если состояние управляемой системы $x(t)$ зависит не только от текущего времени t , но и от состояний $x(t-\theta)$ в моменты $t-\theta$, где θ – запаздывающий параметр, в общем случае распределенный в бесконечных пределах $-\infty < \theta < \infty$, то уравнение состояния приобретает иные по сравнению с (1) свойства. Такие уравнения носят название [8...11] функционально-дифференциальных или функционально-разностных. Примером такого функционально-дифференциального уравнения может быть

$$dx(t)/dt = A_1x(t) + A_2x(t-\tau) + Bu(t-\tau), \quad (11)$$

где A_1, A_2 – матрицы состояния; B – матрица управления; $\tau^T = (\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_N)$ – вектор задержек соответствующих координат состояния $x(\cdot)$ и управления $u(\cdot)$.

Запаздывание τ в задачах управления возникает как в силу инерционности в различных сетевых элементах, так и в силу распределенности в пространстве самой сети. Известно [7,11], что динамическая система с запаздыванием, типа (2), в зависимости от величины задержки теряет свою эффективность, а при определенных условиях и устойчивость.

Следует отметить, что наличие задержки τ имеет и другие последствия: система с задержками вида (10) не может считаться марковской, в отличие от вида (1) или (3). Исследование управляемых систем с задержкой в контуре управления уходит в глубину теории функционально-дифференциальных уравнений [8,9,10,11], что выходит за рамки наших исследований. Так, система, динамика которой описывается функционально-дифференциальным уравнением [9]

$$T \frac{dx(t)}{dt} + x(t) = -KF(x(t-\tau+\theta)) + Ku(t-\tau), \quad (12)$$

где T, K – постоянные коэффициенты; $u(t) = F(x(t+\theta))$, для $-t \leq \theta \leq 0$ имеет область устойчивого поведения лишь при определенной величине коэффициентов $K < 1$, которые определяют удельное влияние на систему как самой задержки, так и управления $u(t)$.

Вместе с тем, практически полезным является проведение имитационного моделирования по исследованию влияния качества управления от величины задержки в контуре управления.

Очевидно, что для системы с постоянными или медленно изменяющимися параметрами эта задержка будет оказывать меньшее влияние, чем для систем, инерционность изменения параметров которых соизмерима с ожидаемой задержкой. Поэтому для исследований необходимо использовать не саму задержку τ , а соответствующую относительную величину задержки

$$\Delta T = \frac{\tau_3}{\tau_{кор}}, \quad (13)$$

где τ_3 – величина задержки; $\tau_{кор} = 1/\alpha$ – интервал корреляции случайных изменений состояния системы. Значения α_{ij} входят компонентами в матрицу состояния $A(t)$, где на главной диагонали α_{ij} – величины, обратные интервалам корреляции, а на побочных – обратные интервалам взаимной корреляции. Для дискретных систем (3) элементами матриц $A(k)$ являются значения $\alpha_{ij} = \exp\{-\alpha_{ij}\Delta k\}$, где Δk – шаг дискретизации. Исследования показывают, что с ростом задержки соответственно увеличивается апостериорная дисперсия $P_\tau(k, k-1)$.

На рис. 2 представлены графики зависимости относительной апостериорной дисперсии при наличии задержки $P_\tau / P(k, k-1)$ от величины относительной задержки ΔT при различных отношениях уровней сигнал/шум.

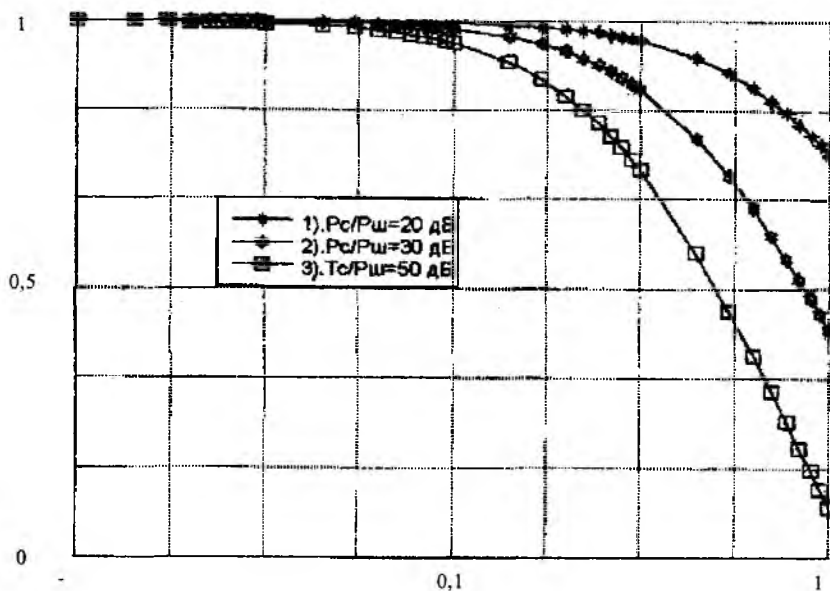


Рис. 2

Обсуждение результатов. Как следует из результатов имитационного моделирования, задержка в контуре управления приводит к потерям качества этого управления тем большим, чем больше эта задержка. Из рис.2 следует, что в тех системах, где качество самого управления низкое (при низких P_c / P_w), величина задержки ΔT сказывается меньше. В системах с высоким качеством управления (при $P_c / P_w = 50$ дБ) эти потери резко возрастают, очевидно потому, что качественную систему легче испортить, чем менее качественную.

Влияние величины задержки ΔT зависит от инерционности системы. Это влияние практически не заметно, если оно не превышает $0,01 \tau_{кор}$, при $\tau_3 \approx 0,1 \tau_{кор}$ потери составляют около 5-10%, затем при увеличении $\tau_3 > 0,1 \tau_{кор}$ эти потери резко увеличиваются.

Заключение. Интеллектуальная поддержка, все шире используемая в современных ТКС, опирается на реализацию различных алгоритмов оптимального управления, качество которых зависит не только от их конкретного практического воплощения, но и от параметров отдельных элементов самих телекоммуникационных сетей. Таким образом, при любых технологиях управления (TMN, TINA или иных) будут существовать объективные ограничения, влияющие на качество решения тех или иных интеллектуальных задач. Учет этих ограничений позволяет прогнозировать потери при решении задач интеллектуальных систем.

Список литературы: 1. ITU-T. Recommendations Q. 1200...Q. 1208. Helsinki, 1993. 2. Лихтциндер Б.Я., Кузякин М.А., Росляков А.В., Фомичев С.М. Интеллектуальные сети связи. М.: Эко-Трендз, 2000. 200 с. 3. Гольшико А.В., Лескова Н.А. Телекоммуникационные сети: вечная динамика. 4. Jajszczyk A. What is Future of the telecommunication Networking? IEEE Communications Magazine. June. 1999. 4. В.Олифер, Н.Олифер. Искусство оптимизации трафика // Журнал сетевых решений LAN. М. 2001. С.38 – 47. 5. Справочник по теории автоматического управления / Под ред. А.А. Красовского. М.: Наука, 1987. 712 с. 6. Колмановский В.Б., Носов В.Р. Устойчивость и периодические режимы регулируемых систем с последствием. М.: Наука, 1981. 448 с. 7. Хайл Дж. Теория функционально-дифференциальных уравнений. М.: Мир, 1984. 421 с. 8. Мышкис А.Д. Линейные дифференциальные уравнения с запаздывающим аргументом. М.: Наука, 1972. 352 с. 9. Красовский Н.Н. О применении второго метода А.Н. Ляпунова для уравнений с запаздываниями времени // Прикл. мат. мех., 1956. Т. 20, вып.3. С. 315 – 327. 10. Зуев С.И. проблемы управления в телекоммуникационных системах и сетях // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып.123. С.26 – 29. 11. Захарченко М.В., Олійник В.Ф., Поповський В.В., Горохов В.Ф. Основи теорії систем зв'язку. Одеса. ОНАЗ-2001. 149 с.

ОБЩАЯ ТЕПЛОВАЯ МОДЕЛЬ ОДНОБЛОЧНЫХ РАДИОЭЛЕКТРОННЫХ АППАРАТОВ И ЕЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ

Радиоэлектронный аппарат представляет собой с теплофизической точки зрения сложную систему тел в виде набора большого количества радиоэлементов, размещенных на монтажных платах или на шасси (рис. 1а). Все эти тела помещаются в оболочку – кожух аппарата, который выполняет или функцию герметизации, или пылезащиты, или защиты от внешних повреждений и т. д.

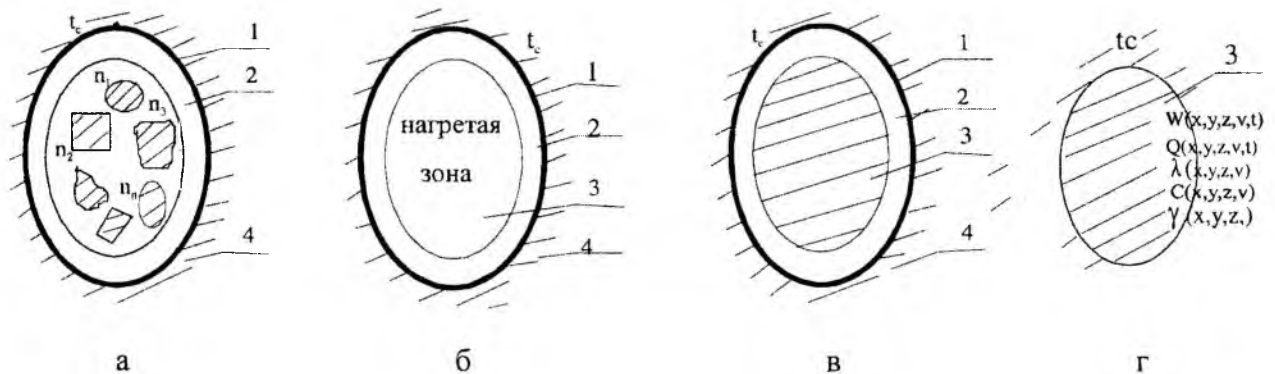


Рис. 1

Предпринятые, начиная с шестидесятых годов, широкие исследования теплофизических свойств сложных тепловых систем РЭА позволили проф. Дульневу Г.Н. и его ученикам ввести понятие о нагретой зоне аппарата 3, которое стало фундаментальным в теории последующих исследований тепловых режимов РЭА.

Нагретой зоной называется [1] часть объема аппарата, занятого шасси или платами и смонтированными на них элементами. Таким образом, тепловая модель РЭА из сложной системы тел перешла в трехсоставную систему (рис. 1б). Такая тепловая модель позволила создать аналитический аппарат для расчета средних температур кожуха 1 и нагретой зоны 3.

Поверхность нагретой зоны и кожух рассматривались как изометрические поверхности со средней поверхностной температурой t_k и t_s . Однако, такая модель не позволяла исследовать объемное температурное поле нагретой зоны, что особенно важно для современной микроэлементной базы с высокой плотностью монтажа. Исследования структуры нагретых зон одноблочных аппаратов, собранных на микромодулях [2], показало, что нагретые зоны, состоящие из однотипных элементов, представляют собой упорядоченные системы, полученные путем многократного повторения элементарной ячейки вдоль осей симметрии. Элементарная ячейка включает в себя элемент с участком платы и заполнитель. Такая нагретая зона может рассматриваться как квазиоднородное твердое тело. Теплопроводные свойства элементарной ячейки и системы в целом могут изменяться в трех основных направлениях осей симметрии системы $\lambda_x, \lambda_y, \lambda_z$, т.е. полученное тело следует рассматривать как анизотропное по теплопроводности вдоль главных осей симметрии. Это также подтверждено расчетом и экспериментом при изучении температурных полей микромодульных аппаратов [1,2,3].

Исследование структуры нагретых зон РЭА с габаритными разнотипными элементами и малотеплопроводным заполнителем 2 (воздух) показали, что понятие квазиоднородного, анизотропного тела может быть распространено на все РЭА независимо от того, из однотипных или разнотипных элементов собрана нагретая зона [4 – 6].

Расчеты стационарных и нестационарных температурных полей РЭА, собранных на разнотипной элементной базе (резисторы разной ваттности, транзисторы, малогабаритные электромагнитные реле, полупроводниковые элементы, микромодули, интегральные схемы и т. д.) с представлением нагретой зоны в виде квазиоднородного анизотропного твердого тела, удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными [6,7].

Таким образом, приходим к выводу, что при исследовании температурных полей РЭА, собранных на современной малогабаритной элементной базе, их тепловая модель может быть представлена в виде трех составной системы тел: кожух, наполнитель, квазиоднородное анизотропное по теплопроводности твердое тело – нагретая зона.

