

МІНІСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

РАДИОТЕХНИКА

**Всеукраинский межведомственный
научно-технический сборник**

Основан в 1965 г.

В Ы П У С К 145



Харків
Харківський національний
університет радіоелектроніки
2006

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

Регистрационное свидетельство КВ № 4486 от 22. 08. 2000

Ответственность за содержание статей несут авторы

Редакционная коллегия: главный редактор *В.М. Шокало*, д-р техн. наук, проф.; зам. главного редактора *А.И. Лучанинов*, д-р физ.-мат. наук, проф.; ответственный секретарь *Ж.Ф. Пащенко*, канд. техн. наук, проф.; *В.М. Ажасжа*, чл.-кор. НАН Украины; *Б.М. Булгаков*, д-р физ.-мат. наук, проф.; *И.Д. Горбенко*, д-р техн. наук, проф.; *Ю.Е. Гордиенко*, д-р физ.-мат. наук, проф.; *А.И. Довбня*, д-р физ.-мат. наук, проф.; *В.В. Конин*, д-р техн. наук, проф.; *А.А. Коноваленко*, академик НАН Украины; *Н.И. Кравченко*, д-р техн. наук, проф.; *В.М. Кузмишев*, д-р физ.-мат. наук, проф.; *Л.Н. Литвиненко*, академик НАН Украины; *И.М. Нехлюдов*, академик НАН Украины; *А.Г. Пащенко*, канд. физ.-мат. наук, доцент; *В.В. Поповский*, д-р техн. наук, проф.; *Э.Д. Прохоров*, д-р физ.-мат., проф.; *Е.Г. Прошкин*, д-р техн. наук, проф.; *А.И. Стрелков*, д-р техн. наук, проф.; *К.С. Сундучков*, д-р техн. наук, проф.; *Я.С. Шифрин*, д-р техн. наук, проф.; *С.Н. Шостка*, д-р техн. наук, проф.

Ответственный за выпуск д-р техн. наук, проф. *А.И. Стрелков*

Рекомендовано Ученым советом Харьковского национального университета радиоэлектроники. протокол № 20 от 24.02.2006.

Адрес редакционной коллегии: Харьковский национальный университет радиоэлектроники (ХНУРЭ), просп. Ленина, 14, Харьков, 61166, тел. (0572) 7021-397.

*Сборник «Радиотехника» включен в Каталог подписных изданий Украины
подписной индекс 08391*

СОДЕРЖАНИЕ

Л. Я. Емельянов, Д. А. Дзюбанов. Особенности определения скорости переноса плазмы среднеширотной ионосферы.	5
А. А. Мисюра, В. М. Онуфриенко. Эффект «щелевой» волны в прямоугольном волноводе с фрактальным ферритовым заполнением.	14
Б. В. Жуков, Ю. А. Андриенко. Результаты экспериментальных исследований множителя ослабления на морских трассах с общим участком вдоль поверхности раздела.	20
В. Л. Босецкий, А. А. Зарудный. Лазер с ламповой накачкой повышенной яркости излучения на водно-пиретовом растворе родамина 6Ж.	27
А. И. Бых, Ю. Т. Жолудев, Н. Н. Рожицкий. Особенности массопереноса в тонкослойном сенсоре на основе эффекта электрохимической люминесценции.	35
В. Г. Крыжановский. Усилитель класса Е, нагруженный на пьезопреобразователь.	40
Е. Н. Музыка, Н. Н. Рожицкий. Моделирование физических процессов в проточно-инжекционной системе с электрохелюминесцентным детектором.	47
В. И. Безбородов, В. К. Киселев, П. К. Нестеров, М. С. Яновский. Исследование поляризационного сдвигателя частоты терагерцового диапазона с фазовыми секциями из кристаллического кварца.	51
В. М. Коваль, А. Н. Шмырева. Гетероструктурные преобразователи на основе нанокристаллического кремния.	57
А. А. Безвесильный, Е. В. Духопельникова, В. В. Виноградов, Д. М. Вавриш. Модифицированный фильтр Ли для удаления спекл-шума на радиолокационных изображениях.	63
Д. Ю. Горелов, Ю. И. Волощук. Учет влияния насыщенных метеорных следов на оценку физического фактора замечаемости.	71
А. А. Жалило, Д. А. Шелковенков, В. М. Шокато. Достижение дециметровой точности в режиме мультиреференсной дифференциальной навигации с использованием наблюдений перманентных референсных GPS-станций.	76
Н. Н. Миневрин, А. Л. Кузнецов, В. А. Таршин, И. Е. Шумейко. Оптимальные алгоритмы измерения радиальной скорости цели и угла прихода принимаемого радиосигнала с учетом фазовых флуктуаций, описываемых произвольной корреляционной функцией.	84
А. В. Ксендзук, И. А. Евсеев, А. А. Шиповалов. Обеспечение однозначности измерений в многопозиционных системах дистанционного зондирования.	89
А. Д. Абрамов, А. В. Крупка. Использование инвариантных статистик для обнаружения и оценки числа одновременно наблюдаемых сигналов неизвестной формы.	96
Ю. Е. Мегель, В. А. Мунтян. Анализ влияния флуктуаций частоты на точность измерения параметров биоматериалов в системах неразрушающего контроля.	103
А. Р. В. Сербин. Средний КНД и коэффициент дефокусировки в зоне Френеля круглой сфокусированной апертуры.	107
Д. В. Майборода, С. А. Погарский, И. И. Сапрыкин. Волноведущие и излучающие свойства гибридной металлодиэлектрической структуры.	115
В. А. Дорошенко, Е. К. Семенова, Я. В. Дорошенко, С. В. Ружицкая. Дифракция плоских электромагнитных волн на структуре из двух коаксиальных незамкнутых конусов.	119
В. А. Петров. Векторное поле радиоволн, рассеянных в тропосфере на флуктуациях диэлектрической проницаемости.	126
Ю. Б. Гимпелевич, В. И. Носкович. Калибруемый измеритель комплексного коэффициента отражения на основе двухканального микроволнового преобразователя.	130
С. А. Демидов, А. М. Рыбалко. Метод простой итерации в задачах адаптивной обработки сигналов.	135
И. В. Руженцев, А. В. Марченко. Эффективный диапазон измерения толщины металлических изделий ЭМА методом при спектральной обработке автокорреляционной функции.	141
А. О. Пузанов, В. А. Сошенко. Особенности возбуждения спиралью медленных поверхностных волн на плазменном столбе, сформированном в открытом пространстве.	145
А. А. Васильченко, В. М. Карташов. Анализ влияния продольного эффекта Доплера на выходной сигнал антенной решетки содара.	153
В. В. Сафонов. Диагностика диэлектриков микроволновым устройством.	158
В. А. Тихонов, К. В. Непребенко. Распознавание негауссовых процессов при наличии аддитивных помех.	163
Г. А. Лукьянчук. Методы измерения собственных параметров резонатора бегущей волны.	167
В. Г. Котух, С. В. Торба, М. М. Гора, С. М. Васильев. До питання фізико-хімічної сумісності матеріалів й елементної бази мікроблоків для виробів космічної та спеціальної техніки.	174
А. И. Стрелков, Е. И. Жилин, А. П. Лытюга, А. С. Калмыков, С. А. Лисовенко. Обнаружение сигналов в системах технического зрения.	178
Ю. Б. Гимпелевич, И. Б. Широков. Обобщенная математическая модель гомодинного метода преобразования частоты при периодическом изменении фазового сдвига зондирующего сигнала.	185
В. А. Краснобаев. Метод реализации криптографических преобразований с открытым ключом.	190
Рефераты.	199

CONTENTS

<i>L.Ya. Emelyanov, D. A. Dzyubanov</i> The peculiarities of mid-latitude ionosphere plasma drift velocity determination	5
<i>A.O. Misyura, V.M. Onufriyenko</i> The "crack" wave effect in rectangular waveguide with fractal ferrite filling	14
<i>B.V. Zhukov, Y.A. Andrienko</i> The results of the weakening function experimental investigations at sea radio lines with common length above surface	20
<i>V.L. Basetsky, A. A. Zarudnyj</i> The laser with vacuum-tube pumping boosted luminosity of radiation on a aqueous-alcoholic solution rodamin 6G	27
<i>A.I. Bykh, Y.T. Zholudov, N. N. Rozhitskii</i> Mass transport analysis in thin-layer sensor based on ECL effect	35
<i>I. G. Krizhanovskii</i> E Class power amplifier loaded with piezoelectric vibrator	40
<i>E.N. Muzika, N. N. Rozhitskii</i> Modeling of physical processes in flow-injection system with electrochemiluminescent detector	47
<i>V.I. Bezborodov, V.K. Kiseliy, P.K. Nesterov, M.S. Yanovsky</i> Investigation of the terahertz polarized frequency changer with the crystal quartz phase sections	51
<i>V.M. Koval, A.N. Shimryeva</i> Nanocrystalline silicon heterostructure converters	57
<i>O.O. Bezvestniy</i> Modified Lee filter for speckle removing in radiolocation images	63
<i>D.Y. Gorelov, Y.I. Volashuk</i> Consideration of saturated meteoric traces action on the selectivity physical factor estimation	71
<i>A.A. Zhalilo, D.A. Shelkovenkov, V.M. Shokalo</i> Attainment of decimeter accuracy in the multireference differential SPP post-processing mode using GPS-observations of permanent stations	76
<i>N.N. Minervin, A.L. Kuznetsov</i> Optimal algorithms for measuring the target radial velocity and signal angle-of-arrival taking into account phase fluctuations with arbitrary correlation function	84
<i>A.V. Ksendzuk, I.A. Evseev, A.A. Shapovalov</i> Unambiguity measurements guarantee in multiposition remote sensing systems	89
<i>A.D. Abramov, A.V. Krupka</i> The use of invariant statistics for detection and number estimation of unknown form simultaneously observed signals	96
<i>Y.E. Megel, V.A. Muntyan</i> Analysis of frequency fluctuations action on biological materials parameters measurement precision in the systems of nondestructive control not destroying	103
<i>A.V. Serbin</i> Average directive gain and defocusing coefficient in the Fresnel region of the focused circular aperture	107
<i>D.V. Mayboroda, S.A. Pogursky, I.I. Saprykin</i> Waveguiding and radiating properties of hybrid metal-dielectric structure	115
<i>V.A. Doroshenko, E.K. Semenova, Ya.V. Doroshenko, S.V. Ruzhitskaya</i> Plane electromagnetic wave diffraction on the structure consists of two coaxial unclosed cones	119
<i>V.A. Petrov</i> Vector field of electromagnetic scattering in the troposphere owing to dielectric permittivity fluctuations	126
<i>J.B. Gimpilevich, V.I. Noskovich</i> Complex reflectivity calibrated meter based on two-channel microwave transducer	130
<i>S.A. Demidov, A.M. Ribalko</i> Method of simple iteration in tasks of adaptive processing signals	135
<i>I.V. Ruzhentsev, A.V. Marchenko</i> Effective range of metal products thickness measurement by EMA method at spectral processing of autocorrelation function	141
<i>O.O. Puzanov, V.A. Soshenko</i> Properties of Excitation of a Slow Surface Waves by a Spiral on a Plasma Jet Generated in the Free Space	145
<i>A.A. Vasilchenko, V.M. Kartashov</i> he analysis of Influence of Longitudinal Dopler Effect on the Output Signal of the Sodar Antenna Array	153
<i>V.V. Safonov</i> The diagnostic of dielectrics by microwave devise	158
<i>V.A. Tykhonov, K.V. Netrebenko</i> Non-Gaussian signals recognition in occurrence of additive noises	163
<i>G.A. Lukyanchuk</i> Methods of traveling wave resonator proper parameters measuring	167
<i>V.G. Kutukh, S.V. Torba, N.N. Gora, S.N. Vasilev</i> To the question physics-chemical compatibility of materials and element base of microblocks for product of cosmic and special technique	174
<i>A.I. Strelkov, E.I. Zhilin, A.P. Lytiuga, A.S. Kalmykov, S.A. Lisovenko</i> Signal detection in technical vision systems	178
<i>Ju.B. Gimpilevich, I.B. Shirokov</i> Generalized Mathematical Model of Homodyne Frequency Transfer Method with Periodical Changing of Testing Signal Phase Shift	185
<i>V.A. Krasnobaev</i> Methods for realization of modulus operations in the system of digital work on information.	190
Abstracts	199

ОСОБЕННОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ ПЕРЕНОСА ПЛАЗМЫ
СРЕДНЕШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЫ

Введение

С помощью радара некогерентного рассеяния (НР) в Харькове [1] проводятся измерения вертикальной составляющей скорости переноса плазмы V_z одновременно с другими ионосферными параметрами: электронной концентрацией, температурами ионов и электронов, ионным составом. Измерения параметров ионосферы проводятся с высотным разрешением 10–25 км в диапазоне высот 120–550 км при зондировании сведенными короткими радиоимпульсами с циклически изменяющейся от периода к периоду задержкой между ними, равной аргументу измеряемой корреляционной функции (КФ) сигнала, и с разрешением 120 км в диапазоне высот 200–1500 км при зондировании одиночными импульсами длительностью 800 мкс.

Эффективность использования метода НР для определения скорости переноса ионосферной плазмы существенно зависит от рационального выбора параметров радара НР и методики обработки сигнала [2–6]. Здесь представлены некоторые особенности определения вертикальной скорости переноса ионосферной плазмы V_z с помощью метода НР по измеренным КФ НР сигнала и, в частности, приводится обоснование выбора некоторых методических характеристик, параметров зондирующего сигнала и аппаратуры радара применительно к среднеширотной ионосфере европейского региона.

1. Обоснование выбора характеристик зондирующего сигнала и радара НР.

Оценим диапазон вероятных значений V_z , имея в виду, что вертикальный перенос ионосферной плазмы происходит под влиянием амбиполярной диффузии, нейтрального ветра и дрейфа в скрещенных электрическом и магнитном полях [2, 7, 8]:

$$V_z = (V_D)_z + (V_n)_z + (V_E)_z, \quad (1)$$

где $(V_D)_z$, $(V_n)_z$, $(V_E)_z$ – вертикальные составляющие скоростей диффузии, ветрового увлечения и электромагнитного дрейфа соответственно.

Если пренебречь эффектамиклонения (ввиду его малости), вертикальная скорость плазмы области F2, где ионы O^+ являются доминирующими, имеет вид

$$V_z \approx -D_a \sin^2 I \left(\frac{1}{H_p} + \frac{1}{N_i} \frac{\partial N_i}{\partial z} + \frac{1}{(T_i + T_e)} \frac{\partial (T_i + T_e)}{\partial z} \right) + V_{nx} \sin I \cos I + \frac{E_z}{B} \cos I, \quad (2)$$

где D_a – коэффициент амбиполярной диффузии: $D_a = k(T_i + T_e)/m_i \sum_n \nu_{in}$, k – постоянная

Больцмана; T_i и T_e – температуры ионов и электронов; N_i – концентрация ионов; H_p – приведенная высота плазмы: $H_p = k(T_e + T_i)/m_i g$ и m_i – масса атомного кислорода; ν_{in} – частоты соударений ионов с основными компонентами нейтрального газа; g – ускорение свободного падения; V_{nx} – меридиональная компонента скорости нейтрального ветра; E_z – зональная компонента электрического поля; B и I – модуль индукции и наклонение геомагнитного поля.

Данные о параметрах ионосферы рассчитываются из Международной справочной модели ионосферы IRI-90 для координат радара НР Института ионосферы (49,6° с.ш., 36,3° в.д.). Некоторые данные для высокой ($F_{10.7} = 200$) и низкой ($F_{10.7} = 70$) солнечной активности (СА) лета и зимы приведены в табл. 1. Здесь h – высота, N_e – электронная концентрация.

Частоты соударений ионов O^+ с компонентами нейтрального газа определяем как [8]:

$$\nu(O^+, O) = 3,35 \cdot 10^{-9} (T_i + T_n)^{1/2} N(O),$$

$$\nu(O^+, O_2) = 1,08 \cdot 10^{-9} N(O_2),$$

$$\nu(O^+, N_2) = 0,95 \cdot 10^{-9} N(N_2).$$

Таблица 1

Высокая солнечная активность ($F_{10.7}=200$)								
Лето, полдень					Зима, полдень			
Расчет по модели IRI				Расчет	Расчет по модели IRI			Расчет
h , км	N_e , см ⁻³	T_n , К	T_e , К	τ_e , мс	N_e , см ⁻³	T_n , К	T_e , К	τ_e , мс
200	505500	1160	1480	0,936	192800	1010	1490	0,933
300	958750	1310	2620	0,703	1830000	1140	1960	0,813
500	495900	1430	2660	0,698	765300	1420	2470	0,724
700	197500	2030	2890	0,613	276700	2000	2770	0,684
1000	121500	2930	3220	0,634	162300	2870	3090	0,648
Низкая солнечная активность ($F_{10.7}=70$)								
Лето, полдень					Зима, полдень			
200	315100	770	1470	0,939	335900	680	1480	0,936
300	301900	960	2620	0,703	256000	910	1960	0,813
500	60130	1430	2660	0,698	48500	1410	2470	0,724
700	21230	2030	2900	0,669	16390	1990	2770	0,684
1000	14470	2930	3220	0,634	12780	2870	3090	0,648

Температура нейтральной атмосферы T_n , а также концентрации атомного кислорода $N(O)$, молекулярного кислорода $N(O_2)$ и молекулярного азота $N(N_2)$ находятся с привлечением модели нейтральной атмосферы MSIS-86 [9].

Расчеты показывают, что абсолютная величина диффузионной составляющей скорости $(V_d)_z$ в области F ионосферы не превышает 70 м/с.

Для определения области значений составляющей, обусловленной взаимодействием нейтрального ветра с ионизируемой компонентой, воспользуемся моделью термосферных ветров [10]. Согласно модели для среднеширотной ионосферы меридиональная компонента термосферного ветра V_{nx} находится в пределах $[-200, +200]$ м/с. Учитывая, что наклонение геомагнитного поля для Харькова составляет $I = 66,4^\circ$, из (1), (2) получаем диапазон возможных значений вертикальной скорости дрейфа, обусловленной влиянием термосферного ветра, $(V_d)_z = [-73, +73]$ м/с. В случае возмущений в ионосфере меридиональная компонента V_{nx} может достигать 700 м/с, а скорость вызываемого ею вертикального дрейфа плазмы – 260 м/с. Однако такие значения скоростей встречаются довольно редко.

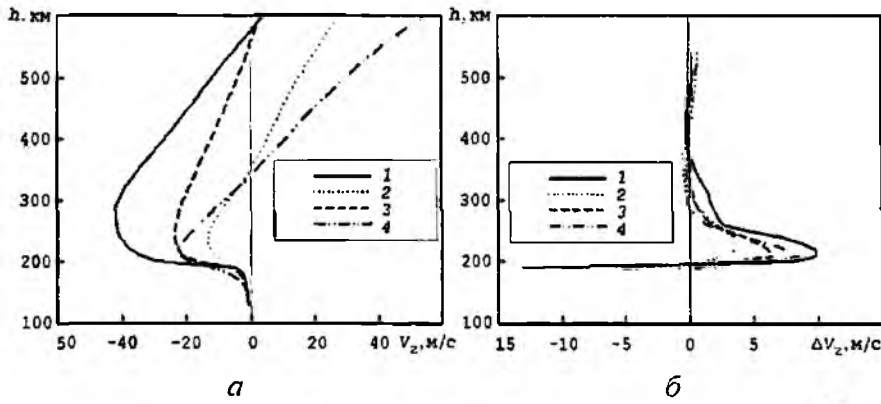
Вертикальная составляющая скорости плазмы, обусловленная электромагнитным дрейфом на средних широтах не превышает 10 – 20 м/с в невозмущенной ионосфере [2] (значения электрического поля менее 1 мВ/м). При геомагнитных возмущениях магнитосферное электрическое поле может проникать на средние широты, достигая значений порядка 10–15 мВ/м [7], и для $B = 5 \cdot 10^{-9}$ Тл абсолютное значение вертикальной скорости электромагнитного дрейфа может достигать 120 м/с.

Таким образом, в случае невозмущенной ионосферы, даже если предположить, что все три компоненты вертикальной скорости совпадают по направлению, и учитывать сумму максимально возможных абсолютных значений этих компонент, находим, что значения V_z на высотах 130 – 600 км находятся в пределах $[-160, +160]$ м/с и по модулю не превышают 200 м/с на высотах в районе 1000 км. При возмущениях в ионосфере имеют место более сложные динамические процессы. Так, изменение V_z , вызванное влиянием проникающего на средние широты электрического поля, в большой степени компенсируется изменением скорости нейтрального ветра [7], и значения V_z практически остаются в тех же пределах.

Используемый метод определения вертикальной скорости плазмы должен позволять однозначно определять V_z в этих пределах.

Некоторые результаты расчета V_z , полученные путем численного решения уравнения непрерывности для ионов O^+ (согласно [8]) с привлечением данных модели IRI-90, приведены на рис. 1, а.

Расчет выполнен для околополуденного времени для зимней и летней ионосферы при высокой ($F_{10,7} = 200$) и низкой ($F_{10,7} = 70$) солнечной активности. Видно, что в диапазоне высот 130–600 км V_z принимает значения от -42 м/с (лето, день, высокая СА) до $+55$ м/с (зима, день, низкая СА).



1 – лето, $F_{10,7}=200$; 2 – лето, $F_{10,7}=70$; 3 – зима, $F_{10,7}=200$; 4 – зима, $F_{10,7}=70$.
Рис. 1

При выборе параметров импульсного зондирующего сигнала необходимо учитывать противоречивые требования, связанные с обеспечением достоверности измерений, высокого энергетического потенциала радара и высокой разрешающей способности по дальности. При зондировании ионосферы одиночными радиоимпульсами для минимизации искажений оценки КФ НР сигнала длительность зондирующего импульса τ_T должна превышать интервал корреляции флуктуаций электронной плотности среды: $\tau_c \leq \tau_T$. При зондировании сдвоенными импульсами для определения концентраций частиц плазмы, температур электронов и ионов по огибающей КФ желательно, чтоб выполнялось соотношение $\tau_c \leq \tau_{max}$, где τ_{max} – максимальное значение аргумента измеряемой КФ сигнала, равное максимальному сдвигу между импульсами пары. Для определения V_z это условие необязательно, но увеличение τ_c на высотах в районе максимума ионизации и ниже дает возможность увеличить τ_{max} и, тем самым, улучшить точность определения V_z за счет повышения чувствительности к изменению фазы КФ и увеличения количества не близких к нулю ординат огибающей КФ. Некоторые значения τ_c , полученные на основании [4], приведены в табл. 1. Видно, что использование на радаре НР одиночных импульсов длительностью 800 мкс на высотах, превышающих 300 км, с этой точки зрения, приемлемо.

С другой стороны, должна быть обеспечена разрешающая способность по высоте, численно выражаемая как $\Delta h = c\tau_T/2$ (c – скорость света), при которой погрешность определения V_z пренебрежимо мала. Оценим степень искажений измеряемой скорости, связанных с изменением V_z и мощности НР сигнала в пределах импульсного объема. При этом не будем учитывать динамические искажения, обусловленные переходными процессами в приемном тракте, считая тракт достаточно широкополосным. Также предположим, что в формировании всех ординат КФ с дискретными задержками τ_k , включая мощность $P=R(0)$, участвует один и тот же рассеивающий объем, что достигается обработкой НР сигнала с использованием трапецеидального суммирования [11].

Для оценки погрешности воспользуемся алгоритмом определения V_z

$$V_z(h) = -\frac{1}{n} \frac{\lambda}{4\pi} \sum_{k=k_{min}}^{k_{max}} \left\{ \arctg \left[r_{Im}(h, \tau_k) / r_{Re}(h, \tau_k) \right] \right\} / \tau_k, \quad (3)$$

где n – количество используемых ординат КФ, $r_{Im}(h, \tau_k)$ и $r_{Re}(h, \tau_k)$ – квадратурные составляющие нормированной КФ для высоты h , $\tau_k = k\tau$ (для харьковского радара $\lambda \approx 2$ м, $k = 1...9$, $\tau = 61$ мкс и $k = 7...12$, $\tau = 40$ мкс при зондировании одиночными и сдвоенными импульсами соответственно).

Методическая абсолютная погрешность измерения скорости

$$\Delta V_z(h) = V_z^*(h) - V_z(h),$$

где $V_z^*(h)$ – результат определения скорости плазмы в рассеивающем объеме с центром на высоте h , протяженность которого определяется длительностью зондирующего импульса, $V_z(h)$ – истинная скорость на данной высоте. В качестве $V_z(h)$ используем ранее полученные результаты (рис. 1, а).

Подверженные искажениям скорости определим из формулы

$$V_z^*(h) = -\frac{\lambda}{4\pi n} \sum_{k=k_{\min}}^{k_{\min}+n-1} \frac{1}{\tau_k} \operatorname{arctg} \frac{\int_{h-\frac{c\tau_k}{4}}^{h-\frac{c\tau_k}{4}} \frac{N_e(H)}{H^2 [1 + T_e(H)/T_i(H)]} \rho(H, \tau_k) \sin \frac{-4\pi\tau_k V_z(H)}{\lambda} dH}{\int_{h-\frac{c\tau_k}{4}}^{h-\frac{c\tau_k}{4}} \frac{N_e(H)}{H^2 [1 + T_e(H)/T_i(H)]} \rho(H, \tau_k) \cos \frac{4\pi\tau_k V_z(H)}{\lambda} dH},$$

полученной из выражений для “измеренных” КФ $\gamma_{\text{Im}}^*(h, \tau_k) = R_{\text{Im}}^*(h, \tau_k) / P^*(h)$, $r_{\text{Re}}^*(h, \tau_k) = R_{\text{Re}}^*(h, \tau_k) / P^*(h)$ и выражений для исходных величин ненормированных квадратурных КФ, мощности НР сигнала $P(h)$ и доплеровского сдвига частоты f_d , обусловленного движением плазмы:

$$R_{\text{Im}}(h, \tau_k) = P(h) \rho(h, \tau_k) r_T(\tau_k) \sin 2\pi f_d \tau_k,$$

$$R_{\text{Re}}(h, \tau_k) = P(h) \rho(h, \tau_k) r_T(\tau_k) \cos 2\pi f_d \tau_k, \quad (r_T(\tau_k) - \text{функция, совпадающая с КФ зондирующего сигнала}), \quad P(h) = R(h, 0) = \text{const} \frac{N_e(h)}{h^2 [1 + T_e(h)/T_i(h)]}, \quad f_d = -2V_z/\lambda.$$

Нормированная КФ флуктуаций электронной плотности среды $\rho(h, \tau_k)$ определяется как функция ионосферных параметров согласно выражению $\rho(\tau_k) = f(T_i, T_e, N_i/N_e)$ [12].

Результаты моделирования для режима зондирования одиночными импульсами длительностью 800 мкс представлены на рис. 1, б. Видно, что наибольшая погрешность ΔV_z имеет место летом при высокой СЛ. Приведенные в табл. 2 значения минимальной высоты, начиная с которой $\Delta V_z \leq 1$ м/с, свидетельствуют о том, что применение данного режима для определения V_z ограничено снизу высотой 270-330 км. Расчеты показывают, что использование сдвоенных импульсов длительностью 65-130 мкс приемлемо на высотах, превышающих 130 км, и ограничено сверху высотой 550-600 км из-за возрастания статистической погрешности.

Таблица 2

	$F_{10.7}=200$, лето	$F_{10.7}=200$, зима	$F_{10.7}=70$, лето	$F_{10.7}=70$, зима
$h_{\min}$, км	330	280	280	270

Для одновременного определения V_z на большом интервале высот целесообразен режим зондирования двухчастотным сигналом, одним из элементов которого является пара коротких импульсов с изменяющейся от периода к периоду задержкой между ними. При этом должна быть обеспечена когерентность формирования ВЧ колебаний элементов зондирующего сигнала и гетеродинов радиоприемного устройства (РПРУ), с помощью которых осуществляется частотная селекция откликов принятых сигналов. Один из вариантов структурной схемы синтеза и приема сигналов приведен на рис. 2.

Формирование радиосигнала для радиопередающего устройства (РПУ) осуществляется с помощью смесителей (СМ), умножителя частоты на 2, стробирующего каскада и строби-

руемого умножителя частоты в n раз. От синтезатора сигналы также подаются на РПУ для формирования сигналов гетеродинов. В РПУ принятый от антенно-фидерного устройства (АФУ) сигнал усиливается в бланкируемом УВЧ. Селекция откликов от коротких импульсов (с несущей частотой f_0) и сигнала заполнения (с несущей частотой f_1) и перенос спектров сигналов на одну и ту же первую промежуточную частоту (ПЧ) осуществляется в смесителях СМ1. Реально на радаре НР $f_0 = 158 \text{ МГц}$, $f_1 = f_0 + 102 \text{ кГц}$, $n = 8$. В смесителях СМ2 осуществляется перенос спектров на вторую ПЧ. В трактах выделения квадратурных сигналов осуществляется синхронное детектирование, низкочастотная фильтрация и усиление сигналов, подаваемых на устройства обработки.

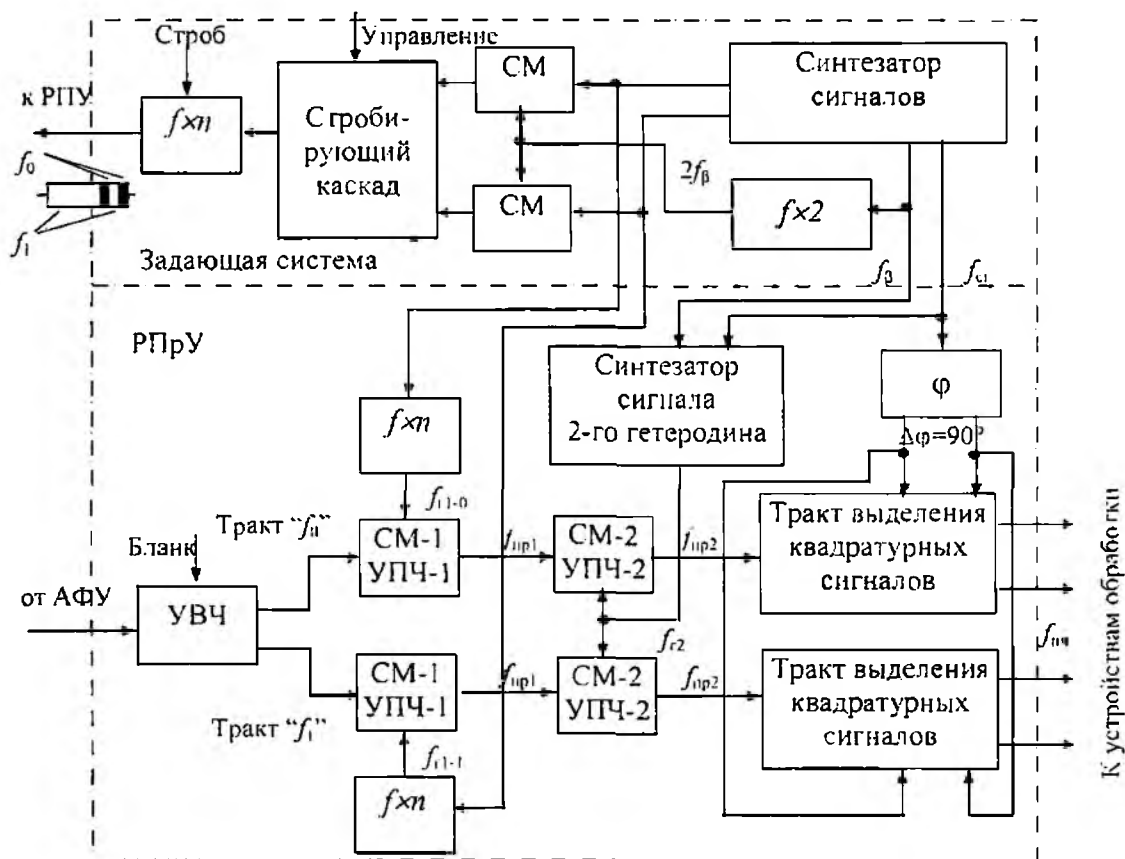


Рис. 2

Для формирования сигналов гетеродинов используются умножители частоты первого гетеродина, синтезатор частоты второго гетеродина и фазовращатель сигналов синхронного гетеродина (с разностью фаз 90°). В результате преобразований центральная частота спектра НР сигнала переносится на нулевую частоту с точностью до доплеровского сдвига, вызванного движением плазмы вдоль луча радара, что и позволяет независимо определять скорость плазмы по откликам двухчастотного сигнала.

Большое значение, особенно при зондировании сведенными радиоимпульсами, имеет стабильность фазы заполнения излучаемого сигнала. Так, если не принимать каких-либо мер, искажение зондирующего сигнала, заключающееся в среднем набеге фазы ВЧ заполнения на протяжении зондирующего импульса длительностью 150 мкс , например на один градус, приводит к погрешности измерения скорости по всем исследуемым высотам на $18,5 \text{ м/с}$. С целью минимизации такой погрешности применяются меры по стабилизации работы РПУ, а зондирующий сигнал контролируется с помощью специализированного радиоприемника. В случаях обнаружения нарушения фазовых соотношений в зондирующем сигнале в измеренное значение скорости плазмы вносится поправка

$$\Delta V_z = \frac{1}{n} \frac{\lambda}{4\pi} \sum_{k=k_{\min}}^{k_{\min}+n-1} \left\{ \arctg \left[r_{TIm}(\tau_k) / r_{TRe}(\tau_k) \right] \right\} / \tau_k,$$

где $r_{TIm}(\tau_k)$ и $r_{TRe}(\tau_k)$ – квадратурные составляющие КФ зондирующего сигнала.

Определим область значений скорости V_z , учитывая конкретные методики оценки V_z по алгоритмам, приведенным в [13]. Значения V_z находятся в результате корреляционной обработки выделенных на промежуточной частоте РПРУ сигналов с взаимно зеркальными спектрами либо по измеренным квадратурным составляющим КФ сигнала на низкой частоте (НЧ). КФ можно представить в виде

$$\begin{aligned} \text{а) на ПЧ:} \quad r_1(\tau_k) &= \rho(\tau_k) \cos 2\pi(f_{np} + 2V_z/\lambda)\tau_k \\ r_2(\tau_k) &= \rho(\tau_k) \cos 2\pi(f_{np} - 2V_z/\lambda)\tau_k, \\ \text{б) на НЧ:} \quad r_{Im}(\tau_k) &= \rho(\tau_k) \sin(-4\pi\tau_k V_z/\lambda) \\ r_{Re}(\tau_k) &= \rho(\tau_k) \cos(4\pi\tau_k V_z/\lambda). \end{aligned}$$

Анализируя аргументы тригонометрических функций и подставляя характеристики радара ($f_{np} = 77$ кГц, $\tau_k = (9k+1)/3f_{np}$, где $k = 7...12$ на ПЧ и приведенные выше параметры на НЧ), получим минимальную область значений скорости в наиболее неблагоприятном случае (при максимальной задержке τ_k):

$$\begin{aligned} \text{а) на ПЧ: } -\lambda f_{np}/8(9k_{\max}+1) &< V_z < \lambda f_{np}/8(9k_{\max}+1), \text{ т.е. } -176 < V_z < +176 \text{ м/с,} \\ \text{б) при определении квадратурных КФ на НЧ и ПЧ:} \\ -\lambda/8\tau_{k\max} &< V_z < \lambda/8\tau_{k\max}, \text{ т.е. } -455 < V_z < +455 \text{ м/с.} \end{aligned}$$

Таким образом, требованию охватить диапазон $V_z [-160, +160 \text{ м/с}]$ отвечают все способы обработки: на ПЧ (определяя скорость, например, путем поиска минимума выражения:

$$L(h_j, V) = \sum_{k=k_{\min}}^{k_{\min}+n-1} \left[\frac{r_1(t_j, \tau_k)}{\cos 2\pi(f_{np} + 2V/\lambda)\tau_k} - \frac{r_2(t_j, \tau_k)}{\cos 2\pi(f_{np} - 2V/\lambda)\tau_k} \right]^2,$$

где $h_j = ct/2$ – высота центра зондируемого объема плазмы, соответствующая моменту времени t_j относительно начала радиолокационной развертки; $r_1(t_j, \tau_k)$ и $r_2(t_j, \tau_k)$ – оценки КФ выделенных двумя каналами приемника сигналов с взаимно-зеркальными спектрами) и на НЧ (например, при помощи выражения

$$V_z(h_j) = -\frac{\lambda}{4\pi} \frac{\sum_{k=k_{\min}}^{k_{\min}+n-1} \left\{ \arctg \left[r_{Im}(t_j, \tau_k) / r_{Re}(t_j, \tau_k) \right] \right\} r^2(t_j, \tau_k) \tau_k}{\sum_{k=k_{\min}}^{k_{\min}+n-1} r^2(t_j, \tau_k) \tau_k^2},$$

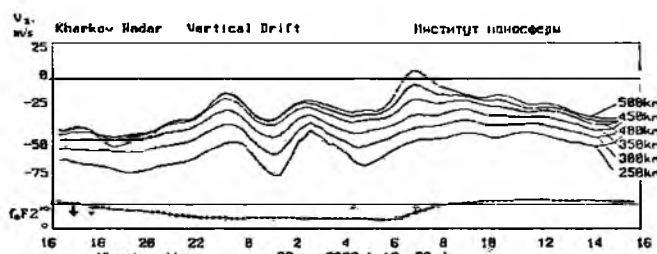
где $r^2(t_j, \tau_k) = r_{Im}^2(t_j, \tau_k) + r_{Re}^2(t_j, \tau_k)$).

Результаты измерения вертикальной скорости плазмы и обсуждение

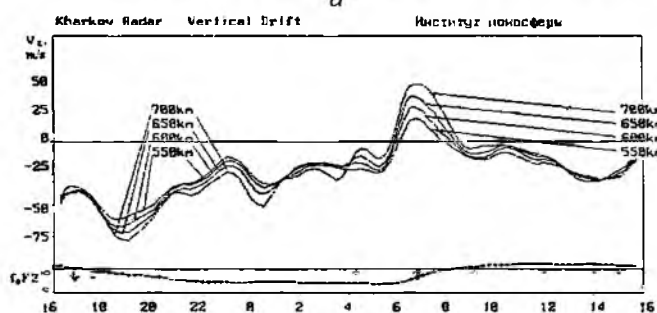
На протяжении суток даже при отсутствии магнитных возмущений возможны значительные изменения скорости, особенно в ночное время.

На рис. 3 приведены высотно-временные вариации вертикальной скорости V_z , полученные на радаре НР 19-20 февраля 2002 года.

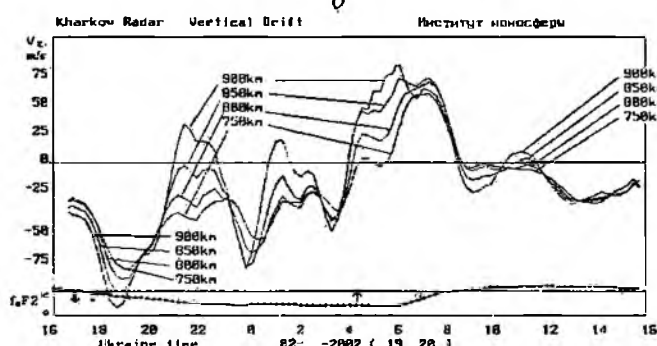
Здесь же приведены временные зависимости критической частоты f_0F2 . Стрелками показаны моменты восхода и захода Солнца на поверхности Земли в Харькове (двойная стрелка) и магнитно-сопряженной точке (одинарная стрелка), расположенной вблизи острова Мадагаскар. В эти дни индекс магнитной активности $Ap=4$ (19 февраля) и $Ap=8$ (20 февраля) соответственно. Видно, что помимо обычно наблюдаемых утреннего (с максимумом около 6:30) и вечернего (около 18:45) экстремумов V_z , возрастающих с увеличением высоты, суточный ход V_z изменяется в ночное время, с 20 до 3 часов. Эти изменения, в значительной степени для высот, больших 700 км, объясняются процессами ионосферно-протоносферного обмена плазмой.



a

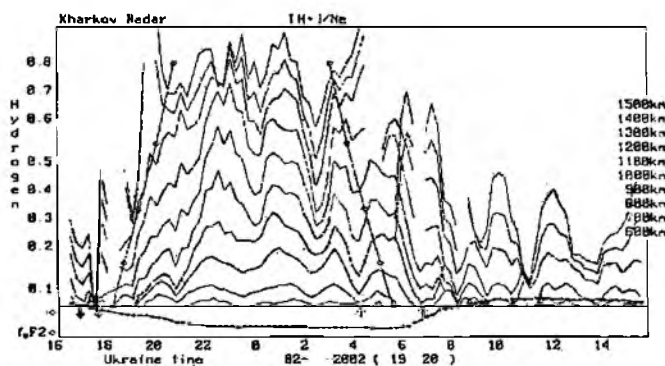


b

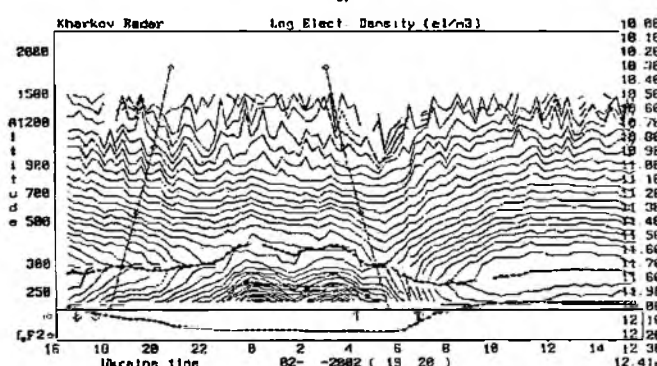


c

Рис. 3



a



b

Рис. 4

Действительно, измеренные вариации относительной концентрации легких ионов H^+ в течение рассматриваемых суток (рис. 4, а) коррелируют с суточными вариациями вертикального переноса плазмы. Так, на высоте 900 км максимальному потоку плазмы в ~23:45 соответствует уменьшение относительной концентрации ионов водорода. Оно наблюдается около полуночи. Имеется также корреляция (хотя и в меньшей степени) вариаций V_z с временными изменениями электронной концентрации N_e (рис. 4, б).

Ночной максимум электронной концентрации (N_m) в области F ионосферы в зимнее время определяется соотношением скорости поступления плазмы из протоносферы и потерями ионов O^+ за счет рекомбинации. Например, ночью максимальное значение N_m при $f_oF2=5,5$ МГц наблюдается около 01:15. Этому соответствует локальный максимум нисходящего потока плазмы, который распространяется вниз в интервале высот 900-400 км в течение ~1 ч 15 мин. Такое запаздывание свидетельствует о том, что скорость распространения возмущения потока плазмы из протоносферы составляет приблизительно 135 м/с.

На рис. 5 представлены временные вариации V_z на фиксированных высотах 30-31 мая 2003 г., характеризующие поведение V_z во время солнечного затмения. Вертикальными линиями обозначены моменты начала, максимальной фазы и окончания солнечного затмения. Видно, что во время затмения нисходящая (отрицательная) скорость возрастала по мере приближения к максимальной фазе затмения, т.е. на обычное ожидаемое утреннее возрастание V_z наложилось изменение направления и величины скорости, обусловленное солнечным затмением.

На рис. 6 показаны высотные профили V_z , полученные при 15-минутном накоплении в характерные моменты (время UT): ночью 30 мая 2003 г. (21:45), до начала затмения 31 мая 2003 г. (02:15), во время его максимальной фазы (03:15) и после затмения (04:45). Горизонтальные отрезки обозначают доверительный интервал.

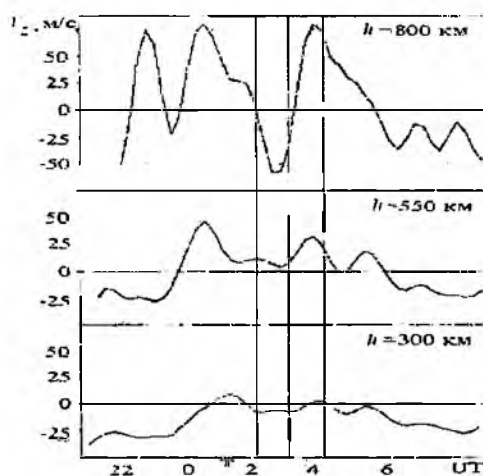


Рис. 5

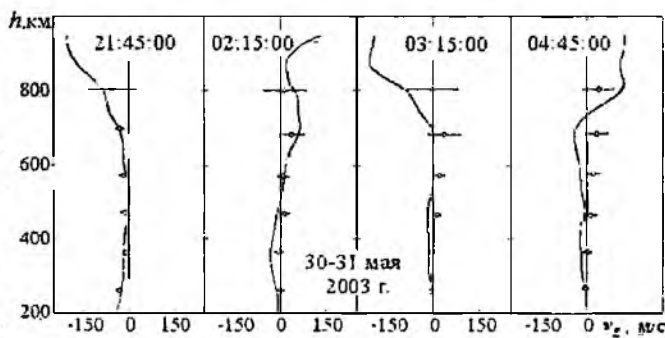


Рис. 6

Видно, что в максимальной фазе солнечного затмения (03:15) высотный профиль V_z принимает вид, типичный для ночной ионосферы, аналогично данным 30 мая (21:45). Высотные профили V_z до (02:15) и после (04:45) затмения ближе по характеру к дневной магнитоспокойной ионосфере (при $h \leq 500$ км $V_z \leq 0$, при $h > 500$ км $V_z > 0$).

Выводы

С помощью численного моделирования получены результаты, позволяющие обосновать основные требования к параметрам радара НР и зондирующего сигнала при оценке скорости переноса ионосферной плазмы. Результаты измерения вертикальной скорости плазмы V_z , полученные с помощью харьковского радара в спокойных и возмущенных условиях, характеризуют особенности динамических процессов среднеширотной ионосферы европейского региона и могут быть использованы для уточнения справочных глобальных моделей ионосферы.

Список литературы: 1. Таран В.И. Исследования ионосферы с помощью радаров НР в Харькове // Вестник ХГПУ. 1999. № 30. С.3 – 7. 2. Evans J. V. Ionospheric movements measured by incoherent scatter: A review // J. Atmos. Terr. Phys. 1972. Vol. 34. P. 175 – 209. 3. Сунн А.Л., Терещенко В.Д. и др. Некогерентное рассеяние радиоволн в высокоширотной ионосфере. Апатиты: Кольский науч. центр АН СССР, 1989. 183 с. 4. Рогожкин Е.В. Измерение параметров ионосферной плазмы по корреляционной функции сигнала НР // Ионосферные исследования. 1979. № 27. С. 46 – 59. 5. Woodman R F., Hagfors T. Methods for measurement of vertical ionospheric motions near the magnetic equator by Incoherent scattering // Journ. Geophys. Res. 1969. V. 74, № 5. P. 1205 – 1212. 6. A.R. Jain, B.C.N. Rao. K.K. Mahajan. Design study of an incoherent scatter radar for equatorial aeronomy // Low-Latitude Aeron. Processes. 1980. V. 8. P. 283 – 296. 7. Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А. Физика ионосферы. М.: Наука, 1988. 527 с. 8. Иванов-Холодный Г.С., Михайлов А.В. Прогнозирование состояния ионосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1980. 9. Hedin, A. E. MSIS-86 thermosphere model // J. Geophys. Res., 92, 4649, 1987. 10. Hedin, A. E. et al. Revised Global Model of Thermosphere Winds using Satellite and Ground based Observations // J. Geophys. Res. 96, 1991. P. 7657 – 7688. 11. J.M. Holt, D.A. Rhoda, D. Tetenbaum, A.P. van Eyken. Optimal analysis of incoherent scatter radar data // Radio Science. 1992. V. 27, № 3. P. 435 – 447. 12. Гринченко С.В. Оптимальный алгоритм многократных вычислений теоретических характеристик НР сигнала. Сб. науч. тр. ХГПУ. Вып. 7. 1999. С. 331 – 336. 13. Емельянов Л.Я. Оценка скорости дрейфа ионосферной плазмы методом НР // Вестник ХГПУ. Вып. 31. Харьков: ХГПУ, 1999. С. 100 – 107.

Институт ионосферы НАН и МОН Украины

Поступила в редколлегию 20.02.2006

ЭФФЕКТ «ЩЕЛЕВОЙ» ВОЛНЫ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ С ФРАКТАЛЬНЫМ ФЕРРИТОВЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ

При изучении искусственных частично заполненных сред, которые ввиду особого структурирования, а также формы и размера частиц наполнителя являются фрактальными и обладают необычными свойствами, возникают всевозможные аномалии и термодинамические парадоксы. Примером такого явления могут быть аномальные потери энергии, описанные в [1] для случая прямоугольного волновода, частично заполненного поперечно намагниченным ферритом. Как известно из практики, ферриты вносят определенные потери. Так как коэффициент затухания пропорционален ширине зазора между ферритом и боковой стенкой, то он возрастает до бесконечности по мере приближения феррита к стенке. Следовательно, энергия полностью рассеивается в точке ее возникновения. Реальность эффекта рассеивания не вызывает сомнения и подтверждена экспериментально [2, 3]. В [1] автор, ссылаясь на ряд экспериментальных исследований, связывает это явление с поверхностной волной, распространяющейся вдоль металлической стенки волновода, обладающей конечной проводимостью. И даже когда ширина зазора стремится к нулю, эта «щелевая» волна переносит конечную энергию. Автором сделаны попытки нахождения амплитуды данной волны путём устранения доминирующего слагаемого в магнитном поле основной волны, однако неясно, как непосредственно учесть этот эффект в основном анализе.

Вышеописанная композиционная среда по своей природе является фрактальной (неоднородной, особо структурированной), следовательно, необходимо её исследование с помощью особого математического аппарата – дробного интегрирования. Полностью адекватную математическую модель неоднородных фрактальных свойств материалов и описания реальной физической системы найти трудно, но разработанная теория дифференциальных форм [4] создаёт необходимую структурную основу для рассмотрения и объяснения экспериментальных фактов в едином систематическом виде.

В работе [5] сделаны попытки обосновать существование «щелевой» волны в основном анализе, приведены некоторые выкладки о влиянии скейлингового показателя α на её распространение. В связи с этим возникает задача установления связи дробного показателя с введенным в [1] параметром p , который ограничивает область существования «щелевой» волны и зависит от гиромангнитных свойств феррита.

На рис. 1 область I ($0 < x < d_1$), как и область III ($d_2 < x < a$), представляет собой воздушный зазор с параметрами ϵ_0 , μ_0 . Феррит занимает область II ($d_1 < x < d_2$) и описывается диэлектрической проницаемостью ϵ , тензором магнитной проницаемости

$$[\mu] = \begin{pmatrix} \mu & 0 & j\chi \\ 0 & \mu_0 & 0 \\ -j\chi & 0 & \mu \end{pmatrix}$$

и скейлинговым показателем α , характеризующим степень фрактальности заполнения.

В дальнейшем ограничимся случаем, когда отсутствует зависимость от координаты y . Тогда, согласно [1], поля в первой и третьей области можно рассматривать в классическом виде, а во второй – в виде α -характеристик компонент поля (см., например, [6,7]).