Из общего класса аппаратов, описываемых тепловой моделью (рис. 1в), рассмотрим РЭА с достаточно тонким металлическим кожухом, так что полная теплоемкость кожуха c_k (Джс/град.) будет меньше полной теплоемкости нагретой зоны c (Джс/град.) – этим ограничениям подчиняется широкий класс аппаратов, используемых в системах автоматического управления и др., так как оно совпадает с требованием минимизации веса конструкции. Как показано в работе [7], в таких моделях можно пренебречь аккумуляцией (накоплением) тепла кожухом, действие кожуха сказывается лишь на количественном изменении взаимодействия нагретой зоны с окружающими аппарат стоками энергии.

С учетом этих ограничений приходим к тепловой модели аппарата в виде квазиоднородного анизотропного тела с формой и размерами нагретой зоны (рис. 1г).

Для изучения температурного поля полученной тепловой модели необходимо установить характер энергетических воздействий в системе тело – окружающая среда. В нагретой зоне действуют источники тепла (источниками тепла являются радиоэлементы, рассеивающие тепло в виде джоулевых потерь в активных элементах, потери на вихревые токи в трансформаторах, дросселях и т. д.), которые характеризуются некоторой удельной мощностью w (Вт/м³). В общем случае мощность рассеивания может зависит от температуры (ϑ), времени (τ), если блок функционирует по определенным временным диаграммам, координат x, y, z , характеризующих характер распределения источников по объему нагретой зоны, т.е. $W=W(x, y, z, \vartheta, \tau)$. Естественно, если ограничиться только источниками тепла, то вся выделяемая тепловая энергия пойдет на нагревание элементов нагретой зоны, т.е. температура их начнет неограниченно возрастать во времени. Такие системы, с теплофизической точки зрения, являются неустойчивыми и могут функционировать лишь в течение строго определенного отрезка времени, т.е. являются аппаратами однократного или кратковременного действия. В практическом применении такие аппараты составляют небольшой процент. Основная масса РЭА предназначена для длительного функционирования, т.е. температура в нагретой зоне должна быть ограничена. А это значит, что наряду с источниками энергии система (рис. 1г) должна иметь стоки тепловой энергии, с удельной мощностью $Q(x, y, z, \vartheta, \tau) \frac{Вт}{м^3}$ в объеме нагретой зоны или с удельной мощностью $Q_s(S, \vartheta_s, \tau)$, размещенные на поверхности нагретой зоны (кожуха) аппарата.

Если будет иметь место тождество, начиная с момента начала функционирования аппарата

$$W=Q \text{ при } 0 < \tau \leq \infty, \quad (1)$$

то будем иметь «идеальную» систему охлаждения, так как прогрев аппарата будет полностью снят.

Если тождество (1) начнет выполняться спустя некоторое время $\tau_{уст}$ после начала функционирования аппарата:

$$W=Q, 0 < \tau \leq \tau_{уст}. \quad (2)$$

$$W \equiv Q, \tau_{уст.} < \tau < \infty, \quad (3)$$

– то элементы нагретой зоны аккумулируют определенную часть тепловой энергии (ΔI), определяемую интегралом

$$\Delta I = \int_v \int_0^{\tau_{уст.}} (W - Q) \cdot dv \cdot d\tau \text{ (Дж)},$$

что вызовет повышение температуры в различных точках аппарата до некоторого установившегося значения $\vartheta_{ст.}$, определяемого условием (3). Системы, в которых выполняются условия (1), (2), (3), с теплофизической точки зрения являются устойчивыми, т.е. способными к многократному, длительному функционированию. Для РЭА, устойчивая тепловая система лишь тогда будет удовлетворять нормальным условиям работы аппарата, когда она обеспечивает требуемый тепловой режим; т.е. приходим к задаче синтеза тепловой системы, включающей в себя собственно радиоэлектронный аппарат и систему охлаждения (стоки тепла) с заданным тепловым режимом. Дифференциальное уравнение теплопроводности для квазизнородного, анизотропного твердого тела (рис.1г) с источниками (W), а также объемными (Q) и поверхностными (Q_s) стоками тепловой энергии, граничные и начальные условия запишутся в следующем виде :

$$\frac{d\vartheta}{d\tau} = \frac{1}{c\gamma} \operatorname{div}[\lambda \cdot \operatorname{grad}\vartheta] + \frac{W}{c\gamma} - \frac{Q}{c\gamma}, \quad (4)$$

$$-\lambda \frac{d\vartheta}{dn} \Big|_s = Q_s, \quad (5)$$

$$\vartheta(x, y, z, 0) = 0, \quad (6)$$

$$\vartheta(x, y, z, \nu) = t(x, y, z, \tau) - t_c, \quad (7)$$

где $c(x, y, z)$ – удельная теплоемкость, Дж/кг.град.;

$\gamma(x, y, z)$ – плотность, кг/м³; $\lambda(x, y, z)$ – теплопроводность, Вт/м.град;

n – направление нормали к поверхности нагретой зоны;

t – температура окружающей среды, °С.

Исследования [3] показывают, что для интервала температурных режимов РЭА, не превышающих 100 °С, теплофизические коэффициенты c , λ , γ практически не зависят от температуры. Зависимость λ от координат выражается анизотропностью вдоль основных осей x, y, z , перпендикулярных к поверхности граней нагретой зоны и кожухом. Учет зависимости c и γ от координат, W и Q от температуры и времени может быть осуществлен, если использовать численные методы решения уравнения теплопроводности (4) – (7), например, метод элементарных балансов [4].

Для получения аналитического решения и выявления параметров синтеза и их влияния на температурный режим (правильное наложение ограничений) примем следующие ограничения:

$$c(x, y, z, \vartheta) \equiv c, \quad \gamma(x, y, z, \vartheta) \equiv \gamma,$$

$$W(x, y, z, \vartheta, \tau) = W(x, y, z), \quad Q(x, y, z, \vartheta, \tau) = Q_0 + q_0 \cdot \vartheta; \quad Q_s = k \cdot \vartheta, \quad (8)$$

где q_0 – температурный коэффициент мощности, или его принято называть для жидкостных и газовых систем охлаждения объемным коэффициентом теплообмена, Вт/м². град. Из (8)

следует, что объемные стоки тепла (Q) распределены равномерно по всему объему нагретой зоны, а поверхностные стоки – по поверхности, и мощность их линейно растет с ростом температуры элементов и поверхности нагретой зоны РЭА. Такая схема, как показывает литературный обзор, типично для существующих систем охлаждения. С учетом влияния кожуха выражение для K примет вид:

$$K = \frac{K^{iii} \cdot \frac{S_k}{S}}{1 + \frac{K^{iii} \cdot S}{\alpha \cdot S_k}}, \quad (9)$$

где K – коэффициент теплообмена поверхности кожуха с окружающей средой, Вт/м².град.;

K^{iii} – коэффициент теплообмена через газовую прослойку от нагретой зоны к кожуху, Вт/м².град.;

α – коэффициент теплообмена между поверхностью кожуха и окружающей средой.

Методика расчета K^{iii} и α для поверхностей кожуха и газовых прослоек приведена в работах [1,3,4,5]. Исследования показывают, что расчеты коэффициентов K^{iii} и α для нестационарных режимов следует вести по стационарной температуре. Совпадение экспериментальных данных и расчетов получаются при этом наилучшими [3,4,5].

С учетом ограничений (8) уравнение теплопроводности (4), начальные и граничные условия для анизотропных нагретых зон РЭА в форме параллелепипеда, если начало прямоугольной системы координат поместить в центр параллелепипеда, а распределение источников и условия теплообмена (стоков) на гранях параллелепипеда принять симметричными, примут вид:

$$\frac{d\vartheta}{d\tau} = \frac{1}{c\gamma} \left[\lambda_x \frac{d^2\vartheta}{dx^2} + \lambda_y \frac{d^2\vartheta}{dy^2} + \lambda_z \frac{d^2\vartheta}{dz^2} \right] + \frac{W(x, y, z)}{c\gamma} - Q_0(x, y, z) - \frac{q_v\vartheta}{c\gamma}, \quad (10)$$

$$\left[\lambda_i \frac{d\vartheta}{di} + k_i\vartheta \right]_{i=l_i} = 0, \quad i=x, y, z, \quad (11)$$

$$\left. \frac{d\vartheta}{di} \right| = 0, \quad i=x, y, z, \quad (12)$$

$$\vartheta(x, y, z, 0) = 0, \quad (13)$$

где $2l_i$ – длина стороны параллелепипеда соответственно вдоль осей x, y, z .

Список литературы: 1. Дульнев Г.Н., Тарнавский Н.Н. Тепловые режимы электронной аппаратуры. Л.: «Энергия», 1971. 287 с. 2. Дульнева Н.М. Исследование тепловых режимов радиоэлектронных блоков в микромодульном исполнении: Автореф. диссертации канд. техн. наук / Л, 1972. 21 с. 3. Майко И.М., Синотин А.М. Экспериментальное определение эффективной теплопроводности нагретых зон РЭА // Вопросы радиоэлектроники. 1972. № 2. 6 с. 4. Майко И.М. Исследование нестационарных тепловых режимов РЭА: Автореф. диссертации канд. техн. наук / ЭНИН. 1971. 5. Майко И.М., Синотин А.М., Детинов Ю.М. О теплофизическом конструировании одноблочных радиоэлектронных аппаратов с заданным тепловым режимом // Вопросы радиоэлектроники. 1974. № 1. 8 с. 6. Лыков А.В. Теория теплопроводности. Госэнергоиздат. 1952. 7. Михеев М.А. Основы теплопередачи. Госэнергоиздат. 1956. с. 315.

РАСЧЕТ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПОЛЕЙ, СОЗДАВАЕМЫХ НАГРЕВАТЕЛЯМИ ДЛЯ АКТИВНОГО ТЕПЛОВОГО НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ (АТНК)

Введение

Неразрушающий контроль (НК) качества промышленной продукции является неотъемлемой частью современного производства. Тепловой неразрушающий контроль (ТНК) все шире проникает в сферу производства и эксплуатации, позволяя получать информацию о состоянии контролируемого объекта, недоступную другим методам контроля.

Метод теплового неразрушающего контроля (ТНК) основан на взаимодействии теплового поля объекта с чувствительными термометрическими элементами, преобразовании параметров поля в параметры электрического сигнала и передаче его на регистрирующее устройство (РУ). При этом в зависимости от наличия или отсутствия внешнего источника энергии различают пассивный и активный ТНК. Эти методы обладают рядом характеристик, привлекающих внимание как разработчиков дефектоскопической аппаратуры, так и промышленных потребителей. Это – высокая чувствительность к изменению теплофизических характеристик объектов контроля, наличию источников и утечек тепла, изменению геометрических размеров объектов контроля: дистанционность; уникальная производительность контроля, сравнимая лишь с оптическими методами; безопасность в обслуживании.

Активный ТНК (АТНК) предусматривает воздействие источника теплового возбуждения (ИТВ) на объект контроля (ОК), имеющий в исходном состоянии температуру окружающей среды и регистрацию отклика ОК на внешнее воздействие. В зависимости от взаимного расположения ИТВ и РУ относительно ОК, согласно ГОСТ 23483 – 79 существует несколько способов контроля. Основными из них являются односторонний (а) и двусторонний (б) способы, схематично представленные на рис.1, где показаны: 1 – источник нагрева (ИТВ); 2 – объект контроля (ОК); 3 – устройство регистрации (РУ).

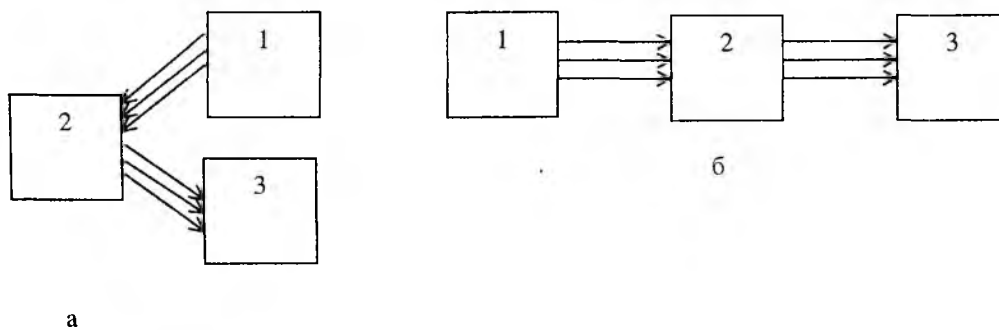


Рис. 1

В свою очередь ИТВ согласно ОСТ 1.42107 – 81 разделяются на 1) точечные; 2) полосовые; 3) площадочные.