1. Область I

$$\begin{aligned} E_{y1}(x, z) &= \sin(h_1 \cdot x) \cdot e^{-1k'z} \\ H_{z1}(x, z) &= (j/W_0) \cdot \cos(h_1 \cdot x) \cdot e^{-1k'z}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $W_0 = \omega \cdot \mu_0 / h_1$ – характеристическое сопротивление среды; h_1 – коэффициент фазы плоской волны в воздухе; μ_0 – магнитная постоянная; ϵ_0 – электрическая постоянная; ω – круговая частота; $k' = \sqrt{\omega^2 \cdot \epsilon_0 \cdot \mu_0 - h_1^2}$ – постоянная распространения волны.

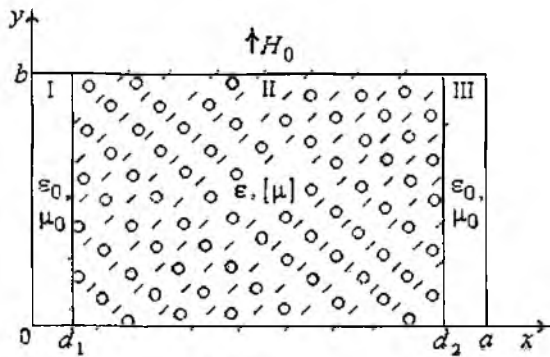


Рис.1

2. Область II

$$\begin{aligned} ({}_x D_{-x}^\alpha E_{z2}^{(\alpha)})(x,z) &= [A \cdot \sin(h_2 \cdot x) + B \cdot \cos(h_2 \cdot x)] \cdot e^{-j k' z}; \\ ({}_x D_{-x}^\alpha H_{z2}^{(\alpha)})(x,z) &= (j \cdot A / W_0 \cdot h_1 \cdot \mu \cdot \mu_\perp) \cdot [\mu \cdot h_2 \cdot \cos(h_2 \cdot x) - \chi \cdot k' \cdot \sin(h_2 \cdot x)] \cdot e^{-j k' z} - \\ &\quad - (j \cdot B / W_0 \cdot h_1 \cdot \mu \cdot \mu_\perp) \cdot [\mu \cdot h_2 \cdot \sin(h_2 \cdot x) + \chi \cdot k' \cdot \cos(h_2 \cdot x)] \cdot e^{-j k' z}, \end{aligned}$$

а восстановленные по α – характеристикам компоненты электромагнитного поля имеют вид

$$\begin{aligned} E_{z2}^{(\alpha)}(x,z) &= [A \cdot \sin(h_2 \cdot x - \alpha \cdot \pi/2) + B \cdot \cos(h_2 \cdot x - \alpha \cdot \pi/2)] \cdot \frac{1}{h_2^\alpha \cdot x^\alpha} \cdot e^{-j k' z}; \\ H_{z2}^{(\alpha)}(x,z) &= [(j \cdot A / W_0 \cdot h_1 \cdot \mu \cdot \mu_\perp) \cdot (\mu \cdot h_2 \cdot \cos(h_2 \cdot x - \alpha \cdot \pi/2) - \chi \cdot k' \cdot \sin(h_2 \cdot x - \alpha \cdot \pi/2)) - \\ &\quad - (j \cdot B / W_0 \cdot h_1 \cdot \mu \cdot \mu_\perp) \cdot (\mu \cdot h_2 \cdot \sin(h_2 \cdot x - \alpha \cdot \pi/2) + \chi \cdot k' \cdot \cos(h_2 \cdot x - \alpha \cdot \pi/2))] \cdot \frac{1}{h_2^\alpha \cdot x^\alpha} \cdot e^{-j k' z}, \end{aligned} \tag{2}$$

где A и B – амплитуды поля, определяемые из граничных условий для составляющих E_z и ${}_x D_{-x}^\alpha E_z^{(\alpha)}$, H_z и ${}_x D_{-x}^\alpha H_z^{(\alpha)}$ при $x = d_1$; $\mu_\perp = (\mu^2 - \chi^2) / \mu$ – эффективная магнитная проницаемость поперечно намагниченного феррита; h_2 – коэффициент фазы плоской волны в феррите; $k' = \sqrt{\omega^2 \cdot \epsilon \cdot \mu_\perp - h_2^2}$ – постоянная распространения волны. x^α – коэффициент, введенный для выравнивания размерностей.

3. Область III

$$\begin{aligned} E_{z3}(x,z) &= C \cdot \sin[h_3 \cdot (a - x)] \cdot e^{-j k' z} \\ H_{z3}(x,z) &= (-j \cdot C / W_0) \cdot \cos[h_3 \cdot (a - x)] \cdot e^{-j k' z}, \end{aligned} \tag{3}$$

где C – амплитуда поля, определяемая из граничных условий для составляющих E_z и ${}_x D_{-x}^\alpha E_z^{(\alpha)}$, H_z и ${}_x D_{-x}^\alpha H_z^{(\alpha)}$ при $x = d_2$, $h_3 = h_1$ – коэффициент фазы плоской волны в воздухе.

В соответствии с граничными условиями в силу сохранения непрерывности E_z и ${}_x D_{-x}^\alpha E_z^{(\alpha)}$, H_z и ${}_x D_{-x}^\alpha H_z^{(\alpha)}$ при $x = d_1$ и $x = d_2$ имеют место следующие равенства:

$$\begin{aligned} \sin(h_1 \cdot d_1) &= A \cdot \sin(h_2 \cdot d_1) + B \cdot \cos(h_2 \cdot d_1); \\ (j / W_0) \cdot \cos(h_1 \cdot d_1) &= (j \cdot A / W_0 \cdot h_1 \cdot \mu \cdot \mu_\perp) \cdot [\mu \cdot h_2 \cdot \cos(h_2 \cdot d_1) - \chi \cdot k' \cdot \sin(h_2 \cdot d_1)] - \\ &\quad - (j \cdot B / W_0 \cdot h_1 \cdot \mu \cdot \mu_\perp) \cdot [\mu \cdot h_2 \cdot \sin(h_2 \cdot d_1) + \chi \cdot k' \cdot \cos(h_2 \cdot d_1)], \\ C \cdot \sin[h_3 \cdot (a - d_2)] &= A \cdot \sin(h_2 \cdot d_2) + B \cdot \cos(h_2 \cdot d_2); \\ (-j \cdot C / W_0) \cdot \cos[h_3 \cdot (a - d_2)] &= (j \cdot A / W_0 \cdot h_1 \cdot \mu \cdot \mu_\perp) \cdot [\mu \cdot h_2 \cdot \cos(h_2 \cdot d_2) - \chi \cdot k' \cdot \sin(h_2 \cdot d_2)] - \\ &\quad - (j \cdot B / W_0 \cdot h_1 \cdot \mu \cdot \mu_\perp) \cdot [\mu \cdot h_2 \cdot \sin(h_2 \cdot d_2) + \chi \cdot k' \cdot \cos(h_2 \cdot d_2)]. \end{aligned} \tag{4}$$

Для дальнейшего анализа введём следующие обозначения:

$$\left\{ \begin{array}{l} d_1 = d_1/a, \\ d_2 = d_2/a, \\ k_0 = \omega \cdot \varepsilon_0 \cdot \mu_0 \cdot d_2, \\ \psi = h_1 \cdot d_2, \\ \psi \cdot (d_1/d_2) = h_1 \cdot d_1, \\ \sqrt{\psi^2 + k_0^2 \cdot (\varepsilon \cdot \mu_{\perp} - 1)} = h_2 \cdot d_2, \\ (d_1/d_2) \cdot \sqrt{\psi^2 + k_0^2 \cdot (\varepsilon \cdot \mu_{\perp} - 1)} = h_2 \cdot d_1, \\ \psi/d_2 = h_1 \cdot a, \\ \sqrt{k_0^2 - \psi^2} = k' \cdot d_2. \end{array} \right. \quad (5)$$

Тогда, с учётом (5), из (4) получим

$$\begin{aligned} A &= \left[\frac{\psi \cdot \mu_{\perp}}{\sqrt{\psi^2 + k_0^2 \cdot (\varepsilon \cdot \mu_{\perp} - 1)}} \cdot \cos(\psi \cdot (d_1/d_2)) + \frac{\chi}{\mu} \cdot \frac{\sqrt{k_0^2 - \psi^2}}{\sqrt{\psi^2 + k_0^2 \cdot (\varepsilon \cdot \mu_{\perp} - 1)}} \cdot \sin(\psi \cdot (d_1/d_2)) \right] \times \\ &\times \cos\left((d_1/d_2) \cdot \sqrt{\psi^2 + k_0^2 \cdot (\varepsilon \cdot \mu_{\perp} - 1)}\right) + \sin(\psi \cdot (d_1/d_2)) \cdot \sin\left((d_1/d_2) \cdot \sqrt{\psi^2 + k_0^2 \cdot (\varepsilon \cdot \mu_{\perp} - 1)}\right); \\ B &= \left[-\frac{\psi \cdot \mu_{\perp}}{\sqrt{\psi^2 + k_0^2 \cdot (\varepsilon \cdot \mu_{\perp} - 1)}} \cdot \cos(\psi \cdot (d_1/d_2)) - \frac{\chi}{\mu} \cdot \frac{\sqrt{k_0^2 - \psi^2}}{\sqrt{\psi^2 + k_0^2 \cdot (\varepsilon \cdot \mu_{\perp} - 1)}} \cdot \sin(\psi \cdot (d_1/d_2)) \right] \times \\ &\times \sin\left((d_1/d_2) \cdot \sqrt{\psi^2 + k_0^2 \cdot (\varepsilon \cdot \mu_{\perp} - 1)}\right) + \sin(\psi \cdot (d_1/d_2)) \cdot \cos\left((d_1/d_2) \cdot \sqrt{\psi^2 + k_0^2 \cdot (\varepsilon \cdot \mu_{\perp} - 1)}\right); \\ C &= \frac{A \cdot \sin\left(\sqrt{\psi^2 + k_0^2 \cdot (\varepsilon \cdot \mu_{\perp} - 1)}\right) + B \cdot \cos\left(\sqrt{\psi^2 + k_0^2 \cdot (\varepsilon \cdot \mu_{\perp} - 1)}\right)}{\sin\left(\frac{\psi}{d_2} - \psi\right)}; \\ &(A/\psi \cdot \mu \cdot \mu_{\perp}) \cdot \left[\mu \cdot \sqrt{\psi^2 + k_0^2 \cdot (\varepsilon \cdot \mu_{\perp} - 1)} \cdot \cos(\sqrt{\psi^2 + k_0^2 \cdot (\varepsilon \cdot \mu_{\perp} - 1)}) - \chi \cdot \sqrt{k_0^2 - \psi^2} \times \right. \\ &\times \sin(\sqrt{\psi^2 + k_0^2 \cdot (\varepsilon \cdot \mu_{\perp} - 1)}) \left. \right] - (B/\psi \cdot \mu \cdot \mu_{\perp}) \cdot \left[\mu \cdot \sqrt{\psi^2 + k_0^2 \cdot (\varepsilon \cdot \mu_{\perp} - 1)} \times \right. \\ &\times \sin(\sqrt{\psi^2 + k_0^2 \cdot (\varepsilon \cdot \mu_{\perp} - 1)}) + \chi \cdot \sqrt{k_0^2 - \psi^2} \cdot \cos(\sqrt{\psi^2 + k_0^2 \cdot (\varepsilon \cdot \mu_{\perp} - 1)}) \left. \right] + \\ &+ C \cdot \cos[h_2 \cdot (a - d_2)] = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Уравнение (6) даёт возможность численно определить ψ , а следовательно, и все остальные параметры, входящие в волновые уравнения.

Используя классический подход, автор [1] утверждает, что вблизи боковых стенок волновода составляющие электромагнитного поля имеют вид

$$\begin{cases} E_r \sim x^{2\rho} \\ H_z \sim x^{2\rho-1} \end{cases} \text{ при } x \rightarrow 0; \quad (7)$$

$$\begin{cases} E_r \sim (a-x)^{2-2\rho} \\ H_z \sim (a-x)^{1-2\rho} \end{cases} \text{ при } x \rightarrow a \quad (8)$$

и не должны удовлетворять классическим граничным условиям. В (7), (8) обозначено:
 $p = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot j} \cdot \ln \frac{M+K}{M-K}$ – параметр, ограничивающий область существования “щелевой” волны;
 $M = \chi / (\mu^2 - \chi^2)$ – коэффициент, зависящий от гиромангнитных свойств феррита; коэффициент
 $K = 1/\mu_0 + 1/\mu_{\perp}$. Автором отмечено, что при $0 < \operatorname{Re} p < 1/4$ ($x=0$) и $3/4 < \operatorname{Re} p < 1$ ($x=a$) поток мощности, направленный в стенку волновода, оказывается отличным от нуля, чего не должно быть при идеальной проводимости стенок. Создается впечатление, что энергия электромагнитного поля пытается проникнуть в стенки волновода. Исходя из этого, автор считает, что назначение “щелевой” волны – перенос данной доли энергии вдоль оси волновода. Действительно, поперечная составляющая вектора Пойнтинга обращается в нуль, если магнитное поле “щелевой” волны устраняет при $x=0$ и $x=a$ доминирующее слагаемое в основном поле волновода. А при отсутствии дополнительных потерь, когда $1/4 < \operatorname{Re} p < 3/4$, нет необходимости удовлетворять каким-либо дополнительным граничным условиям и щелевая волна не существует. Значение $p = 1/2$ соответствует случаю, когда феррит не намагничен ($M = 0$).

Реальность данного эффекта можно подтвердить и теоретически, используя аппарат дробного интегриродифференцирования. На рис. 2 представлена структура $E_y^{(\alpha)}$ – и $H_z^{(\alpha)}$ – компонент поля $H^{(\alpha)}$ – типа в классической анизотропной среде (кривая 1 – $\alpha = 0$) и во фрактальной – с показателем фрактальности $\alpha = 0,1$ (кривая 2); $\alpha = 0,3$ (кривая 3); $\alpha = 0,5$ (кривая 4). Размеры щели выбраны бесконечно малыми по сравнению с ферритовым заполнением ($d_1/a = 0,0001$ и $(d_2/a) - 1 = 0,0001$). Параметры феррита: $\varepsilon = 10$; $\mu = 1,914$; $\chi = 0,686$.

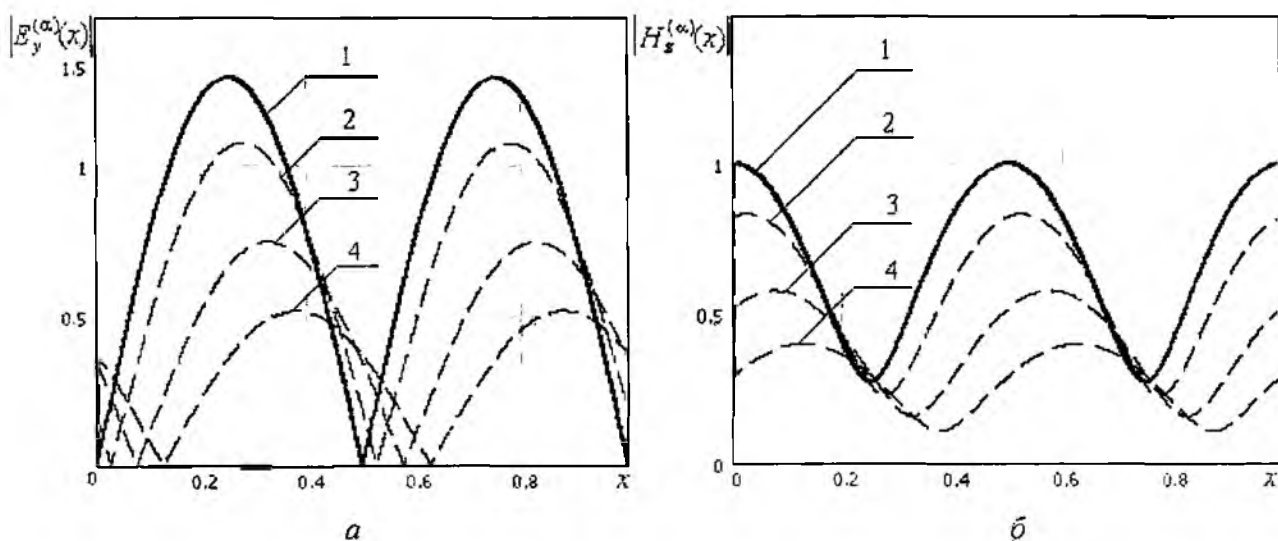


Рис.2

Из графиков видно, что с увеличением скейлингового показателя α происходит заметное уменьшение амплитуды, а также фазовый сдвиг $E_y^{(\alpha)}$ – и $H_z^{(\alpha)}$ – компонент поля $H^{(\alpha)}$ – типа. Кроме того, во фрактально-структурированной среде (кривые 2,3,4) составляющая $E_y^{(\alpha)}$ действительно не равна нулю на боковых стенках волновода, как предполагалось в [1]. Это явление, вероятно, обусловлено возникновением поверхностных токов, распределенных вдоль поверхности раздела в виде бесконечно тонкого слоя, которые являются источником возникновения “щелевой” волны.

Аналогично (7) и (8) для случая фрактальной конструкции составляющая $E_y^{(\alpha)}$ вблизи боковых стенок имеет вид

$$\begin{cases} E_1 \sim 1/x^\alpha; \\ E_2 \sim 1/(a-x)^\alpha. \end{cases} \quad (9)$$

Из сравнения показателей степени в (7) и (9) получим

$$\begin{cases} \alpha = -2 \cdot p & \text{при } x \rightarrow 0; \\ \alpha = 2 \cdot p - 2 & \text{при } x \rightarrow a. \end{cases} \quad (10)$$

Исходя из граничных значений для параметра p скейлинговый показатель α должен находиться в следующих пределах:

$$-0.5 < \alpha < 0. \quad (11)$$

Таким образом, это пределы, в которых, вероятно, возможно существование "щелевой" волны в прямоугольном волноводе с намагниченной ферритовой пластиной. Однако, как показывают графические зависимости на рис. 2, данная поверхностная волна имеет место и при других значениях α , возможно даже когда феррит не намагничен.

Следовательно, применением фрактального анализа можно учитывать как геометрические, так и гироманнитные свойства феррита. Представленный подход может объяснить теоретически многие термодинамические эффекты, что актуально при проектировании вентилей, фазовращателей, поглощающих нагрузок и других СВЧ - устройств.

Описанный математический аппарат может быть применён для исследования импедансной поверхности или объёмной структуры произвольного сечения и формы.

Результаты работы могут использоваться для решения актуальных задач об управлении электромагнитным полем в волноводящих системах за счет варьирования скейлингового показателя.

Список литературы: 1. Левин Л. Теория волноводов. Методы решения волноводных задач: Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1981. 312 с. 2. Gagne R R J. The Paradoxical Surface Wave (Crack Wave) in Ferrite-filled Waveguides, IEEE Trans., MTT-16. 1968. PP. 241-250. 3. Barzilai G, Gerosa G. Rectangular Waveguides Loaded with Magnetized Ferrite, and the So-called Thermodynamic Paradox, Proc. IEE, 113. N 2, 1966. P. 285-288. 4. Онуфрієнко В М. Диференціальні α форми у хаусдорфовій метриці на фрактальних множинах // Радіоелектроніка. Інформатика. Управління. 2002. №2 (8). С. 31 – 35. 5. Мисюра А А, Онуфрієнко В М. Поверхностная мода в прямоугольном волноводе с анизотропной фрактальной пластиной // Радіоелектроніка. Інформатика. Управління. 2004. №1(11). С. 15–18. 6. Мисюра А А, Онуфрієнко В М. Собственные функции и числа прямоугольного волновода с фрактальными широкими стенками // Радіоелектроніка. Інформатика. Управління. 2003. №1 (9). С. 12 – 16. 7. Misyura A.A. Onufrienko V.M. Calculation of the Magnetic Wave Attenuation in a Rectangular Waveguide with Fractal Walls // Telecommunications and Radio Engineering. Vol. 59. N 10-12. 2003. P. 25 – 30.

Харьковский национальный
университет радиозлектроники

Поступила в редакцию 25.01.2006

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ МНОЖИТЕЛЯ ОСЛАБЛЕНИЯ НА МОРСКИХ ТРАССАХ С ОБЩИМ УЧАСТКОМ ВДОЛЬ ПОВЕРХНОСТИ РАЗДЕЛА

Введение

Реальная атмосфера Земли обычно характеризуется более сложными, по сравнению с рассмотренными в [1], высотными распределениями показателя преломления воздуха в пограничном слое атмосферы, поэтому дальнейшие исследования справедливости предположения о совпадении множителей ослабления на трассах с общим участком вдоль поверхности были продолжены над морем.

В работе рассматривается методика проведения экспериментальных исследований, обосновывается выбор частотных диапазонов, а также диапазонов высот корреспондирующих пунктов и протяженностей радиотрасс, представляются результаты исследования и статистической обработки отношения множителей ослабления на трассах с общим участком вдоль поверхности, на основании которых определяется возможность использования метода радиопросвечивания эталонными источниками в интересах диагноза условий распространения УКВ радиоволн, радио и радиолокационной наблюдаемости.

Основная часть

Для получения достоверных данных о справедливости предположения о приближенном совпадении множителей ослабления на трассах с общим участком вдоль поверхности эксперименты должны были охватывать разнообразные (от субрефракционных до сверхрефракционных) условия распространения радиоволн, проводиться в нескольких частотных диапазонах в диапазоне высот корреспондирующих пунктов от высот, характерных для приводных инверсий, до высот, превышающих приподнятые инверсии.

Обоснование частотных диапазонов и методики проведения исследований

Экспериментальные исследования были проведены одновременно в СВЧ и УВЧ диапазонах на волнах $\lambda_1 \cong 4$ см и $\lambda_2 \cong 35$ см соответственно. Чтобы обеспечить необходимые диапазоны высот корреспондирующих пунктов эталонных источников и их удалений от общего приёмного пункта, экспериментальные исследования отношения множителей ослабления S включали два этапа. На первом этапе эталонные источники были размещены на борту самолета, что обеспечило возможность быстрого исследования большого количества трасс, отличающихся протяжённостью и длиной общего участка вдоль поверхности Земли, в диапазоне высот корреспондирующих пунктов, превышавших 50 м. На втором этапе, когда исследовалась величина S для высот менее 50 м, были использованы стационарные трассы.

Для большинства радиотехнических систем УКВ диапазона, использующих загоризонтное распространение радиоволн, наибольший интерес представляет зона тени, непосредственно примыкающая к освещённой области. Поэтому влияние протяженности загоризонтных трасс на величину отношения множителей ослабления S целесообразно было исследовать в диапазоне $R_f \leq R \leq (2+3)R_f$, где R_f – дальность радиогоризонта при стандартной рефракции. Чтобы охватить разнообразные условия распространения исследования проводились в весенний, летний и осенний периоды.

В процессе первого этапа приёмные устройства обоих диапазонов волн (пункт 1) располагались вблизи уреза воды на высоте около 20 м над уровнем моря, а передающие (пункты 2 и 3) – на борту самолёта, который мог удаляться от приёмного пункта на расстояние до 250–260 км, согласно схеме полётов, приведенной на рис. 1. Полеты осуществлялись на высотах 100 м (маршрут АБ, представлявший совокупности пунктов 2 и трасс 1-2 соответственно) и 1500 м (маршрут ВГ – совокупности пунктов 3 и трасс 1-3). Кроме того, на удалении самолета около

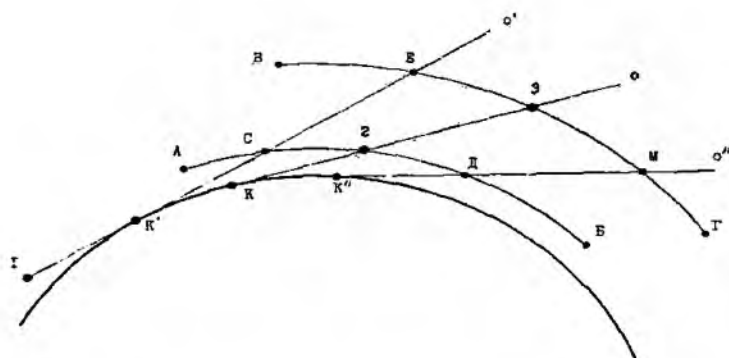


Рис. 1

200 км выполнялись быстрые снижения самолёта (пункт 3) с высоты 3000 до 100 м. При выбранных высотах полётов пункт 2 располагался выше приводных инверсий, а пункт 3 – практически всегда выше приподнятых инверсий [2]. Данные, полученные при полётах самолёта вдоль маршрутов AB и $BГ$, позволили исследовать зависимость величины $C = V_{12} / V_{13}$, где V_{12} и V_{13} – соответственно множители ослабления на трассах 1-2 и 1-3, от протяжённости общего для трасс 1-2 и 1-3 участка $K' - K''$ вдоль поверхности Земли в диапазоне высот пункта 2 $h_2 \geq 100$ м. Данные кратковременных снижений самолёта со 100 до 50 м позволили уменьшить высоту пункта 2 до 50 м. Для выбранных высот полётов и удалений самолёта, временной интервал между его пребываниями в точках 2 и 3, принадлежащих одной и той же касательной, например $K - o$ на рис.1, не превышал 1 часа, что для района проведения исследований позволяло считать [2, 3] результаты самолётных измерений на трассах 1-2 и 1-3 синхронными только для низкочастотных составляющих спектра временных вариаций уровней радиополя. Данные, полученные во время прохождения метеофронтов, а также в периоды формирования тропосферных аномалий исключались при обработке.

Экспериментальная проверка зависимости величины C от высоты пункта 3 заключалась в сопоставлении значений V_{13} , измеренных в процессе “быстрых” снижений самолёта с высоты 3000 до 100 м, со значениями V_{12} , полученными при его полётах вдоль маршрута AB на высоте 100 м.

При проведении исследований на стационарных трассах для $h_2 \leq 50$ м высоты корреспондирующих пунктов выбирались на основании следующего. Согласно экспериментальным данным [2, 3], высоты приводных инверсий в районе исследований обычно составляют 6–15 м, поэтому пункт 2 должен находиться внутри приводных инверсий, если его высота составляет (5–10) м, а при $h_2 \geq 15 \div 20$ м он практически всегда расположен над инверсиями. Чтобы в диапазоне $\lambda \approx 35$ см удовлетворить условию $y_2 < 0,5$, пункт 2 должен располагаться на высотах $h_2 \leq 12$ м, поэтому при экспериментальном исследовании нижней границы выполнения соотношения $V_{12} \approx V_{13}$, пункт 2 в обоих частотных диапазонах должен располагаться в пределах высот от 5 до 20 м. Пункт 3 должен располагаться в диапазоне высот, исследованных в процессе самолетных измерений, то есть его высота должна была превышать 50 м.

Исследования на стационарных трассах для $h_2 \leq 50$ м были проведены на четырех трассах, корреспондирующие пункты на которых располагались в соответствии со схемой, приведенной на рис. 2. Общий для всех трасс пункт 1 размещался вблизи береговой черты на высоте около 12 м над уровнем моря, а пункты 2 и 2' располагались на высотах 5 и 18 м, протяжённость трасс 1-2 и 1-2' составляли $R_{12} \approx R_{12'} \approx 60$ км. Пункты 3 и 3' размещены на высотах 95 и 145 м на удалении от пункта 1 порядка $R_{13} \approx R_{13'} \approx 90$ км, причем общие участки вдоль поверхности, имели следующие пары трасс: 1-2 и 1-3, а также 1-2' и 1-3'.

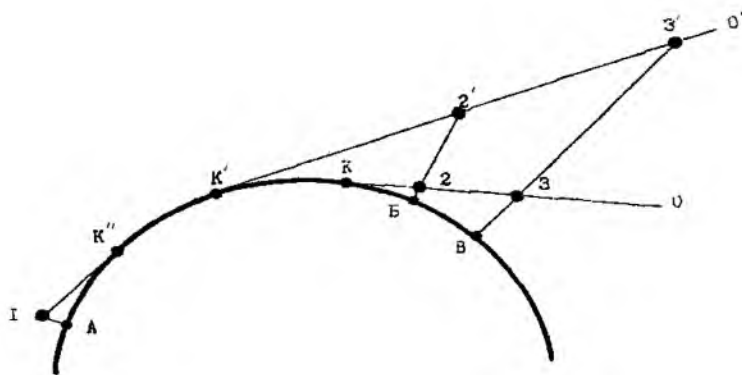


Рис. 2

В процессе исследований в сантиметровом диапазоне регистрировались временные зависимости уровней мощности радиосигналов, отражённых доплеровскими ответчиками, расположенных в пунктах 2-3', а в дециметровом диапазоне регистрировались уровни мощности радиосигналов от передатчиков, установленных в пунктах 2-3. Измерения на стационарных трассах проводились последовательно во времени, поэтому сопоставлялись усредненные за интервал измерений (1 ÷ 10 мин) величины множителей ослабления.

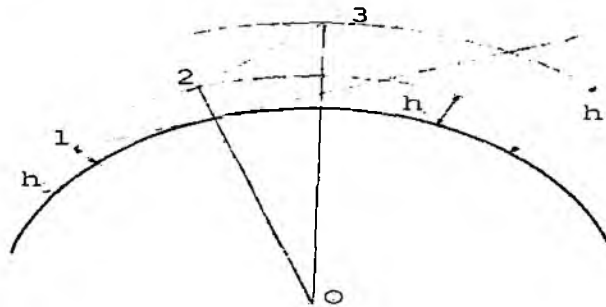


Рис. 3

В освещенной области сопоставление V_{12} и V_{13} было проведено на сопряженных трассах R_{12} и R_{13} (см. рис. 3). высоты корреспондирующих пунктов и протяженности которых удовлетворяли выражению

$$R_{12} \approx \frac{-\frac{h_3}{R_{13}}(2a_1 + h_3) + R_{13}}{2} + \left[\frac{\left[-\frac{h_3}{R_{13}}(2a_1 + h_3) + R_{13} \right]^2}{4} + h_2'(2a_1 + h_2)R_{13} \right]^{\frac{1}{2}},$$

где $h_2' = h_2 - h_1$ и $h_3 = h_3 - h_1$.

Для сопоставления были выбраны совокупности трасс R_{12} и R_{13} , расположенных в зоне полутени, примыкающей к радиогоризонту.

Значения множителя ослабления V , использовавшиеся при сопоставлении, вычислялись путем первичной обработки экспериментальных данных, для чего временные зависимости измеренных уровней мощности радиосигналов преобразовывались соответственно в дистанционные, высотные и временные зависимости $V(R, h, t)$. Если они носили монотонный характер, то сопоставлялись измеренные значения V_{12} и V_{13} , при осциллирующем характере $V(R, h, t)$ сопоставлялись их значения, лежавшие на огибающих, проведенных через максимальные значения измеренных кривых.

Оценка инструментальной погрешности измерений показала [4], что аппаратный комплекс и методика проведения экспериментальных исследований обеспечивали среднеквадратическое значение погрешности V_{12} и V_{13} не более $\pm 1,4$ дБ при самолетных измерениях и $\pm 1,1$ дБ при измерениях на стационарных трассах.

Результаты экспериментальных исследований

Результаты сопоставления множителей ослабления при различных протяженностях трасс 1-2 и 1-3 для волны $\lambda = 35$ см приведены на рис.4, где по осям отложены значения V_{12} и V_{13} в дБ, штриховая линия удовлетворяет условию $V_{12} = V_{13}$, значки "●" соответствуют $R_{KK} = 0$ км, "○" – 20 км, "◐" – 40 км, "◑" – 60 км. Результаты сопоставления V_{12} и V_{13} для нескольких высот пункта 3 в диапазоне волн $\lambda = 4$ см приведены на рис. 5, где штриховая линия соответствует условию $V_{12} = V_{13}$, а значки относятся к следующим высотам пункта 3: "●" – 2100 м, "○" – 1600 м, "◐" – 1200 м, "◑" – 900 м. Данные на рис.4 и рис.5 показывают, что разброс экспериментальных значений V_{12} и V_{13} , определяемый состоянием тропосферы, может достигать значительной величины, например для $R_{KK} = 40$ км (см рис.4) значения V_{12} и V_{13} могут находиться в пределах $(-2 \div -60)$ дБ. Однако независимо от протяжённости участка R_{KK} , высоты пункта 3 и состояния тропосферы в обоих диапазонах волн они группируются вокруг прямой $V_{12} = V_{13}$. Рассчитанные для каждого значения R_{KK} и h_1 средние значения величины C в обоих диапазонах волн находились в интервале $(0,88-1,2)$ дБ, то есть были близки к единице.

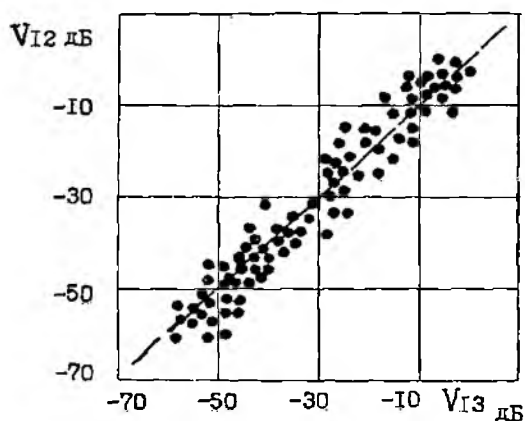


Рис. 4

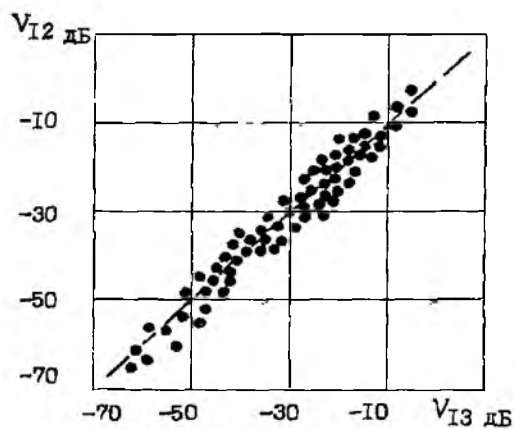


Рис. 5

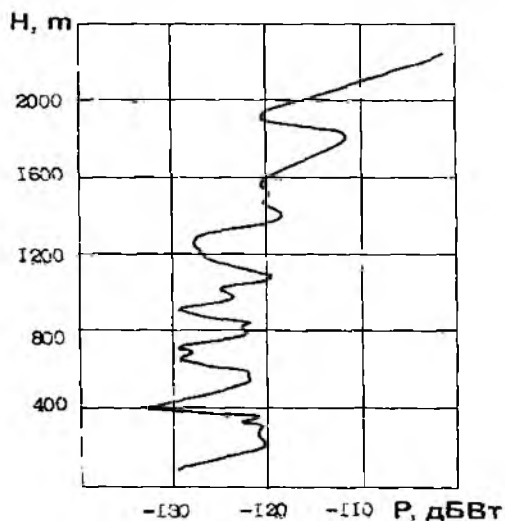


Рис. 6

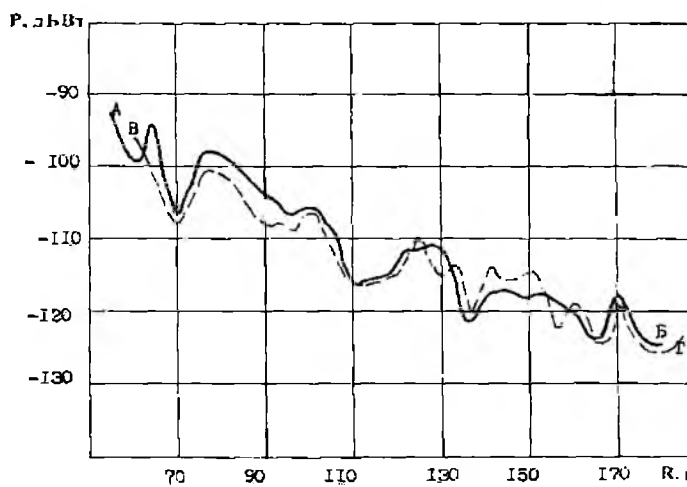


Рис. 7

В качестве иллюстрации на рис. 6 приведена высотная зависимость мощности сигналов на входе приемного устройства $P(R)$ в диапазоне $\lambda = 4$ см, измеренная при "быстром" снижении самолета, а на рис. 7 – дистанционные зависимости уровней мощности радиосигнала: измеренная при высоте полета 100 м (кривая AB) и пересчитанная по методу эквивалентного радиуса (штриховая линия $BГ$) для высоты полета 100 м по данным на рис. 6. Как видно, отличие между кривыми AB и $BГ$ не превышает $4+5$ дБ Bm на всем протяжении трассы распространения.

Результаты сопоставления множителей ослабления V_{12} и V_{13} по всему массиву самолетных измерений, приведенные на рис. 8, а для $\lambda = 35$ см и на рис. 8, б для $\lambda = 4$ см соответственно, показывают, что в обоих диапазонах волн экспериментальные точки группируются

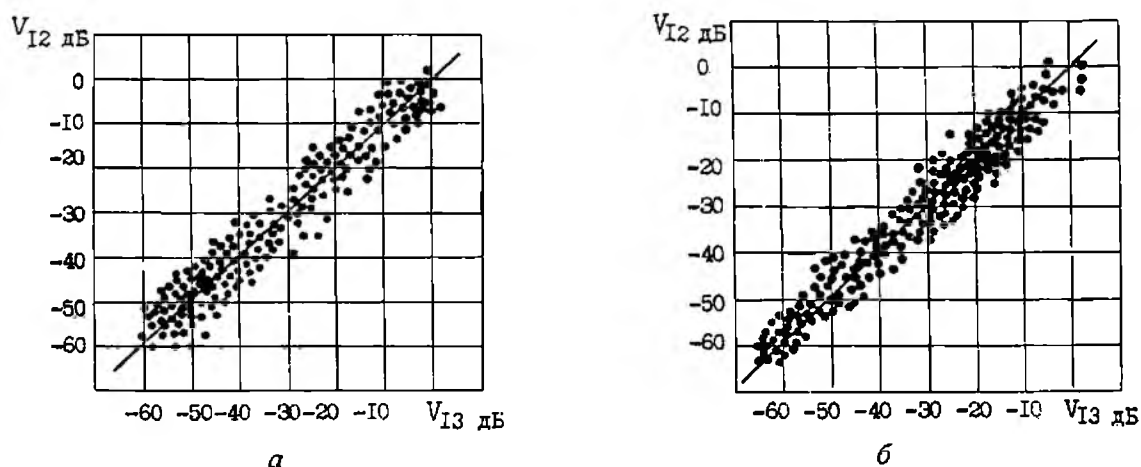


Рис. 8

вокруг прямой $V_{12} = V_{13}$ (сплошные линии на рис. 8) во всем диапазоне измеренных значений множителей ослабления в пределах от $+6$ до -65 дБ. Результаты статистической обработки экспериментальных данных подтвердили, что интегральное распределение величины C близко к логарифмически нормальному закону с параметрами: среднее значение $\langle C \rangle \approx 2,0$ дБ и среднеквадратическое отклонение $\sigma_C \approx 5,6$ дБ для волны $\lambda = 35$ см и соответственно $\langle C \rangle \approx 1,0$ дБ и $\sigma_C \approx 4,5$ дБ для волны $\lambda = 4$ см. Значения коэффициента корреляции между величинами V_{12} и V_{13} составили $r \approx 0,84$ ($\lambda = 35$ см) и $r \approx 0,87$ ($\lambda = 4$ см), что также свидетельствовало о высокой степени взаимосвязи между измеренными величинами. Уравнения для линий регрессии, рассчитанные по всему объему самолетных измерений имели вид $V_{13} = 1,001 \cdot V_{12} - 0,56$ для $\lambda = 35$ см и $V_{13} = 1,004 \cdot V_{12} - 0,28$ для $\lambda = 4$ см, где V_{13} и V_{12} выражены в децибелах. Анализ полученных эмпирических выражений показывает, что в диапазоне изменения $V = (6 \div -50)$ дБ их отличие от равенства $V_{12} = V_{13}$ не превышает 2 дБ в обоих диапазонах волн.

На рис. 9 представлены результаты сопоставления множителей ослабления в диапазоне волн $\lambda = 4$ см на стационарных трассах 1–2' и 1–3' (см. рис. 2) при расположении пункта 2 непосредственно над приводными инверсиями на высоте $h_2 = 18$ м. Они свидетельствуют, что экспериментальные величины V_{12} и V_{13} также группируются вокруг условия $V_{12} = V_{13}$ (сплошная линия на рис. 9), отклонения от которого не превышали $(3 \div 4)$ дБ во всем диапазоне изменения значений множителей ослабления. Статистическая обработка экспериментальных данных показала, что интегральное распределение отношения C близко к логнормальному закону с параметрами: среднее значение $\langle C \rangle \approx 0,28$ дБ и среднеквадратичное отклонение $\sigma_C \approx 1,4$ дБ, находящихся соответственно в интервалах $0,11 \leq \langle C \rangle \leq 0,45$ дБ и $1,26 \leq \sigma_C \leq 1,54$ с доверительной вероятностью 90 %, а коэффициент корреляции составил

$r = 0,97$. Уравнение линии регрессии, полученное с помощью метода наименьших квадратов и в предположении линейной зависимости между $V_{12} = V_{13}$, имело вид $V_{12} = -1,57 + 0,91V_{13}$, где значения $V_{12} = V_{13}$ выражены в дБ. В диапазоне изменений множителя ослабления $V' = -40 \div +6$ дБ отличие экспериментальной линии регрессии от прямой $V_{12} = V_{13}$ не превосходило 2 дБ, что позволяет использовать соотношение $V_{12} \approx V_{13}$ для целей диагноза. Таким образом, в сантиметровом диапазоне волн соотношение $V_{12} = V_{13}$ также приблизительно выполняется для различных состояний атмосферы, если высота пункта 2 не менее $18 \div 20$ м.

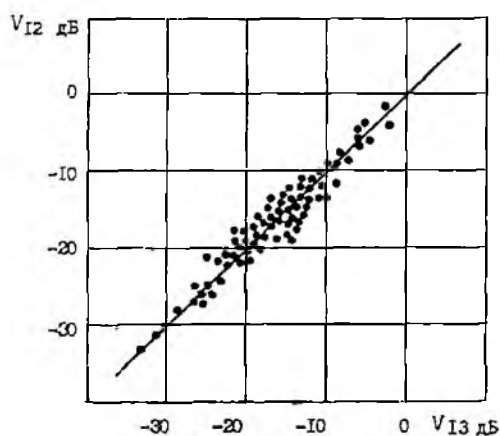


Рис. 9

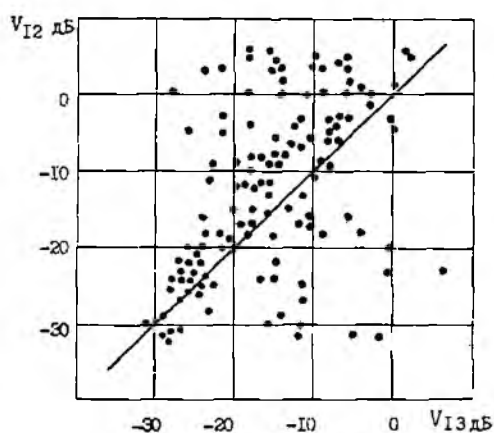


Рис. 10

Результаты сопоставления множителей ослабления на стационарных трассах 1-2 и 1-3 (см. рис. 2) в диапазоне $\lambda = 4$ см, когда высота пункта 2 ($h_2 = 5$ м) не превышала высоты приводных инверсий, представлены на рис. 10. Они показывают, что при высоте пункта 2 $h_2 = 5$ м, соотношение $V_{12} = V_{13}$ выполнялось не всегда, так как отличия между экспериментальными значениями V_{12} и V_{13} могли превышать ± 30 дБ. Статистическая обработка экспериментальных данных показала, что распределение величины C близко к логарифмически нормальному закону с параметрами $\langle C \rangle \approx 3,2$ дБ и $\sigma_C \approx 10,6$ дБ. О слабой связи между величинами V_{12} и V_{13} также свидетельствует низкое значение коэффициента взаимной корреляции $r \approx 0,4$. Анализ существенных отличий между V_{12} и V_{13} показал, что они могли появляться и существовать от десятков минут до нескольких часов, причем наиболее вероятными причинами возникновения таких отличий могли быть приводные или низкие приподнятые инверсии, хотя эти механизмы позволили объяснить далеко не все наблюдавшиеся ситуации.

В дециметровом диапазоне величина C исследовалась с помощью экспериментально измеренных значений V_{12} и V_{13} на трассах 1-2 и 1-3 (см. рис. 2) при высоте пункта 2, равной 5 м. Результаты сопоставления V_{12} и V_{13} , представленные на рис. 11, свидетельствуют, что при $h_2 = 5$ м множители ослабления не совпадают, а группируются вблизи прямой (штриховая линия), практически параллельной условию $V_{12} = V_{13}$ (сплошная линия). В результате статистической обработки экспериментальных данных оказалось, что интегральное распределение отношения C также близко к логнормальному закону, при этом среднее значение $\langle C \rangle \approx -7,9$ дБ и среднеквадратичное отклонение $\sigma_C \approx 3$ дБ находятся в интервалах $7 \leq \langle C \rangle \leq 8,8$ дБ и $2,5 \leq \sigma_C \leq 3,9$ дБ с доверительной вероятностью 90 %, а коэффициент корреляции равен $r = 0,88$. Уравнение линии регрессии, полученное с помощью метода наименьших квадратов и в предположении линейной зависимости между V_{12} и V_{13} имеет вид

$V_{12} = -1,29 + 0,814V_{13}$, где значения V_{12} и V_{13} выражены в дБ. Линия регрессии на рис. 11 нанесена штрих-пунктиром, а ее отклонения от зависимости $< C > \approx -7,9 \text{ дБ}$ не превышают $\pm 4,5 \text{ дБ}$ в диапазоне изменений $I' = -50 \div -10 \text{ дБ}$.

В дециметровом диапазоне высота пункта 2 $h_2 = 5 \text{ м}$ соответствовала безразмерному значению $y_2 = 0,212$, то есть находящемуся в диапазоне $y_2 < 0,5$, когда соотношение $V_{12} = V_{13}$ не выполняется даже в случае монотонной зависимости $n(h)$. Рассчитанное с помощью выражения (5) [1] значение C для геометрических параметров трасс 1-2 и 1-3 составило $C = -7,6 \text{ дБ}$, что практически совпало с её экспериментальным значением. Таким образом, основной причиной нарушения соотношения $V_{12} = V_{13}$ в дециметровом диапазоне ($\lambda = 35 \text{ см}$) при $h_2 = 5 \text{ м}$ можно считать расположение пункта 2 в области высот $y_2 < 0,5$. Однако в диапазоне высот $y_2 < 0,5$ взаимосвязь между величинами V_{12} и V_{13} может быть установлена расчетным путем в рамках выражения (5) [1].

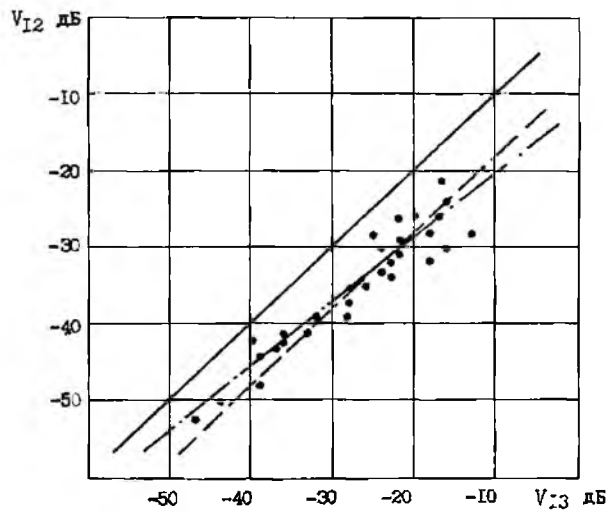


Рис. 11

Результаты сопоставления текущих величин множителей ослабления в освещенной области для диапазона волн $\lambda = 35 \text{ см}$ представлены на рис. 12, где по осям координат отложены значения V_{12} и V_{13} в дБ, а сплошная прямая соответствует экспериментальной линии регрессии.

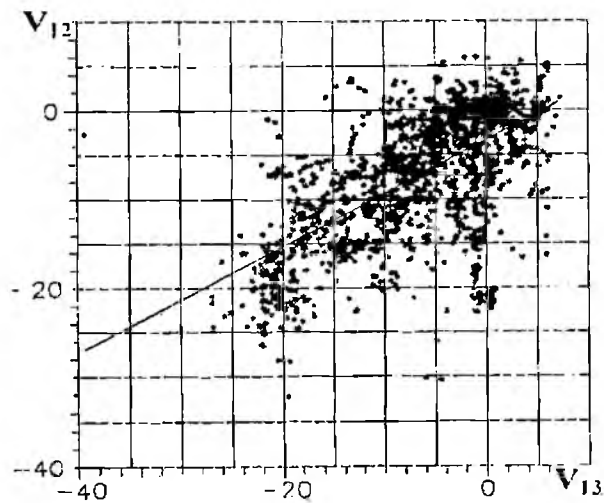


Рис.12

Статистическая обработка экспериментальных данных показала, что в обоих диапазонах волн интегральное распределение величины S близко к логарифмически нормальному закону с параметрами: среднее значение $\langle S \rangle = 0,79$ дБ и $\sigma_S = 6,37$ дБ для волны $\lambda = 35$ см и соответственно $\langle S \rangle = 0,22$ дБ и $\sigma_S = 5,58$ дБ для волны $\lambda = 4$ см. Функциональная связь значений V_{12} и V_{13} определялась уравнениями регрессии: $V_{12} = 0,64V_{13} - 1,8$ для $\lambda = 35$ см и $V_{12} = 0,52V_{13} - 1,57$ для $\lambda = 4$ см, где значения $V_{12} = V_{13}$ выражены в дБ. Экспериментальные данные свидетельствуют, что в наиболее вероятном для освещенной области диапазона изменения множителей ослабления $(-15 \div +6)$ дБ значения V_{12} и V_{13} группируются вблизи условия $V_{12} = V_{13}$. Отмеченные в обоих диапазонах нарушения условия $V_{12} = V_{13}$, помимо эффекта экранирования пункта 2 или 3 при сложных высотных профилях $n(h)$, могли быть связаны с тем, что сопоставлялись текущие, а не усредненные, как в области тени, величины V_{12} и V_{13} .

Выводы

Результаты экспериментальных исследований подтвердили, что в УВЧ и СВЧ диапазонах на морских трассах с общим участком вдоль поверхности Земли при разнообразных состояниях пограничного слоя атмосферы наблюдается устойчивая связь условий распространения, заключающаяся в приближенном совпадении множителей ослабления. Приближенное совпадение выполняется в широком диапазоне протяженностей трасс и высот корреспондирующих пунктов, высоты которых превышают 20 м.

В диапазоне высот менее 18-20 м нарушения приближенного совпадения множителей ослабления в СВЧ диапазоне $\lambda_1 \approx 4$ см определяются влиянием приводных инверсий, а в УВЧ диапазоне $\lambda_2 \approx 35$ см – близостью поверхности раздела.

Новизна заключается в экспериментальном подтверждении возможности использования модели эквивалентного радиуса, соответствующего стандартной атмосфере, для расчета геометрических параметров трасс, на которых наблюдается приближенное совпадение условий распространения, а также определении диапазона высот, в котором наблюдается приближенное совпадение множителей ослабления.

Практическая значимость заключается в разработке методики проведения исследований на совокупностях трасс с общим участком вдоль поверхности и аппаратурного комплекса для ее реализации.