В настоящее время существует большое количество различных типов ИТВ (лазеры [1], плазмотроны [2], вихревые трубы [3,4], лампы накаливания [5,6] и т.д.).

Однако, как показывает литературный анализ, вопросы разработки высокостабильных и равномерных полосовых и площадочных излучателей с регулируемым временем нагрева не нашли достаточного отражения. Практически отсутствуют инженерные расчеты параметров таких нагревателей, методика их поверки и аттестации. Решение этих вопросов особенно актуально при разработке и создании систем тепловой дефектотрии. С этой точки зрения наиболее подходящими являются нагреватели, сконструированные на базе трубных галоген-

ных ламп типа КГ и КГТ, снабженных отражателями различного типа [7,8]. Целесообразность и перспективность применения галогенных ламп для формирования заданного температурного поля при тепловой дефектоскопии обусловлена тем, что эти лампы по энергетическим, эксплуатационным и конструктивным параметрам превосходят все известные ИК – излучатели [9 – 11]. Существенными преимуществами использования галогенных ламп являются:

- очень малая тепловая инерционность;
- возможность гибкого управления распределения потоков лучистой энергии по поверхности нагреваемого объекта контроля;
- достаточная для большинства задач теплового контроля плотность облучения нагреваемого объекта: для большинства галогенных ламп удельная плотность излучения с единицы площади тела накала $R_{Т.Н.}$ составляет при номинальном питающем напряжении величину $0,7 - 1,7 \times 10^6 \text{ Вт/м}^2$.

1. Постановка задачи

Для целей АТНК основными параметрами нагревателя являются: плотность потока энергии E [Вт/м^2], создаваемая источником на заданной площадке, и неравномерность нагрева на заданной площади. Допустимый уровень неравномерности составляет $\eta \leq 5 \%$. Рассматриваются два типа излучателей: 1) полосовой ИТВ излучательного типа, основными параметрами которого являются мощность излучения Q , длина тела накала L ; 2) площадочный ИТВ, состоящий из N трубчатых излучателей (например, галогенных ламп) конструкция которого включает плоский отражатель с закругленными краями. Конструктивные параметры площадочного ИТВ показаны на рис. 2.

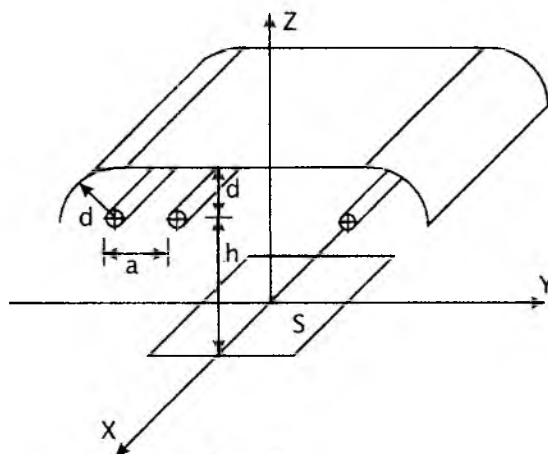


Рис. 2

Задачей проектирования для площадочного ИТВ является определение минимального числа нагревателей и их расположения (параметры h , a , d на рис. 2), обеспечивающих требуемые значения плотности потока энергии ψ и неравномерности на заданной площади S .

2. Моделирование теплового поля, создаваемого полосовым ИТВ

В авиакосмической индустрии, машиностроении и других отраслях весьма часто ставится задача одностороннего АТНК цилиндрических объектов. При контроле объектов цилиндрической формы полную развертку можно получить путем вращения объекта. При этом полоса нагрева, полоса сканирования и ось вращения объекта должны быть параллельны [9,12].

При контроле плоских объектов сканирование поверхности производится путем перемещения всего объекта. При этом полоса нагрева и линия сканирования перпендикулярны

направлению перемещения. В качестве регистрирующего устройства применяется радиометр с одноосевым сканированием (сканер) [13]. Обработка результатов контроля проводится в режиме восстановления кадра.

Полосовые ИТВ создаются на основе одного линейного элемента и служат для тепловой накачки как плоских, так и цилиндрических объектов контроля. Как правило, полосовые ИТВ работают в непрерывном режиме. В качестве полосовых ИТВ используют линейные излучатели на основе спиральных кварцевых ламп, галогенных ламп, спиральных нагревателей с открытым телом накала.

Для целей АТНК основными параметрами нагревателя являются: плотность потока энергии E [Вт/м²] создаваемая источником на заданной площадке, и неравномерность нагрева на заданной площади η , %.

Освещенность, создаваемая одним цилиндрическим излучателем, параллельным плоскости xOy и оси Ox с началом в центре координат, выражается формулой (1) [14]:

$$E = \frac{Qh}{8\pi L(h^2 + y^2)} \left(\arctg \frac{L/2 + x}{\sqrt{h^2 + y^2}} + \frac{1}{2} \sin \left(2 \arctg \frac{L/2 + x}{\sqrt{h^2 + y^2}} \right) + \arctg \frac{L/2 - x}{\sqrt{h^2 + y^2}} + \frac{1}{2} \sin \left(2 \arctg \frac{L/2 - x}{\sqrt{h^2 + y^2}} \right) \right), \quad (1)$$

где: Z_l – высота излучателя; x, y – координаты, в которых вычисляется освещенность; L – длина излучателя; Q – мощность излучателя. Величины, входящие в выражение (1), показаны на рис. 3.

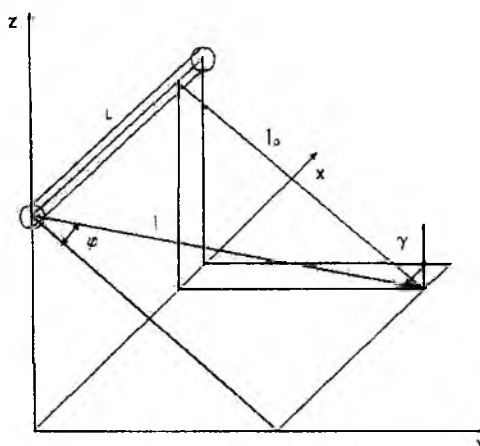


Рис. 3

На рис. 4 показано распределение мощности нагрева на поверхности плоского объекта контроля от полосового излучателя, полученное согласно выражению (1). В качестве полосового излучателя была взята стандартная галогенная лампа КГ-220-425 со следующими характеристиками: $L = 226$ мм., $Q = 425$ Вт., диаметр колбы лампы $D = 8$ мм. Высота излучателя $Z_l = 3$ см, отражатель – отсутствует.

Согласно литературным сведениям, введение отражателя (обычно цилиндрического или конического) [15,16] позволяет повысить мощность нагрева ОК до 30%.

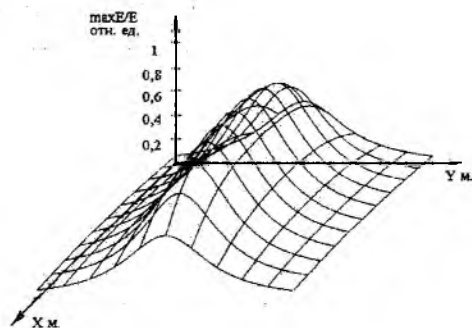


Рис. 4

3. Моделирование теплового поля, создаваемого площадочным ИТВ

Площадочный ИТВ создается на основе N линейных излучателей с отражателем. Поле освещенности E объекта может быть рассчитано как суперпозиция полей освещенности, создаваемых каждым излучателем (реальным или мнимым) в отдельности.

$$E = \sum_{i=1}^N E(x, a((N+1)/2 - i), h) + k \sum_{i=1}^N E(x, a((N+1)/2 - i), h + h_1) + kE(x, -a(N-1)/2, h) + kE(x, a(N-1)/2, h), \quad (2)$$

где k – коэффициент отражения поверхности отражателя.

Для решения задачи были выбраны стандартные галогенные лампы КГ-220-360 и КГ-220-425 со следующими характеристиками: $L_1 = 128$ мм., $Q_1 = 360$ Вт; $L_2 = 226$ мм., $Q_1 = 425$ Вт. Диаметр колбы ламп $D = 8$ мм. Размер площади нагрева – 10 см^2 .

В таблице 1 показано изменение неравномерности η для точечных источников в зависимости от изменения шага a и количества N источников. Было выбрано минимально возможное количество источников излучения $N = 6$, обеспечивающих допустимый уровень неравномерности. Как видно из табл.1 при увеличении количества источников можно добиться более низкой неравномерности освещенности поверхности объекта.

Таблица 1

N	2	3	4	5	6
$\eta, \%$	34,8	16,9	8,9	7,6	3,9
$a, \text{ мм}$	60	41	33	29	29

Вычисления были произведены для точечных источников, удаленных от поверхности объекта на расстояние $h = 20$ мм для расстояний между источниками, обеспечивающих минимальную неравномерность на отрезке длиной $l = 100$ мм.

Используя выражение (2) для решения задачи с выбранными типами излучателей были получены следующие оптимальные характеристики двух нагревателей с зеркальным отражателем, показанные в таблице 2.

Таблица 2

Тип источника	$h, \text{ мм}$	$a, \text{ мм}$	$d, \text{ мм}$	$E, \text{ кВт/м}^2$	$\eta, \%$
1	150	46	15	10	6,9
2	20	23,5	15	45,6	2,5

Как видно из таб. 2. для первого типа излучателей невозможно получить решение, удовлетворяющее требуемой неравномерности потока энергии. Это связано со значительным

влиянием длины источника излучения на неравномерность освещения при длине источника, сравнимой с длиной освещаемой поверхности.

Поля плотности потока энергии на поверхности ОК, создаваемые разработанными площадочными ИТВ, показаны на рис. 5, где а) – 1-й; б) – 2-й ИТВ.

Вычислительный эксперимент показал, что при варьировании расстояния между отражателем и источниками излучения можно добиться уменьшения неравномерности на 0,5% при уменьшении освещенности на 20%.

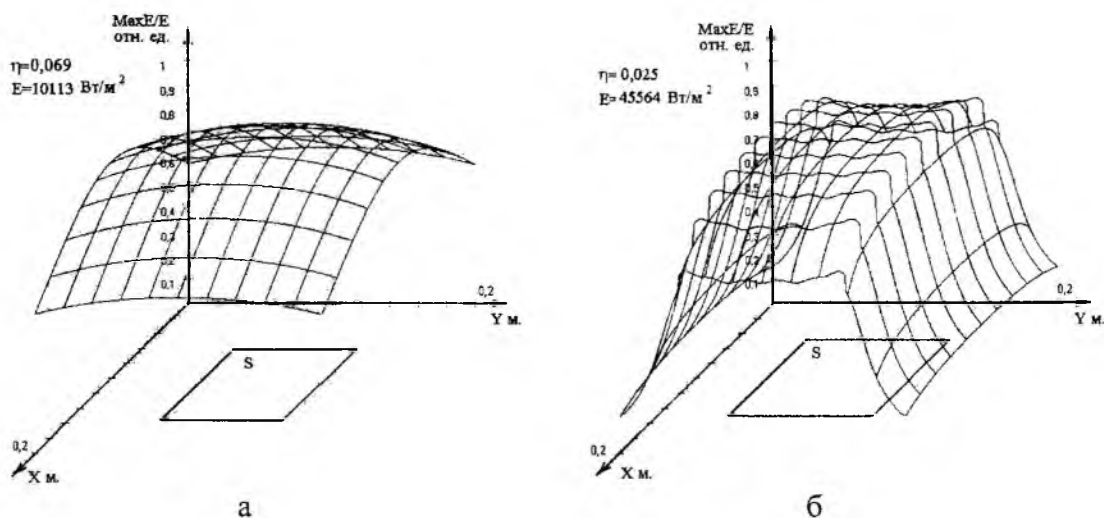


Рис. 5

Для повышения производительности АТНК представляет практический интерес конфигурация теплового поля, создаваемого плоским ИТВ на поверхности цилиндрических объектов [17]. На рис. 6 показана конфигурация теплового поля, формируемого разработанным ИТВ (2-й ИТВ из таблицы 2) на объекте цилиндрической формы с радиусом 40 мм, при $Z_1 = 3$ см.

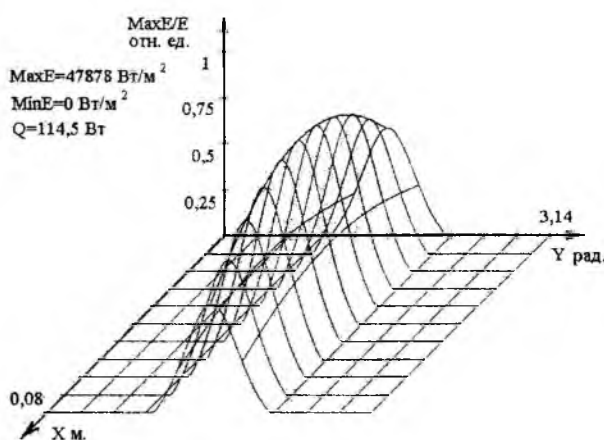


Рис. 6

Из рис. 6 следует, что нагрев площадочными ИТВ цилиндрических объектов является существенно неравномерным. При проведении тепловой дефектометрии и томографии это необходимо учитывать, что и делается программными методами по специальным методикам [18].

Выводы

1. Разработана методика расчета пространственно– энергетических характеристик теплового поля, создаваемого одиночным полосовым ИТВ.
2. Разработана методика расчета пространственно– энергетических характеристик теплового поля, создаваемого площадочным ИТВ, образованным из N полосовых элементов.
3. Разработано экспериментальное площадочное ИТВ на основе стандартных галогенных ламп КГ-220-425 с показателем неравномерности нагрева $\eta = 2,5 \%$ и мощностью $E = 45,6 \text{ кВт/м}^2$.
4. На основе разработанных методик проведено моделирование теплового поля, создаваемого площадочным ИТВ на поверхности плоского и цилиндрического объектов.

Список литературы: 1. Бекешко И.А., Упадышев А.Б. Выявление дефектов в тонкостенных трубах по распределению тепловых полей поверхности // Дефектоскопия. 1970. № 2. С. 106 – 110. 2. Бекешко И.А. Тепловой дефектоскоп для контроля изделий цилиндрической и конической формы // Дефектоскопия. 1978. № 1. С. 111 – 112. 3. Гавинский Ю.В., Ворожцов Б.И. и др. Принципы построения системы теплового контроля с применением вихревых труб // Дефектоскопия. 1984. № 11. С. 35 – 41. 4. Гавинский Ю.В. Устройство для теплового зондирования материалов и конструкций с применением тепловой трубы // Дефектоскопия. 1981. № 2. С. 60 – 64. 5. Щербаков В.Г., Плохов Ю.П. и др. Тепловой метод неразрушающего контроля крупногабаритных изделий из углепластика // Дефектоскопия. 1983. № 6. С. 58 – 60. 6. Попов Ю.А., Карпельсон А.Е. и др. Тепловой контроль качества многослойных изделий // Дефектоскопия. 1976. № 3. С. 76 – 81. 7. Рапопорт Д.А., Будадин О.Н. Модель автоматизированного неразрушающего теплового контроля // Дефектоскопия. 1983. № 12. С. 65 – 72. 8. Рапопорт Д.А., Щитцов В.С. и др. Тепловизионная система неразрушающего контроля качества изделий // Дефектоскопия. 1978. № 2. С. 67 – 71. 9. Рапопорт Д.А., Будадин О.Н. Тепловизионная механизированная система для неразрушающего контроля малогабаритных изделий из полимерных материалов // Дефектоскопия. 1981. № 5. С. 102 – 104. 10. И.А. Бекешко И.А., Лепарский А.Н. и др. Исследование скрытых неоднородностей в плоских диэлектрических материалах тепловыми методами // Дефектоскопия. 1976. № 6. С. 128 – 130. 11. Попов Ю.А., Кеткович А.А. и др. Обнаружение отслоений в трехслойных изделиях с использованием быстродействующего тепловизора // Дефектоскопия. 1975. № 6. С. 62 – 67. 12. Стороженко В.А., Денисов С.С. и др. Тепловой дефектоскоп для неразрушающего контроля цилиндрических изделий // Дефектоскопия. 1978. № 4. С. 102 – 103. 13. Стороженко В.А., Рапопорт Д.А. и др. Тепловизор с одноосевым оптико – механическим сканированием. // Оптико – механическая промышленность. 1977. № 12. С. 23 – 24. 14. Мешков С.Н., Гаптракипов А.А. Площадочный нагреватель для теплового неразрушающего контроля (АТНК) // Неруйнівний контроль конструкційних та функціональних матеріалів: Зб. наук. праць/ Фіз. – мех. ін – т ім. Г.В. Карпенка НАНУ. Львів, 2002. С. 172 – 174 (Фіз. методи контролю середовищ, матеріалів та виробів; Вип. 7). 15. Бураковский Т., Гизинский Е. и др. ИК излучатели: Пер. с польского Л.: Энергия, 1978. 408 с. 16. Стороженко В.А., Денисов С.С. Полосовой нагреватель / Материалы семинара «Тепловые и капиллярные методы и средства неразрушающего контроля неметаллических и металлических материалов. 1978. г. Азов. С. 88 – 89. 17. Мешков С.Н., Мельник С.И. Тепловой контроль и диагностика объектов с поверхностью тел вращения, (см. 14). С. 169 – 171. 18. J. F. Pelletier, E. Grinzato и др. Shape and uneven heating correction for NDT on cylinders by thermal methods, Conference QIRT 96 – Eurotherm Series 50, Stuttgart, Germany, September 2-5. 1996. pp. 263 – 268.

Сокращения названий периодических изданий
в пристатейных списках литературы

ТИИЭР – Тр. Ин-та инженеров по электротехнике и радиоэлектронике

IEEE – Inst. of Electrical and Electronics Eng.

IRE – Inst. of Radio Eng.

УДК 621.371.3

Полигональные числа и рассеяние электромагнитных волн на пространственных решётках резонансных магнитодиэлектрических сфер / А.И. Козарь // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 129. С. 5 – 13.

Рассмотрено решение задачи о рассеянии электромагнитных волн на специальных сложных пространственных решётках резонансных сфер, пространственное распределение которых подчинено фигурным полигональным числам. Получены выражения для рассеянных полей.

Ил. 5. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.371.3

Полігональні числа і розсіювання електромагнітних хвиль на просторових ґратках резонансних магнітодіелектричних сфер / А.І. Козарь // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 129. С. 5 – 13.

Розглянуто розв'язання задачі про розсіювання електромагнітних хвиль на спеціальних складних просторових ґратках резонансних сфер, просторове розподілення яких підпорядковане фігурним полігональним числам. Одержані вирази для розсіяних полів.

Іл. 5. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.371.3

The polygon numbers and electromagnetic waves scattering on spatial lattices grate of the resonant magnetodielectrical spheres / A.I. Kozar // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 129. P. 5 – 13.

Solution of the problem of electromagnetic waves scattering on the resonant spheres special composite spatial lattices was considered; their spatial distribution is submitted to figured polygon numbers. The expressions for the scattered waves are derived.

5 fig. Ref.: 5 items.

УДК 517.958:537.8

Возбуждение биконуса с продольными щелями точечным источником, поле которого произвольно меняется во времени / В.А.Дорошенко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч. -техн. сб. 2002 Вып.129. С. 14 – 21.

Предложен подход для решения скалярной задачи рассеяния поля точечного источника на биконусе с периодическими продольными щелями. Поле источника произвольно меняется во времени. Подход основан на использовании преобразования Лапласа и сведении нестационарной второй краевой задачи для волнового уравнения к соответствующей стационарной краевой задаче для уравнения Гельмгольца с последующим обращением. Приведено интегральное представление для решения нестационарной задачи в замкнутом виде.

Ил.1. Библиогр.: 9назв.

УДК 517.958:537.8

Збудження біконуса з поздовжніми щілинами точковим джерелом, поле якого довільно змінюється у часі / В.О.Дорошенко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 129. С. 14 – 21.

Запропоновано підхід до розв'язку скалярної задачі розсіювання поля точкового джерела на біконусі з періодичними поздовжніми щілинами. Поле джерела довільно змінюється у часі. Підхід базується на використанні перетворення Лапласа та зведенні нестационарної другої крайової задачі для хвильового рівняння до відповідної стаціонарної задачі для рівняння Гельмгольца з подальшим оберненням. Надано інтегральне зображення для розв'язку нестационарної задачі у замкнутому вигляді.

Іл.1. Бібліогр.: 9назв.

UDC 517.958:537.8

Excitation of the bicone with longitudinal slots by a point source whose field varies arbitrary in time / V.A. Doroshenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. №129. P. 14 – 21.

The method for solving the scalar problem of point source field scattering on a bicone with periodical longitudinal slots is given. The source field varies arbitrary in time. The method is based on using the Laplace transform and reducing the non-stationary second boundary problem for the wave equation to the stationary one for the Helmholtz's equation. The stationary problem solution is converted. The integral representation for the non-stationary boundary problem solution is given in the closed form.

1fig. Ref.: 9items.

УДК 621.372.852.5: 621. 317.24

Преобразование поляризации парциальных волн в диэлектрическом волноводе / И.Л. Афонин // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 129. С. 22 – 29.

Рассмотрен механизм непрерывного взаимного преобразования парциальных волн ортогональных поляризации в диэлектрическом волноводе прямоугольного сечения. Линейно поляризованная плоская парциальная волна преобразуется при ее распространении по волноводу в волну эллиптической поляризации. Показано, что параметры поляризационного эллипса зависят от соотношений диэлектрических проницаемостей материалов волновода и подложки и от формата волновода.

Ил. 1. Библиогр: 2 назв.

УДК 621.372.852.5: 621. 317.24

Перетворювання поляризації парціальних хвиль у діелектричному хвилеводі / І.Л. Афонін // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 129. С. 22 – 29.

Розглянуто механізм безперервного взаємного перетворювання парціальних хвиль ортогональних поляризацій у діелектричному хвилеводі прямокутного перерізу. Лінійно поляризована плоска парціальна хвиля перетворюється при розповсюдженні по хвилеводу у хвилю еліптичної поляризації. Показано, що параметри поляризаційного еліпсу залежать від співвідношень діелектричних проникливостей матеріалів хвилеводу та підшарку та від формату хвилеводу.

Ил. 1. Библиогр: 2 назви.

UDC 621.372.852.5: 621. 317.24

Transformation of polarization partial waves in the dielectric waveguide / I.L. Afonin // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag., 2002. N 129. P. 22 – 29.

The mechanism of the uninterrupted reciprocal interconversion of partial waves of the orthogonal polarization in the dielectric waveguide of the rectangular selection was considered. Linearly polarized partial wave is transformed under its spreading on the waveguide into the wave of elliptic polarization. It is shown that the operation factors of the polarization ellipse depend on proportion of the dielectric permeability of the waveguide materials and substrate and the waveguide size.

1 fig., Ref.: 2 items.

УДК 537.87; 621.371

Преобразование поля линейного тока при появлении плазменного цилиндра в волноводе / Н. К. Сахненко, А. Г. Нерух // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 129. С. 30 – 34.

Рассматривается модельная задача о преобразовании поля линейного излучателя при появлении нестационарной плазменной цилиндрической неоднородности в плоскопараллельном волноводе с идеально проводящими стенками. Ил. 3. Библиогр.: 3 назв.

УДК 537.87; 621.371

Перетворення поля лінійного струму за виникнення плазменного циліндра у хвилеводі / Н. К. Сахненко, О. Г. Нерух // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 129. С. 30 – 34.

Розглядається модельна задача про перетворення поля лінійного випромінювача за появи нестационарного циліндра, заповненого плазмою в плоскопараллельному хвилеводі з ідеально провідними стінками.

Ил. 3. Библиогр.: 3 назви

UDC 537.87; 621.371

Linear current field transformation caused by plasma cylinder emergence in the waveguide / N. K. Sakhnenko, A. G. Nerukh//Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. №129. P. 30 – 34.

The problem of linear emitter field transformation after emergence of transient plasma cylinder in a flat waveguide with perfectly conducting plates is considered. 3 fig. Ref: 3 items.

УДК 621. 396. 67

Средние характеристики круглой сфокусированной апертуры со спадающим амплитудным распределением при наличии квазидетерминированных случайных фазовых ошибок / В.В. Должиков // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 129. С. 35 – 42.

Исследована средняя ДН по мощности в зоне Френеля круглой сфокусированной апертуры со спадающим амплитудным распределением при наличии квазидетерминированных фазовых ошибок различных типов. Изучено их влияние на вид средней ДН по мощности, а также на параметры, ее характеризующие: ширину главного лепестка и уровень боковых лепестков. Приведенные соотношения и графические зависимости позволяют производить расчет указанных параметров в широком диапазоне значений дисперсии фазовых ошибок.

Ил. 8. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396.67

Середні характеристики круглої сфокусованої апертури за наявності квазидетермінованих випадкових фазових помилок / В.В. Должиков // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 129. С. 35 – 42.

Досліджена середня ДС за потужністю в зоні Френеля круглої сфокусованої апертури з спадаючим амплітудним розподілом за наявності квазидетермінованих фазових помилок різних типів. Вивчено їх вплив на вигляд середньої ДС за потужністю, а також на параметри, що її характеризують: ширину головної пелюстки, та рівень бокових пелюсток. Наведені співвідношення і графічні залежності дають змогу вести розрахунок вказаних параметрів у широкому діапазоні значень дисперсії фазових помилок.