Обоснованное над морем приближенное совпадение множителей ослабления на совокупностях трасс с общим участком вдоль поверхности позволяет рекомендовать метод эквивалентного радиуса в качестве основы при решении задачи диагноза РН и РЛН в прибрежной зоне и над обширными акваториями в УВЧ и СВЧ диапазонах по данным радиопросвечивания атмосферы.

Список литературы: 1. Жуков Б.В., Андриенко Ю.А. Диагноз условий распространения УКВ по данным радиопросвечивания атмосферы эталонными источниками // Радиотехника 2006. Вып. 144. 2. Дорфман Н.А., Кабанов В.А., Кивва Ф.В., Тургенев И.С. Статистические характеристики показателя преломления в приводном слое атмосферы. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1978., Т.14, №5. С.549-552. 3. Тургенев И.С., Кивва Ф.В. Некоторые особенности распространения радиоволн над морем в зоне ближней тени // XII Всесоюз. конф. по распространению радиоволн.: Тез. докладов. Томск. гос. ун-т, 1978. Ч.2. С.5-9. 4. Рабинович С.Г. Погрешности измерений. Л.: Энергия, 1978. 261 с.

Институт радиофизики и электроники
НАН Украины

Поступила в редколлегию 01.03.2006

ЛАЗЕР С ЛАМПОВОЙ НАКАЧКОЙ ПОВЫШЕННОЙ ЯРКОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВОДНО-СПИРТОВОМ РАСТВОРЕ РОДАМИНА 6Ж

Введение

Мощные лазеры на красителях с ламповой накачкой широко используются в различных отраслях науки, техники и, в частности, в качестве передающих устройств резонансных лидаров, предназначенных для круглосуточных измерений атмосферных примесей. В последнее время большой интерес в исследованиях адаптивных оптических систем вызывает использование лазеров на красителях для коррекции волнового фронта [1-3]. Известно, что основным ограничением разрешающей способности астрономических телескопов является атмосферная турбулентность. Одним из способов компенсации искажений, связанных с прохождением излучения через атмосферу, является коррекция волнового фронта с помощью управляемых сегментируемых зеркал. Для функционирования таких систем требуются яркие опорные источники излучения за пределами стратосферного слоя с угловым расстоянием между объектом и опорным источником, определяемым условием изопланатизма, в пределах долей угловых минут. Мощный перестраиваемый лазер на красителе с ламповой накачкой способен создать в натриевом слое корректирующую звезду искусственного происхождения достаточной яркости, чтобы обеспечить настройку адаптивного телескопа на дифракционный предел.

Однако оценки, сделанные в работах [1, 2], показали, что для успешного функционирования адаптивных систем к передатчику предъявляются крайне жесткие и противоречивые требования. Так, наряду с высокими энергетическими характеристиками излучения, расходимость генерируемого пучка, необходимая для анализа волнового фронта должна быть близка к дифракционному пределу. Достижению высоких пространственно-угловых характеристик лазерного пучка в наиболее эффективных генераторах на спиртовых растворах препятствуют термооптические искажения в активном элементе, обусловленные теплофизическими характеристиками растворителей и радиальной неравномерностью накачки [4].

Цель данной работы – экспериментальное исследование расходимости излучения и энергетических характеристик лазера с ламповой накачкой на водно-спиртовом растворе родамина 6Ж для определения возможности использования данных лазеров в адаптивных оптических системах для постановки искусственной звезды.

Известно, что для уменьшения влияния термооптических искажений на диаграмму направленности лазеров на красителях используются водные растворы [4, 5]. По сравнению со спиртовыми растворителями вода обладает большей теплоемкостью и приблизительно на порядок меньшей величиной температурного градиента показателя преломления. Изменение коэффициента преломления для цилиндрической активной среды радиусом r_k с радиально симметричной накачкой можно представить выражением [3]

$$\tilde{n}(\zeta) = \tilde{n}_0 + \Delta n(\zeta) = \tilde{n}_0 + \frac{\partial n}{\partial T} \cdot \Delta T(\zeta), \quad (1)$$

где: $\zeta = \frac{r}{r_k}$ – относительная радиальная координата; $\Delta T(\zeta)$ – изменение температуры в точке ζ .

Прирост температуры в точке ζ можно определить по формуле

$$\Delta T(\zeta) = \frac{\tilde{W}_m(\zeta)}{C_T \cdot \rho}, \quad (2)$$

где: $\tilde{W}_m(\zeta)$ – удельная энергия тепловыделения в точке ζ ; C_T – теплоемкость раствора; ρ – плотность раствора.

Отсюда можно записать

$$\Delta n(\zeta) = \frac{\partial \tilde{n}}{\partial T} \cdot \frac{\tilde{W}_T(\zeta)}{C_T \cdot \rho}. \quad (3)$$

Для воды величина $(\partial n / \partial T) / (C_T \cdot \rho)$ приблизительно на порядок меньше, чем для этилового спирта, поэтому можно ожидать заметное снижение влияния термооптических искажений активной среды на диаграмму направленности излучения лазера на водных и водно-спиртовых растворах родамина 6Ж, и как следствие, существенное снижение расходимости лазерного излучения, *необходимое* для постановки искусственной звезды. В то же время известно, что при переходе от спиртовых растворов родамина 6Ж к водным эффективность генерации падает.

Оценим необходимую энергию излучения лазера для постановки искусственной звезды. Принимаем значение дифракционного угла расходимости излучения лазера $2\theta \approx 10$ мрад, исходя из условия изопланатизма [1], длительность импульса $\tau_u = 33$ мксек, которая соответствует 5,0 км интервалу разрешения, а высоту слоя натрия равной 90 км. При соблюдении условия $I = I_s = 6,3 \text{ Вт/см}^2$ энергия излучения лазера для постановки искусственной звезды должна составлять

$$E_0 = I_s \cdot S \cdot \tau_u = 1,63 \text{ Дж}, \quad (4)$$

где I_s – интенсивность насыщения перехода атома натрия; S – площадь сечения пучка излучения на высоте слоя; τ_u – длительность лазерного импульса.

Результаты экспериментальных исследований

В экспериментах использовался лазер на красителях, разработанный ранее [6]. Основу осветителя лазерной головки составляли зеркальные эллиптические цилиндры. Конструкция лазера позволяла наращивать длину накачиваемой области активного элемента с кратностью 120 мм, соответствующей длине разрядного промежутка ламп типа ИСП-5000. Такая конструкция при сохранении высокой эффективности оптической накачки позволяет снизить тепловое воздействие ламп на активный элемент. Для увеличения эффективности системы накачки использовалась схема включения ламп со вспомогательным предионизационным импульсом [7], представленная на рис. 1.

В схеме накачки лазера применялось последовательное соединение пар ламп, как показано на рис. 2, что обеспечивает, при прочих равных условиях, лучшее согласование сопротивления ламп с волновым сопротивлением разрядной цепи.

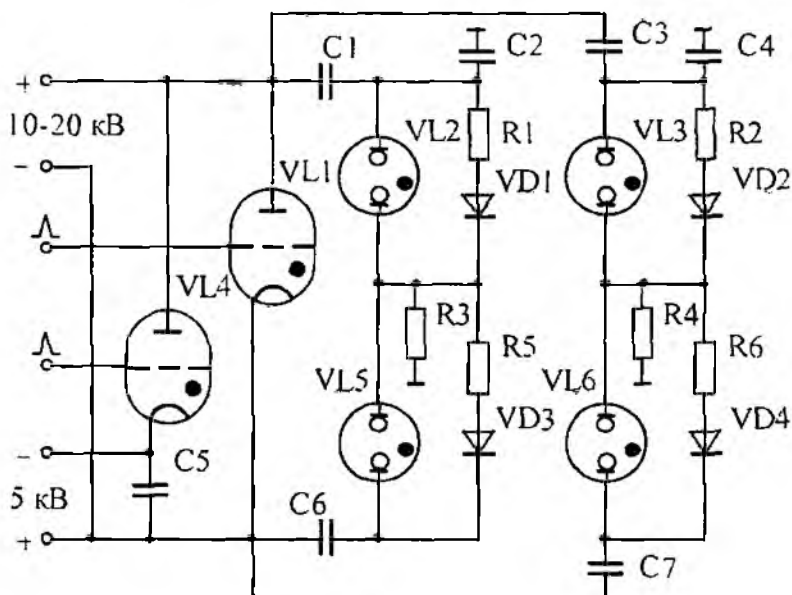


Рис. 1

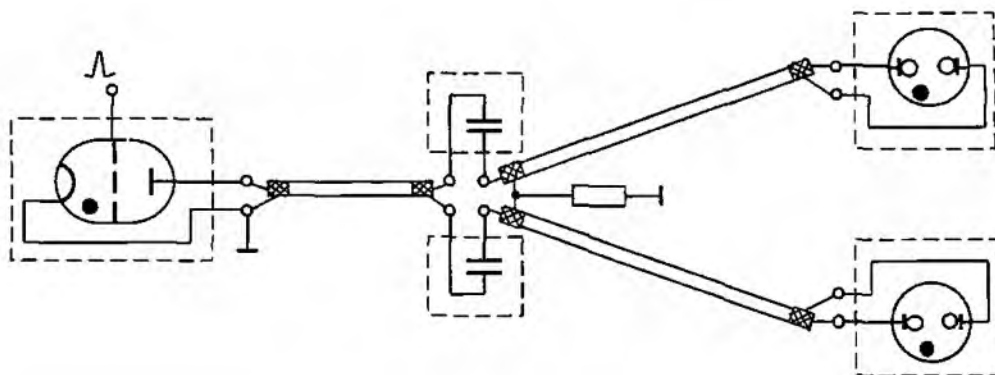


Рис. 2

Как и в большинстве известных систем зондирования атмосферы в схеме лазера использовался плоскопараллельный резонатор, что было обусловлено, по меньшей мере, двумя обстоятельствами. Во-первых, для того чтобы обеспечить в худшем случае касание диаграмм направленности приемника и передатчика (с последующим уточнением соосности уже в ходе лидарных исследований), необходимо обеспечить первоначальную точность взаимной юстировки их осей не хуже долей миллирадиана, а это проще осуществить, если зеркала резонатора плоские. Во-вторых, известно, что использование плоскопараллельного резонатора обеспечивает заполнение модами резонатора значительного объема активной среды, что немаловажно в условиях, когда от излучателя требуется максимальная энергетическая эффективность. Для перестройки длины волны излучения в экспериментах использовались система из двух последовательных брестерских призм или юстируемый интерферометр Фабри – Перо в сочетании с двумя кварцевыми пластинами, расположенными под углами Брюстера к оси резонатора.

Энергия излучения измерялась измерителем типа ИКТ-1М. В экспериментах варьировались следующие параметры лазера: длина резонатора, концентрация красителя родамина 6Ж и соотношение этилового спирта и воды в растворителе. Энергетические характеристики накачки сохранялись неизменными и выбирались из условия обеспечения непрерывного ресурса работы ламп около 10^4 вспышек, что соответствовало энергии, подводимой к каждой лампе, равной 90 Дж. Для снижения эффекта преждевременной деградации красителя использовалась следующая технология приготовления активной жидкости: дистиллированная вода и этиловый спирт смешивались в определенных пропорциях и полученный раствор отстаивался в течение не менее двух суток с периодической прокачкой с помощью насоса для удаления пузырьков воздуха, а затем краситель засыпался в резервуар.

Измерения проводились при непрерывной прокачке активной жидкости центробежным насосом со скоростью около 3 л/мин и тщательной фильтрации раствора. Перед измерениями пространственных характеристик излучения проводилась тщательная юстировка зеркал резонатора, в противном случае наблюдалось появление боковых лепестков в диаграммах направленности излучения за счет отражений от стенок кюветы с красителем.

На рис. 3 показаны зависимости энергии генерации лазера E_g от энергии накачки W_n для спиртового (1) и водно-спиртового (2) растворов родамина 6Ж при соотношении воды и спирта 2,5/1 и длине резонатора 1,5 м, полученные при прочих одинаковых условиях.

Из рис. 3 видно, что при переходе от спиртовых к водно-спиртовым растворам красителя пороговое значение накачки возбуждения лазера уменьшается, а зависимость энергии излучения от энергии накачки становится более линейной. Результаты эксперимента также показали, что лазер на водно-спиртовых растворах родамина 6Ж не имеет принципиальных ограничений для получения энергии излучения, необходимой для постановки искусственной звезды.

Спектральные параметры лазерного излучения измерялись с помощью спектрографа на базе дифракционной решетки 1200 *штр/мм* и измерительного интерферометра Фабри–Перо

ИФП-28-30. Пространственно-угловые характеристики излучения исследовались с помощью длиннофокусного объектива $f=890$ мм и ПЗС матрицы, расположенной в фокальной плоскости и сопряженной с ЭВМ. С выхода ПЗС матрицы сигнал поступал также на вход запоминающего осциллографа для визуального контроля. Линейный режим регистрации обеспечивался комплектом калиброванных нейтральных светофильтров.

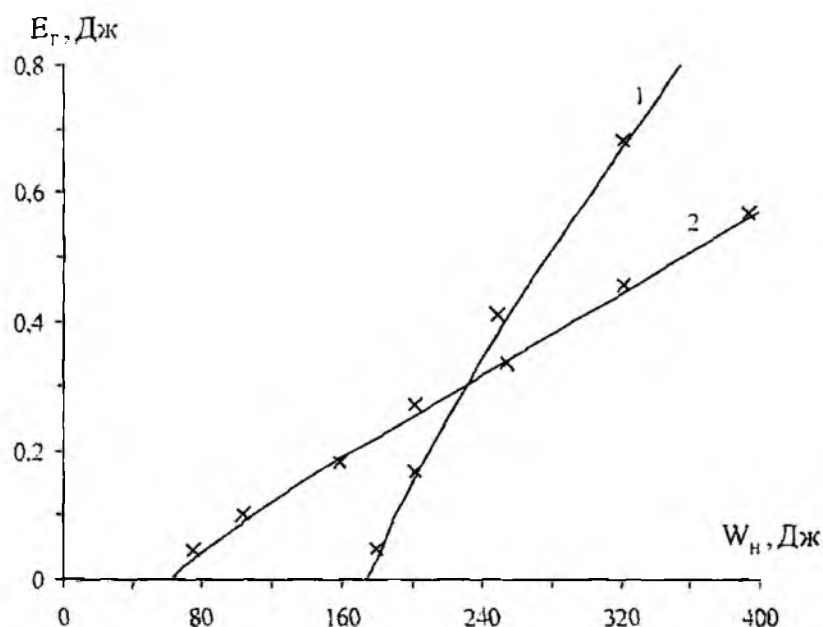


Рис. 3

результаты показали более чем двукратное уменьшение расходимости излучения для водно-спиртовых растворов по сравнению со спиртовыми, что вызвано уменьшением градиентов показателя преломления в активном элементе. *Пространственно-угловое распределение интенсивности излучения лазера при тщательной юстировке резонатора было симметричным и близким по форме к гауссовой кривой.*

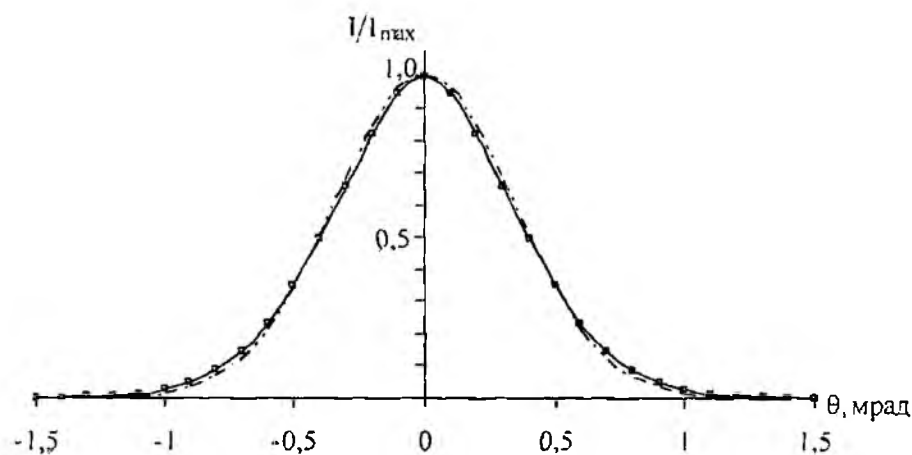


Рис. 4

выми потерями за счет термооптических искажений активной среды, которые уменьшаются при добавлении воды. Резкое ухудшение энергетических характеристик излучения, наблюдаемое при увеличении соотношения воды и спирта более 3:1, обусловлено, по-видимому, увеличением поглощения димерами молекул красителя.

На рис. 6 представлены результаты измерения энергии излучения в зависимости от $k_{max} \cdot r$, полученные при превышении базы неселективного резонатора над длиной активно-

Типичная картина углового распределения интенсивности излучения лазера на водно-спиртовом растворе родамина 6Ж, полученная при длине резонатора 2,2 м и коэффициенте поглощения активной среды $k_{max} \cdot r = 3,5$ представлена на рис. 4, где также пунктиром показан гауссов контур с одинаковой полушириной.

Экспериментальные

При увеличении доли воды в водно-спиртовом растворе наблюдалась устойчивая тенденция к постепенному уменьшению расходимости излучения. Энергия излучения при небольшом содержании воды в водно-спиртовом растворе даже несколько превосходит энергию излучения лазера со спиртовым раствором (рис. 5), поскольку при большой базе резонатора эффективность генерации определяется в основном краевыми

го элемента на 1,2 м. Из рисунка видно, что максимальная эффективность генерации в водно-спиртовом растворе наблюдается при $k_{\max} \cdot r$ порядка 3,5–4,5. Дальнейшее увеличение концентрации красителя приводит к снижению энергии излучения. При изменении длины резонатора в пределах 1–2,5 м область оптимальных концентраций красителя менялась незначительно, что позволяет сделать вывод, что основным фактором определяющим снижение эффективности генерации с ростом концентрации красителя является возрастающее поглощение генерируемого излучения димерами.

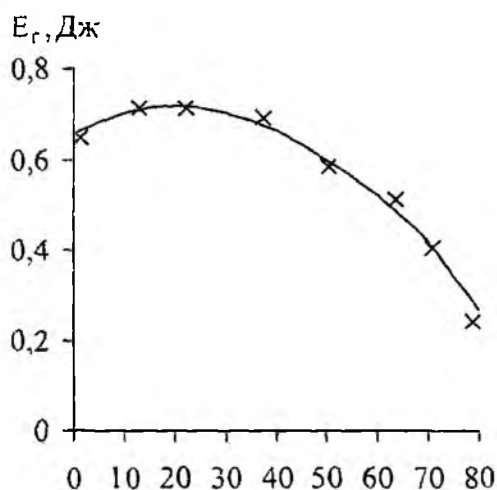


Рис. 5

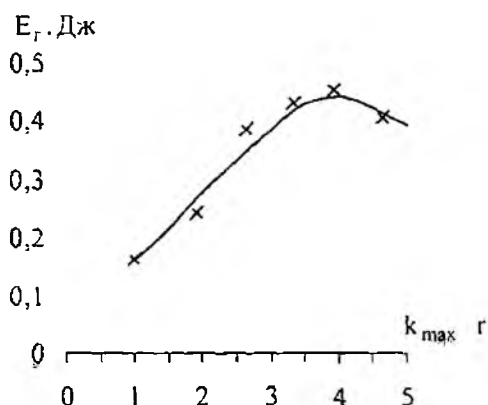


Рис. 6

Одним из методов селекции угловых мод резонатора, как известно, является увеличение длины резонатора. При этом с ростом длины резонатора краевые потери для угловых типов колебаний увеличиваются быстрее, чем для аксиальных. На рис.7 представлены результаты экспериментального исследования зависимости энергии излучения лазера (1) и расходимости излучения (2), измеренной по уровню 0,5, от длины резонатора L .

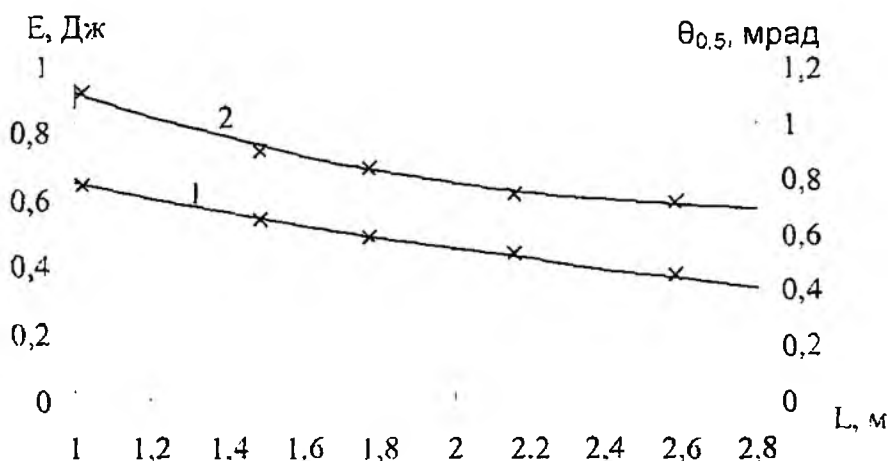


Рис. 7

Результаты получены при постоянном коэффициенте отражения выходного зеркала равном 0,45 в неселективном резонаторе. Соотношение воды и спирта в растворе составляло 2,5:1, концентрация красителя определялась условием $k_{\max} \cdot r = 3,5$. Поскольку целью

исследований было получение высоконаправленного излучения и максимальной яркости, длина резонатора устанавливалась не менее 1 м.

Из рис. 6 видно, что как энергия излучения, так и расходимость монотонно убывают с ростом протяженности резонатора. Однако все же энергия убывает быстрее, чем расходимость излучения. Максимальное значение величины $E/(\theta_{0,5})^2$, которая пропорциональна яркости излучения, достигается при длине резонатора $L = 2,2$ м для $E = 0,43$ Дж и $\theta_{0,5} = 0,76$ мрад (рис. 8).

Полученные экспериментальные результаты показывают, что лазеры с ламповой накачкой на водно-спиртовых растворах красителей способны обеспечивать энергию излучения передатчика лидара порядка Джоулей при расходимости излучения, близкой к дифракционной, равной $0,3$ мрад. С использованием одноканальных усилителей следует ожидать увеличения энергии излучения в несколько раз без заметного ухудшения качества пучка [8].

Известно, что эффективность преобразования во вторую гармонику самым непосредственным образом связана с пространственно-угловыми характеристиками излучения лазера. Нами

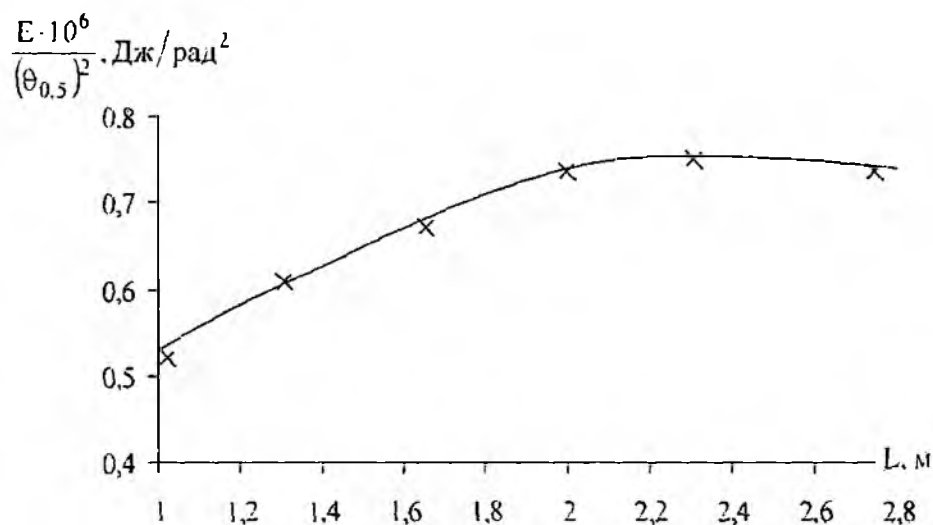


Рис. 8

были проведены исследования по удвоению частоты генерации с помощью описанного выше излучателя. Для преобразования излучения во вторую гармонику использовался оо-е синхронизм с фокусировкой излучения внутрь кристалла цилиндрической линзой с фокусным расстоянием 160 мм. В экспериментах использовались два варианта дисперсионных резонаторов. В первом в качестве селекторов частоты и одновременно поляризаторов излучения использовались две призмы, расположенные вблизи «глухого» зеркала и установленные под углами Брюстера по отношению к падающему излучению [9]. Перестройка длины волны излучения осуществлялась вращением зеркала вокруг оси, перпендикулярной плоскости преломления призм. Во втором варианте резонатора спектральная селекция излучения обеспечивалась внутрирезонаторным юстируемым интерферометром Фабри–Перо с базой 10 мкм и коэффициентом отражения пластин 0,65, а в качестве поляризаторов использовались две плоскопараллельные кварцевые пластины, расположенные под углами Брюстера к оси резонатора. Длина резонатора в том и другом случае составляла 2,2 м. Оба варианта резонатора показали примерно одинаковую эффективность и обеспечивали вполне достаточную для преобразования ширину спектра излучения в пределах 0,2–0,3 нм. Второй вариант резонатора показался нам более удобным для практического использования в качестве передатчика лидара. Для получения второй гармоники излучения на начальной стадии экспериментов использовались кристаллы КДР. При тщательной настройке угла синхронизма была получена эффективность преобразования около 9 %, однако

из-за термических искажений в кристаллах воспроизводимость результатов оказалась очень низкой, что не позволяло получать стабильное преобразование в импульсно-периодическом режиме. Поэтому в дальнейших экспериментах использовался кристалл DKDP с поперечными размерами 20х20 и длиной 40 мм, с помощью которого получено стабильное излучение второй гармоники на длине волны $\lambda = 0,3$ мкм в режиме повторяющихся импульсов и с рекордной для такого типа лазеров эффективностью преобразования 14 %.

Выводы

Проведенные исследования позволили создать мощный перестраиваемый лазер с малой расходимостью излучения, которая лишь в 2,5 раза превышала дифракционный предел. Улучшение пространственно-угловых характеристик излучения получено за счет применения водно-спиртовых растворов, большой длины резонатора и при невысоких значениях $k_{\max} \cdot r$. Дальнейшее улучшение пространственно-угловых характеристик излучения возможно на водных растворах красителей. Высокое качество лазерного пучка подтверждается высокоэффективным преобразованием во вторую гармонику основного излучения с длиной волны 0,6 мкм. Получена энергия излучения 55 мДж на длине волны 0,3 мкм с эффективностью преобразования 14 %.

Список литературы: 1. *Искусственные маяки в адаптивных оптических системах* / П.А. Бакут, В.Б. Камчатов, О.М. Маркина, Ю.П. Шумилов // Зарубежная электроника. 1995. №4. С. 29-37. 2. *R. Foy and A. Laberie. Feasibility of adaptive telescope with laser probe* // Astron. and Astrophys. 1985. V. 152. P. 129-130. 3. *Гарднер Ч.С.* Применение лидара на резонансной флюоресценции натрия в атмосферных исследованиях и астрономии // ТИИЭР. 1989. Т. 77. №3. С. 44-56. 4. *Смольская Т.И., Рубинов А.Н.* Влияние поперечного распределения накачки на энергетику и профиль термооптических искажений лазера на родамине 6Ж // Журн. прикл. спектроскопии. 1972. Т. 16, №4. С. 618-627. 5. *Перестраиваемые импульсно-периодические лазеры на красителях с ламповой накачкой* / М.И. Дзюбенко, В.В. Маслов, В.П. Пелипенко, В.В. Шевченко // Квант. электроника. 1998. Вып. 25, №12. С. 1091-1094. 6. *Лазеры на красителях с ламповой накачкой для исследования атмосферы* / М.Ф. Лагутин, А.А. Зарудный, В.Л. Басецкий, В.Г. Плетенев // Радиотехника. 1997. Вып. 102. С. 104-114. 7. *Лагутин М.Ф., Мустецов Н.П., Зарудный А.А.* Исследование влияния режима питания ламп на генерационные характеристики ОКГ на красителях // Приборы и техника эксперимента. 1984. №2. С. 178-180. 8. *Зарудный А.А., Плетенев В.Г., Верхоробин А.Л.* Лазер повышенной спектральной яркости для исследования атмосферы // Радиотехника. 1998. Вып. 102. С. 170-175. 9. *Allain J.Y.* High energy pulsed dye lasers for atmospheric sounding // Appl. Optics. 1979. V.18. №3. P. 287-289.

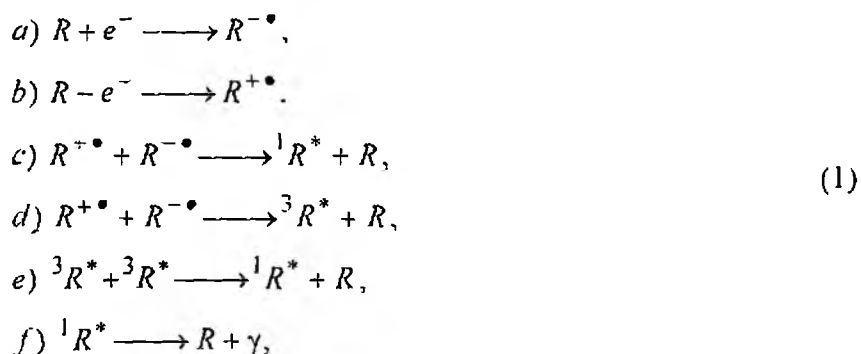
Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редакцию 12.12.2005

ОСОБЕННОСТИ МАССОПЕРЕНОСА В ТОНКОСЛОЙНОМ СЕНСОРЕ НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

В последнее время в мире большое внимание уделяется разработке оптоэлектронных и биофотонных устройств, принцип действия которых основан на явлении электрохимической люминесценции (ЭХЛ). Этот интерес обусловлен наличием большого количества электрохемилюминофоров, излучательные свойства которых способны перекрыть практически весь спектр видимого диапазона частот, и достаточно высокой эффективностью преобразования электрической энергии возбуждения в свет, что делает очень широким круг применения ЭХЛ в оптоэлектронных устройствах. Оптоэлектронные устройства представляют значительный интерес для целей анализа в биологии, медицине, экологии, а также в связи с разработкой принципиально новых устройств оптоэлектроники – высокоэффективных электрооптических преобразователей на основе растворов органических люминофоров [1-5].

Суть электрохимического возбуждения люминесценции заключается в последовательном образовании анионов и катионов реагента на поверхности электродов оптоэлектронного излучателя при электролизе, с их последующей рекомбинацией и образованием эмиттеров – молекул люминофора в электронно-возбужденном состоянии согласно схеме (1) [1]



где R – молекулы электрохемилюминофора; $R^{+\bullet}$, $R^{-\bullet}$ – катион- и анион-радикалы электрохемилюминофора; ${}^1R^*$, ${}^3R^*$ – синглетное и триплетное электрон-возбужденные состояния электрохемилюминофора; γ – квант ЭХЛ.

В теории ЭХЛ выделяют синглетный и триплетный путь образования эмиттера ЭХЛ – молекулы люминофора в синглет-возбужденном электронном состоянии. В случае синглетного механизма энергия реакции бирадикальной рекомбинации c) является достаточной для непосредственного заселения возбужденного синглетного уровня одного из реагентов. При недостаточной энергетике реакции рекомбинации возможно осуществление ЭХЛ по триплетному пути с участием промежуточной стадии триплет-триплетной аннигиляции e) [1].

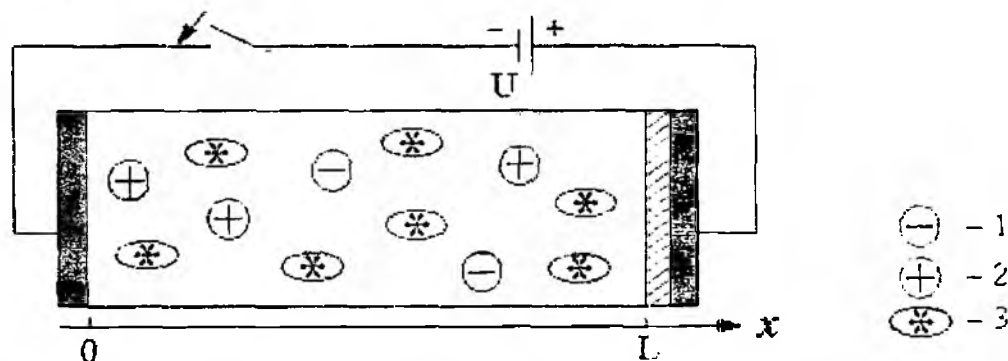
В новых типах ЭХЛ-сенсоров применяется электролиз постоянным током в планарных тонкослойных ячейках [6, 7] и современные технологии модификации поверхности электродов путем нанесения тонких органических пленок (матрицы), включающих в свой состав молекулы реагента [4, 8]. Это позволяет существенно расширить диапазон детектируемых веществ, включая вещества, не являющиеся люминофорами, и лучше контролировать параметры и эффективность сенсора. Модификация электродов также продлевает срок службы сенсора и снижает стоимость анализа по сравнению с процедурой обычного ЭХЛ анализа благодаря многократному использованию реагента. Для нанесения тонких органических пленок содержащих активные молекулы (реагент) применяются такие методы как самоорганизация, нанесение раствора на вращающуюся подложку, Лэнгмор–Блоджетт (ЛБ), вакуумное напыление и т.д.

Пленки ЛБ являются примером искусственно организованных двумерных молекулярных структур, полученных переносом мономолекулярного слоя с границы раздела фаз воздух – жидкость на твердую подложку. Характерной особенностью ЛБ-пленок является упорядоченное расположение молекул, фиксированная пространственная ориентация, строго регулируемая толщина слоя. Самым важным свойством ЛБ-метода является возможность получения систем с регулируемой архитектурой на уровне отдельных частиц. ЛБ-технология представляет широкие возможности количественно изучать различные пространственные, ориентационные и агрегационные эффекты преобразования энергии возбуждения, что нельзя или затруднительно сделать в других средах [9].

В традиционных объемных электрохимических ячейках раствор содержит значительную концентрацию фонового электролита для повышения электропроводности раствора. Это приводит к практически нулевому падению напряжения в объеме раствора и, таким образом, к полному экранированию электрического поля. Поэтому процесс массопереноса в таких ячейках считается диффузионно-контролируемым. Однако в случае тонкослойных электрохимических ячеек добавление фонового электролита в раствор не нужно, более того, иногда предпринимаются специальные меры для удаления следов электролитных примесей из раствора (например, при изготовлении ЭХЛ-светоизлучающих устройств [6, 7]).

Исследование явления ЭХЛ в электрохимических ячейках, заполненных безэлектролитным раствором органических электрохемилюминофоров при возбуждении постоянным током, проводилось Шалером и соавторами [7]. Их эксперименты выявили наличие малых концентраций ионных (электролитических) примесей в изучаемых растворах. Несмотря на всяческие меры очистки растворов. Концентрация ионов оказалась достаточной для формирования плотной части двойного электрического слоя у поверхности электродов и обеспечения условий для фарадеевских реакций переноса электрона на границе электрод/раствор. При этом низкая концентрация ионных примесей не обеспечивает полное экранирование электрического поля в объеме раствора. Это означает, что с началом процесса образования ион-радикалов органических молекул на электроде, их перенос в объеме раствора происходит не только посредством диффузии, но и за счет миграции под действием неполностью экранированного электрического поля.

Цель данной работы – рассмотрение процесса массопереноса в тонкослойном безэлектролитном оптохемотронном сенсоре с модифицированным рабочим электродом. Схема модельной системы приведена на рис. 1. Ее особенность – наличие тонкой пленки органического вещества, закрепленной на поверхности рабочего электрода ($x = L$). Данная пленка содержит молекулы электрохемилюминофора-реагента в электрохимически нейтральной матрице и формируется с помощью технологии Ленгмюра–Блоджетт [8, 9]. В объеме ячейки находится аналит – вещество, подлежащее анализу с концентрацией c_a .



1 – анионы примесей; 2 – катионы примесей; 3 – молекулы электрохемилюминофора

Рис. 1

Модификация рабочего электрода сенсора дает возможность повысить вероятность рекомбинации между ион-радикалами (ИР) реагента и аналита, а значит, и обеспечить высокую

интенсивность выходного аналитического ЭХЛ-сигнала $I_{\text{ЭХЛ}} = f(c_a)$. Это напрямую обеспечивает высокие метрологические характеристики анализа. В качестве реагента могут выступать такие электрохемилюминофоры, как 9,10-дифениантрацен, тетрацен, рубрен, металлокомплексы рутения, что обусловливается рядом факторов, наиболее важным из которых является высокая вероятность выхода возбужденных синглетных состояний реагента в результате рекомбинации его ИР с ИР аналита по сравнению с другими органическими электрохемилюминофорами [1].

В модельной задаче рассматривается ситуация, когда к электродам оптохемотронной ячейки, заполненной раствором электрохимически активных органических молекул c_0 и электролитом в малой концентрации (ионные примеси), в момент времени $t = 0$ прикладывается разность потенциалов U . Падение напряжения на модифицированном электроде не учитывается в рассмотрении, и все напряжение предполагается приложенным к раствору. Потенциалы анода и катода предполагаются достаточными для протекания реакций окисления реагента и восстановления аналита и ниже окислительно-восстановительных потенциалов ионных примесей в растворе. В качестве рабочего электрода был выбран анод [8], и, следовательно, в объеме раствора происходит перенос анион-радикалов аналита c^- , а катион-радикалы реагента генерируются на аноде в модифицирующей его пленке.

В работе [7] была измерена проводимость тщательно очищенных от ионных примесей растворов органических электрохемилюминофоров, что позволило получить оценочную величину концентрации ионов порядка $10^{-11} \div 10^{-8}$ моль/см³. Чтобы учесть влияние незранированного электрического поля на процессы в оптохемотронном сенсоре, необходимо записать и совместно решить систему уравнений Нернста–Планка и Пуассона. В данной работе мы ограничимся рассмотрением одномерной задачи в направлении, нормальном к поверхности электродов, предполагая, что межэлектродное расстояние значительно меньше линейных размеров самих электродов (на практике нами исследуются системы с межэлектродным расстоянием 100 ± 10 мкм при размерах активной части электродов 15×15 мм²). На начальном этапе, после приложения разности потенциалов U , происходит быстрый процесс изменения распределения поля от однородного величиной U/d до его равновесного распределения из-за процесса релаксации ионных примесей (типичная длительность процесса от микросекунд до наносекунд).



Рис. 2

Для упрощения модели процесс релаксации ионов не рассматривается и в качестве начального распределения потенциала и ионных примесей были взяты известные результаты для электролитов в равновесии (например, [7, 10]). Начальное распределение потенциала между электродами можно рассчитать, используя подход, описанный в [7] (рис.2). На рисунке приведено распределение поля в ячейке с межэлектродным расстоянием 5 мкм и концентрацией ионов электролита 10^{-9} моль/см³ при приложении разности потенциалов 2.5 В. На графике хорошо видно, что около электродов наблюдается некоторое экранирование поля, а расчет дает напряженность электрического поля в центре ячейки порядка 3000 В/см. Для получения такого распределения требуется решение уравнения Пуассона, считая, что ионы электролита подчиняются распределению Больцмана.

Разрабатываемая математическая модель должна включать описание диффузионного и миграционного механизмов массопереноса в ячейке, а также гетерогенный характер бирадикальной рекомбинации ион-радикалов аналита и реагента на поверхности модифицированного рабочего электрода. Диффузионный массоперенос в оптохемотронных ячейках с модифицированным рабочим электродом был детально рассмотрен в предыдущих работах [8]. Он включает перенос молекул аналита в основном состоянии c_g , которые восстанавливаются на вспомогательном электроде со скоростью k_1 , и перенос анион-радикалов аналита, которые рекомбинируют с катион-радикалами реагента, закрепленными на рабочем электроде. При этом в отличие от традиционных оптохемотронных ячеек реакция бирадикальной рекомбинации является гетерогенной. Влияние электрического поля учитывается через подвижность анион-радикалов аналита μ , а распределение поля в растворе φ изменяется за счет распределения самих анион-радикалов и определяется уравнением Пуассона.

С учетом вышеизложенного можно записать следующую систему уравнений (2), начальные (3) и граничные (4, 5) условия:

$$\begin{cases} \frac{\partial c_g(x,t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 c_g(x,t)}{\partial x^2}, \\ \frac{\partial c^-(x,t)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} \left(-D \frac{\partial c^-(x,t)}{\partial x} + \mu e c^-(x,t) \frac{\partial \varphi(x,t)}{\partial x} \right), \\ \frac{\partial^2 \varphi(x,t)}{\partial x^2} = -\frac{1}{\varepsilon} F c^-(x,t). \end{cases} \quad (2)$$

$$\begin{cases} c^-(x,0) = 0, \\ c_g(x,0) = c_0, \\ \varphi(x,0) = \varphi_0(x), \end{cases} \quad (3)$$

$$\begin{cases} D \frac{\partial c_g(0,t)}{\partial x} = k_C \cdot c_g(0,t), \\ -D \frac{\partial c^-(0,t)}{\partial x} + \mu e c^-(0,t) \frac{\partial \varphi(0,t)}{\partial x} = k_C \cdot c_g(0,t), \\ \varphi(0,t) = -U/2, \end{cases} \quad (4)$$

$$\begin{cases} D \frac{\partial c_g(L,t)}{\partial x} = k_A \cdot c^-(L,t), \\ -D \frac{\partial c^-(L,t)}{\partial x} + \mu e c^-(L,t) \frac{\partial \varphi(L,t)}{\partial x} = k_A \cdot c^-(L,t), \\ \varphi(L,t) = U/2, \end{cases} \quad (5)$$

где e – заряд электрона; F – постоянная Фарадея; D – коэффициент диффузии органических молекул в растворе; пояснение остальных параметров приведено выше по тексту.

Выбранные граничные условия для растворенных молекул обеспечивают сохранение потока на поверхности электрода, а скорость гетерогенной бирадикальной рекомбинации на аноде k_d выбрана постоянной, хотя для реальной системы ее можно вывести из константы скорости гомогенной рекомбинации и поверхностной плотности иммобилизованных на рабочем электроде катион-радикалов реагента [11]. Однако полученная таким образом константа скорости гетерогенной рекомбинации не учитывает влияние ориентационного фактора на скорость реакции, что особенно важно при иммобилизации реагента методом ЛБ, т.к. при этом статистика взаимной ориентации двух рекомбинирующих молекул существенно отличается от гомогенной реакции.

В результате проделанной работы рассматриваются процессы массопереноса в тонкослойном безэлектролитном оптохемотронном сенсоре с модифицированным рабочим электродом и разработана математическая модель этих процессов. Непосредственное численное решение вышеприведенной математической модели является сложной и время затратной процедурой, т.к. она содержит комбинацию дифференциальных уравнений в частных производных разных типов (зависящих и независящих от времени). Одним из путей, позволяющих численно оценить кинетику массопереноса в такой системе, является итерационный метод получения самосогласованного решения. При этом следует поочередно решать уравнения массопереноса (Нернста-Планка и Фика) и уравнение Пуассона для определения профиля потенциала электрического поля в межэлектродном пространстве.

Данная работа выполнена при поддержке проекта УНТЦ GE77 "Development of Newest Methods and Optochemotronic Sensors for Liquids Assays on a Base of Electrochemiluminescent Molecular Condensed Langmuir-Blodgett Films with New Electrochemilumescers".

Список литературы: 1. Рожницкий Н.Н., Бых А.И., Красноголовец М.А. Электрохимическая люминесценция. Харьков: ХТУРЭ, 2000. 320 с. 2. Масолова Н. В Система анализа биожидкости с использованием ЭХЛ-сенсора // Сб. науч. трудов по материалам 1-го Междунар. радиоэлектронного Форума «Прикладная радиоэлектроника. Состояние и перспективы развития» МРФ-2002. Ч.2. С.631-633. 3. Deaver D.R. A new non-isotopic detection system for immunoassays // Nature. 1995. N.377. P.758-760. 4. Robert J. Forster, Conor F. Hogan Electrochemiluminescent metallopolymer coatings: combined light and current detection in flow injection analysis // Anal. Chem. 2000, Vol. 72, №72. P. 5576-5582. 5. M.E.F. Laespada, J.L.P. Pavon, B.M. Cordero. Electrochemiluminescent detection of enzymatically generated hydrogen peroxide // Analytica chimica acta. 1996. No.327. P.253-260. 6. Shaper H., H. Kostlin, E. Schnegidler, "New aspects of D-C electrochemiluminescence", *J. Electrochem. Soc.*, vol. 129, №6, p. 1289, 1982. 7. H. Shaper, E. Schneider, "On the charge distribution in thin-layer cells under electrostatic conditions", *J. Electroanal. Chem.*, vol. 137, p. 39, 1982. 8. D.A. Vasyanovitch, Y.T. Zholudov, N.N. Rozhitskii, "Simulation of processes in optochemotronic emitter with electrodes modified by Langmuir-Blodgett technique", *Functional Materials*, vol.11, №2, p. 241, 2004. 9. В.П. Кухар, М.І. Мищенко, В. В. Цукрук, С. Ю. Петраш, Є. В. Шелудько, О. В. Толмачов, І. П. Крайнов Одержання і дослідження молекулярної структури плівок Ленгмюра-Блоджетт на основі поліімідів // Доповіді АН України, 1991, № 3. 114-119. 10. M.Z. Bazant, K. Thornton, A. Ajdari Diffuse-charge dynamics in electrochemical systems// *Phys. Rev. E*, vol. 70, p. 21506, 2004. 11. Н.М. Эмануэль, Д.Г. Кнорре Курс химической кинетики М: Высш. шк., 1984. 463 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 15.12.2006

УСИЛИТЕЛЬ КЛАССА Е, НАГРУЖЕННЫЙ НА ПЬЕЗОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ

Введение

Достаточно часто встречается ситуация, когда усилитель мощности (УМ) работает на резонансную или реактивную нагрузку, при этом нагрузочный импеданс усилителя быстро меняется при изменении частоты. Подобные задачи возникают при работе на индуктивные нагрузки, устройства ВЧ нагрева, пьезокерамические (пьезоэлектрические) преобразователи (ПКП) и СВЧ схемы. В патенте [1] предложено использовать усилитель класса Е [2] для работы на реактивную нагрузку, при этом реактивность нагрузки естественно включается в состав выходной согласующе-трансформирующей цепи усилителя и достигается высокий КПД преобразования энергии источников постоянного тока в энергию переменного тока. Однако в настоящее время не изучены вопросы функционирования усилителя класса Е, являющегося резонансным усилителем, на резонансную нагрузку. Целью данной работы является изучение работы усилителя класса Е при работе на такую резонансную нагрузку как ПКП.

Эквивалентная схема пьезокерамического преобразователя

Прежде всего, для расчета схемы усилителя необходимо знать импеданс нагрузки на рабочей частоте и его изменение в рабочем диапазоне частот. Для целей схемотехнического моделирования предпочтительнее составить эквивалентную схему нагрузки. Рассмотрим методику определения эквивалентной схемы ПКП. ПКП представляет собой электромеханическую систему, имеющую множество резонансных частот, и параметры эквивалентной схемы будут разными для каждой из частот. Общепринятая эквивалентная схема ПКП на одной из резонансных частот показана на рис. 1 [3]. Последовательный колебательный контур L_s, C_s, R_s соответствует механической колебательной системе ПКП, емкость C_p – статическая емкость аторможенного ПКП на рабочей частоте. Емкость C_p является частотно зависимой [3, 4].

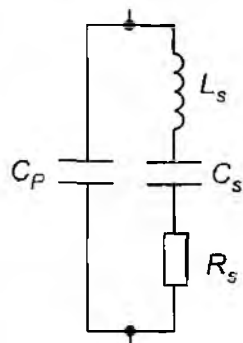


Рис. 1

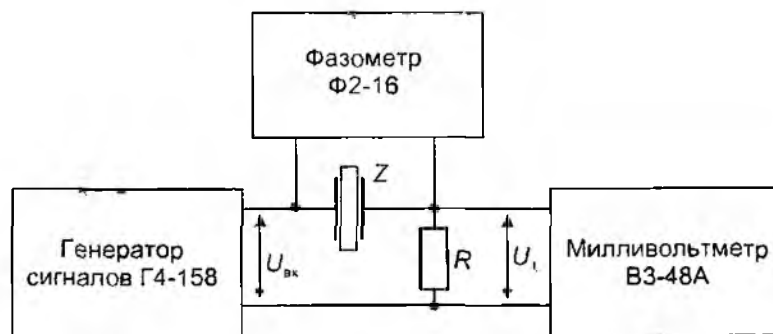


Рис. 2

Измерение параметров пьезоэлемента проводилось амплитудно-фазовым методом [3, 4] при его включении по схеме рис. 2. Милливольтметром измеряют амплитудно-частотную характеристику цепи, включающей пьезоэлемент, максимумы измеряемого напряжения приблизительно соответствуют последовательным резонансам, а минимумы – параллельным резонансам. В максимуме сопротивление пьезоэлемента равно (с точностью до емкостного сопротивления, шунтирующего элемент) его активному сопротивлению. Таким образом, измеряя значение напряжений $U_{вх}$ и U_1 , и разность фаз между ними, можно определить полную проводимость ПКП. Обычно при измерениях этим методом рассчитывают комплексную проводимость резонатора в зависимости от частоты и строят ее график. По этому графику можно определить применимость данного метода измерений и применимость данной эквивалентной схемы, и рассчитать параметры элементов эквивалентной схемы.

На рис. 3 показаны АЧХ исследуемого пьезоэлемента и часть АЧХ, соответствующая резонансу на рабочей частоте при измерении импеданса ПКП (схема рис. 2, где резистор

и пьезоэлемент необходимо поменять местами). Частота минимума модуля импеданса пьезоэлемента, близкая к частоте последовательного резонанса, равна 288 кГц, а максимума модуля импеданса (параллельного резонанса) – 302,5 кГц. Определим параметры эквивалентной схемы, решив систему уравнений, связывающую параметры эквивалентной схемы и измеренные значения напряжения и разности фаз. Так как эквивалентная схема содержит четыре неизвестных, то для их определения необходимо измерить четыре параметра; такими параметрами могут быть модуль и фаза полной проводимости ПКП на двух частотах. Для расчета параметров пьезоэлемента решим систему уравнений

$$\left| j\omega_i C_p + \frac{1}{\frac{1}{j\omega_i C_s} + j\omega_i L_s + R_s} \right| = \frac{u_i / R}{u_{in} - u_i}, \quad \arg \left(j\omega_i C_p + \frac{1}{\frac{1}{j\omega_i C_s} + j\omega_i L_s + R_s} \right) = \varphi_i, \quad (1)$$

где $i = 1, 2$.

Решая эту систему численно для нескольких наборов экспериментальных значений, найдем параметры пьезоэлемента. Точность определения параметров пьезоэлемента для этого метода оценивается в [3] до десяти процентов и более. В данном случае это подтверждается, каждый набор экспериментальных значений дает отличающиеся значения параметров эквивалентной схемы. После усреднения получим приближенные значения эквивалентной схемы, которые для данного случая: $C_p = 1,2$ нФ, $L_s = 3,7$ мГн, $R_s = 290$ Ом, $C_s = 85$ нФ. При возбуждении ПКП усилителем результаты будут отличаться еще и вследствие нелинейности параметров пьезоэлемента при работе в режиме большого сигнала.

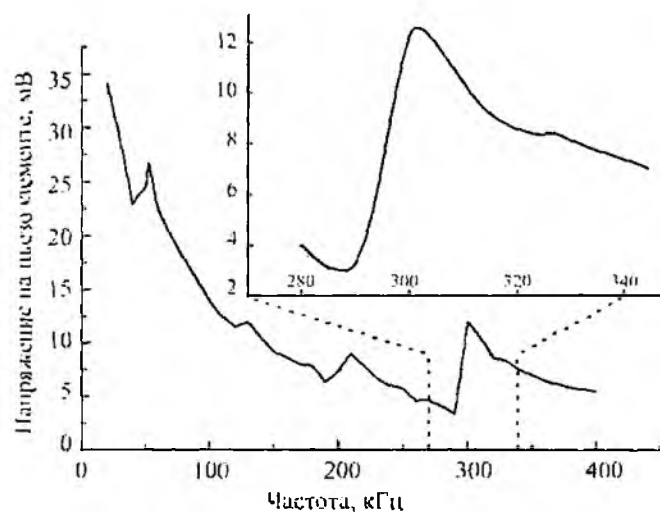


Рис. 3

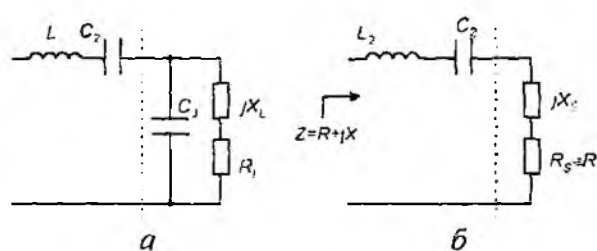


Рис. 4

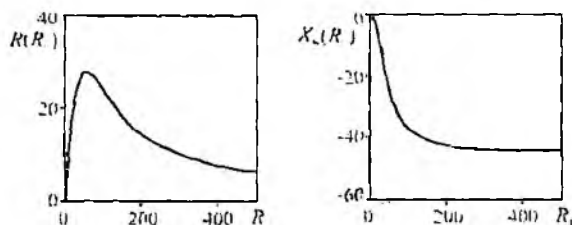


Рис. 5

Исследование работы инвертора сопротивлений на резонансную нагрузку

Для согласования высокого активного сопротивления пьезоэлемента с требуемым значением нагрузочного сопротивления усилителя класса Е используем схему с трансформатором (инвертором) сопротивлений, рис. 4. На этом рисунке L_2 и C_2 – элементы согласующей цепи усилителя, $R_L + jX_L$ – импеданс нагрузки, C_s – элемент емкостного трансформатора (инвертора) сопротивлений. Следуя [2, 5-7], рассчитаем параметры емкостного инвертора сопротивлений.

Используя эквивалентность импедансов

$$Z_s = Z_p \left(Z_s = R_s + jX_s, \frac{1}{Z_p} = \frac{1}{R_p} + \frac{1}{jX_p} \right) \quad (2)$$

и добротности (q) при последовательном (индекс "s") и параллельном ("p") включении элементов [2, 5-7], получим

$$q = \frac{R_p}{X_p} = \frac{X_s}{R_s} \quad (2)$$

В случае $X_L = 0$ можно записать [5]:

$$R = \operatorname{Re}(R_L \parallel X_{C3}) = \frac{R_L}{1+q^2} = \frac{R_L}{1+(R_L/X_{C3})^2}, \quad (3)$$

$$X = \operatorname{Im}(R_L \parallel X_{C3}) = \frac{X_{C3}}{1+1/q^2} = \frac{X_{C3}}{1+(X_{C3}/R_L)^2}. \quad (4)$$

Из (3) следует, что при $R_L \gg X_{C3}$ $R \approx 1/R_L$, что и объясняет название – инвертор сопротивлений. На рис. 5 представлены зависимости R и X от сопротивления нагрузки R_L . В случае резонансной нагрузки последовательно с активным сопротивлением входит реактивное сопротивление нагрузки. Его роль можно охарактеризовать следующими выражениями:

$$q = \frac{R_p}{X_p} = \frac{R_L^2 + X_{C3}X_L + X_L^2}{R_L X_{C3}}, \quad (5)$$

$$R_s = \frac{R_p}{1+q^2} = \frac{(R_L^2 + X_L^2)/R_L}{1+\left(\frac{R_L^2 + X_{C3}X_L + X_L^2}{R_L X_{C3}}\right)^2}, \quad (6)$$

$$X_s = \frac{X_p}{1+1/q^2} = \frac{X_{C3}(R_L^2 + X_L^2)(R_L^2 + X_{C3}X_L + X_L^2)}{(R_L^2 + X_{C3}X_L + X_L^2)^2 + (R_L X_{C3})^2}. \quad (7)$$

При этом получившиеся зависимости активного R_s и реактивного сопротивлений X_s трансформатора импеданса от сопротивления нагрузки R_L и реактивности нагрузки jX_L при фиксированной частоте имеют вид (рис. 6 и 7). Видно, что при больших значениях активного сопротивления нагрузки, как в случае с ПКП, вблизи резонанса (для полученных значений эквивалентной схемы ПКП – это частоты, отличающиеся от резонанса на $\pm 2,5$ кГц) можно не учитывать влияние X_L на работу инвертора.

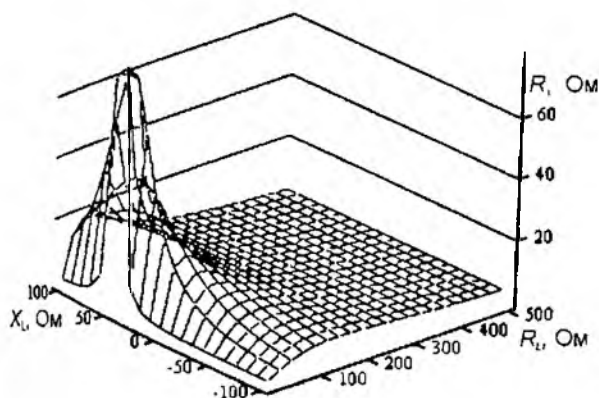


Рис. 6

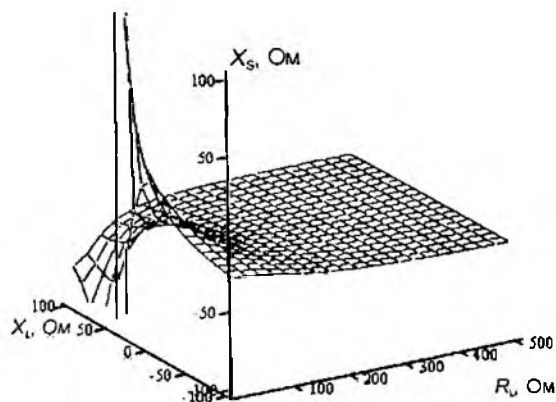


Рис. 7

Расчет схемы усилителя

Особенно привлекательным достоинством усилителя класса Е для построения усилителей для возбуждения ПКП, является возможность получения напряжения на нагрузке в несколько раз большего, чем напряжение питания. Это особенно важно при использовании батарейного питания, так как позволяет исключить применение дополнительного преобразователя напряжения. Переменное напряжение, подаваемое на исследуемый ПКП (дисковый элемент из керамики ЦТС-19) толщиной 5 мм и диаметром 40 мм, вклеенный в дисковый диэлектрический кожух диаметром 55 мм и помещенный в медный корпус, должно быть около 60 В при рабо-

чей частоте $f = 288 \text{ кГц}$. Предполагается импульсный режим работы такого ПКП, так как при непрерывном режиме работы выделяемое тепло не будет успевать отводиться от ПКП и его температура превысит допустимую. Рассчитаем усилитель на питающее напряжение $U_{dc} = 12 \text{ В}$ и выходную мощность $P = 16 \text{ Вт}$. Выберем для него мощный МОП транзистор IRF530, обладающий низким сопротивлением в открытом состоянии ($R_{ON} = 0,2 \text{ Ом}$), что способствует получению высокого КПД. Экспериментальное исследование усилителя будем проводить при пониженном напряжении питания, т.к. при этом возможно получить приемлемый тепловой режим работы ПКП при сохранении режима работы усилителя класса Е. Расчет усилителя (рис. 8) будем проводить на частоте последовательного резонанса, считая последовательное реактивное сопротивление пьезоэлемента равным нулю.

Нагрузочное сопротивление усилителя $R = 0,577 \cdot U_{dc}^2 / P$, в данном случае $R = 5,2 \text{ Ом}$. Шунтирующая емкость ($C'_1 = C_1 + C_{ds}$, где C_{ds} – емкость сток-исток транзистора) на частоте f определяется выражением [2, 5, 6]:

$$C'_1 = \frac{0,1836}{2\pi f R} = \frac{0,1836}{\omega R}, \quad C_1 = C'_1 - C_{ds}. \quad (8)$$

Емкость C_3 определяются из условия получения требуемого нагрузочного сопротивления R при заданном сопротивлении нагрузки R_L . Параллельную емкость ПКП C_p необходимо учитывать в составе трансформатора сопротивлений. Введем $C'_3 = C_3 + C_p$. Исходя из формул (2) и (3), получим

$$X_p = \frac{R_L}{q}, \quad X_s = qR_s, \quad q = \pm \sqrt{\frac{R_p}{R_s} - 1} = -\sqrt{\frac{R_L}{R} - 1}. \quad (9)$$

Тогда

$$C'_3 = \frac{q}{\omega R_L}, \text{ и } C_3 = \frac{q}{\omega R_L} - C_p. \quad (10)$$

Емкость C_2 определяется из условия получения требуемого реактивного сопротивления выходной цепи усилителя [2, 5-7]

$$X = \omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} + X_s, \quad (11)$$

отсюда

$$C_2 = \frac{1}{\omega(\omega L_2 - X + qR)} = \frac{1}{\omega(Q_L - 1,152 + q)R}, \quad (12)$$

где $Q_L = \omega L_2 / R$ – нагруженная добротность выходной согласующей цепи обычно выбирается в пределах значений 5–10 [2]. Большее значение Q_L снижает уровень гармоник, но при этом уменьшается КПД, так как растут потери в индуктивности L_2 , L_1 обычно выбирается $\geq 10L_2$. Значения элементов, полученные по (8), (10), (12), пригодны для работы вблизи резонансной частоты, где реактивность нагрузки мала.

Рассмотрим, как меняется нагрузочный импеданс транзистора, который формируется и элементами L_2 и C_2 при изменении частоты и активного сопротивления нагрузки; на рис. 9 и 10 показаны эти зависимости для выходной цепи, включающей ПКП. Номинальный режим класса Е реализуется при выполнении соотношения для составляющих нагрузочного импеданса транзистора [2, 5-7]

$$q = \frac{X}{R} = 1,152. \quad (13)$$

На рис. 11 показана зависимость q от частоты f и сопротивления нагрузки R_L . Видно, что при относительно гладких зависимостях R и X их отношение меняется достаточно быстро и немонотонно, что создает сложности при расчете и эксплуатации усилителя класса Е при работе на резонансную нагрузку. Верхнее значение по оси z выбрано 1,152, тогда в этой плоскости су-

существует множество значений R_L и частоты f , на которых можно реализовать класс Е. Видно, что возможна неоднозначность получения режима класса Е по частоте при такой схеме построения выходной согласующей цепи усилителя. Учитывая, что емкость C_1 зависит от частоты f (8), необходимо ее значение изменять как при изменении нагрузочного сопротивления R , так и изменении частоты.

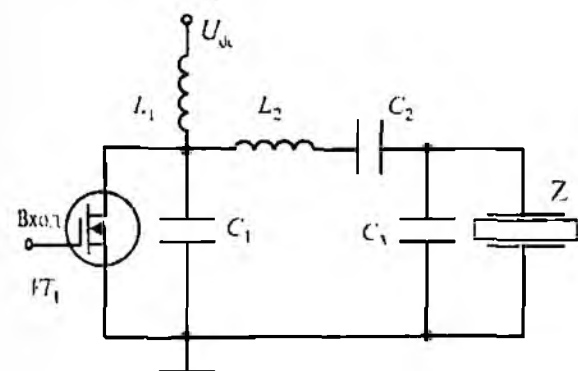


Рис. 8

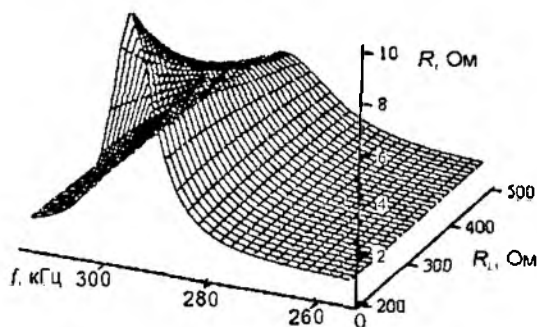


Рис. 9

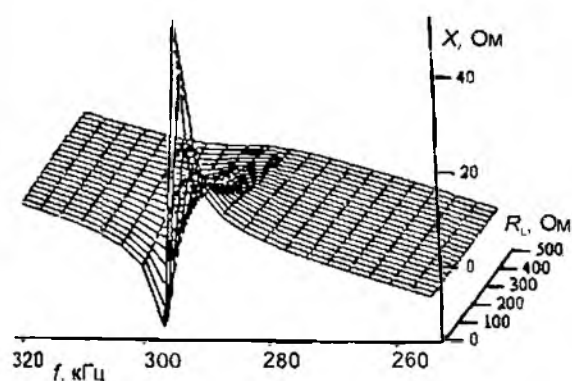


Рис. 10

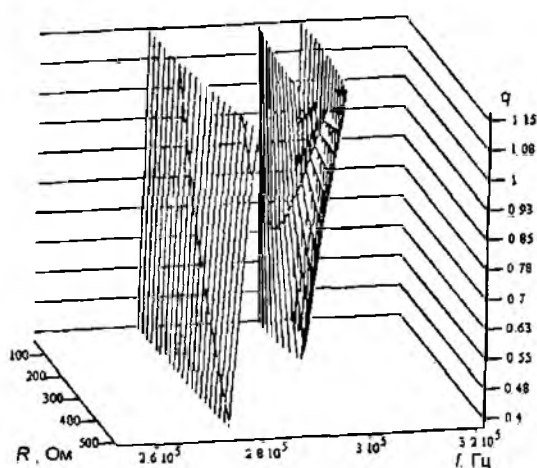


Рис. 11

Моделирование и экспериментальное исследование усилителя

Моделирование усилителя класса Е проводилось с заменой транзистора эквивалентной схемой, включающей идеальный ключ, параллельную емкость и шунтирующий диод (рис. 12). Результаты моделирования и эксперимента показаны на рис. 13–15. Экспериментальное исследование усилителя проводилось с ПКП и его эквивалентом, собранным из дискретных элементов; активное сопротивление катушки индуктивности эквивалента на рабочей измерялось куметром и учитывалось в общем сопротивлении. Для того, чтобы минимизировать температурные зависимости параметров ПКП, измерения проводились при напряжении питания 4 В. Наряду с применением активного охлаждения ПКП вентилятором, это способствовало получению воспроизводимых результатов измерений.

В таблице приведены значения элементов выходной согласующей цепи, эквивалентной схемы ПКП и элементов схемы, заменяющей ПКП (эквивалента) для случаев, приведенных на графиках. Видно, что ввиду сложной природы ПКП как электромеханической резонансной нагрузки, отличия элементов в трех случаях достаточно велики по сравнению с активной нагрузкой. Вместе с тем, как показывает эксперимент, для конкретного образца ПКП при заданных условиях можно обеспечить высокоэффективный режим класса Е с такой нагрузкой. При этом экспериментальная подстройка усилителя весьма проста [2]. Рассчитанный по [8] уровень гармоник равен: 2-я – -26 дБ, 3-я – -41 дБ. В эксперименте получено: 2-я – -25 дБ, 3-я – -40 дБ.

На рис. 13 показано действующее напряжение на ПКП, а на рис. 14 – ток через ПКП, измеренный в его выводах, с учетом тока через емкость C_p . КПД усилителя измерялся как отношение мощности, рассеиваемой на R_s , к мощности, потребляемой усилителем. При отклонении от резонансной частоты эквивалентная схема ПКП перестает соответствовать реальному объекту, возрастает роль потерь в последовательном активном сопротивлении емкости C_p и в элементах согласующей цепи. Поэтому КПД, определяемый по графику рис. 15, не соответствует КПД электроакустического преобразования. Но потери в схеме класса Б значительно меньше, чем рассеяние энергии в ПКП.

	$C_1, \text{нФ}$	$C_2, \text{нФ}$	$C_3, \text{нФ}$	$L_2, \text{мкГн}$	$C_p, \text{нФ}$	$C_s, \text{нФ}$	$L_s, \text{мГн}$	$R_s, \text{Ом}$	КПД (288 кГц)
Моделирование	20,2	545		27,3	0,95	88	3,35	381	89 %
ПКП	18,3	545	12,3	27,3	-	-	-	-	80 %
Эквивалент ПКП	18,3	545	12,3	27,3	0,95	88	3,35	381	-

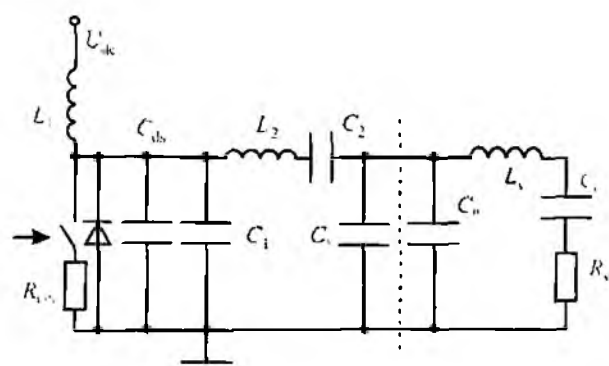


Рис. 12

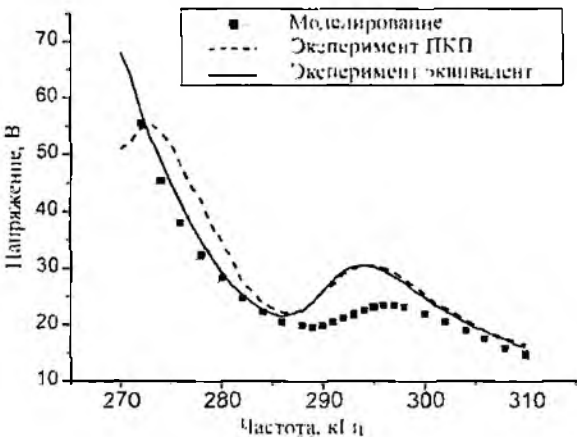


Рис. 13

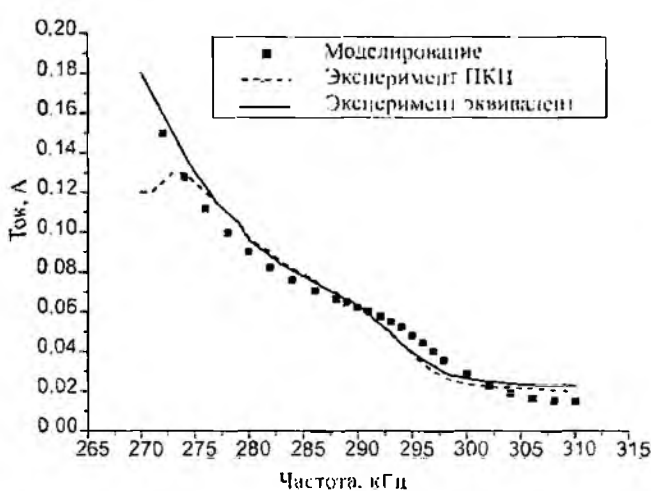


Рис. 14

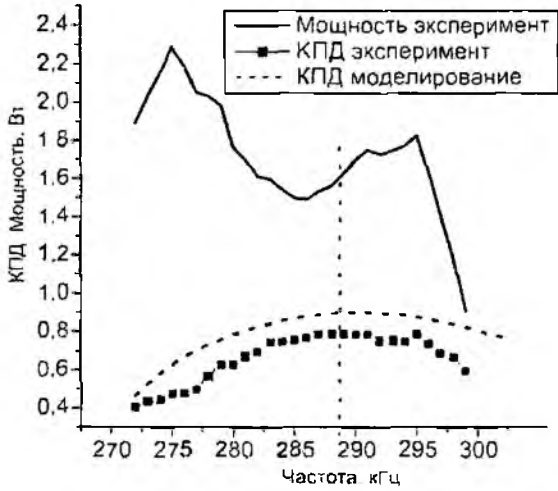


Рис. 15

На рис. 15 показаны теоретические и экспериментальные зависимости КПД от частоты при пониженном напряжении питания (4 В). В отличие от работы на резистивную нагрузку, в этом случае в моделировании и в эксперименте вблизи рабочей частоты наблюдается рост КПД и выходной мощности с ростом частоты. Экспериментально для ПКП максимум КПД на рабочей частоте получается вблизи локального минимума выходной мощности. Получено значение КПД

80 % при напряжении питания 4 В. Зависимость КПД имеет симметричный вид, что объясняется ходом зависимости нагрузочного сопротивления R от частоты (рис. 9) – оно остается меньше номинального значения, что обеспечивает режим работы усилителя класса Е с переключением при нулевом напряжении, что способствует снижению коммутационных потерь [2, 5].

На рис. 16 и 17 показаны осциллограммы сигнала на стоке транзистора и на ПКП при импульсном возбуждении усилителя класса Е (длительность импульса 0,1 мс). Видно, что специфика ПКП обуславливает сложный характер импульса, наблюдаются процессы установления колебаний и осцилляции после прекращения действия возбуждающего импульса. Работа усилителя класса Е в импульсном режиме требует дальнейшего изучения. Возможными применениями класса Е при работе с ПКП могут быть устройства с пьезоэлектрическими трансформаторами или технологические установки, где используется непрерывный режим работы.

По сравнению с усилителями класса D, применение усилителей класса Е для возбуждения ПКП имеет следующие преимущества: возможность работы при существенно меньшем напряжении питания с высоким КПД, меньший уровень побочных колебаний и меньшее число элементов схемы.

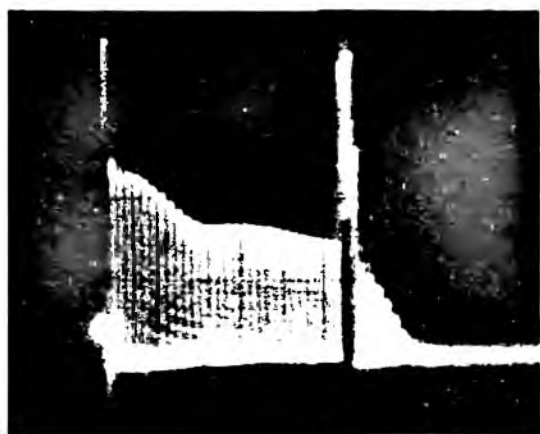


Рис. 16



Рис. 17

Выводы

В работе впервые теоретически и экспериментально исследован режим работы усилителя класса Е с инвертором сопротивлений на резонансную нагрузку. Показано, что реактивность нагрузки может быть эффективно включена в состав выходной согласующей цепи, методика разработки усилителя усложняется несущественно, вариации элементов резонансной нагрузки и частоты приводят к значительному изменению выходной мощности, но КПД изменяется в меньшей степени.

Этот случай характеризуется иной формой АЧХ усилителя, что применительно к случаям работы на резонансную нагрузку может расширить диапазон частот усилителя, где достигается высокий КПД схемы. Разработанный усилитель для возбуждения пьезоэлемента обеспечивает высокий КПД (80 %) при низковольтном питании. Применение усилителя класса Е для питания пьезоэлектрического преобразователя позволяет получить высокий КПД схемы, использовать низковольтный источник питания, обеспечить низкий уровень побочных электромагнитных колебаний.

Список литературы: 1. Bowers J.H., Dutcher F. Drive circuits for reactive loads. US Patent 5 926 093, G08B 13/14. Заявл. 15.08.1997. Оpubл. 20.07.20, 1999. 2. Крыжановский В.Г. Транзисторные усилители с высоким КПД. Донецк: Апекс, 2004. 448 с. 3. Пьезокерамические преобразователи. Методы измерения и расчет параметров. Справочник / В.В. Ганопольский, Б.А. Касаткин, Ф.Ф. Леруша, Н.И.

Прудько, С.И. Пугачев, Л.: Судостроение, 1984. 256 с. 4. Стандарт IEEE 177. The piezoelectric vibrator definition and method of measurements. www.ieee.org. 5. Kazimierczuk M. K., Bui X. T. Class-E amplifier with an inductive impedance inverter // IEEE Trans. on industrial electronics. V.37 No. 2, April 1990. P.160-166. 6. M. K. Kazimierczuk, V. G. Krizhanovski, Ju. V. Rassokhina, D. V. Chernov, Class-E MOSFET Tuned Power Oscillator Design Procedure//IEEE Trans. On Circuits and Systems I. Regular Papers. V. 52, No. 6. June 2005.P.1138-1147. 7. Крыжановский В.Г., Рудякова А.Н., Чернов Д.В. Методика разработки и характеристики автогенератора класса Е //Технология и конструирование в электронной аппаратуре. 2002. №2. С. 9-12. 8. Sokal N.O., Raab F.H. Harmonic Output of Class-E RF power amplifier and load coupling network design. // IEEE Jour. of Solid-state Circuit. V. SC-12, No. 1, Feb. 1977. P.86-88.

Донецкий национальный университет

Поступила в редакцию 25.02.2006

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ПРОТОЧНО-ИНЖЕКЦИОННОЙ СИСТЕМЕ С ЭЛЕКТРОХЕМИЛЮМИНЕСЦЕНТНЫМ ДЕТЕКТОРОМ

Постановка проблемы и ее связь с важными научными и практическими задачами

Качественное функционирование аналитических устройств требует как обеспечения ряда аналитических характеристик (селективность, чувствительность, временные характеристики, точность, прецизионность), так и автоматизации процесса анализа, т.е. осуществление непрерывной доставки ресурсов, заменяющее ручное манипулирование аналитика. Применение принципов проточно-инжекционного анализа (ПИА) совместно с электрохемилюминесцентными (ЭХЛ) методами исследования [1 – 5], что и рассматривается в нашем случае, обеспечивает вышеприведенные требования, однако при условии корректного выбора геометрии системы ПИА и учета специфических факторов разработки выбранной системы косвенного детектирования (подбор вида и количества реагента, выбор матрицы для иммобилизации реагента, геометрия ячейки, выбор источника детектора излучения [6]).

Стратегия моделирования приобретает все большую универсальность, позволяя учитывать специфику ряда факторов и граничных условий для разнообразных аналитических устройств. Например, исследуемый образец, по мере прохождения через проточно-инжекционную систему (ПИС), подвергается частичному размытию (дисперсии), которая зависит от гидродинамики переноса (диффузии и конвекции) [7]. В свою очередь, последняя определяет форму и амплитуду аналитического сигнала и скорость функционирования ПИС с ЭХЛ детектором в целом. Из этого следует, что кинетика дисперсии образца является ключевой проблемой, касающейся предмета всех существующих теоретических исследований в области ПИА.

Анализ последних достижений и публикаций, в которых начато решение проблемы

Анализ последних достижений, посвященных моделированию кинетики дисперсии, или другими словами, концентрационного профиля образца в ПИС, свидетельствует о том, что большинство авторов рассматривают два подхода. В основе первого подхода лежит общая теоретическая модель Тейлора [6], который разработал математическую модель физической дисперсии зоны образца в одноканальной системе ПИА с прямым трубопроводом при отсутствии химической реакции (реагент-аналит). В основе второго подхода к описанию дисперсии в простейшей системе ПИА лежит феноменологическая модель типа tank-in-series, предложенная Ружичкой и Хансенем [6]. Многочисленные публикации, посвященные моделированию кинетики дисперсии образца в ПИС [9,10], демонстрируют быстрый прогресс в этой области, что обеспечивает прочную основу для сопоставления теории с экспериментом.

Выделение нерешенных ранее частей проблем

На пути интерпретации данных анализа в ПИА стоит проблема детализации теории. В сущности, вся теория ПИА сводится к решению уравнений гидродинамики Навье–Стокса, которое является следствием применения законов сохранения массы и количества движения к элементарному объему жидкости [11]. Следовательно, все модели являются частными случаями уравнения Навье–Стокса и применяются, в основном, для макро-ПИС. Поскольку рассматриваемая нами ПИС с ЭХЛ-детектором является микроаналитической, то вышеизложенные подходы в данном случае неприменимы. Поэтому, нами предпринята попытка провести компьютерное моделирование концентрационного профиля образца путем численного решения уравнения Навье–Стокса для двумерного случая.

Цель и задачи работы

Таким образом, цель работы – вычисление скоростного профиля исследуемого образца в конвективно-диффузионной тестовой системе проточно-инжекционного анализатора с электрохемилюминесцентным детектором путем компьютерного моделирования, базирующегося

на решении уравнения Навье–Стокса для двумерного случая. Достижение цели предусматривает решение следующих задач: 1) анализ физических процессов, происходящих в трубопроводной системе ПИА; 2) рассмотрение существующих подходов к описанию данных физических процессов; 3) разработка математических моделей на основе существующих математических описаний рассматриваемых физических процессов; установление граничных условий; 4) выбор метода решения математической модели; 5) проведение компьютерного моделирования; 6) обсуждение результатов моделирования.

Решение задач

Ввиду того, что рассматриваемая нами микроаналитическая система представляет собой ЭХЛ-детектор, часть конструкции которого выполнена с применением нанотехнологического метода Лангмюр–Блоджетт, с целью иммобилизации реагента, (участвующего в косвенном обнаружении аналита) непосредственно в детекторе на поверхности рабочего электрода, то необходимость в дополнительном канале для подачи реагента элиминируется, поэтому модуль системы транспорта имеет следующий вид (рис. 1).

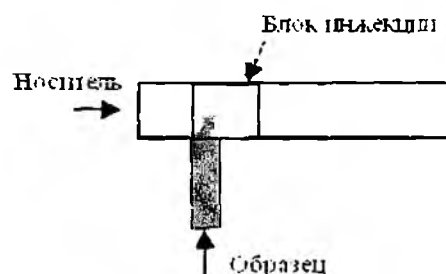


Рис. 1

На пути продвижения инжестируемого образца в потоке буфера-носителя, зона образца по мере ее продвижения через проточно-инжекционную систему частично размывается, что получило название физической дисперсии образца (рис. 2). Степень дисперсии вдоль зоны образца неодинакова. В двух крайних частях зоны она является результатом диффузии и конвекции, а в центральной части, где отсутствует граница раздела носитель/образец – только конвекции. При этом дисперсия может проходить как в радиальном, так и в аксиальном направлениях [7].

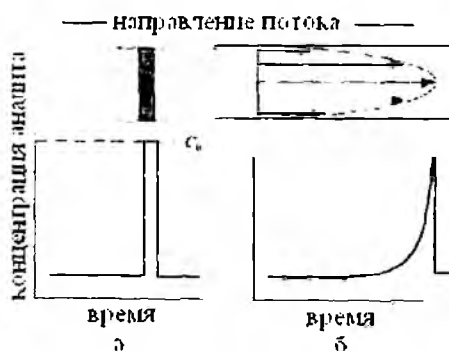


Рис. 2

Рис. 2 демонстрирует, как кинетика физической дисперсии влияет на аналитический сигнал ПИА. Идеальную «форму» (рис. 2, а), соответствующую нулевой дисперсии, зона образца приближенно имеет только сразу после введения в поток носителя. Со временем продвижения к детектору зона образца расширяется и изменяет свою «форму» на параболическую – это область, где дисперсия имеет конвекционную природу, что сказывается на профиле детектируемого аналитического сигнала. Другими словами, теория ПИА основана на гидродинамической теории смешивания жидкостей в непрерывно двигающихся потоках. Методы гидродинамики позволяют рассчитать скорость, давление и другие параметры жидкости в любой точке занятого жидкостью пространства в любой момент времени [11]. Это дает возможность определить силы давления и трения, действующие на движущееся в жидкости тело и на стенки канала (русла), являющиеся границами для движущегося потока жидкости.

В теории гидродинамики для описания движения несжимаемой жидкости, обладающей сплошностью и текучестью, а также вязкостью, характеризующей внутреннее трение в жидкости, пользуются уравнением непрерывности и уравнением Навье–Стокса, которые яв-

ляются следствием применения законов сохранения массы и количества движения к элементарному объему жидкости.

Уравнение Навье–Стокса в общем виде представлено ниже:

$$\rho_m \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u_x \frac{\partial u}{\partial x} + v_y \frac{\partial u}{\partial y} + w_z \frac{\partial u}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \rho_m g_x + \eta \left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} \right) \quad (1)$$

где x, y, z – координаты жидкой частицы, ρ_m – плотность жидкости, u_x, v_y, w_z – проекции скорости жидкой частицы, t – время, p – давление, g_x – сила притяжения, η – вязкость жидкости.

Уравнения Навье–Стокса служат для определения u_x, v_y, w_z как функций x, y, z, t .

Решение этих уравнений сложно и может быть доведено до конца, лишь в отдельных частных случаях и при следующих упрощающих предположениях: отсутствие вязкости (идеальная жидкость), малая вязкость (воздух, вода), безвихревое, или *потенциальное течение*, установившееся, плоское, осесимметричное одномерное движение, уменьшение числа независимых переменных. В общем случае задача состоит в отыскании четырех неизвестных величин: давления и мгновенных координат частицы.

Решение основных уравнений гидродинамики содержит произвольные функции и произвольные постоянные. При решении любой конкретной задачи их необходимо подчинять специфическим для нее начальным и граничным условиям.

Сделаем ряд упрощений. Во-первых, рассматриваем ненулевые начальные условия времени. Во-вторых, учитывая, что число Рейнольдса очень низкое, считаем, что поток ламинарен и инерционностью можно пренебречь. В-третьих, рассматриваем двумерное движение потока, то есть, число независимых переменных уменьшается на одну (постоянство по оси Z). Наконец, принимаем, что влияние силы тяжести незначительно. Эти предположения приводят уравнение (1) к виду:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \eta \left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} \right) \quad (2)$$

Для решения данного уравнения выберем численный метод последовательной верхней релаксации (SOR). Преимущество данного метода по сравнению с другими методами, например Гаусса–Зайделя, состоит в существенном улучшении сходимости [12]. Компьютерное моделирование проводили в среде MatLab. На рис. 3 представлена численная интерпретация двумерного скоростного профиля потока транспортной части ПИС.

Из рисунка видно, что концентрационный профиль имеет параболический вид, что означает, что данная модель учитывает фактор трения о стенки канала. Кроме того, по графическому изображению можно предварительно рассчитать длину транспортного канала в нашем устройстве.

Выводы из данного исследования и перспективы развития в данном направлении.

В результате анализа физического смысла процессов, происходящих в каналах ПИС с ЭХЛ-детектором, была получена математическая модель, являющаяся частным случаем уравнения Навье–Стокса. Решение этого уравнения в общем случае сложно и может быть доведено до конца лишь в отдельных частных случаях и при упрощающих предположениях. Сопоставление численных результатов решения этого уравнения путем компьютерного моделирования с экспериментальными результатами, представленными в [13], показывает согласованность полученной теории с экспериментальными результатами. Поэтому, научная и практическая значимость работы заключается в получении теоретических результатов, развивающих существующие представления о механизме конвективно-диффузионного транспорта исследуемого вещества в каналах микроаналитической проточно-инжекционной системы с ЭХЛ-детектором. Полученные результаты важны с точки зрения применения данной модели и методов ее решения для дальнейшей математической оптимизации с целью нахождения оптимальных физических параметров проточно-инжекционных систем, влияющих на величину аналитического сигнала и селективность определения.

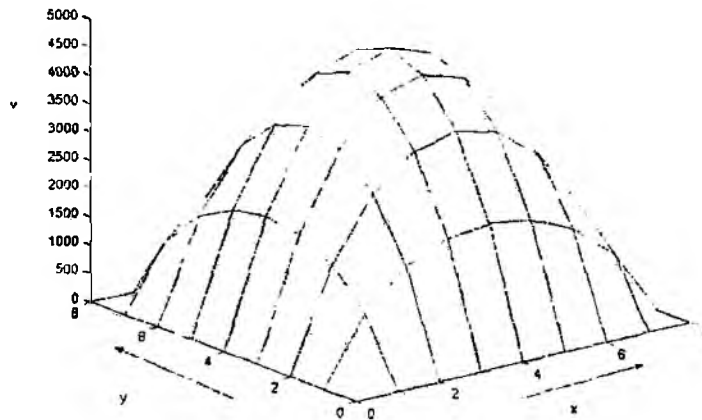


Рис. 3

Важным дополнением к теоретическим исследованиям дисперсии в ПИА представляется разработка экспериментальных методов, позволяющих получать реальные изображения аксиальной дисперсии образца и регистрировать концентрационные профили в любой момент пребывания зоны образца в системе.

Работа выполнена в рамках проекта 6-77.

Список литературы: 1. Музыка К.М., Рожицкий М.М. Синтез структуры проточно-инжекционной системы с электрохемилюминесцентным детектированием биожидкостей // Радиотехника: Всеукр. міжвед. науч.-техн. сб. // 2003. - Вып. 137. С.157-165. 2. Масолова Н.В., Музыка Е.М., Рожицкий Н.Н. Электронный комплекс проточно-инжекционного анализа с электрохемилюминесцентным детектированием аминокислот // Прикладная радиоэлектроника: Всеукр. міжвед. науч.-техн. сб. // 2004. №1. С.75-79. 3. Музыка Е.Н., Рожицкий Н.Н. Сопряжение проточно-инжекционного анализатора с персональным компьютером // Система обробки інформації // 2004. Вып. 7. С.140-146. 4. Рішення про видачу патенту України на корисну модель, МПК 7 G01N27/48. Проточно-інжекційна система з електрохемилюмінесцентним детектуванням біорідин / Рожицький М.М., Масолова Н.В., Музыка К.М. (Україна). № 2004032235; Заявлено 26.03.2004; Рішення від 14.10.2004. 5. Xiang-Qin Lin, Feng Li, Yong-Qiang Pang. Hua Cui Flow injection analysis of gallic acid with inhibited electrochemiluminescence detection // Anal Bioanal Chem. 2004. Vol. 378. P. 2028-2033. 6. Б. Эггинс. Химические и биологические сенсоры. М.: Техносфера, 2005. 336 с. 7. Л.К. Шнигун. Проточно-инжекционный анализ // Журнал аналитической химии. 1990. Т. 45. Вып. 6. С. 1045 - 1091. 8. M. J. Kim, A. Beskok, K. D. Kihm. Electro-osmosis-driven micro-channel flows: A comparative study of microscopic particle image velocimetry measurements and numerical simulations // Experiments in Fluids, 2002. №33. P. 170-180. 9. Celio Pasquini. Why it is Called Monosegmented Flow Analysis // J. Braz. Chem. Soc., 1999. Vol. 10, No. 6, P. 527-529. 10. Elias A. G. Zagatto, Jacobus F. Information essential for characterizing a flow-based analytical system // Pure Appl. Chem. 2002. Vol. 74, No. 4. P. 585-592. 11. Физический энциклопедический словарь / Гл. ред. А.М. Прохоров. М.: Сов. энциклопедия, 1984. 944 с. 12. Хокни Р., Иствуд Дж. Численное моделирование методом частиц: Пер. с англ. М.: Мир, 1987. 640 с. 13. D. Sinton. Microscale flow visualization // Microfluid. Nanofluid., 2004. №1. P.2-21. 14. Zhao-Lun Fang, Qun Fang. Development of a low-cost microfluidic capillary-electrophoresis system coupled with flow-injection and sequential-injection sample introduction (review) // Fresenius J Anal Chem. 2001. Vol 370. P. 978-983.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 10.02.2006

В. И. БЕЗБОРОДОВ, В. К. КИСЕЛЕВ, д-р физ.-мат. наук, П. К. НЕСТЕРОВ,
М. С. ЯНОВСКИЙ, канд. техн. наук

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО СДВИГАТЕЛЯ ЧАСТОТЫ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА С ФАЗОВЫМИ СЕКЦИЯМИ ИЗ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КВАРЦА

В волноводных трактах СВЧ используются поляризационные фазовые сдвигатели частоты (ФСЧ) [1], в которых полуволновая дифференциальная фазовая секция вращается в поле волны с круговой поляризацией между двумя четвертьволновыми секциями. Сдвиг частоты определяется скоростью вращения полуволновой секции (Ω рад/сек) и составляет $\pm 2\Omega$. Механические ФСЧ, выполненные аналогично описанным в работе [1], дают сравнительно небольшой сдвиг частоты. Такие ФСЧ, в частности, используются в двухканальных схемах одноканального супергетеродинного приема для измерения ослабления и сдвига фаз в четырехполосниках.

В терагерцовом диапазоне привлекательным представляется переход к известным оптическим принципам построения дифференциальных фазовых секций в виде пластин с двойным лучепреломлением, выполненных, например, из кристаллического кварца. В этом диапазоне кристаллический кварц имеет достаточно большое двулучепреломление (анизотропию), малое поглощение, а также незначительную разность потерь (дихроизм) между обыкновенным и необыкновенным лучами. Высокоэффективные полуволновые пластинки из кристаллического кварца, согласованные слоями тефлона, были исследованы в работе [2] вплоть до длины волны 250 мкм.

На основе подобных дифференциальных фазовых секций из кристаллического кварца был осуществлен поляризационный фазовращатель [3], который может быть также использован в качестве ФСЧ, если непрерывно вращать полуволновую секцию. Однако в таком ФСЧ, как и в ФСЧ [1] имеет место заметный уровень отраженного сигнала сдвинутой частоты $\omega \pm 2\Omega$. Этот побочный отраженный сигнал проникает в тракт опорного канала, чем ограничивает потенциал в двухканальных измерительных схемах с применением ФСЧ [4].

В данной работе исследуется поляризационный сдвигатель частоты терагерцового диапазона с фазовыми секциями из кристаллического кварца, позволяющий получить вдвое больший сдвиг частоты и значительно уменьшить уровень отраженного сигнала сдвинутой частоты.

Устройство и работа ФСЧ

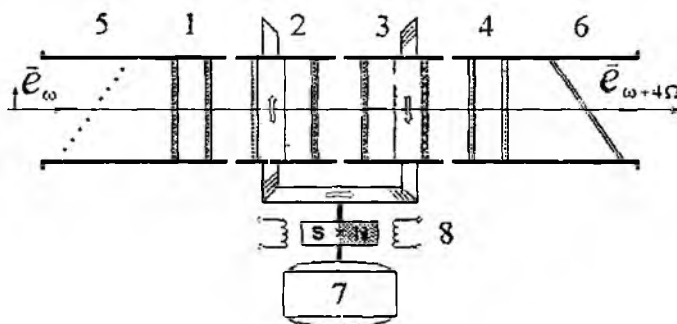
Устройство рассматриваемого квазиоптического ФСЧ с улучшенными характеристиками схематически показано на рис. 1.

ФСЧ выполнен на основе полого диэлектрического лучевода (ПДЛ) круглого поперечного сечения [5] диаметром 20 мм. ФСЧ содержит две четвертьволновые фазовые секции 1 и 4 с поляризаторами 5 и 6 на входе и выходе. Между ними двигателем 7 вращаются во встречных направлениях две полуволновые секции 2 и 3. Нормально к оси лучевода каждой секции установлены диски из кристаллического кварца. Оптическая ось кристалла каждого диска перпендикулярна оси лучевода. Толщины дисков секций 1 и 4 выбраны такими, чтобы каждая из этих секций давала четвертьволновый дифференциальный фазовый сдвиг на средней частоте рабочего диапазона ФСЧ $f_0 = 0,89$ ТГц, генерируемой газовым HCN лазером.

Толщина h диска четвертьволновой секции определяется соотношением $h = c/4f_0\Delta n$, где Δn – двулучепреломление кварца ($\Delta n = n_e - n_o$), c – скорость света, и составляет 1,76 мм. Каждая вращающаяся полуволновая секция 2 и 3 содержит два плотно прилегающих друг к другу четвертьволновых диска с одинаково ориентированными оптическими осями.

Оптические оси кристаллов четвертьволновых секций 1 и 4 параллельны друг другу и образуют угол 45° с плоскостью поляризации входной волны, а линейные поляризаторы 5 и 6.

в соответствии с рекомендациями работы [6], ориентированы взаимно-ортогонально. В качестве линейных поляризаторов используются наклонные к оси лучевода одномерные проволочные решетки из параллельных вольфрамовых проволок диаметром 10 мкм, натянутых с шагом 30 мкм на металлические кольца. H – поляризованная волна проходит сквозь такую решетку практически без ослабления, а E – поляризованная волна полностью отражается от решетки и поглощается в диэлектрике ПДЛ.



1,4 – четвертьволновые секции; 2,3 – полуволновые секции; 5,6 – поляризаторы; 7 – двигатель; 8 – датчик
Рис.1

Кварцевые диски согласованы с линией передачи четвертьволновыми слоями тефлона ($\epsilon = 2,07$) толщиной 0,055 мм. Толщина слоя клея 0,005 мм. При этом для кварца с $n_o = 2,108$ и $n_e = 2,156$ расчетные коэффициенты отражения по полю на одной границе составляют $|r_o| = 0,01$ и $|r_e| = 0,02$. Более благоприятным для согласования кварца был бы диэлектрик с $\epsilon = (n_e n_o)^{1/2} = 2,132$, при этом $|r_o| = |r_e| = 0,006$.

Секции 2 и 3 вращаются во встречных направлениях двигателем 7, на оси которого установлен восьмиполюсный ротор электромагнитного датчика 8 синусоидального напряжения учетверенной частоты вращения. Поворотный статор датчика сопряжен со шкалой отсчета фазы опорного напряжения.

На вход ФСЧ поступает линейно поляризованная волна, представляющая собой основную моду HE_{11} ПДЛ – волну с практически плоским фазовым фронтом и осесимметричным амплитудным распределением, плавно спадающим к краям лучеводного канала. Эта волна проходит поляризатор 5 и поступает на четвертьволновую секцию 1. На выходе секции 1 (на входе вращающейся с угловой скоростью Ω полуволновой секции 2) получаем поляризованную по кругу волну. Пройдя секцию 2 волна поляризована по кругу ортогонально поступающей на секцию волне, ее частота сдвинута на 2Ω . После прохождения вращающейся со скоростью $-\Omega$ полуволновой секции 3 волна приобретает сдвиг частоты 4Ω . Эта волна преобразуется секцией 4 в линейно поляризованную, которая поступает на выход, пройдя сквозь линейный поляризатор 6. Последний устраняет побочные составляющие, электрический вектор которых параллелен его проволокам.

На выходе идеального ФСЧ с номинальными дифференциальными фазовыми сдвигами в секциях ($\pi/2$ и π) имеет место только сигнал сдвинутой частоты $\omega + 4\Omega$. В реальном ФСЧ, а также при его работе в диапазоне частот указанные сдвиги отличаются от номинальных. Обозначим эти реальные сдвиги соответственно $\pi/2 + \delta_1$, $\pi + \delta_2$, $\pi + \delta_3$ и $\pi/2 + \delta_4$. Тогда, при волне $E e^{j\omega t}$ на входе получаем следующие спектральные составляющие на выходе ФСЧ, ортогональном входу:

$$\begin{aligned}
e_{\omega+4\Omega} &= E \cos \frac{\delta_1}{2} \cos \frac{\delta_2}{2} \cos \frac{\delta_3}{2} \cos \frac{\delta_4}{2} e^{-j(\omega+4\Omega)t}, \\
e_{\omega} &= E \cos \frac{\delta_1}{2} \sin \frac{\delta_2}{2} \sin \frac{\delta_3}{2} \cos \frac{\delta_4}{2} e^{-j(\omega-\pi)t}, \\
e_{\omega-4\Omega} &= E \sin \frac{\delta_1}{2} \cos \frac{\delta_2}{2} \cos \frac{\delta_3}{2} \sin \frac{\delta_4}{2} e^{-j[(\omega-4\Omega)t+\pi]}, \\
e_{\omega-2\Omega} &= E \left(\cos \frac{\delta_1}{2} \sin \frac{\delta_2}{2} \cos \frac{\delta_3}{2} \sin \frac{\delta_4}{2} - \sin \frac{\delta_1}{2} \cos \frac{\delta_2}{2} \sin \frac{\delta_3}{2} \cos \frac{\delta_4}{2} \right) e^{-j[(\omega-2\Omega)t+\pi/2]}, \\
e_{\omega+2\Omega} &= E \left(\cos \frac{\delta_1}{2} \cos \frac{\delta_2}{2} \sin \frac{\delta_3}{2} \sin \frac{\delta_4}{2} - \sin \frac{\delta_1}{2} \sin \frac{\delta_2}{2} \cos \frac{\delta_3}{2} \cos \frac{\delta_4}{2} \right) e^{-j[(\omega+2\Omega)t-\pi/2]}.
\end{aligned} \tag{1}$$

Здесь $e_{\omega+4\Omega}$ – полезный сигнал сдвинутой частоты $\omega + 4\Omega$, e_{ω} и $e_{\omega-4\Omega}$ – побочные составляющие частоты ω и “зеркальной” частоты $\omega - 4\Omega$; $e_{\omega+2\Omega}$ и $e_{\omega-2\Omega}$ – побочные составляющие частоты $\omega + 2\Omega$ и $\omega - 2\Omega$.

При малых и одинаковых отклонениях дифференциального фазового сдвига в секциях $\delta_1 = \delta_4 = \delta$ и $\delta_2 = \delta_3 = 2\delta$ (что имеет место при работе ФСЧ в диапазоне частот), амплитуды колебаний частот $\omega \pm 2\Omega$ на выходе обращаются в нуль, а амплитуды колебаний частоты ω и “зеркальной” частоты составят $\delta^2 E$ и $\delta^2 E/4$ соответственно. При этом расчетный уровень полезного сигнала превышает уровень побочного на 40 дБ в 10% полосе частот, что достаточно для нормальной работы двухканальных измерительных схем [4].

Можно также получить следующее выражение для спектральных составляющих отраженного сигнала, обусловленного отражениями от неидеально согласованных секций с главными коэффициентами отражения на каждой границе r_o и r_e :

$$\begin{aligned}
e_{\omega}^r &= \frac{E}{\sqrt{2}} \sqrt{(r_e^2 + r_o^2) + (r_e^2 - r_o^2) \cos \varphi_1} e^{-j\omega t}, \\
e_{\omega+2\Omega}^r &= E(r_e - r_o) \cos \frac{\varphi_2}{2} e^{-j(\omega+2\Omega)t}, \\
e_{\omega+6\Omega}^r &= E(r_e - r_o) \cos \frac{\varphi_3}{2} e^{-j(\omega+6\Omega)t}, \\
e_{\omega+8\Omega}^r &= \frac{E}{\sqrt{2}} \sqrt{(r_e^2 + r_o^2) + (r_e^2 - r_o^2) \cos \varphi_4} e^{-j(\omega+8\Omega)t},
\end{aligned} \tag{2}$$

где $\varphi_i = 4\pi l_i f n_0 / c$, определяются осевой длиной l_i кварца i -й секции.

В спектре отраженного сигнала присутствуют составляющие на частотах ω , $\omega + 2\Omega$, $\omega + 6\Omega$ и $\omega + 8\Omega$, максимальный расчетный уровень которых может составлять – 36 дБ относительно уровня полезного сигнала.