Лл. 8. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 621.396.67

Average characteristics of the circular focused aperture in the presence of the quasi-determinate random phase errors / V.V. Dolzhikov // Radiotekhnika: All – Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 129. P. 35 – 42.

The average power pattern in the Fresnel zone of the circular focused aperture with the tapered amplitude distribution in the presence of quasi-determinate phase errors is examined. The influence of variance values on the average power pattern type and on the parameters characterizing it, namely: the half-power beam width and side lobes level, are studied. The obtained analytical relations and graphical dependencies make it possible to calculate the specified parameters in a wide range of values of the phase errors variance.

8 fig. Ref.: 4 items.

УДК 662.396.67: 621.314.6

Приближенная модель расчета КПД выпрямления крупноапертурных ректенн / М.А. Омаров, Д.В. Грецких // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 129. С. 43 – 45.

Предложена приближенная модель расчета КПД выпрямления крупноапертурных ректенн, учитывающая влияние паразитных элементов корпуса и сопротивления потерь диода Шоттки. Приведены результаты исследования предельных КПД ректенн в диапазоне частот (12 – 43) ГГц.

Илл.4. Библиогр.: 6 назв.

УДК 662.396.67: 621.314.6

Наблизена модель розрахунку ККД випрямлення крупноапертурних ректенн / М.А. Омаров, Д.В. Грецких // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 129. С. 43 – 45.

Запропонована наблизена модель розрахунку ККД випрямлення крупноапертурних ректенн, що враховує вплив паразитних елементів корпусу та опору втрат діода Шоттки. Надані результати дослідження граничних ККД ректенн у діапазоні частот (12 – 43) ГГц.

Лл.4. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 662.396.67: 621.314.6

Approximated model of large aperture rectenna efficiency rectification calculation / M.A. Omarov, D.V. Gretsikh // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N. 129 P. 43 – 45.

The approximated model of large aperture rectenna rectification efficiency calculation, taking into account influence of spurious units of a body and resistance losses Shottky diode is offered. The results of studying rectenna marginal efficiency in the frequency band (12 – 43) GHz are cited.

Fig.4. Ref.: 6 items.

УДК 621.396

Экспериментальные исследования радиолокационных отражений от локальных неоднородностей атмосферы / В.В. Жирнов, В.И. Стрельченко, Л.З. Сахновская // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 129. С. 46 – 50.

Приводятся методика и устройство регистрации и упаковки радиолокационных отражений от локальных неоднородностей атмосферы, так называемых отражений типа «ангел-эхо», в телевизионном стандарте, позволяющие получить большие объемы радиолокационной информации, оперативно и с большой достоверностью расшифровать и провести цифровую статистическую обработку.

Табл. 1. Илл. 4. Библиогр.: 7 назв.

УДК 621.396

Експериментальні дослідження радіолокаційних відбиттів від локальних неоднорідностей атмосфери / В.В. Жирнов, В.І. Стрільченко, Л.З. Сахновська // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 129. С. 46 – 50.

Наводяться методика і пристрій реєстрації та упакування радіолокаційних відбиттів від локальних неоднорідностей атмосфери, так званих відбиттів типу «ангел-луна», у телевізійному стандарті, що дозволяє

одержати великі об'єми радіолокаційної інформації, оперативно і з великою достовірністю розшифрувати і провести цифрове статистичне опрацювання.

Табл. 1. Лл. 4. Бібліогр.: 7 назв.

UDC 621.396

Experimental researches of radar-tracking reflections from the atmosphere local discontinuities / V.V. Zhirnov, V.J. Strilchenko, L.Z. Sakhnovsky // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. –2002. N 129. P. 46 – 50.

Methods and device are given for recording and packaging radar-tracking reflections from the atmosphere local discontinuities so-called "angel-echo" type reflections, in the television standard permitting to receive the large volumes of the radar-tracking information to decrypt and to carry out digital statistical processing fast and with the large reliability.

1 tab. 4 fig. Ref.: 7 items.

УДК 621.396.67; 537.86

Статистический анализ входных характеристик излучателей с сосредоточенными реактивными элементами / В.В. Овсяников // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 129. С. 51 – 53.

Предложена математическая модель статистического анализа коэффициента стоячей волны напряжения на входе излучателя в зависимости от малых случайных флуктуаций значений реактивных элементов, включенных в излучатель, и координат их включения. Рассмотрены результаты оценки по предложенным соотношениям дисперсии коэффициента стоячей волны для случая обычного укороченного вдвое штыревого вибратора с включенными в излучающие ветви индуктивными элементами. Из результатов статистической оценки следует, что незначительные случайные отклонения параметров реактивных нагрузок укороченных вибраторов от расчетных значений приводят к существенным изменениям коэффициента стоячей волны и резонансной частоты излучателей, что следует учитывать при разработке и эксплуатации подобных излучающих систем.

Ил. 2. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396.67; 537.86

Статистичний аналіз вхідних характеристик випромінювачів з зосередженими реактивними елементами / В.В. Овсяников // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 129. С. 51 – 53.

Запропоновано математичну модель статистичного аналізу коефіцієнта стоячої хвилі напруги на вході випромінювача в залежності від малих випадкових флуктуацій значень реактивних елементів, включених у випромінювач, та від координат їх включення. Розглянуто результати оцінки за запропонованими співвідношеннями дисперсії коефіцієнта стоячої хвилі для випадку звичайного скороченого удвічі штиревого вибратора з увімкнутими у випромінюючі гілки індуктивними елементами. З результатів статистичної оцінки випливає, що невеликі випадкові відхилення параметрів реактивних навантажень скорочених вибраторів від розрахованих значень приводять до суттєвих змін коефіцієнта стоячої хвилі та резонансної частоти випромінювачів, що треба урахувати при проектуванні та експлуатації подібних випромінюючих систем.

Лл. 2. Бібліогр.: 3 назв.

UDC 621.396.67; 537.86

The statistical analysis of the input characteristics of radiators with concentrated jet elements / V.V. Ovsyanikov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 129. P. 51 – 53.

The mathematical model of the statistical analysis of a standing-wave ratio on the radiator input is offered depending on small random fluctuations of values of jet elements, included into the radiator and on coordinates of their inclusion. The results of estimation with the offered formula of the standing-wave ratio dispersion for the case of the usual short twice stub vibrator with inductive elements included into radiating branches are considered. It follows from the statistical estimation results that minor random deviations of the short vibrators jet loads parameters, from the design values result in essential changes of the standing-wave ratio and resonant frequency of radiators, that must be taken into consideration when designing and using similar radiating systems.

3 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.396.551.533

Средний квадрат результирующей погрешности многоканального измерителя параметров сигналов с учетом дискретной и случайной составляющих / Н.И. Кравченко, Д.В. Ленчук // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 129 С. 54 – 58.

Доказується, що середній квадрат результирующей погрешности многоканального измерителя равен сумме дисперсий дискретной и случайной составляющих.

Ил. 3, Библиогр.: 1 назв.

УДК 621.396.551.533

Середній квадрат загальної похибки багатоканального вимірювача параметрів сигналів з урахуванням дискретної та випадкової складових / М.І. Кравченко, Д.В. Ленчук // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 129 С. 54 – 58.

Доводиться, що середній квадрат загальної похибки багатоканального вимірювача параметрів сигналів дорівнює сумі квадратів дисперсій дискретної та випадкової складових.

Іл. 3, Бібліогр.: 1 назва

UDC 621.396.551.553

Mean square resulting error of a signal parameters multichannel measuring instrument in view of discrete and random components / M.I. Kravchenko, D.V. Lenchuck // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N. 129. P. 54 – 58.

It is proved, that the average square resulting error of the multichannel measuring instrument is equal to the sum of dispersions of discrete and random components.

3 fig. Ref.: 1 item

УДК 621.317.757

Метод оцінки якості алгоритмів селекції радіоізлучень, оснований на проверке складних статистических гіпотез / Г.В. Певцов, С.А. Галкин // Радіотехніка: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вип. 129. С. 59 – 64.

Разработан метод оценки качества алгоритмов селекции радиоизлучений, учитывающий особенности проверки сложных статистических гипотез. Рассмотрен случай использования критерия максимума апостериорной вероятности. В качестве примера представлен результат оценки качества частного алгоритма селекции по двум признакам.

Ил. 1. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.317.757

Метод оцінки якості алгоритмів селекції радіовипромінювань, що засновані на перевірці складних статистических гіпотез / Г.В. Певцов, С.О. Галкин // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук. -техн. зб. 2002. Вип. 129. С. 59 – 64.

Розроблено метод оцінки якості алгоритмів селекції радіовипромінювань, що враховує особливості перевірки складних статистических гіпотез. Розглянуто випадок використання критерію максимуму апостеріорної ймовірності. У якості приклада надано результат оцінки якості часткового алгоритму селекції за двома ознаками.

Іл. 1. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 621.317.757

Method of estimating the radio emissions selection algorithms quality based on complex statistical hypotheses test / G.V. Pevtsov, S.A. Gulkin // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. № 129. P. 59 – 64.

The method of estimating radio emissions selection algorithms quality considering singularities of the complex statistical hypotheses test is developed. The case of using a posterior probability maxima criterion is considered. As an example the result of estimating quality of an individual algorithm of selection with two indications is presented.

1 fig. Ref.: 6 items.

УДК 621.396.98

Особенности применения метода рекуррентных алгоритмов фильтрации в процессе управления движением космических аппаратов / Б. А. Чумак, А. В. Дремлюга, И. Г. Лисаченко // Радіотехніка: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вип. 129. С. 65 – 68.

Предлагается оптимальная структура фильтра Калмана для повышения точности сопровождения космических аппаратов (КА). Показана возможность увеличения количества оцениваемых одновременно компонентов вектора положения КА, что улучшает эффективность управления КА при его маневрировании.

Ил. 3. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.396.98

Особливості застосування методу рекурентних алгоритмів фільтрації в процесі керування рухом космічних апаратів / Б.О. Чумак, О. В. Дремлюга, І. Г. Лисаченко / Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 129. С. 65 – 68.

Пропонується оптимальна структура фільтра Калмана для підвищення точності супроводження космічних апаратів (КА). Показана можливість збільшення кількості компонентів вектора положення КА, які оцінюються одночасно, що покращує ефективність управління КА при його маневруванні.

Іл. 3. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.396.98

Peculiarities of the filtering recursive algorithms use during spacecrafts traffic control / B. A. Chumak, A. V. Dremluga, I. G. Lysachenko, // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002, N129. P. 65 – 68.

Optimal structure of Kalman filter for spacecrafts tracking accuracy is proposed. The possibility to increase the number of simultaneously estimated components of the spacecraft position vector is shown. This property improves efficiency of spacecraft control during its maneuvering.

3 fig. Ref. 5 items.

УДК 621.396.96 \

Снижение средней эффективной поверхности рассеяния объекта сложной формы при оптимальном распределении ограниченного количества радиопоглощающего материала на его поверхности / В.А. Василец // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 129. С. 69 – 72.

Предлагается методика покрытия поверхности объекта сложной формы радиопоглощающим материалом, позволяющая снизить среднюю эффективную поверхность рассеяния объекта в заданном диапазоне направлений облучения и приема при ограничении на количество используемого покрытия. Указанный оптимальный выбор нанесения радиопоглощающего покрытия осуществляется путем решения некоторой задачи целочисленного линейного программирования. Приводятся результаты оптимизации нанесения радиопоглощающего покрытия для упрощенной модели самолета и оценивается выигрыш в эффективной поверхности рассеяния для различных секторов облучения и приема модели.

Ил. 7. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396.96

Зниження середньої ефективної поверхні розсіяння об'єкта складної форми за оптимального розподілення обмеженої кількості радіопоглинаючого матеріалу на його поверхні / В.О. Василець // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 129. С. 69 – 72.

Пропонується методика покриття поверхні об'єкта складної форми радіопоглинаючим матеріалом, яка дозволяє зменшити середню ефективну поверхню розсіяння об'єкта в заданому діапазоні напрямків опромінення та прийому за обмеження на кількість покриття, що використовується. Вказаний оптимальний вибір нанесення радіопоглинаючого покриття здійснюється шляхом вирішення деякої задачі цілочисельного лінійного програмування. Наводяться результати оптимізації нанесення радіопоглинаючого покриття для спрощеної моделі літака та оцінюється вигрощ у ефективній поверхні розсіяння для різних секторів опромінення та прийому моделі.