Замечательным свойством ФСЧ с двумя вращающимися во встречных направлениях секциями является отсутствие в спектре отраженного сигнала заметной составляющей сдвинутой частоты $\omega + 4\Omega$. В двухканальных измерительных схемах [4] отраженный сигнал сдвинутой частоты проникает в опорный канал и ограничивает потенциал и точность измерений. Можно, однако, показать, что отклонение дифференциальных фазовых сдвигов в секциях от номинального все же приводит к появлению незначительного отраженного сигнала на сдвинутой частоте, описываемого выражением

$$e_{\omega+4\Omega}^r = E\delta^2 \sqrt{2(r_e^2 + r_o^2) + 2(r_e^2 - r_o^2) \cos \varphi_4} e^{-j(\omega+4\Omega)t}. \tag{3}$$

Расчетный уровень этого сигнала не превышает – 70 дБ, относительно уровня полезного сигнала сдвинутой частоты на выходе прибора при работе в 10% полосе частот.

Экспериментальное исследование ФСЧ

Внешний вид экспериментального макета ФСЧ приведен на рис. 2.

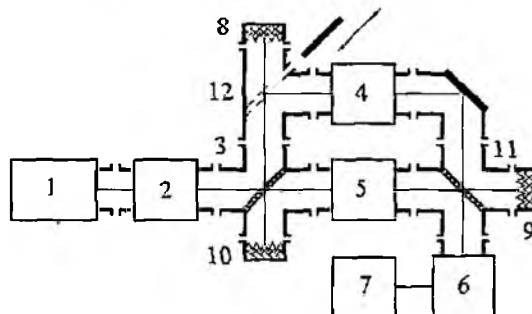


Рис. 2

Осевые размеры кварцевых дисков фазовых секций ФСЧ подгонялись до получения в них четвертьволнового дифференциального фазового сдвига, измеряемого на HCN лазерной установке. Для устранения влияния переотражений от торцов кварцевого диска [7, 8] на величину дифференциального фазового сдвига на один из торцов наклеивался просветляющий слой тефлона. Индикация четвертьволнового фазового сдвига в секции производилась с помощью анализатора поляризационной диаграммы на выходе секции по круговой поляризации сигнала. Другим, более предпочтительным способом подгонки осевой длины дисков является помещение секции с двумя плотно прилегающими друг к другу дисками одинаковой длины с одинаково ориентированными оптическими осями между скрещенными поляризаторами и получение при повороте такой секции сигнала, близкого к нулевому. В последнем случае влияние рассогласования такой полуволновой секции на дифференциальный фазовый сдвиг незначительно, подгонка может производиться с непросветленными дисками. При этом погрешности определения дифференциального фазового сдвига в кварцевой секции менее 1° .

Затухание сигнала в ФСЧ составляет около 1 дБ, вариация этого сигнала при повороте полуволновых секций не превышает 0,1 дБ.

Экспериментальное исследование спектра выходного сигнала ФСЧ проводилось на лазерной установке, схема которой приведена на рис.3. Для этого ФСЧ 5, устанавливался между двумя 3 дБ делителями пучка 3 и 11, а зеркало переключателя каналов 12 было извлечено из луча воды. При этом с помощью перестраиваемого селективного вольтметра 7, установленного на выходе детектора 6, последовательно индицировались относительные амплитуды E , колебаний комбинационных частот 2Ω , 4Ω , 6Ω и 8Ω . Эти колебания обусловлены соответственно преобразованием побочных колебаний $e_{\omega+2\Omega}$, e_{ω} , $e_{\omega-2\Omega}$ и колебания полезного сигнала $e_{\omega+4\Omega}$. На выходе детектора 6 с характеристикой $i = \beta e^2$ регистрируются амплитуды комбинационных частот $E_{2\Omega} = \beta E_{\omega+4\Omega} E_{\omega+2\Omega}$, $E_{4\Omega} = \beta E_{\omega+4\Omega} E_{\omega}$, $E_{6\Omega} = \beta E_{\omega+4\Omega} E_{\omega-2\Omega}$ и $E_{8\Omega} = \beta E_{\omega+4\Omega} E_{\omega-4\Omega}$ соответственно. Предварительно производится окончательная подстройка угла установки четвертьволновых секций ФСЧ относительно поляризаторов в работающем ФСЧ по минимуму составляющей “зеркальной” частоты $\omega - 4\Omega$ на выходе вольтметра 7.



1 – HCN лазер; 2, 4 – attenuаторы; 3, 11 – делители пучка; 5 – фазовый сдвигатель частоты; 6 – детектор; 7 – селективный вольтметр; 8, 9, 10 – неотражающие нагрузки; 12 – переключатель каналов.

Рис. 3

Затем производится калибровка уровня этих колебаний. Для этого в ПДЛ вводится зеркало переключателя каналов 12, и на выходе детектора 6 индицируется колебание $E_K = \beta E_{\omega}^0 E_{\omega+4\Omega}$ комбинационной частоты 4Ω . Оно обусловлено преобразованием двух колебаний равных амплитуд – полезного сигнала сдвинутой частоты $\omega + 4\Omega$ и опорного сигнала частоты ω . Атенюатором 4 амплитуды этих колебаний уравниваются, и тогда амплитуда калибровочного колебания составляет $E_K = \beta E_{\omega+4\Omega}^2$. Уровень i -й побочной составляющей выходного сигнала ФСЧ относительно уровня полезного сигнала сдвинутой частоты $\omega + 4\Omega$ составляет $20 \lg \frac{E_i}{E_K}, \text{ дБ}$.

Результаты экспериментального исследования спектра выходного сигнала ФСЧ сведены в табл. 1.

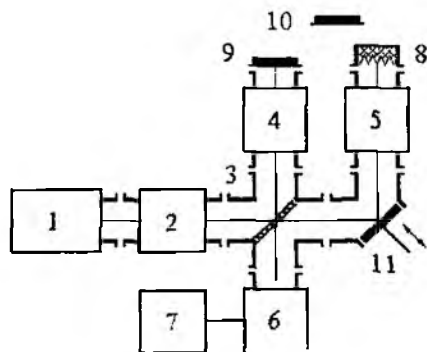
Таблица 1

Частота спектральной составляющей	Частота настройки селективного вольтметра	Расчетный уровень, дБ	Измеренный уровень, дБ
$\omega + 4\Omega$	F	0	0
$\omega + 2\Omega$	2Ω	$-\infty$	< -60
ω	4Ω	-60	-48
$\omega - 2\Omega$	6Ω	$-\infty$	< -60
$\omega - 4\Omega$	8Ω	-72	-55

* Расчет проведен для $\delta = 0,03 \text{ рад}$

Экспериментальное исследование спектра отраженного сигнала ФСЧ производилось на установке, схема которой представлена на рис. 4. Работающий ФСЧ 5 с неотражающей нагрузкой 8 на выходе включен в одно из плеч интерферометра Майкельсона 3. В другом плече установлен короткозамыкающий отражатель 9 и аттенюатор 4. Путем перестройки селективного вольтметра 7 на выходе детектора 6 последовательно индицируются колебания на частотах $2\Omega, 4\Omega, 6\Omega$ и 8Ω . Они обусловлены преобразованием отраженных сигналов $e'_{\omega \pm 2\Omega}, e'_{\omega \pm 4\Omega}, e'_{\omega \pm 6\Omega}, e'_{\omega \pm 8\Omega}$ и гетеродинного колебания опорного канала e^0_{ω} . На выходе детектора 6 регистрируются амплитуды колебаний этих комбинационных частот $E'_{2\Omega} = \beta E^0_{\omega} E'_{\omega \pm 2\Omega}, E'_{4\Omega} = \beta E^0_{\omega} E'_{\omega \pm 4\Omega}, E'_{6\Omega} = \beta E^0_{\omega} E'_{\omega \pm 6\Omega}$, и $E'_{8\Omega} = \beta E^0_{\omega} E'_{\omega \pm 8\Omega}$.

Затем вместо неотражающей нагрузки 8 на выход ФСЧ 5 включается короткозамыкающий отражатель 10 и производится калибровка этих колебаний. При этом с помощью аттенюатора 4 компенсируется влияние ослабления сигнала в ФСЧ.



1 – НЧН лазер; 2, 4 – аттенюаторы; 3 – делитель пучка; 5 – фазовый сдвигатель частоты; 6 – детектор; 7 – селективный вольтметр; 8 – неотражающая нагрузка; 9, 10 – короткозамыкающие отражатели; 11 – фазовращатель

Рис. 4

Амплитуда калибровочного колебания E_K^r на частоте 8Ω составляет $\beta E_{\omega+4\Omega}^2$. Она обусловлена преобразованием в детекторе двух сигналов равных амплитуд – опорного E_{ω}^0 и полезного. Последний при двойном прохождении ФСЧ приобретает частоту $\omega + 8\Omega$.

Уровень i -й побочной составляющей отраженного сигнала ФСЧ относительно уровня полезного выходного сигнала сдвинутой частоты составляет $20 \lg \frac{E_i^r}{E_K^r}, \text{ дБ}$.

Наконец, для измерения уровня составляющей отраженного сигнала на частоте ω лазерный генератор модулируется по амплитуде, а усилитель 7 настраивается на частоту модуляции F . К выходу ФСЧ присоединяется неотражающая нагрузка 8. С помощью регулировки фазовращателя 11 в выходном плече интерферометра индицируются максимум и минимум сигнала, которые обусловлены интерференцией опорного сигнала частоты ω и спектральной составляющей отраженного сигнала той же частоты ω . При этом уровень отраженного сигнала на частоте ω относительно полезного сигнала сдвинутой частоты определяется выражением $20 \lg \frac{E_{\max} - E_{\min}}{E_{\max} + E_{\min}}, \text{ дБ}$.

Результаты исследования спектра отраженного сигнала ФСЧ сведены в табл. 2.

Таблица 2

Частота спектральной составляющей	Частота настройки селективного вольтметра	Расчетный уровень, дБ	Измеренный уровень, дБ
ω	F	- 36	- 40
$\omega \pm 2\Omega$	2Ω	- 40	- 38
$\omega \pm 4\Omega$	4Ω	- 70	< - 60
$\omega \pm 6\Omega$	6Ω	- 40	- 42
$\omega \pm 8\Omega$	8Ω	- 36	- 39

Заметим, что уровень побочных составляющих отраженного сигнала в волноводных ФСЧ диапазона 5,6 – 8,0 мм [4] составляет не менее -30 дБ.

Выводы

Исследован квазиоптический фазовый сдвигатель частоты с дифференциальными секциями из кристаллического кварца, просветленными тефлоном. Благодаря использованию двух полуволновых секций, вращающихся во встречных направлениях, ФСЧ обеспечивает повышенный сдвиг частоты и низкий уровень (менее -60 дБ) паразитной составляющей отраженного сигнала сдвинутой частоты. Описана методика точной настройки дифференциального фазового сдвига секций ФСЧ с помощью лазерной квазиоптической установки. Приводится расчет спектров прошедшего и отраженного сигналов ФСЧ, разработана методика измерения и проведено экспериментальное исследование этих спектров в терагерцовом диапазоне частот.

Список литературы: 1. Fox A G. An adjustable waveguide phase changer // PIRE. 1947. V.35, № 12. P. 1489-1498. 2. Murray A. G., Flatt A. M., Murray G. and Ade P A R. High Efficiency Half-Wave Plates for Submillimetre Polarimetry // Infrared Phys. 1992. V.33, № 2. P. 113-125. 3. Безбородов В. И., Киселев В. К., Кулешов Е. М., Яновский М. С. Квазиоптический поляризационный фазовращатель терагерцового диапазона частот с фазовыми секциями из кристаллического кварца // Радиофизика и электроника. 2004. Т.9, № 2. С. 463-465. 4. Князьков Б. Н., Яновский М. С. Спектр отраженного сигнала фазового сдвигателя частоты // Радиотехника. 1975. Т.32. С. 153-160. 5. Ахизер А. Н. и др. Диэлектрический лучевод субмм диапазона волн // А.с. 302054 (СССР), 1972, БИ, №8. 6. Яновский М. С., Князьков Б. Н. О возможности уменьшения спектральных искажений и расширении диапазона непрерывных волноводных фазовращателей // Радиотехника. 1966. Т.21, №7. С.69-71. 7. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. Москва: «Наука», 1973. 720 с. 8. Holmes D A. Exact Theory of Retardation Plates // Journal of the Optical Society of America, 1964, V. 54, P.1115-1120

В. М. КОВАЛЬ, А. Н. ШМЫРЕВА, канд. техн. наук

ГЕТЕРОСТРУКТУРНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ НА ОСНОВЕ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ

Введение

В последнее время интенсивно исследуются полупроводниковые преобразователи солнечной энергии и ультрафиолетового излучения в связи с требованиями высокой эффективности преобразования и высокой стабильности солнечных батарей космического назначения. Для этих целей необходимо создание новых полупроводниковых материалов и интегральных преобразователей на их основе. Одним из таких новых материалов является нанокристаллический кремний.

Нанокристаллический кремний представляет собой аморфную матрицу, в которую введены нанокристаллиты. Наличие кристаллических включений обуславливает резкое отличие свойств нанокристаллического и аморфного кремния. Например, пленки nc-Si характеризуются подвижностью носителей заряда, которая на два порядка превышает подвижность носителей в аморфных пленках. Такая величина подвижности дает возможность использовать пленки нанокристаллического кремния в тонкопленочных транзисторах [1]. Кроме того, аморфные пленки с нанокристаллическими включениями демонстрируют повышенную фоточувствительность и стабильность, поэтому могут успешно заменить обычные аморфные пленки в фотопреобразователях [2].

Нанокристаллический кремний является материалом с управляемыми свойствами, что особенно важно для приборного применения. Известно, что свойства материала тесно связаны с его строением. Изменяя с помощью технологических факторов структуру материала, можно управлять его свойствами. В случае нанокристаллического кремния технологические параметры влияют на размер и количество нанокристаллитов. Размер кристаллитов определяет ширину запрещенной зоны материала, а именно: с уменьшением размера кристаллитов происходит расширение запрещенной зоны. Это явление обусловлено эффектом квантового ограничения электронов при уменьшении размеров кристалла до нанометричного диапазона. Управляя шириной энергетической щели, можно изменять оптические свойства пленок. В частности, расширение запрещенной зоны приводит к сдвигу спектра поглощения в голубую часть видимого и ультрафиолетового диапазона спектра, что дает возможность принимать и излучать оптический сигнал в этих диапазонах [3].

Количество нанокристаллитов влияет на темновую и фотопроводимость. С позиций теории протекания при достижении доли кристалличности критического значения ($> 50\%$) в пленке образуется перколяционный кластер, по которому будет осуществляться протекание тока. При низком уровне кристалличности перколяционный кластер не образуется и протекание тока происходит по аморфной фазе, проводимость которой на несколько порядков ниже, чем кристаллической. Таким образом, свойствами нанокристаллического кремния можно управлять с помощью технологических факторов, которые определяются методами получения пленок [4].

Нанокристаллический кремний можно получать теми же методами, что и аморфный материал, но только в иных технологических режимах, или используя перекристаллизацию аморфного кремния. Одним из способов перекристаллизации аморфного кремния является лазерное облучение. В основе данного способа лежит тот факт, что при воздействии импульса лазерного излучения в пленке происходит образование зародышей кристаллической фазы. Зарождение и рост кристаллитов определяется количеством импульсов лазерного излучения [5].

Управлять свойствами нанокристаллических пленок можно не только с помощью технологических режимов, но и изменяя их состав. В частности, довольно перспективным является введение в пленки nc-Si редкоземельных элементов.

Цель работы – исследование свойств пленок nc-Si:Y и гетероструктур на их основе.

Получение образцов

Пленки наносились методом электронно-лучевого испарения на подложки окисленного кремния для исследования свойств пленок и на монокристаллический кремний *p*- или *n*-типа для получения гетероструктур. Температура подложки изменялась в пределах 170 – 260⁰С. Для реализации омического контакта к структурам использовались пленки Ti-Ni, полученные методом электронно-лучевого испарения. В дальнейшем образцы подвергались воздействию полупроводникового лазера с длиной волны 356 нм. Плотность энергии лазера в 1 импульсе составляла 80 мДж/см², длительность импульса – 20 нс. В данной работе исследовались пленки nc-Si:Y, полученные из двух разных химических составов: Si – 95 вес.%, Y – 5 вес.% (первый состав) и Si – 67 вес.%, Y – 30 вес.%, Sn – 3 вес.% (второй состав).

Были исследованы свойства пленок и гетероструктурных преобразователей на их основе в зависимости от условий осаждения (температура подложки, состав) и последующей перекристаллизации (количество импульсов).

Исследование пленок nc-Si:Y

Пленки исследовались методом электронной Оже-спектроскопии. Распределение элементов по глубине представлено на рис. 1.

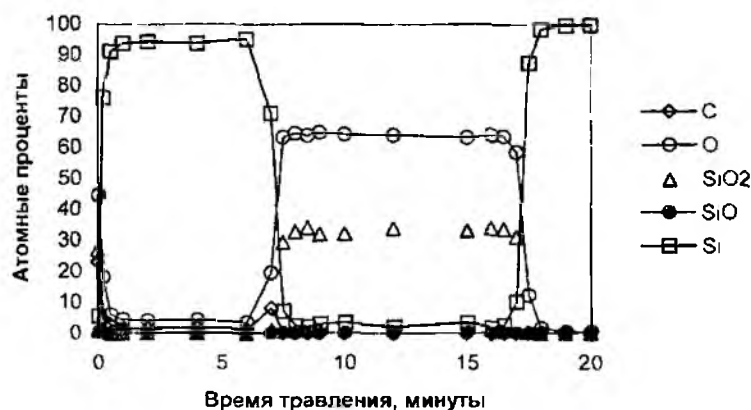


Рис. 1

Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что пленка состоит в основном из Si с небольшими включениями O, C и SiO₂, далее следует слой SiO₂ и Si подложка. Толщина пленки составляет приблизительно 25 нм.

Химический состав пленок изучался с помощью данных рентгеноструктурного микроанализа и ВИМС. Оба анализа показали наличие Y и Sn в пленках, однако в меньшем количестве, чем в составе, из которого пленки испарялись. В состав пленки вошло около 1,7 % иттрия и 0,1 % олова.

Следует отметить то обстоятельство, что для получения пленок использовались составы не содержащие водород. Известно, что деградация характеристик аморфного кремния под действием интенсивной засветки связана с наличием водорода. Поэтому использование безводородных составов является одним из возможных путей повышения стабильности фотоэлектрических преобразователей.

Свойства полученных пленок изучались в зависимости от режимов осаждения, одним из главных параметров которых является температура подложки. При этом зависимость фоточувствительности и чувствительности к ультрафиолету от температуры подложки имеют различия для изучаемых составов.

Характер зависимости фоточувствительности от температуры подложки для двух составов одинаков (рис.2, 3).

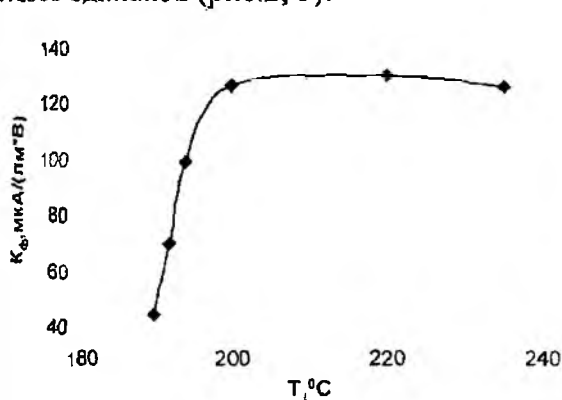


Рис. 2

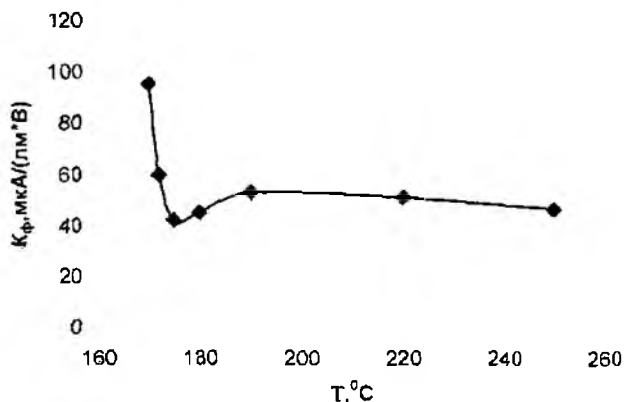


Рис. 3

При некоторой температуре осаждения наблюдается максимум коэффициента фоточувствительности, а при дальнейшем увеличении температуры – его спад. Такая зависимость связана, вероятно, с тем, что температура подложки определяет исходную кристалличность образца. При этом, чем выше температура осаждения, тем большее количество кристаллических включений образуется в аморфной пленке. Фоточувствительность определяется вкладом двух конкурирующих процессов с ростом кристалличности: увеличением переноса носителей по кристаллической фазе, величина которого намного выше переноса по аморфной фазе, и захватом фотоносителей заряда поверхностными дефектами не пассивированных водородом кристаллитов. Смена доминирующего механизма при возрастании кристалличности пленки и определяет вид зависимостей, представленных на рис. 2 и 3.

Следует заметить, что максимальная фоточувствительность для двух составов наблюдается при разных температурах: для первого состава при высоких температурах (рис. 2), а для второго – при низких (рис. 3). При сравнении составов пленок видна тенденция смещения максимальной фоточувствительности в сторону низких температур осаждения при возрастании количества иттрия и введении олова. По-видимому, Y и Sn модифицируют структуру таким образом, что в ней происходит смена механизмов рассеяния, приводящая к уменьшению подвижности носителей заряда. Уменьшение подвижности обуславливает уменьшение проводимости и, следовательно, снижение фоточувствительности.

Характер зависимости чувствительности к ультрафиолету от температуры подложки также совпадает для двух составов (рис. 4).

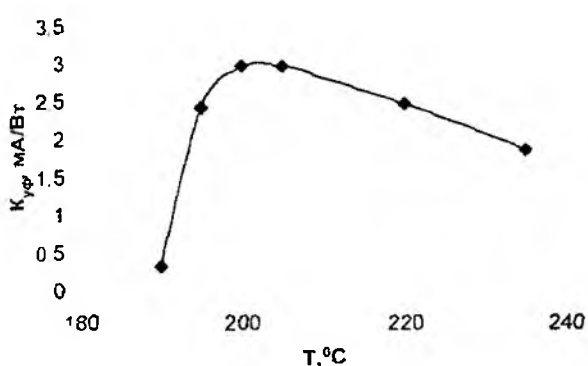


Рис. 4

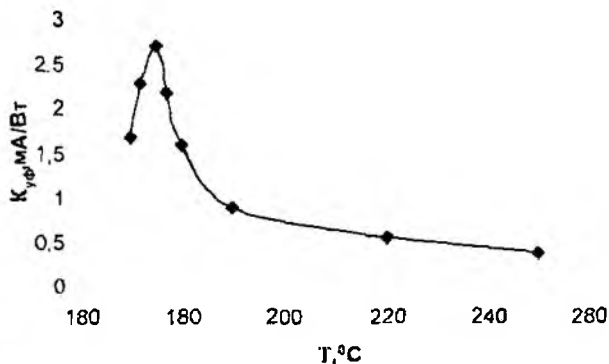


Рис. 5

Однако причина такого поведения коэффициента чувствительности к ультрафиолетовому излучению иная. Как упоминалось выше, температура осаждения влияет на исходную структуру пленки, что определяет ширину запрещенной зоны и соответственно величину чувствительности к ультрафиолету. В области низких температур происходит зарождени

кристаллических включений малого размера, что приводит к расширению энергетической щели и увеличению чувствительности к УФ-облучению. Повышение температуры подложки вызывает преимущественно рост кристаллитов, что вызывает снижение коэффициента чувствительности. Максимальные значения чувствительности к ультрафиолету также для первого состава наблюдаются в области высоких температур (рис. 4), а для второго состава – в области низких (рис. 5).

Исследование гетероструктурных преобразователей на основе пленок nc-Si:Y

Свойства гетероструктур. Полученные в данной работе гетероструктурные преобразователи представляют собой монокристаллическую подложку p - или n -типа с нанесенной на ней пленкой nc-Si:Y . Оба типа гетеропереходов проявили выпрямляющие свойства. Однако существуют некоторые различия в виде их вольт-амперных характеристик (рис. 6).

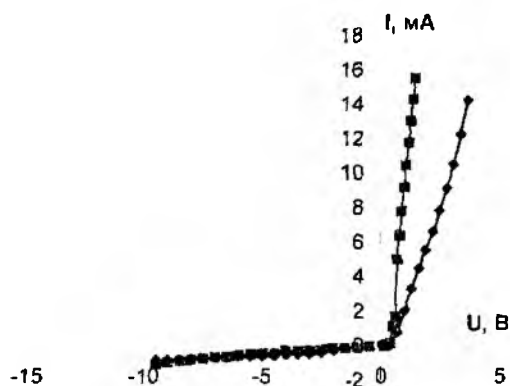


Рис. 6

Ультрафиолетовое излучение в таких структурах поглощается и нанокристаллической пленкой, и слоем монокристаллического кремния, а видимое излучение – большей частью области перехода и слоем монокристаллического кремния.

При рассмотрении гетеропереходов первого состава наибольшие значения K_{ϕ} и $K_{\text{уф}}$ получены для образца, который осаждался при высокой температуре (260°C). Сравнительный анализ гетеропереходов второго состава показал, что максимальные значения чувствительности в видимой и ультрафиолетовой области спектра характерны для низких температур осаждения (180°C). Данные приведены в таблице.

Состав	$T_n, ^{\circ}\text{C}$	$K_{\phi}, \text{мА}/(\text{лм В})$	$K_{\text{уф}}, \text{мА}/\text{Вм}$
№1 (Si – 95 вес.%, Y – 5 вес.%)	203	0,132	0,76
	260	0,952	7,3
№2 (Si – 67 вес.%, Y – 30 вес.%, Sn – 3 вес.%)	180	0,829	11
	236	0,442	2,7

Полученный результат совпадает с зависимостью максимальной чувствительности пленок в видимом и ультрафиолетовом диапазоне от температуры подложки.

Однако характер такой зависимости обусловлен не только причинами, установленными выше для пленок. Параметры гетеропереходов определяются как качеством пленки, так и границей раздела аморфная пленка/подложка. Поэтому, если с увеличением температур осаждения значения K_{ϕ} и $K_{\text{уф}}$ увеличиваются, то можно сделать вывод о том, что в гетеропереходах первого состава при высоких T_n качество границы $a\text{-Si}/c\text{-Si}$ улучшается за счет лучшего согласования параметров решеток двух материалов. В гетеропереходах второго состава увеличение температуры осаждения приводит к ухудшению качества границы раздела, т.е.

увеличению механических напряжений из-за рассогласования решеток материалов. Механические напряжения приводят к появлению дополнительных центров рассеяния и ловушек, которые сильно снижают чувствительность в видимой и ультрафиолетовой областях спектра. Поэтому для гетеропереходов первого состава оптимальными являются высокие температуры осаждения, а для гетеропереходов второго состава – низкие.

Влияние лазерной перекристаллизации на свойства гетероструктур. Как упоминалось выше, при облучении аморфного кремния разным количеством импульсов лазерного излучения можно управлять структурой пленки (количеством и размером нанокристаллитов) и соответственно ее свойствами. Параметры лазерного излучения таковы, что оно полностью поглощается пленкой и не достигает подложки. Поэтому изменение чувствительности гетероструктурных преобразователей в результате обработки лазером связывается только с изменением структуры нанокристаллической пленки.

Как видно из приведенных зависимостей на рис.7, 8, 9, 10, лазерная перекристаллизация практически не изменяет чувствительные свойства гетероструктур, полученных при температурах подложки, обеспечивающих низкое качество границы пленка/подложка.

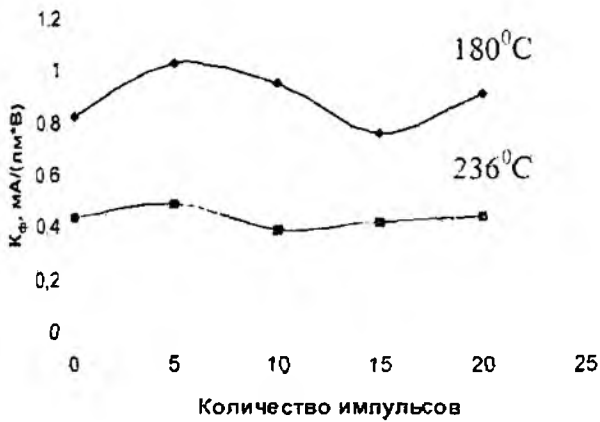


Рис.7

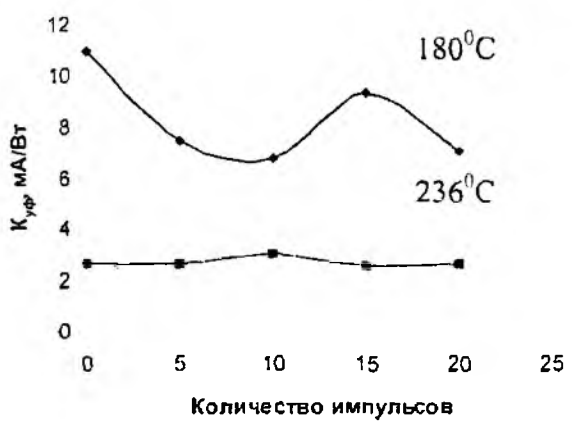


Рис.8

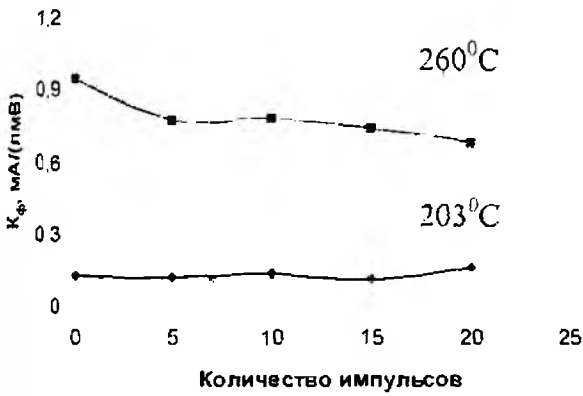


Рис. 9

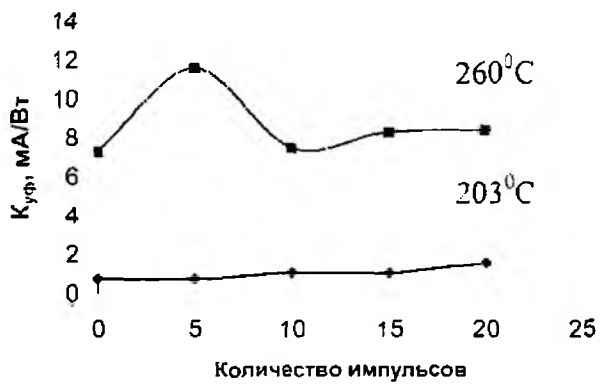


Рис. 10

Это вызвано преобладающим влиянием на свойства гетероструктур границы раздела. При оптимальных температурах осаждения пленок для каждого состава свойства гетероструктур определяются, главным образом, свойствами самих пленок.

Наличие на зависимостях K_ϕ от количества импульсов возрастающих участков свидетельствует о зарождении кристаллитов и о преобладающей роли увеличения переноса носителей заряда по кристаллической фазе. При подаче большего количества импульсов возрас-

тание кристалличности, как обсуждалось выше, приводит к снижению фототока за счет дминирующего влияния поверхностных дефектов кристаллитов (рис.7, 9).

Характер поведения ультрафиолетовой чувствительности от количества импульсов та же обуславливается зарождением и ростом кристаллической фазы. Возрастающие участки этих зависимостей отвечают за зарождение кристаллитов малого размера, а спадающие – их преимущественный рост при подаче большего количества импульсов (рис.8, 10).

Таким образом, для гетеропереходов на основе пленок nc-Si:Y первого состава максимальные значения Кф и Куф были получены в области высоких температур осаждения (рис.9, 10), причем Кф достигает максимального значения при отсутствии лазерной обработки, а Куф – при действии 5 импульсов. Гетеропереходы на основе пленок второго состава имеют наилучшие чувствительные свойства в области низких температур (рис.7, 8), причем Кф достигает своего наибольшего значения при действии 5 импульсов лазерного излучения, а Куф – при отсутствии лазерной обработки.

Выводы

В работе исследовались пленки nc-Si:Y и гетероструктурные преобразователи на их основе в зависимости от температуры подложки, состава пленок и условий перекристаллизации.

При увеличении содержания Y и добавления Sn максимальная чувствительность в видимом и ультрафиолетовом диапазонах спектра смещается в сторону низких температур осаждения.

Размер и количество наночастиц, сформированных в аморфной матрице под действием лазерного излучения, зависит от количества импульсов и по-разному влияет на чувствительность в ультрафиолетовом и видимом диапазонах спектра.

Таким образом, подбирая для каждого состава пленки оптимальные условия осаждения можно достигнуть максимальных значений фото- и ультрафиолетовой чувствительности гетероструктурного преобразователя.

Список литературы 1. *Cheng L., Wagner S.* High hole and electron effect mobilities in nanocrystalline silicon deposited at 150 °C // *Thin Solid Films*. 2003. Vol. 427. P. 56–59. 2. *Zhang S., Liao X. and Xu Y.* The phase nc-Si/a-Si:H thin film with improved medium-range order // *J. Non-Cryst. Sol.* 2004. Vol. 338–340. P. 188–191. 3. *Wang Y. H., Lin J. and Huan C. H.* Structural and optical properties of a-Si:H/nc-Si:H thin film grown from Ar-H₂-SiH₄ mixture by plasma-enhanced chemical vapor deposition // *Mater. Sci. Eng.* 2003. Vol. 104. P. 80–87. 4. *Голубева В.Г., Морозова Л.Е., Певцов А.Б.* Проводимость тонких нанокристаллических пленок кремния // *ФТП*. 1999. Т. 33, №1. С. 75–77. 5. *Ефремов М.Д., Болотов В.В., Володин В.А.* Обращение нанокристаллов кремния с выделенной ориентацией (110) в аморфных пленках Si:H на различных подложках при наносекундных воздействиях ультрафиолетового излучения // *ФТП*. 2002. Т. 36, №1. С. 109–115.

Национальный технический
университет Украины «КПИ»

Поступила в редколлегию 16.12.2006

*А. А. БЕЗВЕСИЛЬНЫЙ, Е. В. ДУХОПЕЛЬНИКОВА,
В. В. ВИНОГРАДОВ, канд. физ.-мат. наук, Д. М. ВАВРИВ, д-р физ.-мат. наук*

МОДИФИЦИРОВАННЫЙ ФИЛЬТР ЛИ ДЛЯ УДАЛЕНИЯ СПЕКЛ-ШУМА НА РАДИОЛОКАЦИОННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЯХ

Введение

Радиолокационные изображения, формируемые, например, в радиолокаторах с синтезированной апертурой, обычно искажены спекл-шумом, который обладает свойствами мультипликативного шума. Добиться удовлетворительного качества фильтрации мультипликативного шума на существенно неоднородных изображениях можно только с помощью адаптивных фильтров. Примерами таких фильтров являются фильтры Ли и Меера, широко применяемые для удаления спекл-шума [1–4]. Для расчета коэффициента этих фильтров используются локальные оценки среднего значения и дисперсии изображения, вычисленные по участку изображения, попадающему в окно (или апертуру) фильтра. В фильтре Ли используется окно фиксированного размера, а в фильтре Меера из набора окон разного размера используется окно наибольшего диаметра, в котором изображение можно считать однородным, причем критерий однородности учитывает дисперсию спекл-шума. Фильтры Ли и Меера усредняют спекл-шум в однородных областях и в той или иной степени сохраняют вариации изображения в неоднородных областях, когда локальная дисперсия оказывается больше ожидаемой дисперсии, вызванной только спекл-шумом.

Локальная дисперсия может оказаться больше ожидаемой дисперсии спекл-шума не только из-за неоднородности изображения, но и из-за шума локальных оценок. Это означает, что в таких случаях шум будет принят за вариации изображения, и не будет удалаться. В этой статье мы предлагаем использовать критерий однородности, учитывающий не только дисперсию спекл-шума, но и шум оценок локальных статистик, который зависит от размера окна (очевидно, чем больше окно фильтра, тем меньше шумят оценки). Такой критерий однородности будет гарантировать, что фильтр Ли (или Меера) на однородных участках изображения будет работать в большинстве случаев (например, в 95 % случаев, что задается при расчете критерия) как усредняющий фильтр независимо от размера окна оценки.

Когда центр окна фильтра все еще находится на однородном участке изображения, а край окна уже задевает границы деталей изображения или яркие точки, тогда локальная дисперсия оказывается больше дисперсии спекл-шума, и изображение фильтруется незначительно, что приводит к тому, что шум плохо фильтруется вблизи границ и ярких точек. Использование в фильтре Меера окон переменного размера позволяет улучшить качество фильтрации шума вблизи границ по сравнению с фильтром Ли с фиксированным окном. Оказывается можно улучшить качество фильтрации шума в неоднородных областях, вблизи границ и ярких точек, если использовать окно не только адаптивного размера, но еще и адаптивной формы. В данной статье предложен алгоритм, который позволяет адаптивно подстраивать форму окна так, чтобы вблизи границ и ярких точек исключать из окна участки, попадающие на неоднородности изображения. Для этого используется описанный выше усовершенствованный критерий однородности. Окно адаптивной формы располагается только на однородном участке изображения, приближаясь вплотную к границе или яркой точке, обеспечивая тем самым эффективное удаление шума вблизи границ.

В двух следующих разделах рассмотрены статистические свойства спекл-шума и приведены описания фильтров Ли и Меера. После этого описан усовершенствованный критерий однородности изображения, который учитывает шум локальных оценок. Затем рассматривается модифицированный фильтр Ли с адаптивной формой окна. В конце статьи приведен пример фильтрации спекл-шума на реальном радиолокационном изображении. Полученные результаты подытожены в заключении.

Статистические свойства спекл-шума

На радиолокационных изображениях поверхности Земли спекл-шум возникает в результате интерференции отраженных сигналов при рассеянии когерентного излучения на объекте, имеющем случайную неоднородную структуру. Примером такого объекта является растительность – трава, деревья, лес, посевы, которые можно представить множеством рассеивателей, расположенных в некотором слое на поверхности Земли. В каждом элементе разрешения присутствует большое количество отражателей, и отраженные от них сигналы входят в суммарный принимаемый сигнал со случайными фазами, поскольку отражатели расположены в пространстве случайно. Сигналы, отраженные от небольших групп ярких отражателей, не подпадают под эту модель. К ним, например, относятся сигналы, отраженные от искусственных объектов: различных строений, коммуникаций, металлических конструкций, которые обычно представлены на изображении набором ярких точек и не искажены спекл-шумом.

Если число отражателей достаточно велико, они независимы, расположены случайно и среди них нет доминирующих отражателей (как, например, в случае поверхности, покрытой растительностью), то согласно центральной предельной теореме действительная и мнимая части суммы сигналов от таких отражателей будут иметь гауссово распределение вероятностей. Мощность сигнала (то есть квадрат модуля комплексного сигнала) будет иметь экспоненциальное распределение вероятностей [1].

Радиолокационное изображение, обозначаемое здесь как I , представляет собой измеренные значения эффективной площади рассеяния (ЭПР) поверхности, которые пропорциональны мощности отраженного сигнала. Следовательно, значение I элемента изображения имеет экспоненциальное распределение вероятностей со средним значением, равным среднему значению ЭПР поверхности σ соответствующего элемента разрешения:

$$p(I) = \frac{1}{\sigma} \exp\left[-\frac{I}{\sigma}\right]. \quad (1)$$

Если при построении изображения проводится значительное некогерентное накопление (усреднение по мощности) отраженных радиолокационных импульсов, то спекл-шум существенно ослабляется. Такая обработка происходит в обычных радиолокаторах обзора поверхности Земли. Однако в радиолокаторах с синтезированной апертурой изображение формируется в результате специальной когерентной обработки отраженных импульсов, при которой спекл-шум на изображениях оказывается таким же, как и в отдельном отраженном импульсе.

Для уменьшения спекл-шума на изображениях, которые формируются с помощью радиолокатора с синтезированной апертурой, используют синтезированную диаграмму направленности с несколькими лучами (обычно от 3 до 7). Такая диаграмма направленности позволяет получать несколько независимых радиолокационных изображений одного и того же участка поверхности, которые называются «взглядами» и которые затем некогерентно усредняются. Можно показать, что усредненное изображение будет иметь гамма-распределение вероятностей [1]:

$$p_L(I) = \frac{L}{\sigma \Gamma(L)} \left(\frac{L I}{\sigma}\right)^{L-1} \exp\left[-L \frac{I}{\sigma}\right], \quad (2)$$

где L – число взглядов, а $\Gamma(L) = (L-1)!$ – гамма-функция.

Среднее значение и дисперсия элемента изображения

$$\langle I \rangle = \sigma, \quad \sqrt{\text{var}\{I\}} = \sigma / \sqrt{L}, \quad (3)$$

то есть дисперсия спекл-шума пропорциональна ЭПР поверхности. Таким свойством обладает мультипликативный шум. При этом изображение можно записать в виде [1]

$$I = \sigma \cdot \eta. \quad (4)$$

Здесь $\sigma > 0$ – это ЭПР поверхности без шума, которое нужно найти; $n > 0$ – это мультипликативный спекл-шум, который характеризуется гамма-распределением со средним значением и дисперсией

$$\langle n \rangle = 1, \text{ var}\{n\} = 1/L. \quad (5)$$

Если считать, что изображение, описываемое распределением (1) или (2), искажено аддитивным шумом, тогда из формулы (3) видно, что такой аддитивный шум зависит от изображения. Гораздо удобнее рассматривать спекл-шум как мультипликативный шум (4), (5), тогда спекл-шум не зависит от изображения.

Фильтр Ли и фильтр Меера

Добиться удовлетворительного качества фильтрации мультипликативного шума на существенно неоднородных изображениях можно только с помощью адаптивных фильтров. Примером такого фильтра является фильтр Ли, широко применяемый для удаления спекл-шума [1–3]. Такой фильтр определяется следующими соотношениями:

$$\sigma_{Lee} = \langle I \rangle + k_{Lee}(I - \langle I \rangle), \quad (6)$$

$$k_{Lee} = \frac{V_I - 1/L}{V_I}, \quad V_I \equiv \frac{\text{var}\{I\}}{\langle I \rangle^2}. \quad (7)$$

Здесь σ_{Lee} – оцененное с помощью фильтра Ли (то есть отфильтрованное) значение ЭПР поверхности. Локальные оценки среднего значения $\langle I \rangle$ и дисперсии $\text{var}\{I\}$ изображения вычисляются в каждой точке изображения по выборке, полученной из точек, расположенных внутри окна оценки – внутри круга диаметром $2M+1$ точек с центром в данной точке. При этом предполагается локальная эргодичность в окне оценки, так что локальное среднее значение и локальная дисперсия могут быть вычислены, используя пространственное усреднение, а не усреднение по ансамблю.

Для среднего значения и дисперсии неоднородного участка изображения, искаженного мультипликативным спекл-шумом, можно записать следующие выражения:

$$\begin{aligned} \langle I \rangle &= \langle \sigma \rangle \langle n \rangle = \langle \sigma \rangle, \\ \langle I^2 \rangle &= \langle \sigma^2 \rangle \langle n^2 \rangle = \langle \sigma^2 \rangle (1 + 1/L), \\ \text{var}\{I\} &= \langle \sigma^2 \rangle (1 + 1/L) - \langle \sigma \rangle^2 = \text{var}\{\sigma\} (1 + 1/L) + \langle \sigma \rangle^2 / L. \end{aligned}$$

Коэффициент вариации изображения V_I , от которого зависит коэффициент фильтра Ли k_{Lee} ,

$$V_I \equiv \frac{\text{var}\{I\}}{\langle I \rangle^2} = V_\sigma (1 + 1/L) + 1/L, \quad V_\sigma \equiv \frac{\text{var}\{\sigma\}}{\langle \sigma \rangle^2}. \quad (8)$$

Коэффициент вариации V_σ характеризует неоднородность ЭПР поверхности.

Если в окне, в котором вычисляется оценка, нет заметных вариаций изображения, $V_\sigma \approx 0$, тогда коэффициент вариации изображения равен коэффициенту вариации мультипликативного спекл-шума $V_n = 1/L$:

$$V_I \approx V_n = 1/L, \quad k_{Lee} \approx 0, \quad \sigma_{Lee} \approx \langle I \rangle. \quad (9)$$

То есть в этом случае в качестве оценки значения ЭПР поверхности берется локальное среднее значение. Если при вычислении коэффициента оказывается

$$V_I \leq 1/L, \quad (10)$$

а значит $k_{Lee} \leq 0$, то участок изображения считается однородным и полагается $k_{Lee} = 0$. Условие (10) является традиционным критерием однородности для фильтра Ли.

Если вариации изображения значительно превышают возможные вариации, вызванные спекл-шумом, $V_\sigma \gg V_n$, тогда значение изображения сохраняется почти без изменений:

$$V_i \gg V_n = 1/L, k_{Lee} \approx 1, \sigma_{Lee} \approx 1. \quad (11)$$

Таким образом, фильтр Ли усредняет спекл-шум в однородных областях и в той или иной степени сохраняет вариации изображения в неоднородных областях, когда локальная дисперсия оказывается больше ожидаемой дисперсии, вызванной спекл-шумом.

В фильтре Ли можно выбирать размер окна. Минимальным можно считать окно диаметром пять точек. Понятно, что с увеличением окна ухудшается разрешающая способность фильтра усиливается сглаживание границ, и могут теряться мелкие детали на изображении. С увеличением диаметра окна также ухудшается способность фильтра удалять шум вблизи границ и ярких точек. Но с другой стороны, в однородной области окно желательно брать как можно больше, чтобы эффективнее усреднить шум. Разрешить это противоречие можно путем использования окна адаптивного размера, зависящего от свойств изображения. Такой фильтр был предложен Меером [4].

В фильтре Меера вычисление локальных оценок проводится для набора окон с диаметрами от пяти до, например, девяти точек. При фильтрации используется окно с наибольшим диаметром, в котором выполняется условие однородности (10). Если это условие не выполняется даже для наименьшего окна, то применяется фильтр Ли с этим наименьшим окном. Таким образом, адаптивный размер окна в фильтре Меера позволяет обрабатывать неоднородные области с использованием окна малого диаметра, а в однородных областях проводить усреднение с применением окон большего диаметра.

Уточненный критерий однородности для фильтров Ли и Меера

Локальная оценка коэффициента вариации может оказаться больше ожидаемого коэффициента вариации спекл-шума не только из-за неоднородности изображения, но и из-за шума локальных оценок среднего и дисперсии. Это означает, что в таких случаях шум будет принят за вариации изображения и не будет удаляться. Мы предлагаем использовать критерий однородности, учитывающий не только дисперсию спекл-шума, но и шум оценок локальных статистик, который зависит от размера окна (очевидно, чем больше окно фильтра тем меньше шумят оценки).

Для построения такого критерия однородности рассмотрим применение фильтра Ли к тестовому шумовому изображению, на котором значение ЭПР поверхности одинаково во всех точках, $\sigma = \sigma_0$. На рис. 1, а показана плотность распределения вероятностей оценки коэффициента k_{Lee} для тестового однородного шумового изображения (и для сравнения – для реального существенно неоднородного радиолокационного изображения). Из-за шума локальных оценок среднего значения и дисперсии коэффициент фильтра k_{Lee} заметно больше нуля в довольно большом числе точек, тогда как для однородного изображения этот коэффициент должен быть равен нулю. В этом состоит недостаток традиционного критерия однородности (10).

Можно найти пороговое значение коэффициента k_{Lee}^{Th} такое, что, например, 95 % всех коэффициентов k_{Lee} , полученных для тестового шумового изображения, будут меньше этого порогового значения:

$$P(k_{Lee} < k_{Lee}^{Th}) = 0.95 \quad (12)$$

($P(X)$ означает «вероятность X »). Найденное пороговое значение можно рассматривать как критерий однородности участка изображения, попавшего в окно, по которому вычисляются локальные оценки. Такой уточненный критерий однородности будет более правильным по сравнению с условием однородности (10), поскольку он будет учитывать шум локальных оценок среднего значения и дисперсии. Если определить коэффициент фильтра Ли с учетом найденного порога по правилу

$$K_{Lee} = \begin{cases} k_{Lee}, & \text{если } k_{Lee} > k_{Lee}^{Th}, \\ 0, & \text{если } k_{Lee} \leq k_{Lee}^{Th}, \end{cases} \quad (13)$$

тогда фильтр Ли (или Меера) на однородных участках изображения будет работать в 95 % случаев как усредняющий фильтр независимо от размера окна оценки.

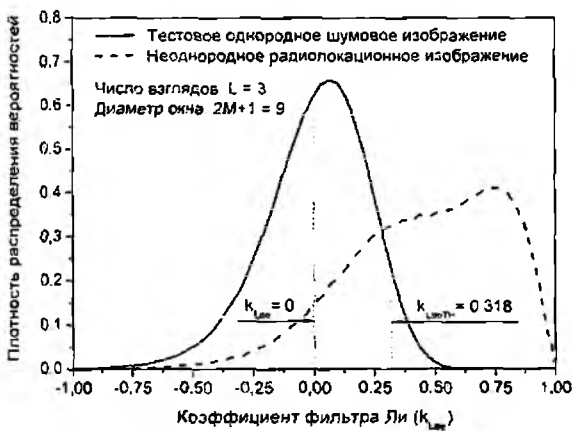
Пороговое значение будет зависеть от размера окна (точнее, от числа точек в окне) и от числа взглядов L , которое является параметром распределения вероятностей мультипликативного спекл-шума и характеризует дисперсию спекл-шума. На рис. 1, а показано пороговое значение для случая $L = 3$ и диаметра окна $2M + 1 = 9$ точек, рассчитанное по формуле (12) и составляющее $k_{Lee}^{Th} = 0.318$.

Оказывается, что при задании пороговых значений удобнее вместо коэффициента вариации V_f (7) использовать обратную величину, называемую эквивалентным числом взглядов.

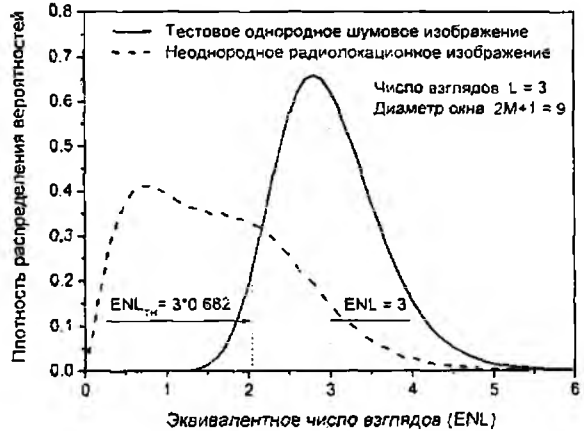
$$ENL = 1/V_f. \quad (14)$$

Тогда формула (7) для коэффициента фильтра Ли запишется в виде

$$k_{Lee} = 1 - ENL/L. \quad (15)$$



а



б

Рис. 1

Пороговые значения ENL_{Th}/L были рассчитаны численно для окон с диаметрами от 5 до 15 точек и для различных значений числа взглядов $L = 1, 3, 5, 7$ и приведены в таблице. На рис. 1, б показана плотность распределения вероятностей оценки эквивалентного числа взглядов ENL для тестового однородного шумового изображения с числом взглядов $L = 3$ и диаметром окна $2M + 1 = 9$ точек. Пороговое значение для этого случая составляет $ENL_{Th}/L = 0.682$.

Применение описанного критерия однородности, учитывающего дисперсию спекл-шума (которая зависит от числа взглядов L) и шум локальных оценок (который зависит от размера окна), позволяет заметно улучшить качество удаления шума для фильтров Ли или Меера на однородных участках изображения.

Диаметр окна	Число точек в окне	ENL_{Th} / L			
		$L = 1$	$L = 3$	$L = 5$	$L = 7$
5	13	0.542	0.495	0.460	0.426
7	29	0.620	0.613	0.595	0.571
9	49	0.673	0.682	0.673	0.655
11	81	0.725	0.740	0.738	0.725
13	113	0.756	0.774	0.776	0.765
15	149	0.781	0.800	0.803	0.795

Построение окна адаптивной формы и размера для фильтра Ли

При удалении шума вблизи границ и ярких точек возникает ситуация, когда большая часть окна фильтра все еще находится над однородным участком изображения, а край окна уже попадает на неоднородности. При этом коэффициент вариации оказывается достаточно большим, и, в результате, шум вблизи границ и ярких точек не фильтруется. На изображении можно видеть множество мелких ярких точек спекл-шума, расположенных вдоль границ и вокруг ярких точек. Использование в фильтре Меера окон переменного размера позволяет улучшить качество фильтрации шума вблизи границ по сравнению с фильтром Ли с фиксированным окном: при приближении к границе размер окна фильтра уменьшается. Оказывается можно улучшить качество фильтрации шума вблизи границ и ярких точек, если использовать окно не только адаптивного размера, но и адаптивной формы.

Предложен алгоритм, который позволяет адаптивно подстраивать форму окна так, чтобы вблизи границ и ярких точек исключать из окна участки, попадающие на неоднородности изображения. При этом используется предложенный критерий однородности. Сначала берется окно диаметром пять точек и вычисляется коэффициент фильтра Ли k_{Lee} . Если этот коэффициент оказывается больше порогового значения, $k_{Lee} > k_{Lee}^{Th}$, значит изображение внутри окна является неоднородным, и фильтр Ли применяется к такому окну. Если же в соответствии с таким критерием изображение оказалось однородным, диаметр окна увеличивается на две точки, то есть к окну добавляется кольцо шириной в одну точку, и снова вычисляется коэффициент фильтра Ли. Если после увеличения окна однородность нарушается, тогда последовательно отбрасываются точки из кольца, которые больше других отличаются от среднего значения. Таким способом проводится увеличение окна до его максимального диаметра с одновременной адаптацией его формы. Когда достигнут максимальный размер окна или отбрасываются все точки только что добавленного кольца, то это и есть адаптивное окно, которое используется в фильтре Ли.

Следует подчеркнуть, что, как и у фильтра Меера, коэффициент фильтра k_{Lee} может быть отличен от нуля только для наименьшего окна, а для окон большего диаметра, когда уже удовлетворяется критерий однородности, коэффициент фильтра принимается равным нулю (13), и фильтр Ли оказывается усредняющим фильтром. На рис. 2 приведен иллюстративный пример окна, адаптивного по форме и размеру с диаметром 11 точек. Показаны кольца разного диаметра, последовательно добавляемые к окну.

Таким образом, окно адаптивной формы располагается только на однородном участке изображения, приближаясь вплотную к границе или яркой точке, обеспечивая тем самым эффективное удаление шума вблизи границ.

Результаты

На рис. 3, а приведено радиолокационное изображение, полученное с помощью самолетного радиолокатора бокового обзора с синтезированной апертурой [5] с использованием трех взглядов ($L = 3$). Изображения, отфильтрованные с помощью фильтра Ли с фиксированным окном (диаметром девять точек) и с окном адаптивной формы и размера (с максимальным диаметром девять точек) показаны на рис. 3, б и 3, в соответственно. Изображения коэффициента фильтра для фиксированного и адаптивного окна показаны соответственно на

рис 4, а и 4, б. Коэффициенты принимают значения от 0 до 1 (переход от черного до белого). Сравнивая эти изображения можно видеть, что в случае адаптивного окна коэффициент Лиамного точнее отражает структуру радиолокационного изображения. На рис. 4, в приведено изображение количества точек в адаптивном окне: от 13 до 49 точек (переход от черного до белого). Применение окна адаптивной формы позволяет эффективно удалять шум в неоднородных областях, вблизи границ и ярких точек.

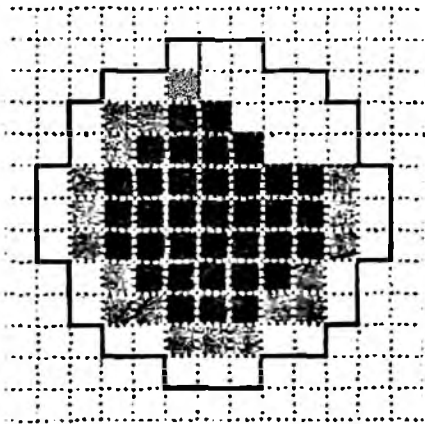


Рис. 2

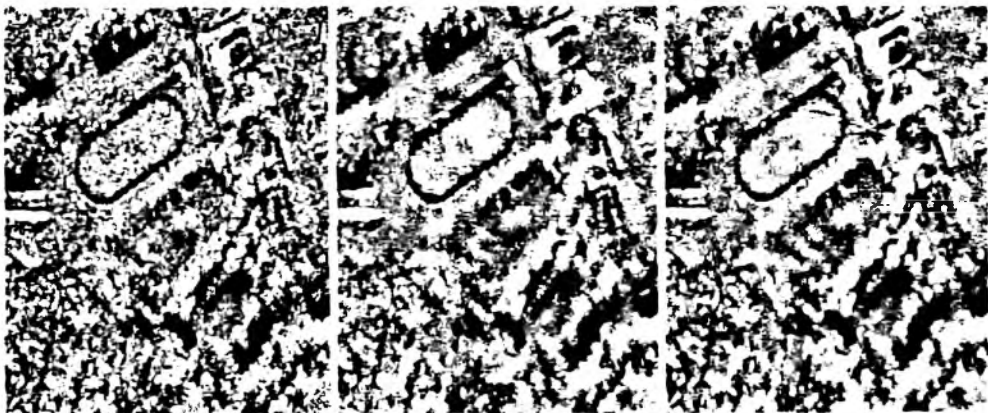


Рис. 3

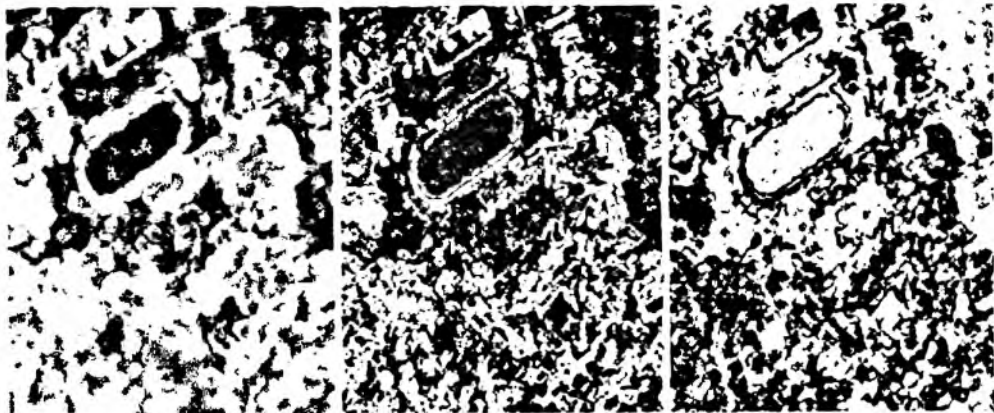


Рис. 4

Заключение

В статье предложен модифицированный фильтр Ли, использующий уточненный критерий однородности и окно адаптивной формы и размера. Применение усовершенствованного критерия однородности, учитывающего не только дисперсию спекл-шума, но и статистические свойства локальных оценок, позволяет повысить качество фильтрации спекл-шума на однородных участках изображения. Использование окна адаптивной формы и размера дает возможность более качественно удалять спекл-шум в неоднородных областях, вблизи границ и ярких точек.

Список литературы: 1. *Chris Oliver and Shaun Quegan*. Understanding Synthetic Aperture Radar Images. Boston, London: Artech House, 1998. 480 с. 2. *J.S. Lee*. Digital image enhancement and noise filtering by use of local statistics. // IEEE Trans. on Pattern Analysis and Machine Intelligence. 1980. Vol. PAMI-2, pp. 165-168. 3. *J.S. Lee*. Refined filtering of image noise using local statistics. // Computer Graphics and Image Processing. 1981. Vol. 15, pp. 380-389. 4. *P. Meer, R.-H. Park, K. Cho*. Multiresolution adaptive image smoothing. // Graphical Models and Image Processing. 1994. Vol. 56, No. 2, pp. 140-148. 5. *D.M. Vavryk, V.V. Vynogradov, V.A. Volkov, R.V. Kozhyn, O.O. Bezvesilnyi, S.V. Alekseenkov, A.V. Shevchenko, and M.P. Vasilevskiy*. An airborne SAR with indication of moving targets. // Proc. of the 5th Int. Symp. MSMW'04 Kharkov, Ukraine. 2004. Vol. 1, pp. 115-119.

Радиоастрономический институт НАН Украины

Поступила в редколлегию 17.10.2005

УЧЕТ ВЛИЯНИЯ НАСЫЩЕННЫХ МЕТЕОРНЫХ СЛЕДОВ НА ОЦЕНКУ ФИЗИЧЕСКОГО ФАКТОРА ЗАМЕЧАЕМОСТИ

Введение

В настоящее время большую научную ценность и актуальность представляет задача изучения распределений элементов орбит спорадических метеорных частиц, поскольку последние являются практически единственным источником информации о происхождении и эволюции метеорного вещества в межпланетном пространстве. При этом определяющее значение приобретает проблема учета различных видов селекций, искажающих результаты наблюдений и затрудняющих их правильную интерпретацию. При изучении распределений возникает задача учета астрономической селекции или иначе – астрономического фактора P_a , физический смысл которого состоит в том, число что частиц, регистрируемых с поверхности Земли, зависит от их элементов орбит, а, значит, условий попадания на Землю. Геометрический фактор P_g описывает зависимость замечаемости от координат радианта метеоров. Физический фактор P_{ϕ} – зависимость от геоцентрической скорости метеора v , с которой метеороид влетает в атмосферу Земли.

В статье предлагается новый метод учета физического фактора. Представленные ранее в литературе алгоритмы позволяют сделать оценку P_{ϕ} для случая обнаружения радиометеоров (определения плотности потока зарегистрированных метеороидов). При оценке истинных распределений элементов орбит зарегистрированных метеоров уже недостаточно обнаружить отраженный от метеорного следа сигнал. Необходимо, кроме этого, получить оценки скорости метеороида, что возможно, если метеорный след является ненасыщенным. Это означает, что длина следа (которая определяет величину физического фактора) зависит от интервала высот, на котором эффективная электронная плотность превышает $\alpha_{\phi}^{\min}$ (минимального значения электронной плотности, при котором могут быть обнаружены следы данной РЛС в направлении максимального излучения), но меньше порога $\alpha_{\phi}^{\max}$, при превышении которого след становится насыщенным и, следовательно, отраженный от него сигнал не несет информации о скорости метеороида.

Методика расчета физического фактора замечаемости

Физический фактор замечаемости определяется выражением [1]

$$P_{\phi} = \frac{1}{l_0} \int_0^{\infty} l(\alpha_{\phi}^{\min}) n(M_0) dM_0, \quad (1)$$

где l_0 – некоторая средняя длина метеорных следов; $l(\alpha_{\phi}^{\min})$ – длина участка метеорного следа, на котором эффективная электронная плотность больше $\alpha_{\phi}^{\min}$; $n(M_0)$ – дифференциальное распределение масс метеорных тел.

Эффективная линейная электронная плотность α_{ϕ} вдоль метеорного следа рассчитывается по формуле [1]

$$\alpha_{\phi} = \alpha(\delta, M_0, v, z, \lambda) \frac{1 - \exp\left(-8\sqrt{2}\pi^2 D \sqrt{R \cdot v^{-2} \cdot \lambda^{-3}}\right)}{8\sqrt{2}\pi^2 D \sqrt{R \cdot v^{-2} \cdot \lambda^{-3}}} \exp\left[-\left(\frac{2\pi r_0}{\lambda}\right)^2\right] \quad (2)$$

где α – линейная электронная плотность вдоль следа; R – наклонная дальность от РЛС до точки зеркального отражения на следе; D – коэффициент амбиполярной диффузии; r_0 – начальный радиус метеорного следа; λ – рабочая длина волны РЛС.

Для расчета линейной электронной плотности воспользуемся физической теорией метеорных явлений, разработанной В.Н. Лебединцом [1]:

$$\alpha = \beta(v) \sqrt[3]{v^2 M_0^2 \delta^{-2}} \frac{\rho \Lambda A}{2 \mu m_H Q} \left(1 - \frac{1}{6} \frac{\rho \Lambda A H \sqrt[3]{v^2}}{Q M_0 \cos(z) \sqrt[3]{M_0 \delta^2}} \right)^2, \quad (3)$$

где ρ – плотность атмосферы на высоте h ; Λ – коэффициент теплопередачи; A – коэффициент формы; μ – средний атомный вес метеорного вещества; m_H – масса атома водорода; Q – энергия испарения 1 г метеорного вещества.

В выражениях (2) и (3) все параметры задаются в единицах СИ.

При оценке истинных распределений элементов орбит зарегистрированных метеороидов необходимо, как указывалось выше, получить оценку скорости метеороида и сдвига отраженных сигналов один относительно другого, как минимум, в трех приемных пунктах отстоящих один от другого на расстояние 1 – 15 км. Если скорость метеороида определяется дифракционным методом (как в большинстве систем радиолокационных наблюдений метеороидов), амплитудно-временная характеристика отраженного сигнала должна быть такой, чтобы можно было четко выявить 3 – 5 (чем больше, тем точнее можно оценить скорость и сдвиги) экстремумов АВХ. Далее, как следует из теории, на которой базируется дифракционный метод, это возможно, если метеорный след является ненасыщенным. Это означает, что в данном случае длина следа определяется интервалом высот, на котором эффективная электронная плотность превышает $\alpha_{эф}^{min}$, но меньше порога $\alpha_{эф}^{max}$, при превышении которого след становится насыщенным и, следовательно, отраженный от него сигнал имеет АВХ без флуктуаций, вызванных дифракцией, то есть по ней нельзя найти скорость метеороида. Это приводит к тому, что полезная в данном случае длина метеорного следа уменьшается (см. рис. 1), а это неизбежно изменяет кривую физического фактора как следствие, весовые множители при дальнейшей статистической обработке. Все было бы хорошо, если бы четкая граница, разделяющая ненасыщенные и насыщенные метеорные следы, во-первых, существовала и, во-вторых, каким-то образом (теоретически или экспериментально) эта граница была установлена. К сожалению, по этому вопросу в мировой науке нет единого мнения.

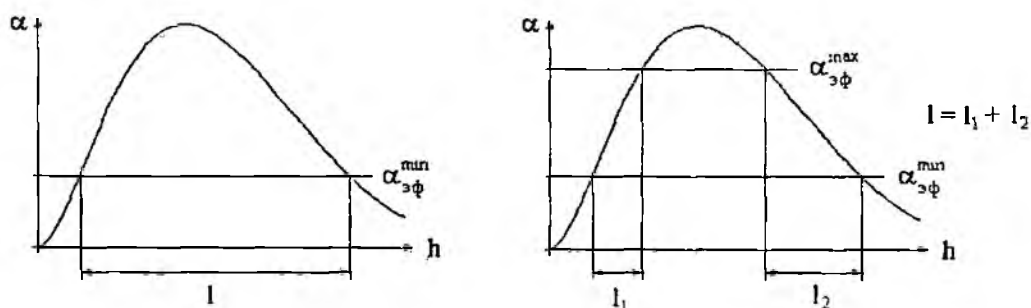


Рис. 1

Кайзер и Клосс [2] на основании задачи взаимодействия радиоволн с ионизированным метеорным следом дают следующую классификацию метеорных следов: насыщенные – при линейной электронной концентрации $\alpha > 2.4 \cdot 10^{14}$ эл/м; ненасыщенные – $\alpha < 2.4 \cdot 10^{14}$ эл/м; следы переходного типа – $\alpha \approx 2.4 \cdot 10^{14}$ эл/м.

Лебединец [3] для эффективной линейной электронной плотности вдоль ненасыщенного ионизированного следа приводит выражение (3), а для насыщенного следа зависимость вида

$$\alpha_{эф} = 4.55 \cdot 10^{10} \cdot \sqrt[4]{\alpha(\delta, M_0, v, z, \lambda)}. \quad (4)$$

Моделирование эффективных электронных плотностей (3) и (4) показало, что исследуемые зависимости пересекаются в двух точках следа – превышение порога насыщенности в начале следа и снижение ниже порога чувствительности в конце следа. Электронная плотность в этих точках пересечения близка к 10^{14} эл/м во всем диапазоне изменения зенитного расстояния радианта, плотности, начальной массы и скорости метеорной частицы. Длина волны λ при расчетах была принята равной 9.646 м, что соответствует длине волны комплекса МАРС БНИП ХНУРЭ.

Соснова и Лебединец [4] при расчете коэффициентов отражения радиоволн от метеорных следов получили, что строго к ненасыщенным следам могут быть отнесены лишь следы с электронной плотностью $\alpha \leq 10^{13}$ эл/м, следы промежуточного типа ограничиваются сверху значением $\alpha \leq 10^{15}$ эл/м.

Белькович [5] приводит значение переходной электронной плотности (значения плотности меньше этой величины соответствуют ненасыщенным следам) $\alpha \approx 6 \cdot 10^{13}$ эл/м.

При расчете физического фактора замечаемости мы разбили все метеорные следы на два типа: насыщенные и ненасыщенные, а пороговое значение насыщенных следов приняли равным $\alpha_{эф}^{\max} = 5 \cdot 10^{13}$ эл/м.

Алгоритм вычисления физического фактора

В табл. 1 приведены используемые для расчетов модели.

1. Задаемся значением скорости v , моделями коэффициента ионизации $\beta(v)$, высоты приведенной атмосферы H , коэффициента амбиполярной диффузии D и начального радиуса r_0 , по выражениям (2) и (3) вычисляем трехмерный вектор, где каждому значению высоты (от 70 до 120 км) и каждому значению массы метеорного тела (от 0.1 мкг до 10 г) соответствует значение эффективной электронной плотности.

2. На основе вычисленного в п. 1 вектора эффективной электронной плотности определяем вектор длин следов, образованных метеорными телами. Значение порога чувствительности системы $\alpha_{эф}^{\min}$ равно $5 \cdot 10^{10}$, 10^{11} , $5 \cdot 10^{11}$, 10^{12} и $5 \cdot 10^{12}$ эл/м.

3. Повторяем п. 2 для случая расчета P_{ϕ} по двум порогам. Значение $\alpha_{эф}^{\max}$ задается равным $5 \cdot 10^{13}$ эл/м.

4. По выражению (1) определяем два вектора произведений длин следов и значений дифференциального распределения по массам (2).

5. Используя метод численного интегрирования Ньютона–Котеса, находим значение интеграла (1) для данного значения скорости v .

6. Определяем значение физического фактора замечаемости для всего диапазона значений скоростей метеорных тел.

7. Нормируем значения физического фактора таким образом, чтобы значение P_{ϕ} при скорости $v = 40$ км/с было равным единице.

Таблица 1

Коэффициент ионизации	$\beta = 3.0893 \cdot 10^{-6} (v - 8.13)^3$
Коэффициент диффузии, м ² /с	$D = \exp(0.108h - 7.842)$
Начальный радиус, м	$0.109 v^{0.65} e^{\frac{h-95}{H}}$
Плотность атмосферы, кг/м ³	$\rho = 1.405 \cdot 10^{-6} e^{\frac{h-95}{H}}$
Приведенная высота, км	$H = 46.82 - 0.95h + 0.0055h^2$

На рис. 2 приведены рассчитанные зависимости физического фактора замечаемости комплекса МАРС для алгоритма с определением длины следа по одному порогу. Здесь обозначено:

график 1 – $\alpha_{эф}^{\min} = 5 \cdot 10^{10}$ эл/м;

график 2 – $\alpha_{эф}^{\min} = 10^{11}$ эл/м;

график 3 – $\alpha_{эф}^{\min} = 5 \cdot 10^{11}$ эл/м;

график 4 – $\alpha_{эф}^{\min} = 10^{12}$ эл/м;

график 5 – $\alpha_{эф}^{\min} = 5 \cdot 10^{12}$ эл/м;

Полученные зависимости физического фактора для двух алгоритмов определения следа оказались довольно близкими друг к другу. Такой результат был ожидаемым. Действительно, влияние двух порогов должно сказаться только для относительно крупных метеороидов, однако, распределение по массам метеороидов

$n(M_0) = \frac{k}{M_0^s}$ таково, что с увеличением массы метеорных тел их относительное количество с ростом массы очень быстро убывает. Таким образом, в интегральный физический фактор замечаемости, каким является (1), наибольший вклад вносят метеороиды с массами $10^{-6} - 10^{-4}$ г, которым в основном соответствуют ненасыщенные следы.

Чтобы убедиться в том, что влияние эффекта двух порогов имеет место и им нельзя пренебречь, рассчитаем функцию отношения физических факторов замечаемости для двух и одного порога:

$$F_{\phi} = \frac{P_{\phi}|_{2 \text{ порога}}}{P_{\phi}|_{1 \text{ порог}}} \quad (5)$$

Зависимости, рассчитанные по (5), – приведены на рис. 3.

Как видно из зависимостей, представленных на рис. 3, вероятность обнаружения радиометеоров в случае учета двух порогов обнаружения меньше соответствующей вероятности для одного порога во всем диапазоне скоростей метеоров.

Увеличение порога чувствительности РЛС приводит к уменьшению значения физического фактора замечаемости. Данный эффект можно объяснить, во-первых, уменьшением длины следа, определяемого разностью двух участков следа, соответствующих

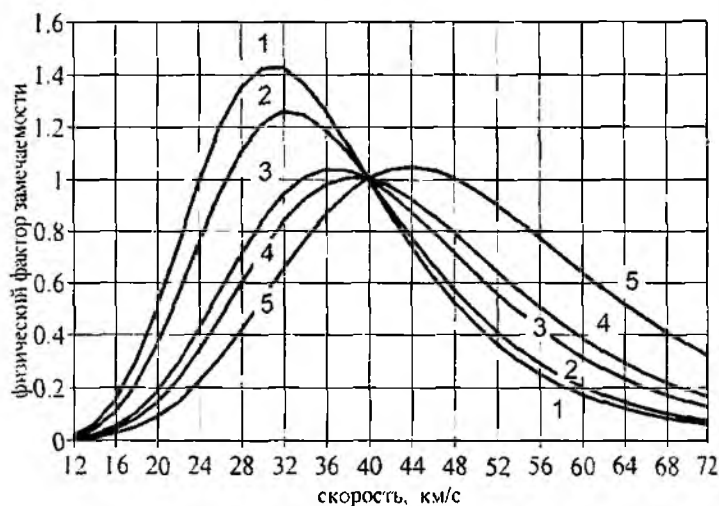


Рис. 2

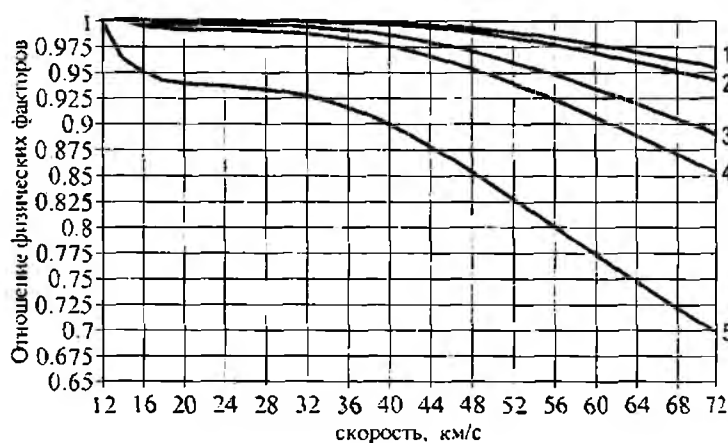


Рис. 3

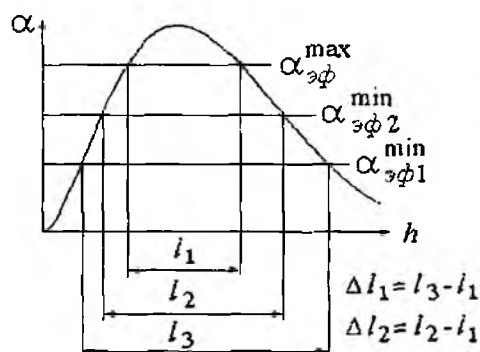


Рис. 4

электронной концентрации больше $\alpha_{эф}^{\min}$ и меньше $\alpha_{эф}^{\max}$ (см. рис. 4); во-вторых, уменьшением общего числа регистрируемых метеорных следов за счет уменьшения числа ненасыщенных следов. Последнее утверждение в большей степени относится к метеорным следам с максимальной электронной плотностью $\alpha_{эф}^{\max} \leq 10^{12}$ эл/м и РЛС с порогом чувствительности $\alpha_{эф}^{\min} > 10^{12}$ эл/м. Стоит также указать на уменьшение значения зависимости F_d при увеличении скорости метеорных тел. Эта зависимость, по-видимому, объясняется тем, что при равных условиях большему значению скорости соответствует меньшее значение массы метеора для порождения следа с заданной электронной плотностью. Соответственно при одинаковых массах быстрые метеоры могут порождать следы с электронной плотностью, превышающей $\alpha_{эф}^{\max}$ (происходит уменьшение длины следа), когда медленные метеоры порождают ненасыщенные следы.

Выводы

Учет влияния насыщенных следов при определении физического фактора замечаемости и оследующей коррекции распределений элементов орбит метеоров, может заметно изменить соответствующие распределения высокоскоростных метеороидов. Это особенно важно при обработке данных, полученных на системах с порогом чувствительности превышающим $5 \cdot 10^{11}$ эл/м. Данный предел характерен для комплекса МАРС. Также стоит отметить важность использования разработанной нами методики для коррекции данных при изучении популяции метеороидов со скоростями, близкими к гиперболическому пределу.

Список литературы: 1. Кацеев Б.Л., Лебединец В.Н., Лагутин М.Ф. Метеорные явления в атмосфере Земли. М.: Наука, 1967. 260 с. 2. Kaiser T.R., Closs R.L. Theory of radio reflection from meteor trails. Phil. Mag., 1952, ser. 7, 43, N336, p. 1-32. 3. Лебединец В.Н. Пыль в верхней атмосфере и космическом пространстве. Ленинград: Гидрометеориздат, 1980. 246 с. 4. Лебединец В.Н., Соснова А.К. Расчет метеорных радиозхвостов от следов переходного типа. Труды ИПГ. 1969. Вып. 15. С. 228-244. 5. Белькович О.И. Статистическая теория радиолокации метеоров. Казань: Изд-во КГУ, 1971. 104 с.

Харьковский национальный
университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 11.10.2005

ДОСТИЖЕНИЕ ДЕЦИМЕТРОВОЙ ТОЧНОСТИ В РЕЖИМЕ МУЛЬТИРЕФЕРЕНЦНОЙ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ НАВИГАЦИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НАБЛЮДЕНИЙ ПЕРМАНЕНТНЫХ РЕФЕРЕНЦНЫХ GPS-СТАНЦИЙ

Введение

Особый практический интерес в Украине в настоящее время представляет построение локальных и региональных сетей референчных (базовых) станций (РС), которые предполагают развертывание (или объединение существующих) РС на относительно небольших территориях и интегрирование их в глобальные сети, дополняя последние при решении специальных задач (категорированной посадки самолетов, швартовки кораблей и др.). Решением подобных задач занимаются специалисты во многих странах [1–5], однако в отечественной практике существует дефицит подобных разработок.

При традиционном методе дифференциальной навигации каждая референчная (базовая) станция независимо от других станций автономно формирует и распространяет потребителям RTCM SC-104 DGPS-коррекции. При нормальных условиях остаточные после коррекции погрешности местоопределения обусловлены атмосферными эффектами (как ионосферными, так и тропосферными погрешностями), многолучевостью и, в меньшей степени, орбитальными погрешностями. Для погрешностей с сильной пространственно-временной корреляцией (атмосферные и орбитальные эффекты) эффективность их коррекции уменьшается с увеличением расстояния между базовой станцией и потребителем и на больших удалениях (500 – 2000 км) точность DGPS-местоопределения практически сравнима с точностью автономного определения местоположения.

Рост требований в мире к точности и надежности определения местоположения обусловил появление сетевых дифференциальных WADGPS подсистем (функциональных дополнений GPS(GNSS)). Существует несколько различных подходов и алгоритмов, которые используются для формирования WADGPS-коррекций. Можно выделить две главные группы алгоритмов. Первая группа формирует коррекции в пространстве измерений, вторая – в пространстве состояний отдельных моделируемых составляющих погрешностей наблюдений.

При реализации первого подхода (первой группы), который в литературе также получил название **Multi-Reference Differential (MRD)**, на каждой станции сети одновременно формируются кодовые DGPS-коррекции, которые затем в центре сбора и обработки (ЦСО) подвергаются контролю качества и целостности и взвешенной обработке так, чтобы ее результаты (в виде коррекций либо их функций) передать потребителям, где формируются текущие, оптимальные для данного местоположения потребителя, сетевые поправки. Такой подход является относительно простым и для его реализации необходимо относительно небольшое количество референчных станций. При реализации второго подхода (второй группы), который получил широко используемое название **Wide Area Differential (WAD)**, по двухчастотным наблюдениям сети референчных станций вычисляются параметры моделей каждого источника погрешностей в отдельности. Обычно это – уходы спутниковых часов, эфемериды и ионосферная задержка. Параметры, описывающие поведение этих погрешностей, передаются потребителям в зоне обслуживания сети (GPS/GNSS-подсистемы). У потребителей вектор параметров коррекций преобразуется в вектор коррекций наблюдений для каждого спутника в отдельности также с учетом текущего местоположения потребителей. Этот подход положен в основу подсистем **WAAS** (США), **EGNOS** (ЕС), **MSAS** (Япония), **GPS-C** (Канада) и др. Он значительно сложнее подхода **MRD** и требует адекватного количества референчных станций для его реализации.

Как показывает практика, в части точности одночастотных координатных определений по кодовым наблюдениям оба метода в эквивалентных условиях дают практически одинаковые результаты. Принципиальные отличия и необычные возможности таких технологий по отно-

шению к традиционным DGPS-технологиям состоят в использовании сетевого принципа обработки и использовании высокоточных фазовых наблюдений. Последнее позволяет уменьшить многолучевость и шумовые погрешности кодовых наблюдений.

В настоящей работе предлагается одна из возможных эффективных реализаций мультиреференчного метода (MRD), при котором интегральные дифференциальные поправки для потребителей формируются как результат взвешивания поправок сети РС.

Первым этапом на пути решения задачи формирования мультиреференчных дифференциальных коррекций является достижение субметровой точности координатных определений в послесеансном режиме.

В конкретной ситуации (конфигурация территории обслуживания, заданное количество РС, класс аппаратно-программных средств РС) возможны различные решения по построению сетей РС. При этом используют два принципиальных подхода к синтезу структуры и обработке информации сети РС: динамический (орбитальный) подход, использующий априорную информацию о моделях движения спутников ГНСС, и, гораздо более простой в реализации, геометрический подход. Первый подход, изложенный, например, в [5], целесообразно использовать в сетях РС широкозонной дифференциальной навигации (ШДН) значительной (2–4 тыс. км) и глобальной протяженности. Для региональных и локальных сетей РС предпочтительным является геометрический подход ввиду ограниченности территории размещения РС. Примеры использования геометрического подхода при построении сетей РС изложены в [6, 7].

Ниже приведено краткое описание разработанного алгоритма формирования мультиреференчных коррекций и результаты его тестирования на реальных данных сети перманентных референчных станций.

Описание разработанного субоптимального алгоритма мультиреференчной коррекции

Оценка интегральной сетевой дифференциальной поправки имеет вид [8, 9]:

$$\hat{\Pi}_j = \bar{p}_j^T \hat{\bar{V}}^j;$$

где $\hat{\bar{V}}^j = A_j \Delta \bar{X}_j + \alpha_j \bar{I} + \bar{\Delta} + \bar{\Delta}_{ij}^{atm} + \bar{\delta}_j$ – вектор координатных дифференциальных поправок КС

к псевдодальностям j -го спутника; $\Delta \bar{X}_j = \|\Delta X_j, \Delta Y_j, \Delta Z_j\|^T$ – вектор неизвестных поправок к

бортовым эфемеридным координатам j -го навигационного спутника; $\bar{I}$ – единичный вектор; $\Delta X_j, \Delta Y_j, \Delta Z_j$ – неизвестные погрешности определения координат j -го спутника на момент времени излучения сигнала (с учетом поправок на вращение Земли) в Гринвичской геоцентрической системе координат по бортовой эфемеридной информации; α – величина, пропорциональная погрешности ввода бортовых частотно-временных поправок в измерения псевдодальности для j -го спутника относительно системных шкал ГНСС; $\bar{\Delta}$ – медленноменяющиеся погрешности измерений, обусловленные погрешностями неточной синхронизации шкалы времени I -й КС относительно системной шкалы времени какой-либо из ГНСС по результатам навигационно-временных определений самой КС; $\bar{\Delta}_{ij}^{atm}$ – медленноменяющиеся погрешности измерений, обусловленные погрешностями влияния среды распространения сигналов навигационных спутников (ионосферы и тропосферы), а также погрешностями из-за неточной геодезической привязки фазовых центров приемных антенн КС (примем последние пренебрежительно малыми в предположении геодезической привязки КС с высокой точностью); $\bar{\delta}_j$ – флуктуационные погрешности измерений (коррелированные по времени погрешности многолучевого распространения сигналов, погрешности из-за неоднородности среды распространения сигналов и некоррелированные шумовые погрешности) с известными статистическими характеристиками.

$\bar{p}_j^T = G_j^T (A_j^T A_j)^{-1} A_j^T$ – вектор весовых коэффициентов дифференциальных поправок отдель-

ных станций сети относительно j -го спутника. A_j – матрица частных производных; $\dim A_j = [M] \times [3]$, M – количество КС;

$$A_j = \begin{bmatrix} \hat{a}_{ix}^j & \hat{a}_{iy}^j & \hat{a}_{iz}^j \end{bmatrix},$$

где $\hat{a}_{ix}^j, \hat{a}_{iy}^j, \hat{a}_{iz}^j$ – оценки частных производных псевдодалности по координатам X_j, Y_j и Z_j j -го спутника (направляющие косинусы вектора “ I -я КС – j -й спутник”), т.е.

$$\hat{a}_{ix}^j = \frac{\hat{X}_j - \hat{x}_{ксI}}{\hat{R}_I^j}; \quad \hat{a}_{iy}^j = \frac{\hat{Y}_j - \hat{y}_{ксI}}{\hat{R}_I^j}; \quad \hat{a}_{iz}^j = \frac{\hat{Z}_j - \hat{z}_{ксI}}{\hat{R}_I^j},$$

где $\hat{x}_{ксI}, \hat{y}_{ксI}$ и $\hat{z}_{ксI}$ – оценки координат I -й КС;

При оценивании координат спутника и расхождения спутниковой и системной шкал времени матрица A имеет вид

$$A_j = \begin{bmatrix} \hat{a}_{ix}^j & \hat{a}_{iy}^j & \hat{a}_{iz}^j & 1 \end{bmatrix}.$$

$G_j^T = \begin{bmatrix} \hat{g}_{ix}^j & \hat{g}_{iy}^j & \hat{g}_{iz}^j \end{bmatrix}$ – вектор направляющих косинусов “потребитель – j -й спутник”.

$$\hat{g}_{ix}^j = \frac{\hat{X}_j - \hat{x}_{пI}}{\hat{R}_I^j}; \quad \hat{g}_{iy}^j = \frac{\hat{Y}_j - \hat{y}_{пI}}{\hat{R}_I^j}; \quad \hat{g}_{iz}^j = \frac{\hat{Z}_j - \hat{z}_{пI}}{\hat{R}_I^j}.$$

При весовой обработке измерительной информации в сети КС необходимо выполнение обязательного условия:

$$\bar{p}_j^T \bar{1} = 1.$$

В [10] показано, что при выполнении этого условия происходит полная компенсация составляющей погрешности синхронизации шкал времени спутников в измерениях потребителя. Поэтому оптимизацию вектора $\bar{p}_j^T$ рекомендуется производить так, чтобы максимально скомпенсировать эфемеридные составляющие погрешностей.

В процессе исследования было установлено, что при оценивании только эфемеридных параметров спутника сумма весовых коэффициентов дифференциальных поправок КС отличается от единицы на величину δ , равную

$$G_j^T (A_j^T A_j)^{-1} A_j^T \bar{1} - 1 = \delta_j, \quad (1)$$

поэтому в этом случае оценка сетевой дифференциальной поправки будет иметь вид

$$\hat{\Pi}_j = \bar{p}_j^T \hat{\nabla}^j = \bar{G}_j^T \Delta \bar{X}_j + \alpha_j (1 + \delta_j) + \bar{p}_j^T \bar{\Delta} + \bar{p}_j^T \bar{\Delta}_{\text{атм}} + \bar{p}_j^T \bar{\delta}_j.$$

Как видно из выражения (1), величина δ обуславливает наличие дополнительной составляющей, которая оказывает влияние на сетевую поправку и точность коррекции измерений потребителя. Однако, как показали исследования, величина δ для сети из трех-пяти станций на территории Украины не превышает нескольких единиц четвертого знака. Это означает, что остаточная погрешность компенсации частотно-временных спутниковых погрешностей не превысит сантиметровый уровень. При этом коэффициент усиления флуктуационных погрешностей интегральных дифференциальных поправок, как показало моделирование, не превышает значений 1,5 – 2 даже при значительном удалении потребителя (до нескольких сот километров) от полигона, образуемого РС на территории Украины.

Поэтому представленный простой в реализации и устойчивый в обработке субоптимальный алгоритм мультиреференционной коррекции, не включающий в оцениваемые и компенсируемые параметры частотно-временные погрешности часов спутников, был избран для тестирования на реальных данных.

Методика исследований

Для проведения оценки точности предложенного алгоритма определения местоположения в дифференциальном режиме работы была выполнена предварительная обработка точных наблюдений (с темпом данных 1/30 Гц в формате RINEX v.2.10) следующих восьми перманентных референчных GPS-станций за 15 марта 2004 года:

- ALCI – г. Алчевск (Украина);
- SULP – г. Львов (Украина);
- MIKL – г. Николаев (Украина);
- EVPA – г. Евпатория (Украина);
- GLSV – г. Киев (Украина);
- POLV – г. Полтава (Украина);
- UZHL – г. Ужгород (Украина);
- BUCU – г. Бухарест (Румыния).

Схема расположения перманентных референчных GPS-станций Украины приведена на рис. 1.



Рис. 1

При обработке также был использован файл бортовой навигационной информации GPS-спутников (см. <ftp://cddisa.gsfc.nasa.gov/gps/gpsdata/brdc/>).

В ходе предварительной обработки в наблюдениях указанных станций были устранены фазовые циклические скачки и проведено сглаживание кодовых наблюдений с помощью фазовых согласно [11]. Обработка выполнялась с использованием модулей экспериментального программно-алгоритмического обеспечения предварительной обработки наблюдений "ОСТАВА_PPA" [12] для всех «видимых» (угол маскирования $\beta = 5^\circ \div 7^\circ$) на суточном интервале.

Исходные данные для выполнения расчетов:

- для каждой станции известны эталонные координаты фазового центра ($\delta=3..5$ мм), что позволяет сравнивать расчетные координаты с истинными;
- для расчетов использованы бортовые эфемериды;
- расчеты (точечные, SPP – Single Point Positioning, решения навигационной задачи) проведены с использованием как одночастотных «сырых» (несглаженных) C/A кодовых наблюдений, так и с использованием сглаженных согласно [12] кодово-фазовых наблюдений;
- расчет тропосферных поправок выполнялся по модели MOPS (SARS ICAO), а ионосферных – по стандартной (GPS-ICD-200C) модели Клобушара с использованием бортовых данных GPS.

Сценарии обработки (поточечные SPP-определения):

- абсолютные определения (для каждой станции);
- реализация традиционного дифференциального режима навигационных определений (одна станция используется в качестве базовой (РС), остальные станции – в качестве подвижных приемников потребителей);
- реализация мультиреференционного режима с использованием субоптимального алгоритма: при этом часть РС станций использовались в качестве сети базовых (т.е. в качестве станций формирующих дифференциальные поправки), а остальные – как мобильные приемники.

Результаты тестирования

Обобщенные результаты предварительной обработки результатов навигационных определений по описанным сценариям с учетом знания эталонных прецизионных координат станций представлены в таблице.

Сценарий обработки		Диапазон изменения погрешностей 2σ (95%) навигационных определений		
		Плановые координаты		Высота
		$\delta N, м$	$\delta E, м$	$\delta H, м$
Абсолютные определения		1,7...2,5	2,4...2,6	4,8...5,7
Традиционный дифференциальный метод	*	1,0...1,6	0,8...1,4	1,5...2,8
	**	0,4...0,8	0,4...1,0	0,6...1,6
Мультиреференционный метод	*	0,9...1,6	0,6...1,2	1,5...2,8
	**	0,3...0,5	0,2...0,5	0,5...1,1

* – несглаженные кодовые C/A наблюдения;

** – сглаженные кодовые наблюдения с использованием высокоточных фазовых

В качестве примера на рис. 2 и 3 приведены результаты SPP определений в мультиреференционном дифференциальном режиме. при этом рис. 2 иллюстрирует результат полученный при обработке несглаженных кодовых наблюдений, а рис. 3 – для кодовых наблюдений сглаженных с помощью фазовых. Приведенные графики отображают отклонение полученного координатного решения относительно эталонных координат станций в метрах *a* – на Восток, *b* – на Север, *в* – по высоте); по горизонтальной оси отложен номер обрабатываемой эпохи наблюдений. В качестве мобильного приемника было выбрана станция POLV (г. Полтава), а дифференциальные коррекции формировались по наблюдениям сети пяти РС.

Из анализа полученных результатов следует:

- стандартный дифференциальный режим без фильтрации кодовых C/A-наблюдений в 70 % случаев не удовлетворяет требованиям субметровой точности;
- при использовании сглаженных кодовых наблюдений стандартный дифференциальный режим практически (~ 95 %) удовлетворяет требованиям субметровой точности, но на

спутников (движение объекта, затенение) можно ожидать превышения допустимых пороговых значений:

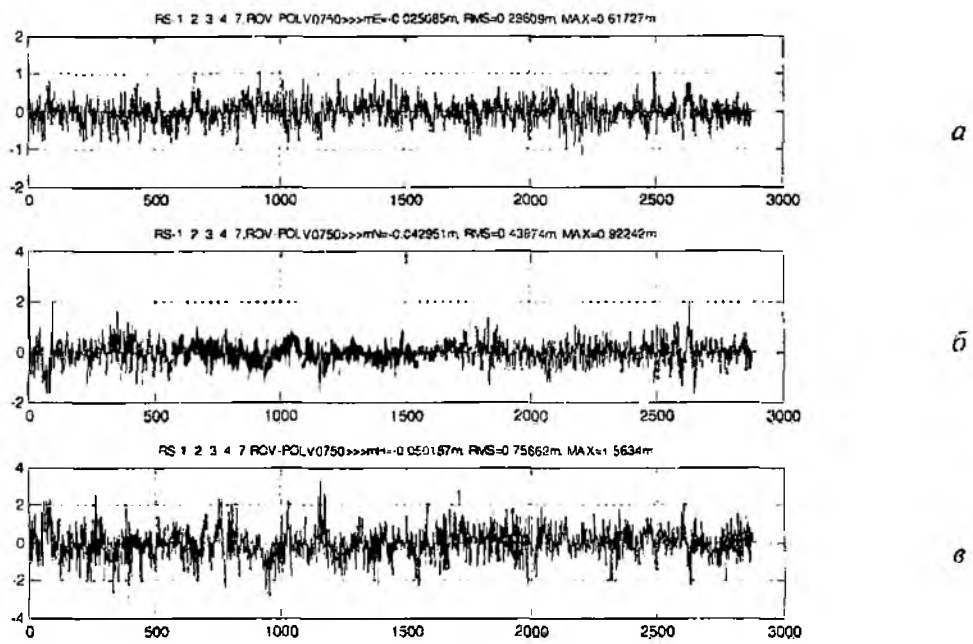


Рис. 2

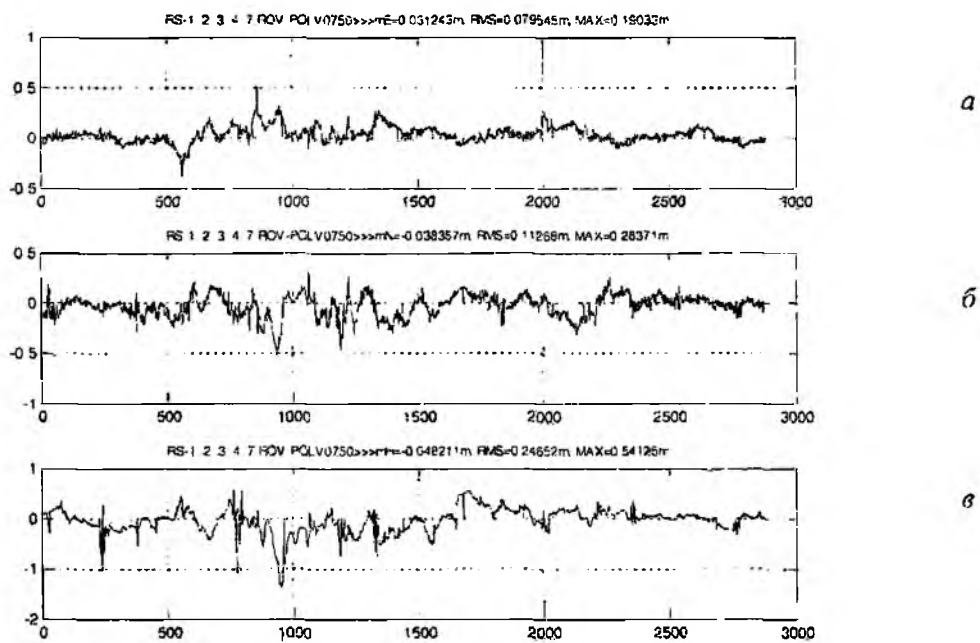


Рис. 3

– при реализации мультиреференсного режима координатных определений отмечается заметное повышение точности по отношению к случаю стандартного дифференциального режима с использованием ближайшей РС, особенно для случая сглаженных наблюдений (повышение точности – 1,5...2 раза); наиболее заметен выигрыш для плановых координат.

Из полученных результатов следует, что при организации мультисреференциального режима дифференциальной коррекции три-пять или более референциальных станций в принципе позволяют обеспечить на всей территории Украины точность (СКО) 10..25 см для плановых координат и 25..55 см по вертикали при реализации предложенных алгоритмов сетевой обработки и при сглаживании кодовых GPS-наблюдений.

Заключение

Хотя результаты и являются предварительными, рассмотренный метод формирования дифференциальных коррекций позволил достичь уровня дециметровой точности главным образом за счет предложенного способа взвешивания дифференциальных коррекций и благодаря корректному сглаживанию кодовых наблюдений с использованием фазовых. Предложенный метод позволяет эффективно компенсировать эфемеридные погрешности и уходы часов навигационных спутников, парировать многолучевые погрешности и погрешности часов приемников РС. Организация геодезических работ с использованием разработанного метода позволяет обеспечить около 70 % картографических и кадастровых работ в Украине, поддержку ГИС и др., а реализация разработанного метода для режима реального времени позволит обеспечить высокоточную навигацию широкого класса потребителей.

В дальнейшем запланированы реализация и экспериментальное исследование уточненных алгоритмов формирования мультисреференциальных дифференциальных коррекций, исследования методов и алгоритмов, позволяющих уточнять региональные модели ионосферных и тропосферных задержек по наблюдениям двухчастотных РС с последующим их использованием для коррекции одночастотных наблюдений потребителей в зоне действия сети. По оценкам авторов, это позволит достичь точности на уровне 5-10 см (СКО) для всей территории Украины с использованием сглаженных кодово-фазовых наблюдений.

Авторы выражают благодарность ведущему инженеру-программисту ХНУРЭ Н. В. Садановой за оказанную помощь по предварительной обработке данных.

При подготовке статьи были использованы результаты, полученные авторским коллективом при выполнении работ по Контракту №4-02/03-05-15 от 21 апреля 2005 г. между ОАО «АО НИИРИ» и ХНУРЭ [9]. Финансирование указанных работ проводилось Национальным космическим агентством Украины.

Список литературы: 1. *Differential Satellite Navigational System* // Proceedings of the 5th International Conference on DSNS'96. Vol. 1, 2. St.Petersburg, Russia, May 20-24, 1996. 2. *Планирование глобальной радионавигации* // Сб. трудов Второй междунар. конференции. Т. 1,2. Москва, Россия, 24-26 июня 1997 г. 3. *Global Navigation Satellite System* // Proceedings of the 2nd European Symposium on GNSS'98. Vol.1-3. Toulouse, France, October 23-25, 1998. 4. *Federal Radionavigation Plan 2001* // Department of Transportation and Department of Defense. OMB №0704-0188. USA, 2001. 5. *Ashkenazi V., Chao C., Chen W. et al.* High precision Wide Area DGPS // Proceedings of the 5th International Conference on DSNS'96. vol. 1 St.Petersburg, Russia, May 20-24, 1996. paper №8. 6. *Jin X., C. De Jong.* Improvement of DGPS Performance in Medium Areas by Using a Network of DGPS Reference Stations // Proceedings of the 5th International Conference on DSNS-96. Vol.I. St.Petersburg, Russia, May 20-24, 1996. paper №34. 7. *Okkers R* The applications of multi reference station DGPS correction data enhancing user position accuracy in a wide area // Proceedings of the 5-th International Conference on DSNS'96. Vol.II. St.Petersburg, Russia, May 20-24, 1996. poster №14. 8. *Жалило А.А., Шокало В.М., Саданова Н.В., Шелковенков Д.А.* Сглаживание двухчастотных кодовых GPS-наблюдений с использованием фазовых в режиме послесессансной обработки // Сборник трудов 2-го Междунар. радиоэлектронного Форума (МРФ-2005) «Прикладная радиоэлектроника. Состояние и перспективы развития». Междунар. конференция по системам локации и навигации (МКЛСН-2005), г. Харьков, ХНУРЭ, 19-23 сентября, 2005 г., Т.2, С. 548-549. 9. *Научно-технический отчет «Разработка и экспериментальная отработка алгоритмов формирования корректирующих дифференциальных поправок ККС СКНОУ в послесессансном режиме с использованием мультисреференциального принципа. Этап 2» (шифр "Навигация-ХНУРЭ/05")*, ХНУРЭ (г. Харьков), сентябрь 2005 г., 67 с.; отчет выполнен по контракту с ОАО "АО НИИРИ" №4-02/03-05-15 от 21 апреля 2005 г. 10. *Жалило А.А.* Методический подход и алгоритмы реализации дифференциального метода спутниковой навигации по наблюдениям сети ко-

нтрольных станций // Космічна наука і техіологія. НКА і НАН України. т. 5. №5/6. 1999. С. 33-44.
11. *Научно-технический отчет "Алгоритмы сглаживания кодовых двухчастотных измерений с использованием фазовых наблюдений в режиме послесенсной обработки. Демонстрационная программа сглаживания измерений для ПЭВМ и контрольные расчеты. Этап 1"* (шифр "Навигация-ХНУРЭ/05"), ХНУРЭ (г. Харьков), июнь 2005 г., 82 с.; отчет выполнен по контракту с ОАО "АО НИИРИ" № 4-02/03-05-15 от 21 апреля 2005 г. 12. *Жалило А.А., Саданова Н.В., Шелковенков Д.А.* Программно-алгоритмическое обеспечение предварительной обработки GPS/EGNOS-наблюдений "ОСТАВА_РРА": концепция построения, характеристики, приложения и результаты тестирования // Сб. трудов 2-го Междунар. радиоэлектронного Форума (МРФ-2005) «Прикладная радиоэлектроника. Состояние и перспективы развития». Междунар. конференция по системам локации и навигации (МКЛСН-2005), г. Харьков, ХНУРЭ, 19-23 сентября, 2005 г. Т.2. С. 528-529.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 11.11.2005

Н. Н. МИНЕРВИН, *о-р техн. наук* А. Л. КУЗНЕЦОВ, *канд. техн. наук*
В. А. ТАРШИН, *канд. техн. наук* И. Е. ШУМЕЙКО

ОПТИМАЛЬНЫЕ АЛГОРИТМЫ ИЗМЕРЕНИЯ РАДИАЛЬНОЙ СКОРОСТИ ЦЕЛИ И УГЛА ПРИХОДА ПРИНИМАЕМОГО РАДИОСИГНАЛА С УЧЕТОМ ФАЗОВЫХ ФЛУКТУАЦИЙ, ОПИСЫВАЕМЫХ ПРОИЗВОЛЬНОЙ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ФУНКЦИЕЙ

Постановка проблемы

Обеспечение высокой точности измерения координат и параметров движения цели является актуальной задачей для современных РЛС. Параметры отраженного от цели радиосигнала могут быть определены из соответствующего закона изменения его фазы. Так, частота сигнала является скоростью изменения его фазы $\omega_0 = \partial \psi(t) / \partial t$, а направление прихода волны определяется градиентом фазы поля волны около приемной антенны и характеризуется единичным вектором $\vec{l}^0 = \lambda \text{grad} \psi(x, y, z) / 2\pi$. Реальные условия распространения и отражения радиоволн вызывают фазовые флуктуации принимаемого радиосигнала, что снижает точность измерения его параметров.