Лл. 7. Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.396.96

Radar cross-section reduction in the compound from object with optimal distribution of absorbing material bounded quantity on its surface / V. A. Vasilets // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 129. P. 69 – 72.

The method of compound object surface covering with a radioabsorbing material is proposed. It allows to reduce the mean object radar cross-section in the specified range of illumination and reception directions and in restriction on using coating quantity. The indicated optimal choice of absorbing coating covering is realized by way of solution of some integer linear programming problem. The optimization results for absorbing coating covering are given for the simplified aircraft model. The gain in radar cross-section is estimated for different ranges of the model illumination and reception.

3 fig. Ref.: 3 items.

УДК 629.7.051.5

Анализ влияния изменения крена и тангажа летательного аппарата на точностные характеристики магнитометрической системы контроля относительного положения / С.В. Чёрный, В.В. Афанасьев // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 129. С. 73 – 79.

Приведены результаты теоретических исследований точности определения относительных координат и углового положения летательного аппарата по низкочастотному магнитному полю при изменении его крена и тангажа. Полученные результаты определяют дальнейшие пути совершенствования рассмотренной системы с целью улучшения её точностных характеристик.

Ил. 8. Библиогр.: 2 назв.

УДК 629.7.051.5

Аналіз впливу зміни крену та тангажу літального апарату на точнісні характеристики магнітометричної системи контролю відносного положення / С.В. Чорний, В.В. Афанасьєв // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 129. С. 73 – 79.

Наведені результати теоретичних досліджень точності визначення відносних координат та кутового положення літального апарату за низькочастотним магнітним полем при змінюванні його крену та тангажу. Отримані результати визначають подальші шляхи удосконалення розглянутої системи з метою покращання її точнісних характеристик.

Лл. 8. Бібліогр.: 2 назви.

UDC 629.7.051.5

Analysis of the action of aircraft bank and pitch variation on precision characteristics of relative position magnet monitoring system. / S.V. Cherny, V.V. Afanasyev // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 129. P. 73 – 79.

Results of the theoretic research on accuracy of aircraft relative coordinates and angle position determination by the low frequency magnetic field when changing its bank and pitch are given. The obtained results define further ways of the considered system perfection in order to improve its precision characteristics.

8 fig. Ref.: 2 items.

УДК 621.391.037.372

Компьютерная система анализа спектрально-временных характеристик сигналов / Д.С. Кальченко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 129. С. 80 – 83.

Рассматриваются принципы работы и анализируются основные характеристики программно-аппаратной системы DKF, функционирующей на базе персонального компьютера, позволяющей исследовать временные и спектральные характеристики сигналов в реальном масштабе времени и выполнять анализ процесса фильтрации с использованием математических моделей цифровых фильтров.

Ил. 4. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.391.037.372

Компьютерна система аналізу спектрально-часових характеристик сигналів / Д.С. Кальченко // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 129. С. 80 – 83.

Розглядаються принципи роботи та аналізуються основні характеристики програмно-апаратної системи DKF, яка функціонує на базі персонального комп'ютера. Система дає можливість досліджувати часові та спектральні характеристики сигналів у реальному часі та виконувати аналіз процесу фільтрації за допомогою математичної моделі цифрових фільтрів.

Ил. 4. Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.391.037.372

Computer system of signals' spectrum-temporary features analysis / D.S. Kalchenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 129. P. 80 – 83.

The DKF software-hardware computer-based system main features and principles of operation allowing to study temporal and spectral characteristics in the real time are considered; the filtering process analysis is performed with digital filter mathematical models.

4 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.396.26

Потенциальные возможности обнаружения активных импульсных помех на фоне нестационарных по мощности пассивных помех / А.А. Грызо, С.В. Шаповалов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 129. С. 84 – 89.

Приведен анализ влияния размерности анализируемой выборки сигналов на качество обнаружения (выделения) импульсной помехи на фоне пассивных помех с различной степенью нестационарности. Синтезирован вариант устройства амплитудной селекции импульсных помех на фоне нестационарных пассивных помех. Рассчитаны показатели качества синтезированного устройства. Даются рекомендации по возможности учета априорной информации относительно параметров помехового фона.

Ил. 3. Библиогр.: 7 назв.

УДК 621.396.26

Потенційні можливості виявлення активних імпульсних завад на фоні нестационарних за потужністю пасивних завад / А.А. Грызо, С.В. Шаповалов // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 129. С. 84 – 89.

Подано аналіз впливу розмірності аналізованої вибірки сигналів на якість виявлення (виділення) імпульсної завади на фоні пасивних завад із різноманітним ступенем нестационарності. Синтезовано варіант пристрою амплітудної селекції імпульсних завад на фоні нестационарних пасивних завад. Розраховано показники якості синтезованого пристрою. Даються рекомендації о можливості урахування априорної інформації щодо параметрів завадового фона.

Ил. 3. Бібліогр.: 7 назв.

UDC 621.396.26

The potential of active noise spike detection on the background of pulse jamming non-stationary in power with the amplitude method / A.A. Gryzo, S.V. Shapovalov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 129. P. 84 – 89.

The action of the analyzed signals sample dimension on the quality of detection of the pulse jamming on the background of passive jamming with different non-stationarity is considered.

The version of the device for pulse jamming amplitude selection on the background of non-stationary passive jamming is synthesized. The indices of the synthesized device quality are calculated. The recommendations on the possible account of the a priori information concerning the noise background parameters are given.

3 fig. Ref.: 7 items.

УДК 621.396.2; 621.316.2

Исследование линейной коррекции межсимвольных искажений / А.И. Цопа, Г.И. Сидоров, В.А. Тихонов, И.В. Савченко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 129 С. 90 – 97.

В статье исследуются причины возникновения межсимвольных искажений при передаче цифровых данных. Проведен анализ эффективности линейных структур корректоров при подавлении межсимвольных искажений в каналах передачи с различными характеристиками. Рассмотрены особенности использования градиентного алгоритма адаптации для настройки корректоров. Проанализирована целесообразность увеличения количества звеньев в линейной структуре для обеспечения необходимого качества коррекции.

Ил. 9. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396.2; 621.316.2

Дослідження лінійної корекції міжсимвольних спотворень / А.І. Цопа, Г.І. Сідоров, В.А. Тихонов, І.В. Савченко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 129 С. 90 – 97.

У статті досліджуються причини виникнення міжсимвольних спотворень передачі цифрових даних. Проведено аналіз ефективності лінійних структур корегувачів при подавленні міжсимвольних спотворень в каналах передачі з різними характеристиками. Розглянуті особливості використання градієнтного алгоритма адаптації для настройки корегувачів. Проаналізована доцільність збільшення кількості ланок у лінійній структурі для забезпечення необхідної якості корекції.

Іл. 9. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 621.396.2; 621.316.2

The research of intersymbol interference linear correction / A. I. Tsopa, G. I. Sidorov, V. A. Tihonov, I. V. Savchenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 129 P. 90 – 97.

This article deals with causes of intersymbol interference rise in digital data transmitting. Analysis of linear structure correctors efficiency for intersymbol interference suppression in transmission channels with different characteristics was performed. Features of gradient method of adaptation for correctors adjusting were considered. Expediency of units amount increasing in the linear structure to ensure necessary correction quality was analyzed.

9 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.396

Статистическое оценивание параметров ионосферы в методе некогерентного рассеяния радиоволн / В.А. Пуляев // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 129 С. 98 – 102.

В статье приведено описание алгоритмов обработки ионосферных данных, получаемых в методе некогерентного рассеяния радиоволн с помощью Харьковского радара. Проанализирована процедура получения и анализа геофизических параметров с позиций теории статистических решений. В свете этого для решения проблемы повышения точности и надежности показателей при расчете параметров ионосферной плазмы рассматриваются некоторые аспекты развития методик их статистического оценивания. Предложены вычислительные процедуры статистического анализа, позволяющие рассчитать как температуру ионосферной плазмы, так и ее ионный состав, в том числе и на высотах при очень низких, до нескольких процентов, соотношениях сигнал/шум.

Табл. 1. Ил.2. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396

Статистичне оцінювання параметрів іоносфери в методі некогерентного розсіяння радіохвиль / В.О. Гуляев // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 129 С. 98 – 102.

У статті приведено опис алгоритмів обробки іоносферних даних, одержуваних в методі некогерентного розсіяння радіохвиль за допомогою Харківського радара. Проаналізована процедура одержання і аналізу геофізичних параметрів з позицій теорії статистичних рішень. В світі цього для рішення проблеми збільшення точності і надійності показників при розрахунках параметрів іоносферної плазми розглядаються деякі аспекти розвитку методик їх статистичного оцінювання. Запропоновані обчислювальні процедури статистичного

аналізу, що дозволяють розрахувати як температуру іоносферної плазми, так і її іонний вміст, в тому числі і на висотах при дуже низьких, до декількох процентів, співвідношеннях сигнал/шум.

Табл. 1. Іл.2. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 621.396

Statistical ionosphere parameter estimation in the method of incoherent scattering of radiowaves / V.A. Pulayev // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 129 P. 98 – 102.

Description of algorithms for processing the ionospheric data gained with the method of radio waves incoherent scattering using the Kharkov radar is given. The procedure of obtaining and analysing the geophysical parameters in terms of the statistical solutions theory is analyzed. In the light of this some aspects of their statistical estimation procedure development are considered to solve the problem in rising the exponents' precision and reliability, when calculating the ionospheric plasma parameters. The computing procedures of the statistical analysis allowing to calculate both temperature of ionospheric plasma, and its ion composition, including the attitudes with very low, up to several percents, signal/noise relations, are offered.

1 tab. 2 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.317.08

Идентификация формы закона распределения погрешностей по выборкам малого объема / И.П. Захаров, Н.В. Штефан, Г.Г. Сафарян, М.П. Сергиенко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 129. С. 103 – 106.

Предлагается критерий для идентификации формы распределения по выборкам малого объема при статистической обработке данных. Этот критерий базируется на методе вероятностных сеток, однако не требует графического представления данных и исключает субъективность принятия решений. В отличие от существующих критериев для малых выборок, этот критерий можно применять не только для проверки согласованности распределения с нормальным, но также и для распределений, отличных от нормального.

Табл. 2. Ил. 2. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.317.08

Идентифікація форми закону розподілення похибок за вибірками малого об'єму / І.П. Захаров, Н.В. Штефан, Г. Г. Сафарян, М. П. Сергієнко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 129. С. 103 – 106.

Пропонується критерій для ідентифікації форми розподілення за вибірками малого об'єму при статистичній обробці даних. Цей критерій базується на методі імовірнісних сіток, але не потребує графічного подання даних та виключає суб'єктивність прийняття рішень. На відміну від існуючих критеріїв для малих вибірок цей критерій можна застосовувати не лише для перевірки узгодження розподілення з нормальним, але й для розподілень, відмінних від нормального.

Табл. 2. Іл 2. Біблогр.: 5 назв.

UDC 621.317.08

Identification of the form of the law of errors distribution on a small volume sampling / I. P. Zakharov, N.V. Shtefan, G.G. Safarian, M.P. Sergienko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N. 129. P. 103 – 106.

The criterion for identification of the form of distribution on a small volume sampling assuming statistical data processing is offered. This criterion is based on a method of probabilistic grids. But it does not require a picture representation of the data and eliminates subjectivity of decision making. Unlike currently available criteria for small sampling, this criterion can be applied not only to check conformity of a distribution with the normal distribution, but also for distributions which are different from normal one.

2 tab. 2 fig. Ref.: 5 items.

УДК 621.382.323

Модуляционные характеристики СВЧ полевого транзистора с затвором Шоттки / С.А. Зуев, В.В. Старостенко, А.А. Шадрин, В.Ю.Терещенко // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2002. Вып. 129. С. 107 – 109.

Исследовался ПТШ на GaAs с шириной затвора 0,24 мкм. Расчет проводился методом макрочастиц. Были получены статические и динамические модуляционные характеристики транзистора, включенного по схеме с общим истоком при модуляции напряжением на затворе и на стоке. Выбран оптимальный режим модуляции с малой степенью искажения информационного сигнала и достаточной глубиной модуляции.

Ил.4. Библиогр.: 7 назв.

УДК 621.382.323

Модуляційні характеристики НВЧ польового транзистора із затвором Шоттки / С.А. Зуев, В.В. Старостенко, А.А.Шадрин, В.Ю.Терешенко // Радиотехника: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 129. С. 107 – 109.

Досліджувався ПТШ на GaAs із шириною затвора 0,24 мкм. Розрахунок проводився методом макрочасток. Були отримані статичні і динамічні модуляційні характеристики транзистора, включеного за схемою з загальним джерелом при модуляції напругою на затворі і на стоці. Обрано оптимальний режим модуляції з малим ступенем перекручування інформаційного сигналу і достатньою глибиною модуляції.