Анализ последних исследований и публикаций

Обработка сигнала на фоне только внутренних шумов исследована достаточно подробно [1], вопросы измерения радиальной скорости цели и угла прихода принимаемого радиосигнала с учетом совместного влияния внутриприемных шумов и фазовых флуктуаций, описываемых экспоненциальной и знакопеременной корреляционными функциями, рассматривались в работах [2, 3].

Цель статьи – дальнейшее распространение данной теории на случай корреляционной функции произвольного вида. Синтез оптимальных алгоритмов измерения радиальной скорости цели и угла прихода принимаемого радиосигнала.

Вначале рассмотрим задачу учета совместного влияния фазовых флуктуаций и внутриприемных шумов при оценивании доплеровского смещения частоты принимаемого сигнала F_D (измерении радиальной скорости цели). В свою очередь, оценивание F_D осуществляется по максимуму отношения правдоподобия $\ell(F_D)$ или его натурального логарифма.

Предполагается, что на вход приемного устройства поступает сигнал со случайной амплитудой b и начальной фазой β , который частично утратил когерентность, вследствие реальных условий распространения и отражения. При измерении радиальной скорости цели часто используется когерентная пачка радиоимпульсов, тогда обозначим через φ_i флуктуационные составляющие, которые добавляются к фазам импульсов пачки.

Случайный характер амплитуды b , начальной фазы β принимаемого сигнала и наличие флуктуационных составляющих начальных фаз φ_i ($i = 1, 2, \dots, n$ – номер импульса) вызывает необходимость перехода к усредненному отношению правдоподобия по всем возможным значениям данных случайных неинформативных параметров. Учитывая независимость b , β и φ_i , усреднение по каждому из них может быть проведено отдельно:

$$\overline{\ell(F_D)} = \int \int \int \ell(F_D / b, \beta, \vec{\varphi}) p(b) p(\beta) p(\vec{\varphi}) db d\beta d\vec{\varphi}, \quad (1)$$

где $\ell(F_D / b, \beta, \vec{\varphi})$ – условное отношение правдоподобия при фиксированных случайных неинформативных параметрах ожидаемого радиосигнала; $\vec{\varphi} = \|\varphi_i\|$ – вектор-столбец значений флуктуационных составляющих начальных фаз; $p(b)$, $p(\beta)$ и $p(\vec{\varphi})$ – плотности вероятности случайных амплитуды, начальной фазы сигнала и вектора-столбца $\vec{\varphi}$ соответственно.

Задача оптимизации измерения доплеровского смещения частоты принимаемого сигнала может быть решена нахождением аргумента максимума усредненного отношения правдоподобия (1) или его натурального логарифма

$$\hat{F}_D = \arg \max \bar{\ell}(F_D) = \arg \max \ln \bar{\ell}(F_D). \quad (2)$$

Как показано в [3], результат усреднения отношения правдоподобия по случайной амплитуде b и случайной начальной фазе β в условиях регулярного измерения (отношение сигнал/шум по мощности $q^2 \gg 1$) имеет вид

$$\ell(F_D / \bar{\varphi}) \approx \frac{2}{q^2} \exp \frac{q^2 \rho^2(F_D / \bar{\varphi})}{2}, \quad (3)$$

где $\rho(F_D / \bar{\varphi})$ – нормированная функция рассогласования по оцениваемому параметру.

При измерении радиальной скорости цели для когерентной пачки из n радиоимпульсов с постоянным периодом следования квадрат нормированной функции рассогласования имеет вид

$$\rho^2(F_D / \bar{\varphi}) = \left| \sum_{i=1}^n \xi_i \exp \left\{ j \left[\Phi_i + \varphi_i - \left(\frac{n+1-2i}{2} \right) 2\pi F_D T \right] \right\} \right|^2. \quad (4)$$

где n – число радиоимпульсов в пачке; i – номер радиоимпульса, отсчитываемый от начала

пачки; $\xi_i = \frac{Z_i}{Z_\Sigma}$; $Z_i = \frac{1}{2} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \dot{Y}_i(t) \dot{X}_i^*(t) dt \right|$ – модуль сигнальной части комплексного корреля-

ционного интеграла для i -го радиоимпульса (результат его временной обработки); $\dot{Y}_i(t)$ –

комплексная огибающая принятого i -го радиоимпульса; $\dot{X}_i^*(t)$ – комплексно сопряженная

огибающая опорного напряжения при обработке i -го радиоимпульса; $\frac{n+1-2i}{2} 2\pi F_D T$ – ожи-

даемое значение начальной фазы в i -го радиоимпульса пачки; Φ_i – наблюдаемое значение

начальной фазы в i -го радиоимпульса пачки; φ_i – случайная (флуктуационная) составля-

ющая фазы в i -го импульса пачки; $Z_\Sigma = \sum_{i=1}^n Z_i$.

Пользуясь методикой, изложенной в [2, 3] для пачки радиоимпульсов с симметричным амплитудным распределением $\xi_i = \xi_{n+1-i}$, соотношение (4) можно преобразовать к виду

$$\rho^2(F_D / \Delta \bar{\varphi}) \cong 1 - \frac{1}{2} \sum_{k=1}^m \xi_k [\Delta \Phi_k + \Delta \varphi_k - (2k-1) 2\pi F_D T]^2 - \sum_{k=1}^m \sum_{l=1}^m \xi_k \xi_l (S_k - S_l)^2, \quad (5)$$

где $\Delta \Phi_k = \Phi_{m+1-k} - \Phi_{m+k}$ – разность фаз радиоимпульсов, симметричных относительно

центра пачки; $\Delta \varphi_k = \varphi_{m+1-k} - \varphi_{m+k}$, $S_k = \varphi_{m+1-k} + \varphi_{m+k}$ – разность и сумма флуктуацион-

ных составляющих фаз симметричных радиоимпульсов пачки; $\Delta \bar{\varphi} = \|\Delta \varphi_k\|$ – вектор-столбец

значений случайных составляющих разностей фаз симметричных радиоимпульсов; k и l –

номера пар радиоимпульсов, симметричных относительно центра пачки; $m = \frac{n}{2}$ – число пар

симметричных радиоимпульсов.

В выражении (5) последнее слагаемое не зависит от измеряемого параметра, поэтому в дальнейшем рассмотрении его можно не учитывать. Таким образом, информация о доплеровском смещении частоты пачки содержится в разности фаз ее симметричных радиоимпульсов, что обуславливает возможность перехода к усредненному отношению правдоподобия вида

$$\bar{\ell}(F_D) = \int_{(\Delta\bar{\varphi})} \ell(F_D / \Delta\bar{\varphi}) p(\Delta\bar{\varphi}) d\Delta\bar{\varphi}, \quad (6)$$

где $p(\Delta\varphi)$ – закон распределения случайных составляющих разностей фаз симметричных радиоимпульсов пачки.

Предполагается, что фазовые флуктуации распределены по нормальному закону с квадратной корреляционной матрицей размерности $n \times n$ следующего вида

$$\bar{K} = \sigma_{\varphi}^2 \bar{A}, \quad (7)$$

$$\text{где } \bar{A} = \begin{pmatrix} 1 & a_1 & a_2 & \dots & a_{n-2} & a_{n-1} \\ a_1 & 1 & a_1 & \dots & a_{n-3} & a_{n-2} \\ a_2 & a_1 & 1 & \dots & a_{n-4} & a_{n-3} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ a_{n-2} & a_{n-3} & a_{n-4} & \dots & 1 & a_1 \\ a_{n-1} & a_{n-2} & a_{n-3} & \dots & a_1 & 1 \end{pmatrix}; \quad a_{n-i} - \text{коэффициент корреляции фазовых}$$

флуктуаций радиоимпульсов пачки, разнесенных на интервал времени равный $(n-i)T$; σ_{φ}^2 – дисперсия фазовых флуктуаций.

Можно показать, что плотность вероятностей разностей фаз радиоимпульсов симметричных относительно центра пачки имеет вид

$$p(\Delta\varphi_1, \Delta\varphi_2, \dots, \Delta\varphi_m) = \frac{D^{\frac{m-1}{2}}}{(2\sigma_{\varphi})^m \pi^{m/2} \sqrt{|Q|}} \exp \left[-\frac{1}{4\sigma_{\varphi}^2 D} \sum_{l=1}^m \sum_{k=1}^m (D_{m+1-l, m+1-k} - D_{m+1-k, m+1-l}) \Delta\varphi_l \Delta\varphi_k \right], \quad (8)$$

где $D = |A|$; $D_{i,k}$ – алгебраическое дополнение элемента $A_{i,k}$ матрицы A ; $\Delta\varphi_l = \varphi_{m+1-l} - \varphi_{m+1}$, $\Delta\varphi_k = \varphi_{m+1-k} - \varphi_{m+1}$ – разности флуктуационных составляющих фаз радиоимпульсов l -й и k -й симметричной пары соответственно; $|Q|$ – определитель матрицы коэффициентов при членах второй степени квадратичной формы, находящейся под знаком двойного суммирования и имеющий вид

$$|Q| = \begin{vmatrix} D_{m,m} + D_{m,m+1} & \dots & D_{1,m} + D_{1,m+1} \\ D_{m-1,m} + D_{m-1,m+1} & \dots & D_{1,m-1} + D_{1,m+2} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ D_{1,m} + D_{1,m+1} & \dots & D_{1,1} + D_{1,2m} \end{vmatrix}.$$

С учетом соотношений (6) и (8) выражение для усредненного отношения правдоподобия можно записать в виде

$$\begin{aligned} \bar{\ell}(F_D) = K \int_{(\Delta\bar{\varphi})} \exp \left[-\frac{q^2}{2} \left(\sum_{k=1}^m a_{k,k} \Delta\varphi_k^2 + \sum_{l=1}^m \sum_{k=1}^m a_{l,k} \Delta\varphi_l \Delta\varphi_k + \right. \right. \\ \left. \left. + 2 \sum_{k=1}^m a_{k,m+1} \Delta\varphi_k \right) \right] d\Delta\varphi_1 d\Delta\varphi_2 \dots d\Delta\varphi_m, (l \neq k) \end{aligned} \quad (9)$$

$$\text{где } K = \frac{2\sqrt{1+a}}{2^{2m-1} q^2 \pi^{m/2} \sigma_\varphi^2 \sqrt{Q}} \exp \left\{ \frac{q^2}{2} \left\langle 1 - \frac{1}{2} \sum_{k=1}^m \xi_k [\Delta\Phi_k - (2k-1)2\pi F_\partial T]^2 \right\rangle \right\}; a_{k,k} = \xi_k + \\ + \frac{1}{q^2 \sigma_\varphi^2 D} (D_{m+1-k,m+1-k} - D_{m+1-k,m+k}) \quad (k=1,2,\dots,m); a_{k,l} = a_{l,k} = \frac{1}{q^2 \sigma_\varphi^2 D} (D_{m+1-l,m+1-k} - \\ - D_{m+1-k,m+l}) \quad (l,k=1,2,\dots,m \quad (l \neq k)); a_{k,m+1} = a_{m+1,k} = \xi_k \delta\Phi_k; \delta\Phi_k = \Delta\Phi_k - (2k-1)2\pi F_\partial T.$$

Дальнейшие шаги по преобразованию выражения (9) приведены в [3], при этом решение согласно (2) имеет вид

$$\hat{F}_\partial = \frac{1}{2\pi T} \sum_{k=1}^m g_k \frac{\Delta\Phi_k}{(2k-1)}. \quad (10)$$

Приведенные выше рассуждения можно распространить на измерение угла прихода отраженного от цели сигнала θ , отсчитываемого от нормали к раскрыву линейной эквидистантной антенной решетки. Выражения, соответствующие измерению угла прихода сигнала, можно получить заменой V_r на θ , T на d , и $2TV_r$ на $d \sin \theta$. При этом алгоритм оценивания угла прихода сигнала можно записать так:

$$\bar{\theta} = \arcsin \left[\frac{\lambda}{2\pi d} \sum_{k=1}^m g_k \frac{\Delta\Phi_k}{(2k-1)} \right]. \quad (11)$$

Таким образом, алгоритмы оптимального оценивания радиальной скорости цели (10) и угла прихода сигнала (11) сводятся к измерениям разностей фаз симметричных радиоимпульсов пачки и сигналов в симметричных каналах антенны с последующим их весовым суммированием соответственно.

Весовые коэффициенты g_k , входящие в выражения (10) и (11), описываются так:

$$g_k = (2k-1) \xi_K \frac{A_k}{B}. \quad (12)$$

$$\text{где } A_k = (2k-1)Z_k - \frac{1}{2|\Theta|} \left[\sum_{i=1}^{k-1} (-1)^{k+i} \xi_i (2i-1) |\Theta_{k,i}| + \sum_{i=k+1}^m (-1)^{k+i} (2i-1) \xi_i |\Theta_{k,i}| \right];$$

$$B = \sum_{k=1}^m \xi_k (2k-1)^2 Z_k - \frac{1}{|\Theta|} \sum_{k=1}^{m-1} \sum_{i=k+1}^m (-1)^{k+i} (2k-1)(2i-1) \xi_k \xi_i |\Theta_{k,i}|; Z_k = 1 - \frac{1}{2|\Theta|} \xi_k |\Theta_{k,k}|;$$

$|\Theta|$ – определитель матрицы коэффициентов при членах второй степени квадратичной формы, в показателе экспоненты выражения (9); $|\Theta_{k,i}|$ – минор элемента k,i матрицы Θ .

Анализ эффективности применения полученных алгоритмов

Для оценки эффективности применения алгоритмов (10) и (11) воспользуемся отношением

$$B = \sigma^2 / \sigma_{\text{онм}}^2, \quad (13)$$

где σ^2 – дисперсия ошибки измерения рассматриваемых параметров без учета фазовых флуктуаций; $\sigma_{\text{онм}}^2$ – дисперсия ошибки измерения, обеспечиваемая алгоритмами (10) и (11).

В работе [4] приведены выражения для σ^2 при различных корреляционных функциях фазовых флуктуаций, а соотношения для $\sigma_{\text{онм}}^2$ могут быть получены решением уравнения

$$\frac{1}{\sigma_{\text{онм}}^2} = \frac{\partial \bar{\ell}(F_\partial)}{\partial F_\partial} \text{ при } \hat{F}_\partial = \hat{F}_{\partial \text{онм}}. \quad (14)$$

Для случая измерения радиальной скорости цели на рис. 1 представлены графики зависимости B от отношения длительности сигнала к интервалу корреляции фазовых флуктуаций T_c/τ , описываемых экспоненциальной функцией корреляции. Кривые получены прямоугольных пачек с различным числом радиоимпульсов ($n=4, 10$ и 20). На рис. 2 представлены графики той же зависимости в случае знакопеременной корреляционной функции фазовых флуктуаций. В данных случаях корреляционная матрица (7) имеет вид $\bar{K} = \sigma_\varphi^2 \|a^{i-j}\|$ (коэффициент межимпульсной корреляции $a > 0$ для графиков на рис. 1 и $a < 0$ для графиков на рис. 2).

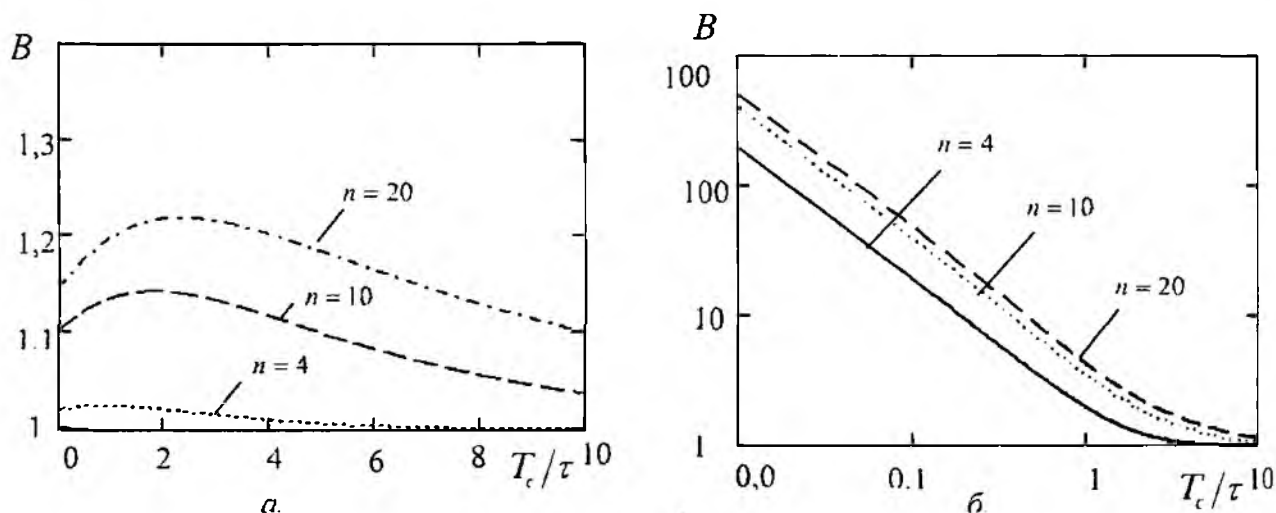


Рис. 1

Выводы

Из приведенных графиков видно, что возможности повышения точности измерения радиальной скорости цели за счет учета совместного влияния фазовых флуктуаций радиоимпульсов принимаемой пачки и внутриприемных шумов лежат в пределах от единиц раз при экспоненциальной корреляционной функции фазовых флуктуаций до десятков раз при знакопеременной корреляционной функции. Данные выводы можно перенести и на случай измерения угла прихода сигнала.

С практической точки зрения, предложенные алгоритмы позволяют существенно повысить качество пространственно-временной обработки радиолокационного сигнала без существенных технических изменений трактов его обработки.

Список литературы: 1. *Радиоэлектронные системы. Основы построения и теория.* Справочник под ред. Я.Д. Ширмана. М: З.А.О. "МАКВИС", 1988. 828 с. 2. *Минервин Н.Н. Васюта К.С.* Оптимальное оценивание угла прихода волны при наличии случайных искажений ее фронта и аддитивных помех. Харьков. ХТУРЭ. Всеукр. науч.-техн. сб. // Радиотехника. 1998. Вып.-105. С.61 – 68. 3. *Минервин Н.Н. Кузнецов А.Л.* Оптимальный алгоритм измерения несущей частоты пачки с учетом фазовых флуктуаций ее радиоимпульсов и аддитивных шумовых колебаний. ХНУРЭ. Всеукр. науч.-техн. сб. // Радиотехника. 2001. Вып. 122. С.188 – 195. 4. *Минервин Н.Н. Кузнецов А.Л.* Ошибки измерения радиальной скорости и радиального ускорения цели, обусловленные неучетом флуктуаций фаз импульсов пачки. ХАИ. 36. наук. праць // Авіаційно-космічна техніка і технологія. 2001. Вып. 22. С.288 – 295.

Харьковский университет Воздушных Сил
имени Ивана Кожедуба

Поступила в редколлегию 12.12.2006

ОБЕСПЕЧЕНИЕ ОДНОЗНАЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ В МНОГОПОЗИЦИОННЫХ СИСТЕМАХ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Введение

В радиолокационном методе синтезирования апертуры для получения радиолокационных изображений (РЛИ) поверхности Земли с высоким разрешением используется одновременно информация о доплеровских частотах в отраженных сигналах и временной задержке сигналов, зависящей от дальности до цели.

Геометрическое место точек, равноудаленных от РЛС, представляет собой концентрические сферы. Пересечение сфер с ровной (гладкой) поверхностью образует набор концентрических окружностей с общим центром в точке надира.

Сигналы, отраженные от объектов, расположенных на окружности, имеют вполне определенное время запаздывания, но различные доплеровские частоты. В свою очередь, точки, расположенные на поверхностях коаксиальных конусов, ось которых совпадает с линией полета, а вершина соответствует положению РЛС, дают одинаковые значения доплеровских частот в отраженных сигналах, но различные времена запаздывания. Пересечением этих конусов с ровной поверхностью образуется семейство гипербол. Зона отражения в бистатической РСА показана на рис. 1.

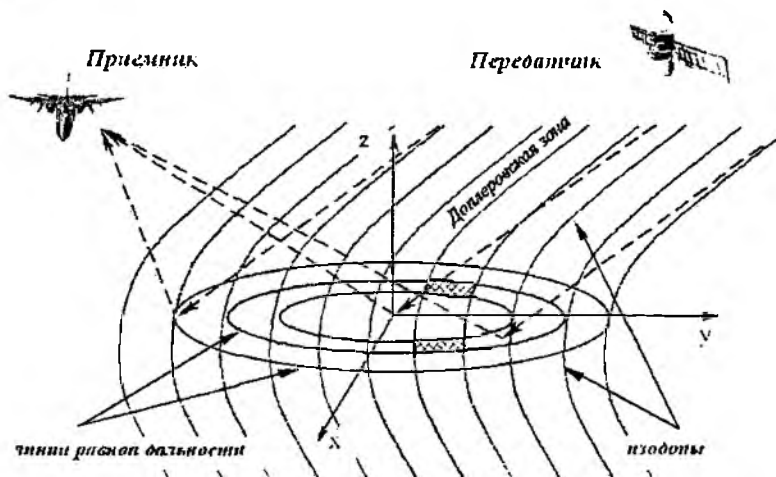


Рис. 1

Объекты на поверхности земли, расположенные вдоль гиперболы, создают отраженные сигналы с одинаковыми значениями доплеровских частот.

Таким образом, если одновременно обрабатывать отраженные сигналы, которые содержат информацию о времени задержки и доплеровской частоте, то на поверхности земли можно нанести условную координатную сетку в виде концентрических окружностей и кофокальных гипербол, и каждую точку на поверхности однозначно определять конкретной величиной задержки и доплеровской частоты.

Формулировка проблемы

В РСА одновременное удовлетворение условий отсутствия неоднозначного отсчета дальности и азимута не всегда легко осуществить. Приходится варьировать протяженностью раскрытия антенны, шириной диаграммы направленности в вертикальной плоскости (шириной полосы обзора) и другими параметрами системы. Существенное отличие бистатических и многопозиционных систем дистанционного зондирования от моностатических – это возможная неоднозначность измерений, которая может иметь место даже при выполнении условия, накладывающего ограничение на размер области обзора в дальномерной плоскости [1]

$$\tau_{\max ik}(t, \bar{r}) - \tau_{\min ik}(t, \bar{r}) \leq T_0, \quad (1)$$

где $\tau_{\max ik}(t, \bar{r})$, $\tau_{\min ik}(t, \bar{r})$ – максимальное и минимальное время задержки, зависящее в общем случае от координат точки $\bar{r}$; T_0 – период повторения зондирующих импульсов.

В бистатистической системе сигналы, отраженные от различных точек поверхности, могут иметь одинаковое время задержки, как показано на рис. 2.

Этот факт необходимо учитывать при выборе метода обзора при заданном взаимном положении приемника и передатчика.

Анализ литературы

Аналитические выражения, определяющие фазово-частотную структуру полезного сигнала в традиционных (моностатистических) РСА, хорошо известны [1]. Для бистатистических систем с синтезированием апертуры имеет место ряд особенностей, которые недостаточно освещены в литературе. Так, для бистатистических РСА (и тем более многопозиционных систем) с произвольным характером движения передатчика и приемника проблема обеспечения однозначности измерений не была рассмотрена.

Цель статьи – исследование неоднозначности измерений азимута и дальности в многопозиционных системах дистанционного зондирования и возможных путей их устранения.

Исследование поведения линий равных дальностей

На рис. 3 показана геометрия задачи для исследования поведения линий равных дальностей. Линии пересечения поверхностей, для которых $\tau_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_k, \mathbf{r}_i) = \text{const}$, с областью D позволяют определить характер поведения пространственной функции неопределенности радиолокационной системы в направлении градиента к линиям равной дальности для заданного радиолокационного сигнала и, соответственно, известной функции неопределенности по времени запаздывания.

Основные геометрические соотношения для двухпозиционной (бистатистической) системы приведены в работе [2]. Градиент, определяющий направление максимального изменения дальности и, соответственно, времени задержки $\tau_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_k, \mathbf{r}_i)$ на подстилающей поверхности, определяется выражением

$$\text{grad}_{\mathbf{r}} \{ \tau_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_k, \mathbf{r}_i) \} = \frac{1}{c} \left\{ \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_k}{\| \mathbf{r} - \mathbf{r}_k \|} + \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_i}{\| \mathbf{r} - \mathbf{r}_i \|} \right\} \quad (2)$$

Скорость приращения постоянной составляющей времени задержки в направлении произвольного вектора $\mathbf{l}$ определяется проекцией градиента на этот вектор.

Результаты моделирования, показывающие пространственную ориентацию линий равных дальностей и градиента к ним для некоторых наиболее важных случаев дистанционного зондирования показаны на рис. 4, 5.

При получении результатов, показанных на рис. 4, полагалось, что приемник находится в точке с координатами $(0, 0, h)$, а передатчик находится: 1 – над приемником, координаты –

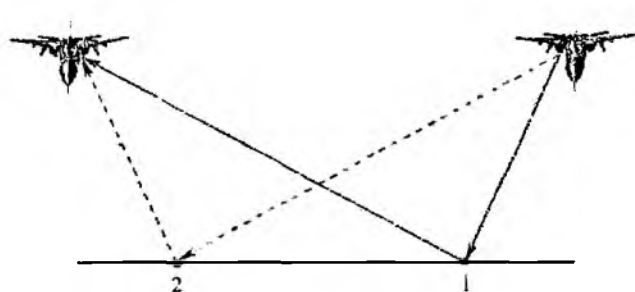


Рис. 2

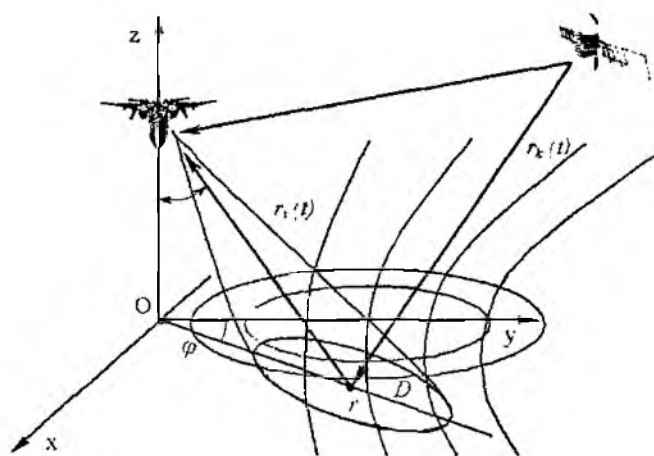


Рис. 3

(0, 0, h_1); 2 – смещен по оси OX, координаты – (x_1 , 0, h_1); 3 – смещен по оси OY, координаты – (0, y_1 , h_1); 4 – смещен по осям OZ и OX, (x_1 , 0, h_1).

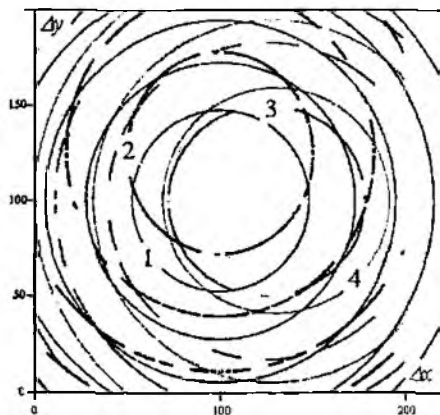


Рис. 4

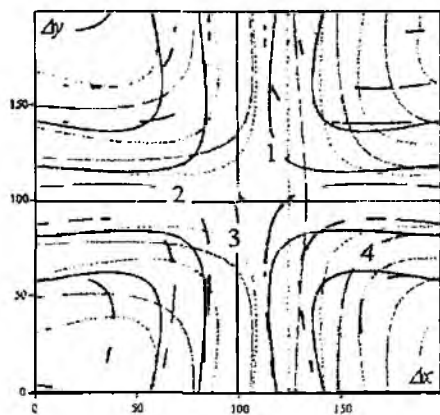


Рис. 5

Из представленных результатов видно, что при взаимном смещении приемника и передатчика по оси OZ положение линий равных дальностей не изменяется (ЛРД имеют вид концентрических окружностей); при изменении взаимного положения по оси OX, OY минимум расстояния (центр окружности на рис. 4) перемещается вдоль соответствующей оси в сторону смещения, а линии равных дальностей имеют вид эллипсов, вытянутых вдоль оси OX и OY соответственно.

Точка пространства $r_{R\min}$, для которой время задержки минимально:

$$\min_r \{ \tau_0(r, r_k, r_l) \} = \min_r \{ (R_{i0}(r) - R_{i0}(r_l)) + (R_{k0}(r) - R_{k0}(r_l)) \}. \quad (3)$$

На подстилающей поверхности решение (11) при условии $z_k > z_i$ будет следующим:

$$r_{R\min} = \left(-x_k \frac{1 - z_k / z_i}{(z_k / z_i)^2 - 1}, -y_k \frac{1 - z_k / z_i}{(z_k / z_i)^2 - 1}, 0 \right). \quad (4)$$

При выборе вида обзора и области наблюдения необходимо учесть, что неправильная ориентация фазового центра приемной антенны может привести не только к существенному расширению функции неопределенности в направлении градиента к линиям равных дальностей, но и к появлению двух максимумов.

На рис. 6 показано поведение линий равных дальностей для случая, когда приемник и передатчик разнесены по оси OY. Если след приемной диаграммы направленности (ДН) антенны на подстилающей поверхности ориентирован так, как показано на рис.6, а (серое пятно), то разрешающая способность в дальномерной плоскости будет неудовлетворительной и функция неопределенности будет иметь 2 максимума (рис.6, б), что приведет к неоднозначности измерений. Смещение области пересечения диаграмм направленности приемника и передатчика и/или использование переднебокового обзора устраняет этот эффект.

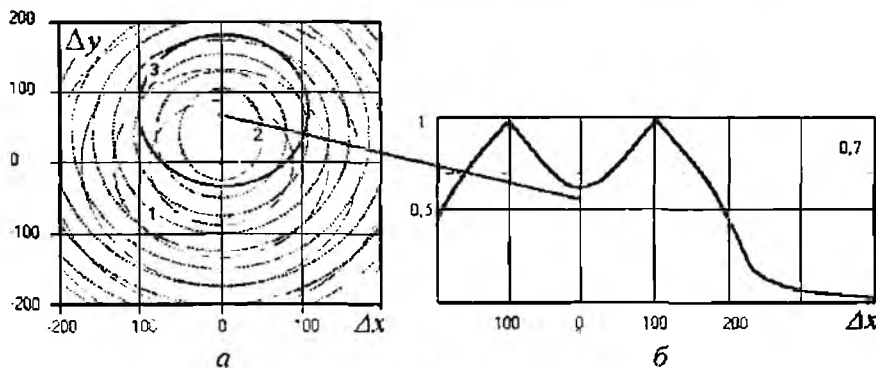


Рис. 6

На рис. 6: 1 – линии равной дальности для несмещенных по оси ОУ приемника и передатчика; 2 – для положительного смещения передатчика по оси ОУ; 3 – след пересечения ДН приемника и передатчика на подстилающей поверхности.

Особенности формирования фазово-частотной структуры полезного сигнала в бистатистических РСА

Как было указано ранее, переменная составляющая времени задержки на трассе передатчик–поверхность–приемник определяет фазовую структуру принимаемого сигнала и, в частности, поведение частоты Доплера $F_{Dik}(t, \bar{r}) = \frac{d}{dt} j\omega_0 \tau_{\Delta ik}(t, \bar{r})$ как пространственно-временной функции.

Доплеровская частота в разнесенной системе, в общем случае, определяется производной по времени от суммарного расстояния r_{Σ} [3]

$$f_D = \frac{1}{\lambda} \left[\frac{d}{dt} r_{\Sigma} \right]. \quad (5)$$

Разделим $F_{Dik}(t, \bar{r})$ на сумму составляющих, определяющихся только перемещениями приемника F_{Di} и передатчика F_{Dk} $F_{Dik}(t, \bar{r}) = F_{Di}(t, \bar{r}) + F_{Dk}(t, \bar{r})$, где

$$F_{Di}(t, \bar{r}) = \frac{2\pi f_0}{c} \times \frac{\frac{d}{dt} \left[2(x_{i0} - x)x_i(t) + x_i^2(t) + 2(y_{i0} - y)y_i(t) + y_i^2(t) + 2(z_{i0} - z)z_i(t) + z_i^2(t) \right]}{\sqrt{(x_{i0} - x)^2 + (y_{i0} - y)^2 + (z_{i0} - z)^2}}, \quad (6)$$

$$F_{Dk}(t, \bar{r}) = \frac{2\pi f_0}{c} \times \frac{\frac{d}{dt} \left[2(x_{k0} - x)x_k(t) + x_k^2(t) + 2(y_{k0} - y)y_k(t) + y_k^2(t) + 2(z_{k0} - z)z_k(t) + z_k^2(t) \right]}{\sqrt{(x_{k0} - x)^2 + (y_{k0} - y)^2 + (z_{k0} - z)^2}}, \quad (7)$$

из (6), (7) видно, что при увеличении расстояния от приемника (передатчика) до точки поверхности влияние его движения на частоту Доплера уменьшается, что может быть использовано при получении упрощенных алгоритмов обработки в МПРСА.

В большинстве случаев движение носителей на интервале синтезирования апертуры антенны достаточно точно аппроксимируется линейным [4], при этом выражения (6), (7) примут вид

$$F_{Di}(t, \bar{r}) = \frac{2\pi f_0}{c} \times \frac{\frac{d}{dt} \left[2(x_{i0} - x)V_{xi}t + (V_{xi}t)^2 + 2(y_{i0} - y)V_{yi}t + (V_{yi}t)^2 + 2(z_{i0} - z)V_{zi}t + (V_{zi}t)^2 \right]}{\sqrt{(x_{i0} - x)^2 + (y_{i0} - y)^2 + (z_{i0} - z)^2}} \quad (8)$$

$$F_{Dk}(t, \bar{r}) = \frac{2\pi f_0}{c} \times \frac{\frac{d}{dt} \left[2(x_{k0} - x)V_{zk}t + (V_{zk}t)^2 + 2(y_{k0} - y)V_{yk}t + (V_{yk}t)^2 + 2(z_{k0} - z)V_{zk}t + (V_{zk}t)^2 \right]}{\sqrt{(x_{k0} - x)^2 + (y_{k0} - y)^2 + (z_{k0} - z)^2}}, \quad (9)$$

где (V_{xi}, V_{yi}, V_{zi}) , (V_{xk}, V_{yk}, V_{zk}) – проекции векторов скорости приемника и передатчика в выбранной системе координат.

В пространственных координатах поведение числителя выражений (8), (9) является линейным, причем изменение частоты Доплера будет наблюдаться только по тем координатам, проекции векторов скорости носителей на которые отличны от нуля. Данный факт позволяет выбрать систему координат таким образом, чтобы упростить вычисления, например путем ориентации оси X вдоль вектора суммарной скорости носителей.

Исследуем поведение числителя этих выражений в пространстве для некоторых наиболее важных случаев дистанционного зондирования. На рис. 7 показано поведение линий равного доплеровского сдвига для случаев, когда 1 – вектор скорости приемника – (100,0,0), передатчика – (500,0,0); 2 – вектор скорости приемника – (100,0,0), передатчика – (100,0,0).

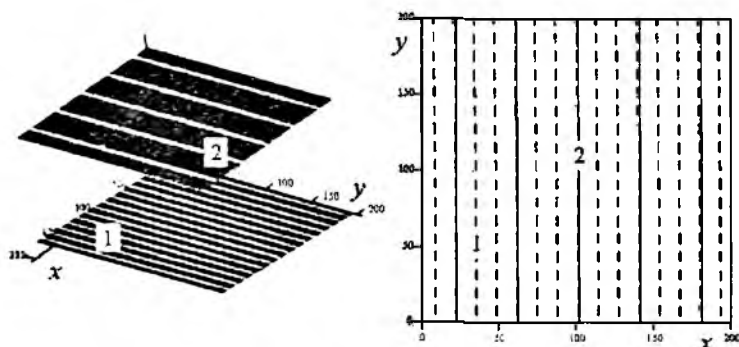


Рис. 7

На рис. 8 показано поведение линий равного доплеровского сдвига для случаев, когда 1 – вектор скорости приемника – (100,0,0), передатчика – (100,100,0); 2 – вектор скорости приемника – (100,0,0), передатчика – (100,-100,0).

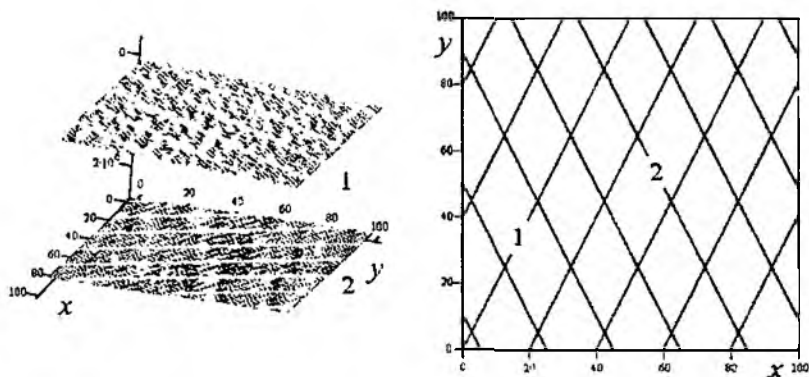


Рис. 8

Таким образом, числитель выражений (8), (9), определяющий поведение частоты Доплера является линейной функцией в пространственных координатах, поведение которой зависит от векторов скорости передатчика и приемника.

Знаменатель выражений (8), (9) также определяет поведение $F_{Dik}(t, \vec{r})$ и для ближней зоны обуславливает искривление линий равной доплеровской частоты в соответствии с изменениями $\tau_{0ik}(\vec{r}) = const$. Результаты зависимости вида линий $F_D(\vec{r}/t, \vec{r}_k, \vec{r}_i) = const$ от расстояния между областью обзора и носителем представлены на рис.9, где a – ближняя и b – дальняя зоны.

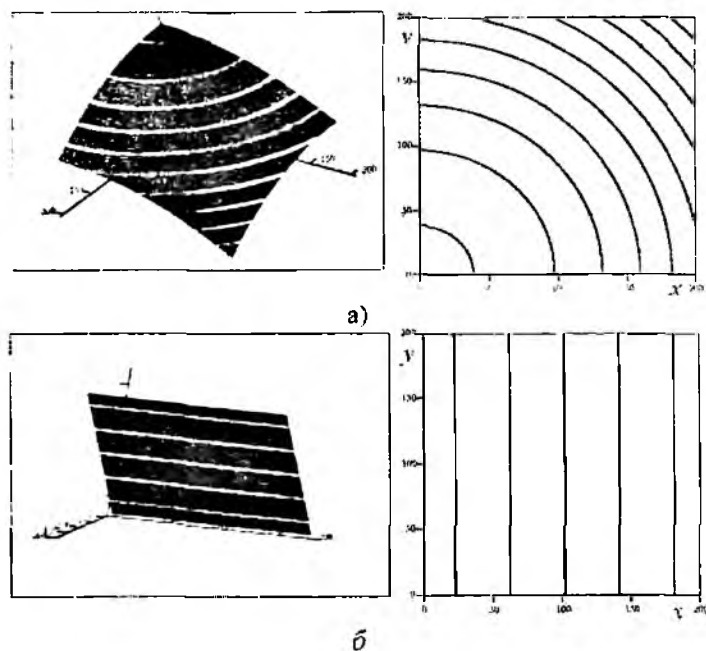


Рис. 9

Зависимость частоты F_D от пространственно-временных координат определяет не только вид модуляции единичного сигнала, но и, при заданном виде обзора и размере области наблюдения, ширину спектра сигнала, отраженного от подстилающей поверхности. Эту зависимость необходимо использовать для расчета полосовых фильтров в тракте обработки, выбора времени дискретизации в цифровых и дискретных устройствах обработки, при выборе траектории движения носителя в задачах обнаружения движущихся целей, а также оптимизации механизмов разделения сигналов различных передатчиков.

В радиолокационных системах с синтезированием апертуры антенны наиболее часто применяются периодические последовательности импульсов, что обусловлено необходимостью получения разрешающей способности по дальности и угловой скорости одновременно [5]. Использование таких сигналов приводит к тому, что функция неопределенности по направлению градиента к линиям равного доплеровского сдвига становится периодической. Одновременное удовлетворение условий однозначного отсчета дальности и азимута не всегда легко осуществить. Приходится варьировать протяженностью раскрыва антенны, шириной ДН антенны в вертикальной плоскости (шириной полосы обзора) и другими параметрами системы.

В общем виде условие однозначности измерений вдоль градиента к линиям равного доплеровского сдвига частоты можно записать следующим образом $2 \cdot \text{MAX}_D \{F_D(\mathbf{r})\} \leq 1/T_0$, где F_D – ширина спектра огибающей на интервале синтезирования апертуры с учетом отражения от поверхности (с учетом модуляции частотой Доплера).

Для случаев, когда ширина спектра огибающей определяется в основном изменением F_D условие однозначности пример вид

$$2 \cdot \text{Max}_D \{F_D(\bar{r})\} = 2 \cdot \text{Max}_D \left\{ \frac{2\pi f_0}{c} \left(\frac{[V_i, V_i t - \bar{r}]}{\|\bar{r}_i(\bar{r}) - \bar{r}\|} + \frac{[V_k, V_k t - \bar{r}]}{\|\bar{r}_k(\bar{r}) - \bar{r}\|} \right) \right\} \leq \frac{1}{T_0}. \quad (10)$$

Последнее условие легко преобразуется для случая моностатической РСА к $2 \cdot \text{MAX}_D (2\pi f_0 / c) \{ 2(x - x_i) V_{xi} + V_{xi}^2 t / R_{oi}^2(r) \} \leq 1/T_0$, или, после ряда преобразований, к хорошо известному уравнению однозначности измерений в азимутальной плоскости $T_0 \leq d_i / 2V_i$ [1].

В работе выполнялось исследование функций неопределенности в виде пространственной зависимости от векторов взаимной скорости приемника и передатчика [6]. При этом полагалось, что приемник находится в точке (0, 0, 2000 м), вектор его скорости (800 м/с, 0, 0), передатчик – в точке (0, 0, 2000 м), вектор его скоростей и соответствующие сечения ФН в плоскости ОХ показаны на рис. 10. При моделировании учитывалось условие сохранения модуля векторов скорости носителей при изменении направления их движения.

Из результатов моделирования видно, что по оси ОХ наименьший интервал однозначных измерений соответствует случаю, когда приемник и передатчик движутся в одном направлении, наибольший интервал – для случая движения в противоположных

Для предварительного расчета минимальных размеров реальной апертуры приемной антенны в направлении движения d_X можно воспользоваться оценочным значением

$$d_X \geq (|V_i| + |V_k|)T_0,$$

где $|V_i|$ – модуль вектора скорости приемника, $|V_k|$ – модуль вектора скорости передатчика.

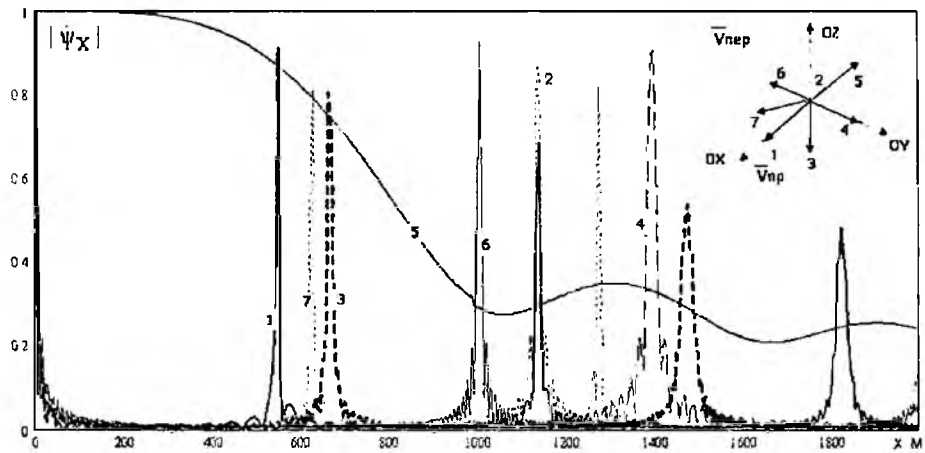


Рис. 10

Заключение

В многопозиционной системе необходимо исследовать выполнение однозначности измерений по всем парам приемник-передатчик, которые используются для получения РЛИ поверхности при заданной пространственной конфигурации. Выполнение условия однозначности измерений в азимутальной плоскости может быть достигнуто не только за счет изменения размеров апертур приемников и передатчиков, скорости и времени синтеза как в однопозиционных РСА, но и путем определенной ориентации их диаграмм направленности.

Список литературы: 1. Фалькович С.Е., Волосюк В.К., Горбуненко О.А. Радиотехнические системы дистанционного зондирования. Харьков: ХАИ. 2000. 156 с. 2. Евсеев И.А. Основные геометрические соотношения в многопозиционных радиолокационных системах с синтезированием апертуры антенны // *Авиационно-космическая техника и технология*. 2005. №1. С.60-66. 3. Кондратенков Г.С., Потехин В.А., Реутов А.П., Феоктистов Ю.А. Радиолокационные станции обзора Земли / Под ред. Г.С. Кондратенкова. М.: Радио и связь. 1983. 272 с. 4. Радиолокационные станции с цифровым синтезированием апертуры антенны / Антипов В.Н., Горяинов В.Т., Кулин А.Н. и др. Под ред. Горяинова В.Т. М.: Радио и связь. 1988. 304 с. 5. Бакут В.А., Большаков И.А., Герасимов Б.М. Вопросы статистической теории радиолокации. М.: Сов. радио. Т. 2. 1984. 1080 с. 6. Ksendzук A.V., Volosyuk V.K., Sologub N.S. Space ambiguity functions of the optimal processing algorithm for the stochastic surface models // 5-th European Conference on Synthetic Aperture Radar EUSAR 2004. Ulm, Germany. Vol. 1, 2004. P. 191-194.

Харьковский национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского
Харьковский университет Воздушных Сил
им. И.Н. Кожедуба

Поступила в редколлегию 20.02.2006

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИНВАРИАНТНЫХ СТАТИСТИК ДЛЯ ОБНАРУЖЕНИЯ И ОЦЕНКИ ЧИСЛА ОДНОВРЕМЕННО НАБЛЮДАЕМЫХ СИГНАЛОВ НЕИЗВЕСТНОЙ ФОРМЫ

На протяжении последних двух десятков лет в теории и практике дистанционных измерений уделяется большое внимание разработке и совершенствованию методов обработки наблюдений, полученных, в частности, на выходах элементов антенных решеток радиосистем для обнаружения числа и эффективного оценивания местоположения источников излучения или переизлучения [1].

Формулировка проблемы

Ограничения и трудности использования известных на сегодняшний день тестов обнаружения числа одновременно наблюдаемых сигналов, базирующихся на традиционных принципах, хорошо известны практикам: концепция известной формы не всегда может быть обоснована [2].

В настоящей работе решение задачи по обнаружению и оцениванию числа сигналов различной формы проведено посредством сжатия размерности вектора входных данных при использовании элементов методологии максимального правдоподобия. Синтезирован квазиоптимальный тест принятия решений о количественном составе источников излучения (переизлучения), местоположение которых в заданной области пространства неизвестно. Процедура использует табулированную статистику и позволяет управлять ошибкой первого рода.