Іл.4. Бібліогр.: 7 назви.

UDC 621.382.323

Modulation drive characteristics of microwave field Schottky gate transistor / S.A. Zuev, V.V. Starostenko, A.A. Shadrin, V.Yu. Tereshchenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 129. C. 107 – 109.

The field Schottky gate transistor on GaAs with a shutter breadth of 0,24 microns was studied. The calculation was carried out using macroparticles method. The static and dynamic modulation characteristics of the transistor included in the circuit with the general source modulated by the voltage on the gate and on the drain were obtained. The optimum mode of modulation with a small degree of distortion of an information signal and sufficient depth of modulation was chosen.

4fig. Ref.: 7items.

УДК 532.59

Особенности использования метода однократного рассеяния акустических волн в слабонеоднородных газовых средах / А.Ю. Панченко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч. техн. сб. 2002. Вып. 129. С. 110 – 114.

Уточняется методика определения отраженного поля при акустическом зондировании слабонеоднородных сред. Рассматриваются случаи температурных и ветровых неоднородностей.

Библиогр.: 5 назв.

УДК 532.59

Особенности использования метода однократного рассеяния акустических волн у слабонеоднородных газовых средах / О.Ю. Панченко // Радиотехника: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 129. С. 110 – 114.

Уточнюється методика визначення відбитого поля при акустичному зондуванні слабо неоднорідних середовищ. Розглядаються випадки температурних та вітрових неоднорідностей.

Бібліогр.: 5 назв.

UDC 532.59

Features of using the method of acoustic waves dispersion in weak unhomogeneous gas media / A. Yu. Panchenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 130. P. 110 – 114.

The technique of definition of the reflected field is specified in weak unhomogeneous media acoustic sounding. The cases of temperature and wind nonhomogeneity are considered.

Ref.: 5 items.

УДК 621.396

Электродинамическое моделирование СВЧ резонаторных сенсоров для гигрометрии газов / Ю.Е. Гордиенко, А.В. Пашков, А.А. Рябухин, Н.И. Слипченко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч. техн. сб. 2002. Вып. 129. С. 115 – 118.

Рассматриваются вопросы формирования электродинамических моделей СВЧ резонаторных сенсоров для гигрометрии газов с использованием конденсирующих и влагосорбирующих диэлектрических материалов. Для оценки перспективных направлений разработки таких сенсоров проанализирована система на основе четверть-волнового коаксиального резонатора, на открытом конце которого располагается слоистая диэлектрическая структура со свойствами обратимой сорбции влаги из окружающей среды. Предложен один из вариантов проектирования сенсоров.

Ил.3. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396

Электродинамичне моделювання НВЧ резонаторних сенсорів для гігрометрії газів / Ю.О. Гордієнко, О.В. Пашков, О.О. Рябухін, М.І. Слипченко // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 129. С. 115 – 118.

Розглядаються питання формування електродинамічних моделей НВЧ резонаторних сенсорів для гігрометрії газів з використанням діелектричних матеріалів, що конденсують і сорбують вологу. Для оцінки перспективних напрямків розробки таких сенсорів проаналізована система на основі чвертьхвильового коаксиального

резонатора, на відкритому кінці якого розташовується шарувата діелектрична структура з властивостями оборотної сорбції вологи з навколишнього середовища. Запропоновано один із варіантів проектування сенсорів.

Лл. 3. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 621.396

Electrodynamic modeling of microwave resonator sensors for the gases hygrometry / Y.E. Gordienko, A.V. Pashkov, A.A. Ryabukhin, N.I. Slipchenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Interdep. Mag. 2002. N 129. P. 115 – 118.

Problems of electrodynamic modeling of microwave resonator sensors for gases hygrometry, using condensing and sorbing dielectric materials, are considered. The system based on quarterwave coaxial resonator was analyzed for prospect tendencies estimation of such sensors development. At the open end of this resonator there is a layered dielectric structure with the properties of reversible sorption of moisture from the environment. One of the sensor design embodiments is proposed.

3 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.385.69

К моделированию граничных условий в цепочке связанных резонаторов для метода мгновенных значений / В.П. Герасимов, А.В. Грицунов, В.М. Писаренко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 129. С. 119 – 126.

Рассмотрена проблема задания граничных условий на входе и выходе ограниченной заземляющей системы в виде цепочки связанных резонаторов, возбуждаемой в режиме бегущей волны, при моделировании ее методом мгновенных значений. Предложены три возможных метода: имитация согласования, близкого к идеальному, моделирование реальных ввода и вывода энергии, а также имитация согласованной нагрузки на концах системы. Проанализированы достоинства и недостатки каждого из перечисленных вариантов. Результаты могут быть использованы при численном моделировании СВЧ-приборов и других нелинейных электрофизических систем.

Ил. 1. Библиогр.: 9 назв.

УДК 621.385.69

До моделювання граничних умов в ланцюжку зв'язаних резонаторів для методу миттєвих значень / В.П. Герасимов, О.В. Грицунов, В.М. Писаренко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 129. С. 119 – 126.

Розглянуто проблему задания граничних умов на вході та виході обмеженої сповільнюючої системи у вигляді ланцюжка зв'язаних резонаторів, що збуджується в режимі біжучої хвилі, при моделюванні її методом миттєвих значень. Запропоновано три можливих методи: імітація узгодження, що близьке до ідеального, моделювання реальних вводу та виводу енергії, а також імітація узгодженого навантаження на кінцях системи. Проаналізовано переваги та недоліки кожного з перерахованих варіантів. Результати можуть бути використані при числовому моделюванні НВЧ-приладів та інших нелінійних електрофізичних систем.

Лл. 1. Бібліогр.: 9 назв.

UDC 621.385.69

On simulation of boundary conditions in a coupled cavities chain for the method of instantaneous values / V.P. Gerasimov, A.V. Gritsunov, V.M. Pisarenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 129. P. 119 – 126.

The problem of boundary conditions definition on the input and output of a bounded delay line in form of a coupled cavities chain excited in progressive wave mode is considered, when simulating it by the method of instantaneous values. Three possible techniques are proposed, namely the matching imitation close to ideal, the real energy input and output simulation, and modeling of matched load on the system endpoints. The advantages and disadvantages of each variant are analyzed. The results can be used for numerical simulation of microwave devices and other non-linear electrophysical systems.

1 fig. Ref.: 9 items.

УДК 681.7.069.24

Вероятностные характеристики излучательных переходов в однослойной крс на основе GaAs/Al_xGa_{1-x}As / А.Г. Пашенко // Радиотехника: Всеукр. межведомств. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 129. С. 127 – 131. на рус. яз.

Приведены результаты расчетов электрических матричных элементов дипольных моментов переходов и коэффициентов Эйнштейна для переходов с излучением в квантоворазмерных структурах (КРС) на основе GaAs/Al_xGa_{1-x}As под действием внешнего стационарного электрического поля. Расчеты проводились для широких (10 нм) КРС с высокими (>0,25 эВ) ограничивающими барьерами. Показано, что в широких КРС наиболее вероятными являются переходы между энергетическими состояниями первых двух, трёх номеров квантования.

Ил. 3. Библиогр.: 9 назв.

УДК 681.7.069.24

Вірогідні характеристики випромінювальних переходів в одношаровій КРС на основі GaAs/Al_xGa_{1-x}As / О.Г. Пашенко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 129. С. 127 – 131. Рос. Мовою.

Наведено результати розрахунків електричних матричних елементів дипольних моментів переходів та коефіцієнтів Ейнштейна для переходів з випромінюванням у квантоворозмірних структурах (КРС) на основі GaAs/Al_xGa_{1-x}As, під дією зовнішнього стаціонарного електричного поля. Розрахунки проводилися для широких (10 нм) КРС з високими (> 0,25 еВ) обмежувальними бар'єрами. Показано, що у широких КРС найбільш вірогідними є переходи між енергетичними станами перших двох, трьох номерів квантування.

Лл. 3. Бібліогр.: 9 назв.

UDC 681.7.069.24

Probabilistic characteristics of radiation transitions in one-layer QWS based on GaAs/Al_xGa_{1-x}As / A.G. Pashchenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N129.P. 127 – 131. In Russ.

The calculation results of electrical matrix elements of transition dipole moments and Einstein coefficients for transitions with radiation in quantum-well structures based on GaAs/Al_xGa_{1-x}As under the action of the external stationary electric field are given. The calculations were performed for wide (10 nm) QWS with high (>0,25 eV) limiting barriers. It was shown that in the wide QWS the transitions between the power states of the first two or three quantization numbers are the most probable.

3 fig. Ref.: 9 items.

УДК 621.373.8

Условия одномодовой генерации в лазерах с вертикальным резонатором и двумерным фотонным кристаллом / П.С. Иванов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 129. С. 132 – 138.

Представлены результаты теоретического исследования границ одномодовой генерации лазеров с вертикальным резонатором, содержащем дефектную область двумерного фотонного кристалла. Рассмотрены два типа резонаторов, в которых дефектная область фотонного кристалла создана отсутствием одного или нескольких отверстий. Впервые представлены результаты расчета и анализа оптимального числа колец отверстий вокруг дефектной области, зависимость размеров пятна основной моды, локализованной в дефекте, от геометрических параметров фотонного кристалла и зависимости нормализованной постоянной распространения волноводной моды В от постоянной распространения излучения в вакууме к. Границы одномодовой генерации, задаваемые геометрическими параметрами фотонного кристалла, были установлены также впервые.

Табл. 1. Ил. 8. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.373.8

Умови одномодової генерації в лазерах з вертикальним резонатором і двовимірним фотонним кристалом / П.С. Иванов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 129. С. 132 – 138.

Наведено результати теоретичного дослідження границь одномодової генерації лазерів з вертикальним резонатором, що містить дефектну область двовимірного фотонного кристалу. Розглянуто два типи резонаторів, в яких дефектна область фотонного кристалу утворена відсутністю одного чи декількох отворів. Вперше наведено результати розрахунку й аналізу оптимальної кількості кілець навкруги дефектної області, залежність розмірів плями основної моди, локалізованої в дефекті, від геометричних параметрів фотонного кристалу та залежності нормалізованої постійної поширення хвильової моди В від постійної поширення випромінювання в вакуумі к. Границі одномодової генерації, що задаються геометричними параметрами фотонного кристалу, були встановлені також вперше.

Табл. 1. Ил. 8. Бібліогр.: 5 назви.

UDC 621.373.8

Single-mode conditions in vertical-cavity surface-emitting lasers with two-dimensional photonic crystal / P.S. Ivanov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 129. P. 132 – 138.

Results of the theoretical investigation of the single-mode operation in the cavity of the vertical-cavity surface-emitting laser with incorporated two-dimensional photonic crystal are presented. Two types of cavities were considered. The first one is formed by removing one hole from the photonic crystal and the second one is created by removing several holes. The optimal number of holes' rings around the defect, the dependence of the main mode spot-size on geometrical parameters of the photonic crystal and the dependence of the normalized propagation constant of optical modes В on the vacuum propagation constant k are presented and analyzed for the first time. The 'map' of single-mode operation of the laser is computed for the first time.

1 tab. 8 fig. Ref.: 5 items.

УДК 535:628.373

Повышение частоты следования импульсов лазера с модулированной добротностью резонатора за счет прокачки среды модулятора / И.М. Рудченко, М.М. Быков // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 129. С. 139 – 143.

Приведено математическое обоснование эффекта повышения частоты следования импульсов лазера с прокачиваемой модулирующей средой. Произведена адаптация математической модели лазера с пассивным модулятором для модулятора с равномерно прокачиваемой средой. Установлено, что по своему принципу прокачка модулирующей среды аналогична прокачке активной среды лазера, которая используется для уменьшения времени релаксации нижнего лазерного уровня.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 535:628.373

Підвищення частоти повторення імпульсів лазера з модульованою добротністю резонатора за рахунок прокачки середовища модулятора / І.М. Рудченко, М.М. Биков // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 129. С. 139 – 143.

Наведено математичне обґрунтування ефекту підвищення частоти повторення імпульсів лазера з прокачуванним модулюючим середовищем. Виконано адаптацію математичної моделі лазера з пасивним модулятором для модулятора з рівномірно прокачуванним середовищем. Встановлено, що за своїм принципом, прокачування модулюючого середовища аналогічно прокачуванню активного середовища лазера, що використовується для зменшення часу релаксації нижнього лазерного рівня.

Іл. 1. Бібліогр.: 3 назви.

UDC 535:628.373

Increase in pulse repetition rate of the laser with resonator Q-spacing through modulator medium pumping / I. M. Rudchenko, M. M. Bykov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N129. P. 139 – 143.

Mathematical proof of the effect of increase in a pulse repetition rate of the laser with a modulating pumping medium is presented. Adaptation of the mathematical model of passively Q-switched laser for the uniformly pumped medium modulator was performed. It is found that on its principle the modulating medium pumping is analogous to the laser active medium used for decreasing lower laser level relaxation time.

1 Fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.396

Адаптивные методы в лидарных системах / С.В. Тюрин, А.С. Замковой, В.П. Конрау, М.М. Быков, В.П. Дзедань // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. Вып. 129. С. 144 – 147.

В работе проведены исследования возможности повышения эффективности лидарных измерений за счет применения адаптивных методов. Показано, что применение адаптивной техники позволяет повысить отношение сигнала к шуму в приемном тракте лидарной системы за счет концентрации оптического пучка в дифракционно ограниченном пятне. Наиболее эффективно применение адаптивного метода для крупноапертурных оптических систем.

Ил.2. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.396

Адаптивні методи в лідарних системах / С.В. Тюрін, О.С. Замковий, В.П. Конрау, М.М. Биков, В.П. Дзедань // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. Вип. 129. С. 144 – 147.

В роботі проведені дослідження можливості підвищення ефективності лідарних вимірювань за рахунок застосування адаптивних методів. Показано, що застосування адаптивної техніки дозволяє підвищити відношення сигналу до шуму в прийомному тракті лідарної системи за рахунок концентрації оптичного пучка в дифракційно обмеженому п'ятні. Найбільш ефективно застосовувати адаптивний метод для великоапертурних оптичних систем.

Іл. 2. Бібліогр.: 2 назви.

UDC 621.396

Adaptive methods in the lidar systems / S.V. Tiurin, A.S. Zamkovej, V.P. Konrau, M.M. Bykov, V.P. Dzeban // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. №129. P. 144 – 147.

Investigations of the possibilities to increase the lidar measurements efficiency by use of the adaptive methods application are performed. It is shown that application of the adaptive technique makes it possible to increase signal-to-noise relation in the lidar system reception channel by means of the optical beam concentration in a diffraction limited spot. The adaptive method application is the most efficient for large-aperture optical systems.

2 fig. Ref.: 2 items

УДК 535.37.

Современное состояние разработок устройств прикладной оптоэлектроники // Д.А. Васянович, Н.Н. Рожицкий // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 129. С. 148 – 151.

Работа посвящена обзору основных направлений развития оптоэлектроники. Рассмотрены такие перспективные области применения прикладной оптоэлектроники, как иммунологические проточно-инжекционные анализы, новые технологии для клинических, биохимических и химических анализов, технологии изготовления сенсоров на микрочипах формата Labs-On-A-Chip, других сенсоров, органических светодиодов, лазеров, основанных на явлении электрохемилюминесценции, и др.

Библиогр.: 19 назв.

УДК 535.37.

Сучасний стан розробок пристроїв прикладної оптоелектроніки // Д.А. Васянович, М.М. Рожицький // Радіотехніка: Всеукр. між від. наук.-техн. зб. 2002. Вид. 129. С. 148 – 151.

Робота присвячена огляду основних напрямків розвитку оптоелектроніки. Були розглянуті такі перспективні напрямки використання, як імунологічні проточно-інжекційні аналізи, нові технології для клінічних, біохімічних і хімічних аналізів, технології виготовлення сенсорів на микрочипах формату Labs-On-A-Chip, інших сенсорів, органічних світлодіодів, лазерів, які базуються на явищі електрохемилюмінесценції та ін.

Бібліогр.: 19 назв.

UDK 535.37.

State-of-the-art of applied optoelectronics devices development // D.A. Vasyanovich, N.N. Rozhitskiy // Radiotekhnika: All-ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N. 129. P. 148 – 151.

The work is devoted to the survey of the basic directions of optoelectronics development. Such promising areas of applied optoelectronics application as immunological assays, new technologies for the clinical, biochemical and chemical analyses, technology of sensors manufacturing on Labs-On-A-Chip format microchips, other sensors, organic light emitting diodes, lasers based on the chemiluminescence phenomenon, etc. are considered.

Ref.: 19 names.

УДК 621.396.2

Адаптивная пространственная обработка сигналов с учетом конечного объема выборки / Л.А. Титаренко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 129. С. 152 – 156.

Работа посвящена вопросам учета ряда ограничений при технической реализации алгоритмов адаптивной пространственной обработки сигналов. Проанализирована чувствительность синтезированных алгоритмов к одному из реализационных ограничений – объему выборки и на основании такого анализа разработаны предложения и определены требования к соответствующим адаптивным антенным решеткам.

Ил.2. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396.2

Адаптивна просторова обробка сигналів з урахуванням кінцевого об'єму вибірки / Л.О. Титаренко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 129. С. 152 – 156.

Робота присвячена питанням урахування низки обмежень щодо технічного втілення алгоритмів адаптивної просторової обробки сигналів. Проаналізовано чутливість синтезованих алгоритмів до одного з реалізаційних обмежень – об'єму вибірки та на підставі такого аналізу розроблено пропозиції та визначені вимоги до відповідних адаптивних антенних решіток.

Іл.2. Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.396.2

Adaptive spatial processing of signals based on final volume of sample / L.A.Titarenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 129. P. 152 – 156.

The work is devoted to the questions of accounting a number of restrictions in technical realization of signals adaptive spatial processing algorithms. The sensitivity of the synthesized algorithms to one of restrictions realization i.e. the sample volume is analyzed and from such analysis suggestions are put forward and the requirements to appropriate adaptive antenna arrays are determined.

2fig. Ref.: 3 items.

УДК 681.52.013

Применение сплайн – функций в математическом моделировании телекоммуникационных систем / И.В. Стрелковская, Т.И. Григорьева, С.И.Зуев // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 129. С. 157 – 162.

Рассматриваются нелинейные задачи оптимального управления. Приведен метод решения систем линейных неоднородных дифференциальных уравнений с помощью сплайн – функций, который позволяет находить решения для более широкого класса функций управления.

Библиогр.: 4 назв.

УДК 681.52.013

Застосування сплайн – функцій у математичному моделюванні телекомунікаційних систем / I.B. Стрелковська, Т.І. Григор'єва, С.І. Зуєв // *Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб.* 2002. Вип. 129. С. 157 – 162.

Розглядаються нелінійні задачі оптимального управління. Наведено метод розв'язку систем лінійних неоднорідних диференціальних рівнянь за допомогою сплайн-функцій, що дозволяє знаходити розв'язки для більш широкого класу функцій управління.

Бібліогр.: 4 назви.

UDC 681.52.013

Modeling of control dynamics in telecommunication systems with the help of interpolation splines / Strelkovskaya I.V., Grigorieva T.I., Zuev S.I. // *Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag.* 2002. N 128. P. 157 – 162.

Nonlinear problems of optimal systems control are considered. The method of system solution of linear irregular differential equations with the help of spline – functions is given. It allows to find solutions for wider class of control functions.

Ref.: 4 items.

УДК 621.391.31

Оптимизация и интеллектуальные решения в задачах сетевого управления телекоммуникационных систем / В.Ф. Олейник, С.И. Зуев // *Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб.* 2002. Вип. 129. С. 163 – 168.

Рассматриваются математические стохастические модели динамических управляемых систем, в том числе с запаздывающим аргументом. Проведен анализ эффективности управления в зависимости от сигнално-помеховой обстановки в контурах наблюдений и управления, а также от задержки в контуре управления.

Ил.2. Библиогр.: 11 назв.

УДК 621.391.31

Оптимізація і інтелектуальні рішення в задачах мережевого управління телекомунікаційних систем / В.Ф. Олійник, С.І. Зуєв // *Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб.* 2002. Вип. 129. С. 163 – 168.

Розглянуто математичні стохастичні моделі динамічних керуючих систем. Проведено аналіз ефективності керування в залежності від сигнално-завадової обстановки в контурах нагляду і керування, а також від затримки в контурі керування.

Іл. 2. Бібліогр.: 11 назв.

UDC 621.391.31

Optimization and intellectual decisions in problems of network management of telecommunication systems / V.F. Olejnik, S.I. Zuyev // *Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag.* 2002. №129. P. 163 – 168.

Mathematical stochastic models of dynamic controlled systems, including those with a retarded argument are considered. The analysis of management efficiency depending on signal-noise conditions in contours of supervision and management and also on delay in the control circuit is perform.

2 fig. Ref.: 11 items.

УДК 658.51.011.56

Общая тепловая модель одноблочных радиоэлектронных аппаратов и её математическое описание / А.М. Синотин // *Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб.* 2002. Вип. 129. С. 169 – 172.

В статье представлена общая тепловая модель одноблочных радиоэлектронных аппаратов и возможность ее математического описания. Дано решение дифференциального уравнения теплопроводности для квазизоднородного анизотропного твердого тела с объёмными источниками тепла и поверхностными стоками тепловой энергии.

Ил.1. Библиогр.: 7 назв.

УДК 658.51.011.56

Загальна теплова модель одноблочних радіоелектронних апаратів та її математичний опис / А.М. Сінотін // *Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб.* 2002. Вип. 129. С. 169 – 172.

У статті представлено загальну теплову модель одноблочних радіоелектронних апаратів та можливість її математичного опису. Дано розв'язок диференційного рівняння теплопровідності для квазіоднорідного анизотропного твердого тіла з об'ємними джерелами та поверхневими стоками теплової енергії.

Іл. 1. Бібліогр.: 7 назв.

UDC. 658.51.011.56

General thermal model of single-block radio electronic devices and its mathematical description / A.M. Sinitin // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. № 129. P. 169 – 172.

The general thermal model of single-block radio electronic devices and possibility to describe it using the mathematics is offered here. The heat conductivity differential equation solution for a quasi-homogeneous anisotropic solid-state body with volumetric heat sources and heat energy run-off is given.

Il. 1. Ref.: 7 items.

УДК 620.179.13

Расчет и моделирование тепловых полей, создаваемых нагревателями для активного теплового неразрушающего контроля (АТНК) / С.Н. Мешков, А.А. Гаптракипов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч. – техн. сб. 2002. Вып. 129. С. 173 – 178.

В статье предложен метод расчета пространственно – энергетических характеристик тепловых полей, создаваемых полосовыми и площадочными нагревателями для проведения активного теплового неразрушающего контроля (АТНК). Приведены результаты моделирования тепловых полей, создаваемых нагревателями разных типов на поверхности плоских и цилиндрических объектов контроля. Рассчитаны параметры площадочных нагревателей на основе стандартных галогенных ламп.

Табл.2. Ил. 6. Библиогр.: 18 назв.

УДК 620.179.13

Розрахунок і моделювання теплових полів, які створюються нагрівачами для активного теплового неруйнівного контролю (АТНК) / С.М. Мешков, А.А. Гаптракипов // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук. – техн. зб. 2002. Вип. 129. С. 173 – 178.

В статті запропоновано метод розрахунку просторово – енергетичних характеристик теплових полів, які створюються полосовими і площадковими нагрівачами для проведення активного теплового неруйнівного контролю (АТНК). Наведено результати моделювання теплових полів, які створюються нагрівачами різних типів на поверхні плоских і циліндричних об'єктів контролю. Розраховано параметри площадкових нагрівачів на підставі стандартних галогенних ламп.

Табл.2. Іл. 6. Бібліогр.: 18 назв.

UDC 620.179.13

Calculation of heat fields, created by heaters, for active thermal non-destructive testing / S.N. Meshkov, A.A. Gaptropov // Radiotekhnika: All – Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 129. P. 173 – 178.

The methods of spatial and energetic characteristics calculation of heat fields, created by band and flat heaters, for active Thermal non-destructive testing (ATNDT) were presented. The results of modeling of heat fields, created by different types of heaters, on surface of flat and cylindrical control objects were given. Square heater parameters has been developed on the based on standard halogen lamps were calculated.

2 tab. 6 fig. Ref.: 18 items.

**ЗБІРНИК НАУКОВИХ ПРАЦЬ
РАДІОТЕХНІКА**
Выпуск 129
Російською та українською мовами

**СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ
РАДИОТЕХНИКА**
Выпуск 129
На русском и украинском языках

Редактор *Л.М. Денісова*
Виконавець комп'ютерної верстки *В.В. Тарасенко*

Підп. до друку 25.12.2002. Формат 60 × 90/8.
Папір офсет. Гарнітура Таймс. Друк офсет. Ум. друк. арк. 11,37.
Обл.-вид. арк. 12,19. Тираж 300 пр. Зам. № 17. Ціна договір.

Харківський національний університет радіоелектроніки (ХНУРЕ).
Просп. Леніна, 14, Харків, 61166.

Оригінал-макет підготовлено і збірник надруковано у ПФ «Колегіум», тел. (0572) 28-53-74.