Пусть эквидистантная, с шагом d , линейная антенная решетка (АР) содержит M приемных элементов. Фазовые центры их расположены в точках $x_m = (m-1)d$ ($m = \overline{1, M}$) плоскости ХОУ. При заданной конфигурации АР задача формулируется так. Для некоторой совокупности N источников с обобщенными координатами $\Theta_p = \sin Q_p$, Q_p – угол между нормалью к антенне и направлением на p -й источник ($p = \overline{1, N}$), составляющие $U(k\Delta t) = [U_1(k\Delta t), U_2(k\Delta t), \dots, U_M(k\Delta t)]^T$ и $U^*(k\Delta t)$ $2M$ -мерного вектора $W(k)$ наблюдений

$$W(k) = \begin{bmatrix} U(k\Delta t) \\ U^*(k\Delta t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_N & O_{NM} \\ O_{MN} & A_N^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_N(k\Delta t) \\ E_N^*(k\Delta t) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \varepsilon(k\Delta t) \\ \varepsilon^*(k\Delta t) \end{bmatrix} \quad (1)$$

связаны с пеленгационной матрицей A_N

$$A_N = \begin{bmatrix} 1 & 1 & \dots & 1 \\ \lambda_1 & \lambda_2 & \dots & \lambda_N \\ \vdots & \vdots & \dots & \vdots \\ \lambda_1^{M-1} & \lambda_2^{M-1} & \dots & \lambda_N^{M-1} \end{bmatrix} \quad (2)$$

уравнением

$$U(k\Delta t) = A_N E_N(k\Delta t) + \varepsilon(k\Delta t), \quad (3)$$

Здесь $\lambda_p = \exp(j2\pi d \Theta_p / \lambda_0)$, λ_0 – рабочая длина волны, $E_k^N = \begin{bmatrix} E_N(k\Delta t) \\ E_N^*(k\Delta t) \end{bmatrix}$, $E_N^T(k\Delta t) = [E_1(k\Delta t), E_2(k\Delta t), \dots, E_N(k\Delta t)]$ – вектор отсчетов в k -й момент времени комплексных огибающих $E_p(t)$ сигналов $S_p(t) = E_p(t) \cdot e^{j2\pi f_0 t}$ с известной несущей f_0 , спектр $|G_p(f)|$ которых (огибающих) сосредоточен в полосе $-F \leq f \leq F$, $\Delta t = 1/2F$, $\varepsilon^T(k\Delta t) = [\varepsilon_1(k\Delta t), \varepsilon_2(k\Delta t), \dots, \varepsilon_M(k\Delta t)]$ – гауссовский случайный процесс (шум, вносимый ка-

налами AP) с характеристиками: $\langle \varepsilon(k\Delta t) \rangle = 0$, $R = \langle \varepsilon(k\Delta t) \cdot \varepsilon^+(k\Delta t) \rangle = 2\sigma_0^2 I_M \delta(k-n)$. Диагональная матрица $I_M = \text{diag}(1, 1, \dots, 1)$ имеет размер $\dim I_M = M \times M$, $\delta(\cdot)$ – символ Кронекера, $\varepsilon^+(\cdot)$ – транспонированный вектор, сопряженный с $\varepsilon(\cdot)$, „ T ” – символ транспонирования, O_{MN} – $(M \times N)$ -размерная нулевая матрица, $U_m(k\Delta t)$ – k -й отсчет наблюдений на выходе m -го ($m = \overline{1, M}$) канала AP. Как следствие модельных приближений: составляющие R_N и R_N^* $(2M \times 2M)$ -размерной матрицы R^N междуканальных корреляций

$$R^N = \langle U(k) \cdot U^+(k) \rangle = \begin{bmatrix} R_N & O_{II} \\ O_{II} & R_N^* \end{bmatrix}, \quad (I = 2M - N) \quad (4)$$

вектора $W(k)$ связаны с „фазовым” распределением A^N

$$A^N = \begin{bmatrix} A_N & | & O_{NM} \\ - & - & - \\ O_{MN} & | & A_N^* \end{bmatrix} \quad (5)$$

равенством

$$R_N = A_N \Psi_N (A_N)^+ + 2\sigma_0^2 I_M, \quad (6)$$

где Ψ_N – корреляционная матрица „мгновенных” амплитуд; диагональные элементы $2\sigma_p^2 = \langle E_p(t) \cdot E_p^+(t) \rangle$ ее, стоящие на пересечении p -й строки и p -го столбца ($p = \overline{1, N}$) характеризуют мощностные показатели сигналов $S_p(t)$. Форму огибающих $E_p(t)$ ($p = \overline{1, N}$) и „фазовую” характеристику A^N считаем факторами с заданными в „априори” плотностями $\rho(E_K^N)$, $E_K^N = [E_1^N, E_2^N, \dots, E_K^N]$ и $\rho(A^N)$ из интервала определения Ω_1 и Ω_2 соответственно.

Требуется разработать процедуру, которая позволяет на основании совокупности выборок $W^K = [W(1), W(2), \dots, W(K)]$ определить число N источников сигналов $S_p(t)$ ($p = \overline{1, N}$) при отсутствии информации о мощности $2\sigma_0^2$ канальных шумов.

Решение проблемы

В литературе предложены, синтезированные в рамках критерия отношения правдоподобия (КОП) L_ℓ , правила принятия решений о числе $\ell = 1, 2, \dots$ источников излучения шумоподобных сигналов с гауссовским распределением. Например, в работе [3] цитируемая идеология трансформирована в методику „подгонки” матрицы R_ℓ к выборочной межпериодной ковариации S вектора наблюдения $U(k\Delta t)$

$$S = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K U(k\Delta t) \cdot U^+(k\Delta t). \quad (6)$$

Такая трансформация позволила при выполнении гипотезы H_{ℓ_0} ($\ell_0 = N$) минимизировать по R_ℓ ($\ell = 1, 2, \dots, \ell_0$) количественную меру $\ln L_\ell$ КОП

$$\ln L_\ell = \ln \left\{ P(U^K/S) / P(U^K/R_\ell) \right\}. \quad (7)$$

Здесь $P(U^K/G)$ – плотность вероятности совокупности U^K независимых векторов $U(k\Delta t)$ относительно фиксированного $G \in (S, R_\ell)$. Как результат трансформации: технология проверки сложных гипотез H_ℓ ($\ell = 1, 2, \dots$) свелась к проверке выполнения (с заданным уровнем значимо-

сти) условия равновеликости минимальных собственных значений ϕ_j ($j = \overline{1+\ell, M}$) матрицы S .
 Применениис правил для оценки числа сигналов от упомянутых источников, местоположение которых в пределах заданной области неизвестно, имеет основание.

Для доказательства этого утверждения при гипотезе H_ℓ ($\ell = N$) детализируем связь функции правдоподобия $P(U^K/R_0)$, записанной относительно $R_0 = \begin{bmatrix} R & O_M \\ O_M & R^* \end{bmatrix}$ с условной плотностью $P(U^K/A^\ell, E_K^\ell, R_0)$ и распределением $\rho(E_K^\ell), \rho(A^\ell)$

$$P(U^K/R_0) = \int_{\Omega_1} \int_{\Omega_2} P(U^K/A^\ell, E_K^\ell, R_0) \rho(A^\ell) \rho(E_K^\ell) dE_K^\ell dA^\ell. \tag{8}$$

Здесь каждой точке множества Ω_1 и Ω_2 возможных E_K^ℓ и A^ℓ исходов случайного эксперимента сопоставляется конкретная реализация совокупности $\{E_K^\ell\}$ независимых случайных векторов E_K^ℓ и матриц A^ℓ . Иными словами, различным комбинациям вектора $S_k^\ell = A^\ell E_k^\ell$ будут соответствовать различные точки пространства сигналов.

$P(U^K/A^\ell, E_K^\ell, R_0) = 2\pi^{-2MK} |R_0|^{-K} \exp \left\{ - \sum_{k=1}^K \left[T \cdot (U(k) - A^\ell E_k^\ell) \right]^+ R_0^{-1} \left[T \cdot (U(k) - A^\ell E_k^\ell) \right] \right\}, \tag{9}$
 T – ортогональная $(2M \times 2M)$ матрица, обладающая свойством $TT^+ = E_{2M}$, (E_{2M} – единичная матрица порядка $2M \times 2M$). Последнее использовано в работе [3] для синтеза упомянутого теста.

Без потери общности повествования при записи соотношения (8) использовано понятие объемного интеграла по областям Ω_1 и Ω_2 , отражающего факт последовательного интегрирования, кратность которого определена мерностью соответствующей плотности. Интеграл, определенный соотношением (8), относится к „неберущимся”: получить аналитическое выражение $P(U^K/R_0)$ для совокупности $\rho(A^\ell), \rho(E_K^\ell)$ при ограничениях Ω_1 и Ω_2 не представляется возможным. Альтернатива – использование преобразований наблюдаемых данных, значения которых не меняются при изменениях мешающих параметров [4]. В частности, статистику η_k ($k = \overline{1, K}$), определенную как

$$\eta_k = D_p W_k. \tag{10}$$

Здесь элементы d_p составной матрицы D_p

$$D_p = \begin{bmatrix} d_0 & | & d_1 & | & \dots & | & d_\ell & | & O_{pp} & | & O_{pp} & | & \dots & | & O_{pp} \\ - & + & - & + & - & + & - & + & - & + & - & + & - & + \\ O_{pp} & | & O_{pp} & | & \dots & | & O_{pp} & | & d_\ell & | & d_{\ell-1} & | & \dots & | & d_0 \end{bmatrix} \tag{11}$$

размером $[2p \times 2p(\ell+1)]$ связаны с коэффициентами $C_{\ell p}$ ($p = \overline{1, p}; M = (\ell+1)p$) квалификационного полинома $Z_\ell(\lambda^p) = \sum_{n=0}^\ell C_{np} (\lambda^p)^n = 0$ уравнением состояния

$$d_n = C_{np} 1_p. \tag{12}$$

В работе [5] доказано, что, во-первых, при выполнении гипотезы H_ℓ случайный $2p$ -мерный комплексный гауссов вектор η_k определяется статистическими характеристиками

$$\langle \eta_k \rangle = 0, R_\eta = \langle \eta_k \cdot \eta_k^* \rangle = 2\sigma_0^2 \sum_{n=0}^{\ell} |C_{np}|^2 1_{2p}. \quad (13)$$

Во-вторых, максимально правдоподобной оценкой $\hat{C}_{0p}, \hat{C}_{1p}, \dots, \hat{C}_{\ell p}$ составляющих директории $C_p^T = [\hat{C}_{0p}, \hat{C}_{1p}, \dots, \hat{C}_{\ell p}]$ являются элементы вектора G , соответствующего минимальному собственному числу $g_{\ell+1}$ эрмитовой матрицы $T_{\ell+1} = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K \Phi_p^+(k) \cdot \Phi_p(k)$ порядка $(\ell+1) \times (\ell+1)$, составленной из наблюдений по правилу

$$\Phi_p(k) = \begin{bmatrix} y_1(k) \\ y_2(k) \\ \vdots \\ y_{2p}(k) \end{bmatrix}; \quad y_t(k) = [U_t(k\Delta t), U_{t+p}(k\Delta t), \dots, U_{\ell p+t}(k\Delta t)]^T, \quad t = \overline{1, p}; \quad (14)$$

$$y_t(k) = [U_{(\ell-1)p+t}^*(k\Delta t), U_{(\ell-2)p+t}^*(k\Delta t), \dots, U_{t-1}^*(k\Delta t)]^T, \quad t = \overline{p+1, 2p}.$$

Как результат преобразования (10): статистические характеристики (13) вектора $\eta_k (k = \overline{1, K})$ при указанных условиях и выборе $|C_{np}|^2 = 1$ не зависят от формы наблюдаемых сигналов.

Конкретизируя к преобразованным по правилу $\eta_k = D_p W_k$ исходным данным W_k методологию работы [3], нетрудно показать, что инвариантной критической статистикой в решаемой задаче приводится к виду

$$F_\ell = (K-1) \left\{ (M-\ell) \ln \sum_{i=1}^{M-\ell} v_i - \sum_{i=1}^{M-\ell} \ln v_i - (M-\ell) \ln (M-\ell) \right\}, \quad (15)$$

где $v_i (i = \overline{1, M-\ell})$ – собственные числа выборочной межканальной корреляции $S_\ell^{(\eta)}$

$$S_\ell^{(\eta)} = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K \eta_k \cdot \eta_k^*. \quad (16)$$

Как следствие: тестовая функция (15) может быть использована для определения ℓ в рамках условий поставленной задачи.

В технологическом отношении нахождение оценки $\ell = N$ целесообразно свести к следующей последовательности операций над исходными данными. Для каждой из выдвинутых гипотез $H_\ell (\ell = 1, 2, \dots)$ рассчитывают коэффициент „прореживания“ $[p] = \frac{M}{\ell+1}$ ($[p]$ – целая часть числа p), формируют матрицу $T_{\ell+1}$, находят ее минимальное собственное значение $g_{\ell+1}$ и соответствующие ему элементы $\hat{C}_{np} (n = 0, 1, \dots, \ell)$ вектора C_p . При известных $\hat{C}_{np} (n = \overline{0, \ell})$ по правилу (11) восстанавливают оператор D_p , а из (10) – инвариантную статистику $\eta_k = D_p W_k$ на каждом k -м шаге наблюдения. Далее задают на основании (16) выборочную корреляцию $S_\ell^{(\eta)}$, вычисляют ее спектр $v_1, v_2, \dots, v_{M-\ell}$ и числовые значения последовательности F_ℓ для каждой из выдвинутых гипотез $H_\ell (\ell = 1, 2, \dots)$. Сравнивают F_ℓ с порогом $\chi_{\alpha, \ell(\ell, M)}^2$, который выбран из таблиц χ^2 -распределения по заданному уровню зна-

чимости α и числу $t(\ell, M)$ степеней свободы $t(\ell, M) = (M - \ell)(M - \ell + 1) - 2$. При $F_\ell > \chi_{\alpha, t(\ell, M)}^2$ гипотеза H_ℓ отвергается. Далее переходят к проверке следующих гипотез $H_{\ell-1}, H_{\ell+2}, \dots$, увеличивая каждый раз ℓ на единицу. Если на некотором шаге, например ℓ_0 -м, впервые $F_{\ell_0} \leq \chi_{\alpha, t(\ell_0, M)}^2$, то выносится решение: наблюдаемый процесс содержит $\ell_0 = N$ сигналов. Процедура проверки на этом прекращается.

Результаты исследований

Для подтверждения теоретических выводов приводим результаты исследований, полученных на уровне цифрового статистического эксперимента. Моделировалась обработка наблюдений на 9-ти элементной АР при $K = 100$, $d = 0.5\lambda$, $N = 1, 2$.

Для аттестации теста использовались следующие сигналы:

- 1) гауссовский процесс;
- 2) синусоида;
- 3) последовательность прямоугольных импульсов.

Для эквивалентности все сигналы были приведены к нулевому математическому ожиданию и единичной дисперсии. Моделировалось шесть сигнальных ситуаций, представляющие собой случай присутствия одного или двух источников, разнесенных по углам Q_1 и Q_2 на величину $\Delta Q = |Q_1 - Q_2| = 10^\circ$. В каждой из них наблюдения представляли собой аддитивную смесь сигнала (сигналов) и гауссовского случайного процесса (шума) с нулевым математическим ожиданием и дисперсией $2\sigma_0^2$. Обнаружение и оценка числа проводилась для следующих комбинаций (форма колебаний первого и второго источников):

- гауссовский процесс (1);
- синусоида (2);
- последовательность прямоугольных импульсов (3);
- гауссовский процесс – гауссовский процесс (1-1);
- гауссовский процесс – последовательность прямоугольных импульсов (1-3);
- синусоида – последовательность прямоугольных импульсов (2-3).

Приведенные ситуации в упрощенном виде могут имитировать изменение амплитуды сигналов за счет различного рода нестабильностей и перерывов в режиме работы. Авторы ограничились анализом влияния указанных факторов в когерентном случае (сигнал в виде синусоиды и последовательности импульсов), когда задан закон изменения во времени амплитуды, а фаза φ фиксирована (в частности равна 0). Для каждого случая проводилось 1000 экспериментов. Уровень значимости полагался равным $\alpha = 0.1$ для случая обнаружения и $\alpha = 0.05$ для случая оценивания числа источников сигналов. Количество правильных решений при обнаружении и оценивании числа определялось для различных соотношений сигнал/шум $\mu = \frac{2\sigma_{1,2}^2}{2\sigma_0^2}$. Соотношение между периодом T_s синусоиды и интервалом наблюдения

T определялось равенством связи $T = 3T_s$, длительность прямоугольных импульсов составляла $\tau_u = \frac{1}{10}T$, а соотношение между периодом T_c следования их и интервалом наблюдения T выражалось равенством $T_c = \frac{1}{5}T$.

На рис. 1, 2 даны зависимости вероятности P_{np} правильного обнаружения гауссовского сигнала ($N = 1$) при различных α от соотношения сигнал/шум μ и числа K временных отсчетов.

Несущественные отличия результатов экспериментальных исследований при заданных μ и различных модельных ситуациях позволяют рабочие характеристики представить в виде обобщенной зависимости P_{np} (в %) обнаружения (рис. 3) и определения числа источников сигналов (рис. 4. $N = 2$, $\Delta Q = 10^{-3}$) от соотношения сигнал/шум. Линии, соединяющие экспериментальные результаты, здесь дают возможность проследить за динамикой изменения надежности правильного обнаружения и оценивания. Числовой материал из табл. 1 и 2 дает представление о зависимости P_{np} от μ при различных сигнальных ситуациях. Верхняя строка в таблицах – заданная комбинация (табл. 2) или заданный вид сигнала (табл. 1) в эксперименте. первый столбец – последовательность соотношений сигнал/шум. Числовые значения на пересечении строки и столбца – P_{np} : процент благоприятных исходов в общем числе экспериментов. Анализ приведенного числового материала дает возможность убедиться, что форма компонент не оказывает влияния на качество классификации. Небольшие отклонения обусловлены тем, что вероятность P_{np} оценивалась по конечному числу экспериментов

Заключение

Полученные теоретические и экспериментальные результаты позволяют констатировать:

- критическая статистика и рассмотренный тест принятия решений о количественном составе сигналов практически робастны к мультипликативным артефактам;
- синтезированная технология проста в вычислительном отношении, использует табулированную статистику и позволяет управлять величиной ошибки первого рода;
- предложенное преобразование обеспечивает формирование инвариантных статистик.

Таблица 1

μ	1	2	3
0.03	0	0	0
0.04	0	0	0
0.05	0	0	0
0.06	0	0.1	0
0.07	0.4	0.4	0.1
0.08	1.1	0.5	0.8
0.09	2.4	2.9	1.8
0.1	4.8	3.7	6.3
0.11	11.8	8.5	9.7
0.12	18.1	16.3	17.9
0.13	29.7	28.9	26.9
0.14	42.2	38.5	39.9
0.15	53.9	54.2	55.9
0.16	63.6	68.4	68.7
0.17	74.3	79	80.4
0.18	84.8	87.1	85.2
0.19	89.4	93.8	93.7
0.2	93.7	95.8	97.6
0.21	96.4	98.1	98.7
0.22	98.2	99.4	99.3
0.23	98.6	99.8	99.8
0.24	99.2	100	100
0.25	99.7	100	99.9
0.26	99.9	100	100
0.27	99.9	100	100
0.28	100	100	100

Таблица 2

μ	1-1	1-3	2-3
0.1	0	0.1	0.1
0.12	0.2	0.5	0.3
0.14	0.5	1.3	0.6
0.16	2.2	1.8	1.8
0.18	4.7	4	3.1
0.2	8.6	8.3	6.8
0.22	14.5	13.1	14.1
0.24	20.5	21.4	21.4
0.26	28.8	31.6	33.7
0.28	40.8	39.5	40.8
0.3	52.8	51.6	55.6
0.32	62.6	62.1	62.8
0.34	73.4	71.5	75.3
0.36	78.6	77.3	83.9
0.38	85.5	85.7	89.7
0.4	89.4	90.5	92.4
0.42	93.3	94.6	96.2
0.44	95.5	96.1	97.3
0.46	97.5	97.6	99.1
0.48	98.1	98.9	99.7
0.5	99.2	99.1	99.9
0.52	99.8	99.8	100
0.54	99.5	99.6	100
0.56	99.9	99.8	100
0.58	99.7	100	100
0.6	100	100	100

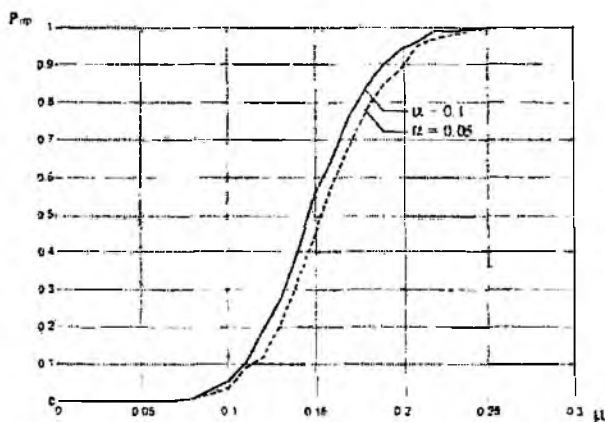


Рис. 1

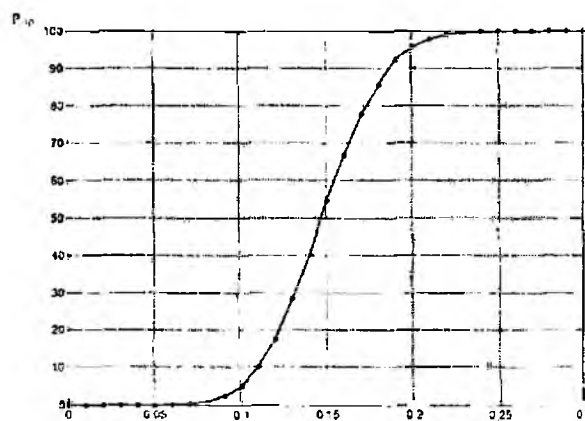


Рис. 3

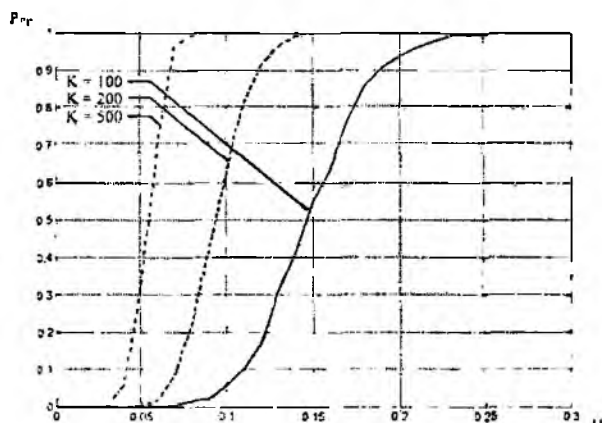


Рис. 2

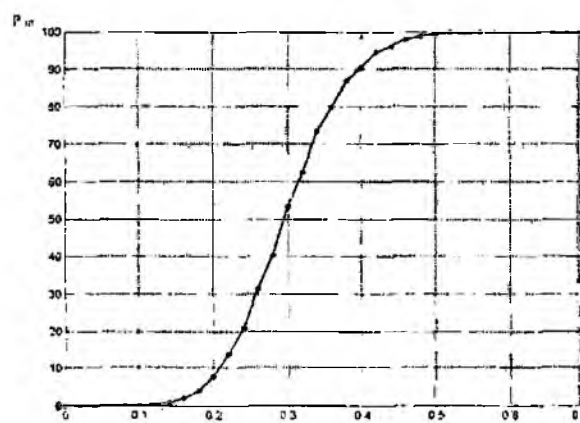


Рис. 4

Список литературы: 1. Ефимов В. С., Харисов В. Н. Оптимальные алгоритмы разделения пространственно-разнесенных источников излучения // Радиотехника. 1996. №7. С. 87-95. 2. Теория обнаружения сигналов / Под. ред. П. А. Бакута. М.: Радио и связь, 1984. 443 с. 3. Абрамов А. Д. Определение числа шумовых пространственно-временных сигналов методом проверки сложных гипотез по критерию отношения правдоподобия // Авиационно-космическая техника и технология. Х.: ХАИ. 1996. С. 407-411. 4. Ретин В. Г., Тартаковский Г. П. Статистический синтез при априорной неопределенности и адаптации информационных систем. М.: Сов. радио, 1977. 432 с. 5. Абрамов А. Д. и др. Определение угловых параметров пространственно-временных сигналов по совокупности выборок с выхода эквидистантной решетки // Радиотехнические системы миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. Х.: ИРЭ НАН Украины. 1991. С. 64-70.

Национальный аэрокосмический университет
им. Н. Е. Жуковского
«Харьковский авиационный институт»

Поступила в редколлегию 27.02.2006

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ЧАСТОТНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ НА ТОЧНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ БИОМАТЕРИАЛОВ В СИСТЕМАХ НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ

В устройствах неразрушающего контроля по изменению диэлектрической проницаемости (ДП) материалов, находящихся под воздействием низкоэнергетических электромагнитных полей (ЭМП), с чувствительностью изменений по $\Delta \varepsilon'$ до 10^{-6} и $\Delta \varepsilon''$ до 10^{-4} необходимо стремиться к минимизации флуктуационных процессов частоты (фазы) в системах преобразования частоты [1, 2]. Аналогичная задача стоит при определении количественных характеристик микробиологических объектов с использованием оптико-электронных систем [3].

Указанные процессы во многом обусловлены флуктуациями параметров умножителя и кварцевого генератора.

Решению данной задачи посвящено много работ, особенно в области создания высокостабильных источников СВЧ и КВЧ диапазонов [4–7].

Однако результаты этих работ не могут быть использованы для устройств неразрушающего контроля биоматериалов, находящихся под воздействием низкоэнергетических ЭМП в силу специфических особенностей биологического объекта [1].

Цель данной работы – проведение исследований по минимизации частотных (фазовых) флуктуационных процессов усилительно-умножительных устройств и кварцевого генератора.

Влияние частотных флуктуаций кварцевого генератора (КГ) и умножителя частоты на точность измерения изменений ДП биоматериалов определим по критерию минимума дисперсии частоты колебаний сигнала [8] на выходе КГ, которая определяется выражением

$$\sigma^2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty S_\varphi(\Omega) \frac{1}{1 + (0,5\Omega\tau)^2} d\Omega, \quad (1)$$

где $S_\varphi(\Omega)$ – энергетический спектр частотных флуктуаций на выходе КГ; τ – интервал времени измерения; σ^2 – дисперсия частоты колебаний сигнала.

Как показано в работе [5], энергетический спектр частотных флуктуаций на выходе системы измерения ДП может быть представлен выражением

$$S_\varphi(\Omega) = S_{\varphi \text{ КГ}} \left| \frac{1}{1 + W(j\Omega)} \right|^2 + S_{\varphi \text{ УМН}}(\Omega) \left| \frac{W(j\Omega)}{1 + W(j\Omega)} \right|^2, \quad (2)$$

где $S_{\varphi \text{ КГ}}$ – энергетический спектр флуктуаций частоты кварцевого генератора; $S_{\varphi \text{ УМН}}(\Omega)$ – энергетический спектр флуктуаций частоты умножителя; $W(j\Omega)$ – передаточная функция разомкнутой системы ЧАП [1].

Для оценки дисперсии частоты (фазы) на выходе измерительной системы зададимся значениями энергетических спектров флуктуаций частоты кварцевого генератора и умножителя [5]:

$$S_{\varphi \text{ КГ}}(\Omega) = \frac{A_1}{\Omega} + A_2 \Omega^2; \quad (3)$$

$$S_{\varphi \text{ УМН}}(\Omega) = N^2_{\text{УМН}} \frac{B}{\Omega}; \quad (4)$$

где A_1 – коэффициент, характеризующий действие фликер-шумов, равен $10^{-9} \dots 10^{-10} \Gamma\mu^2$; A_2 – коэффициент, характеризующий действия аддитивного шума, равен $10^{-13} \Gamma\mu^{-1}$;

$$S_{\varphi}(\Omega) = \left(\frac{A_1}{\Omega} + A_2 \Omega^2 \right) \left| \frac{j\Omega(T_{\text{ИП}} j\Omega + 1) (T_Y j\Omega + 1) (T_{\Phi Д} j\Omega + 1)}{j\Omega (T_{\text{ИП}} j\Omega + 1) (T_Y j\Omega + 1) (T_{\Phi Д} j\Omega + 1) + K_0} \right|^2 +$$

$$+ N_{\text{УМН}}^2 \frac{B}{\Omega} \left| \frac{K_0}{j\Omega(T_{\text{ИП}} j\Omega + 1) (T_Y j\Omega + 1) (T_{\Phi Д} j\Omega + 1) + D + K_0} \right|^2, \quad (5)$$

где

$$K_0 = K_{\text{ИП}} \cdot K_{\Phi Д} \cdot K_{\text{И}} \cdot K_{\text{КГ}} \cdot N$$

$$\left| \frac{j\Omega(T_{\text{ИП}} j\Omega + 1) (T_Y j\Omega + 1) (T_{\Phi Д} j\Omega + 1)}{j\Omega(T_{\text{ИП}} j\Omega + 1) (T_Y j\Omega + 1) (T_{\Phi Д} j\Omega + 1)} \right|^2 =$$

$$= \frac{\left\{ \Omega^2 \left[1 - (T_Y + T_{\text{ИП}} + T_{\Phi Д}) K_0 + (T_Y^2 + T_{\text{ИП}}^2 + K_0 T_Y T_{\text{ИП}} T_{\Phi Д} + T_{\Phi Д}^2) \Omega^2 + \right. \right.}{\left. \left. \left\{ \Omega^2 \left[1 - (T_Y T_{\text{ИП}} + T_Y T_{\Phi Д} + T_{\text{ИП}} T_{\Phi Д}) \Omega^2 \right]^2 + \right. \right. \right.}$$

$$\left. \left. \left. + (T_Y^2 T_{\text{ИП}}^2 + T_Y^2 T_{\Phi Д}^2 + T_{\text{ИП}}^2 T_{\Phi Д}^2) \Omega^4 + T_Y^2 T_{\Phi Д}^2 T_{\text{ИП}}^2 \Omega^6 \right] \right\}^2}{\left. \left. \left. \left[K_0 - (T_Y + T_{\text{ИП}} + T_{\Phi Д} - T_Y T_{\text{ИП}} T_{\Phi Д} \Omega^2) \Omega^2 \right]^2 \right\}^2 + \right. \right. \right.}$$

$$\left. \left. \left. \left\{ K_0 \Omega \left[1 - (T_Y T_{\text{ИП}} T_Y T_{\Phi Д} + T_{\text{ИП}} T_{\Phi Д}) \Omega^2 \right] \right\} \right\}^2 \right. \right. \right.}$$

$$+ \frac{\left\{ \Omega^2 + \left[1 - (T_Y T_{\text{ИП}} + T_Y T_{\Phi Д} + T_{\text{ИП}} T_{\Phi Д}) \Omega^2 \right]^2 + \left[K_0 - (T_Y + T_{\text{ИП}} + T_{\Phi Д} - T_Y T_{\text{ИП}} T_{\Phi Д} \Omega^2) \Omega^2 \right]^2 \right\}^2}{\left| \frac{K_0}{j\Omega(T_{\text{ИП}} j\Omega + 1) (T_Y j\Omega + 1) (T_{\Phi Д} j\Omega + 1) + K_0} \right|^2 =$$

$$\left\{ K_0 \left[K_0 - \Omega^2 (T_Y + T_{\text{ИП}} + T_{\Phi Д}) + T_Y T_{\text{ИП}} T_{\Phi Д} \Omega^4 \right] \right\}^2$$

$$= \frac{\left\{ \Omega^2 \left[K_0 - (T_Y + T_{\text{ИП}} + T_{\Phi Д} - T_Y T_{\text{ИП}} T_{\Phi Д} \Omega^2) \Omega^2 \right]^2 + \left[K_0 - (T_Y + T_{\text{ИП}} + T_{\Phi Д} - T_Y T_{\text{ИП}} T_{\Phi Д} \Omega^2) \Omega^2 \right]^2 \right\}^2}{\left\{ -K_0 \Omega \left[1 - (T_Y T_{\text{ИП}} + T_Y T_{\Phi Д} + T_{\text{ИП}} T_{\Phi Д}) \Omega^2 \right] \right\}^2}$$

$$+ \frac{\left\{ \Omega^2 \left[1 - (T_Y T_{\text{ИП}} + T_Y T_{\Phi Д} + T_{\text{ИП}} T_{\Phi Д}) \Omega^2 \right]^2 + \left[K_0 - (T_Y + T_{\text{ИП}} + T_{\Phi Д} - T_Y T_{\text{ИП}} T_{\Phi Д} \Omega^2) \Omega^2 \right]^2 \right\}^2}{\left\{ -K_0 \Omega \left[1 - (T_Y T_{\text{ИП}} + T_Y T_{\Phi Д} + T_{\text{ИП}} T_{\Phi Д}) \Omega^2 \right] \right\}^2}$$

$B = 10^{-10} \dots 10^{-13}$ – параметр, зависящий от типа, интенсивности шума, режима работы транзисторов и варакторов, добротности контуров; $N_{\text{УМН}}$ – коэффициент умножения частоты.

Для структурной схемы [1] выражение энергетического спектра частотных флуктуаций на выходе системы измерения будет иметь следующий вид.

С использованием выражений (5) и (1) была вычислена дисперсия флуктуаций частоты КГ и умножителя в зависимости от времени измерения для параметров:

$$T_{\text{ИП}} = 10^{-7} \text{ с}; T_Y = 10^{-6} \text{ с}; T_{\Phi Д} = 10^{-1} \text{ с}; K_{\text{ИП}} = 10^{-7} \text{ В/Гц};$$

$$K_y = 10; K_{\Phi D} = 1; K_{ypp} = 5 \cdot 10^2; K_{KG} = 400 \text{ Гц/В}; N = 1800.$$

Результаты вычислений представлены на рис. 1, где показана зависимость дисперсии флуктуаций частоты КГ и умножителя частоты от времени измерения.

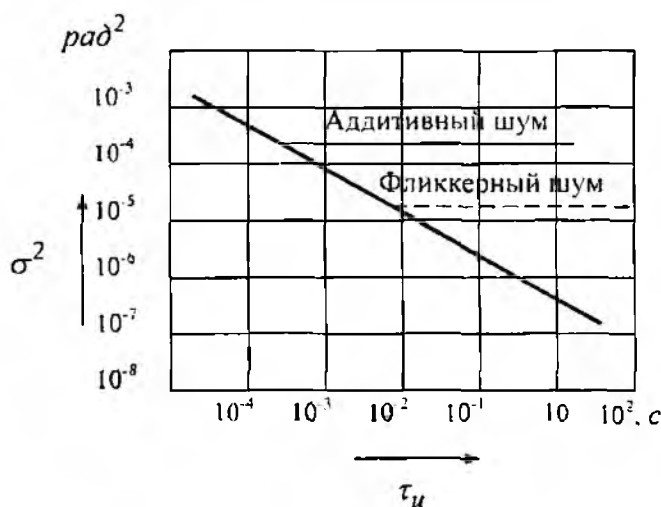


Рис. 1

Из проведенных исследований следует, что каждому источнику флуктуаций соответствует свой коэффициент ослабления, зависящий от параметров схемы и частоты. Подавление быстрых флуктуаций частоты кварцевого генератора обеспечивается за счет выбора малой постоянной времени системы ЧАП ($10^{-1} \dots 10^{-2}$ с).

Медленные флуктуации частоты кварцевого генератора ослабляются тем эффективнее, чем больше коэффициент K_0 , величина которого ограничена устойчивостью системы ЧАП.

Наиболее простым из известных методов построения схем формирования колебаний в СВЧ диапазоне является применение многокаскадных линий умножения частоты кварцевого генератора. Такие линейки должны содержать кроме каскадов умножения частоты на транзисторах и варакторах каскады усиления мощности и различные селективные устройства для подавления побочных дискретных составляющих в спектре выходного сигнала, что является довольно трудной задачей. Учёт собственных флуктуаций фазы каскадов умножения диктует определённую последовательность коэффициентов умножения при проектировании структурных схем многокаскадных линеек умножения частоты. При умножении частоты уровень фазовых флуктуаций кварцевого генератора возрастает в определённое число раз, примерно $20 \lg N$, где N – общий коэффициент умножения. Поэтому первый каскад умножения частоты необходимо выполнить с максимальным коэффициентом умножения, приняв соответствующие меры по подавлению дискретных составляющих в спектре выходного сигнала.

Проведенный анализ показывает, что на дисперсию флуктуаций частоты на выходе системы измерения изменений ДП биоматериалов большое влияние оказывают шумы транзисторно-варакторного умножителя частоты, в связи с чем возникает необходимость проведения исследований по оптимизации параметров схемы, которые влияют на спектры флуктуаций амплитуды и частоты (фазы) на выходе реальной умножительно-усилительной цепочки используемой конкретной схемы.

Список литературы: 1. Мунтян В.А. Обоснование систем неразрушающего контроля биологических объектов по изменению диэлектрических параметров // Праці Таврійської державної агротехнічної академії. Мелітополь: ТДАА, 2004. Вип. 20. С.123-131. 2. Мунтян В.А. Устройства для неразрушающего контроля биообъектов на основе атомно-лучевых трубок // Проблеми енергозабезпечення та енергозбереження в АПК України. Харків: Вісник ХДТУСХ. 2003. Т.1, № 19. С.143-150. 3. Мегель Ю.Е. Оценка параметров аппаратуры для анализа оптической информации. // Радиотехника. 2001. Вып. 120. С. 135-139. 4. В.А. Мунтян, Е.Л.Пиротти. Исследование флуктуационных процессов в ум-

ножителях на варакторах и транзисторах // Праці Таврійської державної агротехнічної академії. Мелітополь: ТДАА. 2005. Вып. 1. С.112-116. 5. *Кварцевые* и квантовые меры частоты / Под ред. Б.И. Макаренко. М.: Изд-во МОССЕР, 1976. 409 с. 6. *Стандарты* частоты и времени на основе квантовых генераторов и дискриминаторов / А.И. Пихтелев, А.А. Ульянов, Б.П. Фатеев /Под ред. Б.П. Фатеева. М.: Сов. радио, 1978. 304 с. 7. *Малахов Л.Н.* Флуктуации в автоколебательных системах. М.: Сов. радио, 1977. 608 с. 8. *Аппаратура* для частотных и временных измерений / Под ред. А.П. Горшкова. М.: Сов. радио. 1971. 260 с.

*Харьковский национальный технический
университет сельского хозяйства,
Таврийская государственная аграрная академия*

Поступили в редколлегию 06.10.2005

СРЕДНИЙ КНД И КОЭФФИЦИЕНТ ДЕФОКУСИРОВКИ В ЗОНЕ ФРЕНЕЛЯ КРУГЛОЙ СФОКУСИРОВАННОЙ АПЕРТУРЫ

Введение

Флуктуации источников, всегда присутствующие в реальных антеннах, существенно влияют на все их характеристики. Детально эта проблема была изучена в [1]. Развитая теория для дальней зоны впоследствии была распространена и на зону Френеля [2,3]. Значимость зоны Френеля значительно возросла вследствие роста электрических размеров антенн, а также в связи с развитием систем ближней радиолокации, беспроводной передачи энергии микроволновым лучом, систем фокусировки электромагнитного поля в заданной точке пространства, систем медицинской диагностики и гипертермии.

При создании ИС, работающих в зоне Френеля, важно знать не только реальную структуру поля в этой зоне, но и энергетические их характеристики. В дальней зоне такой характеристикой является коэффициент направленного действия (КНД). Хотя понятие КНД, как и ДН, применимо только для дальней зоны, его условно можно распространить и на зону Френеля. В [3] изучено влияние статистических параметров флуктуаций на средний КНД и средний коэффициент дефокусировки (КД) линейных излучающих систем ИС.

Цель работы – исследование зависимости средних КНД и КД круглой апертуры в зоне Френеля от положения точки наблюдения, расстояния фокусировки и статистических параметров флуктуаций.

Основные соотношения и результаты

Рассмотрим ИС в виде круглой апертуры с радиусом a , которая возбуждается линейно поляризованным электрическим полем с равномерным амплитудным распределением. Апертура сфокусирована в точку на оси z с координатой $z_0 = r_f$. Напряженность электрического поля в точке наблюдения можно записать в виде

$$\bar{E}(P) = \bar{A} e^{-ikr} \mathfrak{Z}(\psi, \chi, \chi_0).$$

Здесь $\bar{A}$ – постоянный множитель, явный вид которого в данном случае несущественен, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, r – расстояние от центра апертуры до точки наблюдения, $\mathfrak{Z}(\psi, \chi, \chi_0)$ – функция, описывающая пространственное распределение поля

$$\mathfrak{Z}(\psi, \chi, \chi_0) = \frac{1}{\chi_0} \int_0^{2\pi} \int_0^1 e^{i2\zeta u^2} e^{iu\psi \cos(\varphi - \varphi_1)} u du d\varphi_1 = \frac{1}{\chi} f(\psi, \zeta), \quad (1)$$

где $\chi = r/r_{\partial z}$ и $\chi_0 = r_f/r_{\partial z}$ – относительные продольные координаты точек наблюдения и фокусировки соответственно, отсчитываемые от центра апертуры; $r_{\partial z} = 8a^2/\lambda$ – расстояние до границы дальней зоны, $\zeta = (\pi/16\chi)(1 - \chi_0/\chi)$ – обобщенная продольная координата, отсчитываемая от точки фокуса, значения которой лежат в интервале $(-\infty, \pi/16\chi_0]$; $\psi = ka \sin \vartheta$ – обобщенный угол, ϑ – угол, отсчитываемый от нормали к поверхности апертуры.

Определим КНД ИС в зоне Френеля в отсутствие флуктуаций:

$$D(\psi, \chi, \chi_0) = \frac{4\pi |f(\psi, \chi, \chi_0)|^2}{\int_S |f(\psi, \chi, \chi_0)|^2 ds}. \quad (2)$$

Учитывая осесимметричность пространственного распределения поля и то, что интеграл по S не зависит от радиуса сферы, для максимального КНД (КНД в направлении главного

максимума излучения), в зоне Френеля после интегрирования по углу φ_1 получим

$$D(\psi,\chi,\chi_0)=\frac{2(ka)^2|f(0,\zeta)|^2}{\int\limits_0^{ka}|f(\psi,0)|^2\frac{\psi}{\sqrt{1-(\psi/ka)^2}}d\psi}=\frac{2(ka)^2|R(\zeta)|^2}{\int\limits_0^{ka}|F(\psi)|^2\frac{\psi}{\sqrt{1-(\psi/ka)^2}}d\psi},\tag{3}$$

где $R(\zeta)=f(0,\zeta)$, $F(\psi)=f(\psi,0)$ – функция, зависящая только от угловой координаты и совпадающая с ДН синфазной апертуры в дальней зоне.

Представление выражения для КНД и далее коэффициента дефокусировки как функций именно обобщенной координаты ζ делает их универсальными в том смысле, что они пригодны при любых расстояниях фокусировки. При этом значения этих величин для сфокусированных ИС в фокусе равны их значениям для синфазной системы в бесконечности. Для получения зависимости соответствующей функции от реальной продольной координаты для конкретной ИС необходимо взять только часть кривой, являющейся графиком этой функции, ограниченную справа (при $\zeta > 0$) величиной $\zeta_{пред.} = \pi/16\chi_0$, и перейти на оси ординат к переменной $\chi = 1/(1/\chi_0 - 16\zeta/\pi)$. В частности, для синфазной ИС бесконечности будет соответствовать $\zeta_{пред.} = 0$. По указанной причине в дальнейшем зависимости всех величин будут представлены только от обобщенной продольной координаты ζ .

Так как для рассматриваемой ИС

$$R(\zeta)=\frac{\sin \zeta}{\zeta},$$

то очевидно, что КНД имеет максимальное значение в фокусе (при $\zeta = 0$):

$$D_0=\frac{2(ka)^2}{\int\limits_0^{ka}|F(\psi)|^2\frac{\psi}{\sqrt{1-(\psi/ka)^2}}d\psi}.\tag{4}$$

Для синфазной системы это КНД на бесконечности, то есть $D_0 = D_{\infty,син}$. Тогда отношение КНД в произвольной точке на фокальной оси к КНД в фокусе

$$\beta_0(\zeta)=\frac{D(\chi,\chi_0)}{D_0}=\frac{\sin^2 \zeta}{\zeta^2}.\tag{5}$$

Величина $\beta_0(\zeta)$ показывает во сколько раз в отсутствие флуктуаций КНД сфокусированной равномерно возбужденной ИС в зоне Френеля меньше его значения в бесконечности. Характерно, что она зависит только от расстояния между точками наблюдения и фокуса. Заметим, что на границе дальней зоны ($\chi = 1$) КНД синфазной апертуры уменьшается по сравнению с его значением в бесконечности на 1,3 %.

В соответствии с [4] коэффициент дефокусировки определится выражением

$$\gamma_0(\zeta)=1/|R(\zeta)|=\frac{\zeta}{\sin \zeta}.\tag{6}$$

На рис. 1 приведены зависимости $\beta_0(\chi,\chi_0)$ для различных значений расстояния фокусировки.

Соотношение (5) позволяет установить связь между протяженностью области, в пределах которой КНД уменьшается по сравнению с его значением в фокусе не более, чем на некоторую заданную величину $\beta_{0, \partial \text{оп.}}$, и расстоянием фокусировки.

Координаты ближней и дальней границ этой области определяются выражениями:

$$\chi_{\delta} = \chi_0 / 1 + \frac{16\zeta_m}{\pi} \chi_0, \chi_{\partial} = \infty, \text{ при } \chi_0 \geq \pi / 16\zeta_m; \tag{7 а}$$

$$\chi_{\delta} = \chi_0 / 1 + \frac{16\zeta_m}{\pi} \chi_0, \chi_{\partial} = \chi_0 / 1 - \frac{16\zeta_m}{\pi} \chi_0, \text{ при } \chi_0 < \pi / 16\zeta_m; \tag{7 б}$$

где ζ_m находится из уравнения

$$\frac{\sin \zeta_m}{\zeta_m} = \beta_{0, \partial \text{оп.}}$$

Видно, что при $\chi_0 \geq \pi / 16\zeta_m$ – дальняя граница области лежит в бесконечности. При этом максимальная протяженность её будет при фокусном расстоянии:

$$\chi_{0, \text{min}} = \pi \zeta_m / 16$$

и координаты границы:

$$\chi_{\delta, \text{min}} = 0.5 \chi_{0, \text{min}} = \pi / 32 \zeta_m \text{ и } \chi_{\partial} = \infty.$$

Так для допустимого снижения КНД на 1,3 % $\chi_{0, \text{min}} = 1$ ($r_{f, \text{min}} = r_{\partial 3}$) и $\chi_{\delta, \text{min}} = 0.5$ ($r_{\delta, \text{min}} = 0.5 r_{\partial 3}$), а для снижения на 50 % (на 3 дБ) $\chi_{0, \text{min}} = 0.141$ ($r_{f, \text{min}} = 0.141 r_{\partial 3}$) и $\chi_{\delta, \text{min}} = 0.0705$ ($r_{\delta, \text{min}} = 0.0705 r_{\partial 3}$).

При $\chi_0 < \pi / 16\zeta_m$ продольный размер данной области определяется соотношением

$$\Delta \chi = \left\{ 32 \zeta_m / \pi \left[1 - \left(\frac{16 \zeta_m}{\pi} \right)^2 \chi_0^2 \right] \right\} \cdot \chi_0^2, \tag{8}$$

из которого следует, что с уменьшением фокусного расстояния её протяженность уменьшается очень быстро – примерно пропорционально χ_0^2 .

При наличии флуктуаций в ИС средний КНД определим следующим образом [1]:

$$\overline{D(\chi, \chi_0)} = \frac{2ka \overline{|R(\zeta)|^2}}{\int_0^{ka} |F(\psi)|^2 \frac{\psi \, d\psi}{\sqrt{1 - (\psi / ka)^2}}}, \tag{9}$$

где черта является знаком усреднения.

Соответственно отношение этой величины к КНД синфазной ИС в отсутствие флуктуаций:

$$\overline{\beta(\zeta)} = \frac{\overline{D(\chi, \chi_0)}}{D_0} = \frac{\overline{|R_{\alpha}(\zeta)|^2}}{|R(0)|^2} \frac{\int_0^{ka} |F(\psi)|^2 \frac{\psi \, d\psi}{\sqrt{1 - (\psi / ka)^2}}}{\int_0^{ka} |F_{\alpha}(\psi)|^2 \frac{\psi \, d\psi}{\sqrt{1 - (\psi / ka)^2}}}. \tag{10}$$

Это соотношение удобно представить в следующем виде:

$$\bar{\beta}(\zeta) = \frac{D(\chi, \chi_0)}{D_0} = \frac{D_{\alpha, \infty}}{D_\infty} \cdot \frac{D(\chi, \chi_0)}{D_{\alpha, \infty}} = \bar{\beta}_{\alpha, \infty} \cdot \bar{\beta}_\chi(\zeta). \quad (11)$$

Первый коэффициент $\bar{\beta}_{\alpha, \infty}$ определяет уменьшение величины среднего КНД ИС в фокусе по сравнению с КНД её в отсутствие флуктуаций, то есть описывает влияние только флуктуаций и не зависит от продольной координаты. По сути, это коэффициент снижения среднего КНД синфазной системы в дальней зоне. Второй коэффициент показывает, во сколько раз средний КНД в точке наблюдения меньше его значения в фокусе, то есть определяет снижение среднего КНД за счет смещения точки наблюдения из фокуса или смещения фокуса за счет квадратичных фазовых ошибок.

Предположим, что в ИС присутствуют однородные флуктуации фазы. Закон распределения нормальный, коэффициент корреляции примем в гауссовом виде. Тогда с учетом явных выражений для $|R_\alpha(\chi, \chi_0)|^2$ и $|F_\alpha(\psi)|^2$, приведенных в [5, 6], имеем:

$$\bar{\beta}_\chi(\zeta) = \frac{\frac{\sin^2 \zeta}{\zeta^2} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\alpha^n}{n!} V_n(\zeta, c)}{1 + c^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\alpha^n}{n \cdot n!} \left[1 - \frac{2n}{c^2} \left[I_0\left(\frac{2n}{c^2}\right) + I_1\left(\frac{2n}{c^2}\right) \right] \right]}, \quad (12)$$

$$\bar{\beta}_{\alpha, \infty} = e^{-\alpha} \left\{ 1 + c^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\alpha^n}{n n!} \left[1 - \frac{2n}{c^2} \left[I_0\left(\frac{2n}{c^2}\right) + I_1\left(\frac{2n}{c^2}\right) \right] \right] \right\} \frac{P_\Sigma}{P_\Sigma}, \quad (13)$$

где α – дисперсия и c – радиус корреляции в относительных единицах, связанный с радиусом корреляции ρ в абсолютных единицах соотношением $c = \rho/a$,

$$P_{\Sigma_0} = \int_0^{ka} |F(\psi)|^2 \frac{\psi d\psi}{\sqrt{1 - (\psi/ka)^2}}, \quad \bar{P}_\Sigma = e^{-\alpha} \int_0^{ka} |F_0(\psi)|^2 + 4 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\alpha^n}{n!} W_n(\psi, c) \frac{\psi d\psi}{\sqrt{1 - (\psi/ka)^2}} - \text{мощность}$$

излучения в отсутствие флуктуаций и средняя мощность излучения соответственно.

$$V_n(\zeta, c) = \sum_{m=0}^{\infty} \left(\frac{n}{c^2} \right)^{2m} \left| \left(\frac{c^2}{n - i2\zeta c^2} \right)^{m+1} - e^{-\left(\frac{n}{c^2} - i2\zeta \right)} \sum_{s=0}^m \frac{1}{(m-s)! \left(\frac{n}{c^2} - i2\zeta \right)^{s+1}} \right|^2,$$

$$W_n(\psi, c) = \int_0^1 \int_0^1 \sum_{s=0}^{\infty} (2 - \delta_{0s}) e^{-\frac{u^2 + y^2}{c^2}} I_s\left(2n \frac{uy}{c^2}\right) \cdot J_s(u\psi) J_s(y\psi) u v du dy.$$

Средний коэффициент дефокусировки по аналогии с (6) введем следующим образом:

$$\bar{\gamma} = \bar{\gamma}_{\alpha, \infty} \cdot \bar{\gamma}_\chi(\zeta), \quad (14)$$

где $\bar{\gamma}_{\alpha, \infty} = 1/\sqrt{\bar{\beta}_{\alpha, \infty}}$ – описывает дефокусировку поля синфазной ИС за счет фазовых флуктуаций, $\bar{\gamma}_\chi(\zeta) = 1/\sqrt{\bar{\beta}_\chi(\zeta)}$ – дефокусировку среднего поля за счет квадратичных фазовых ошибок.

Коэффициент $\bar{\beta}_\chi$ есть обобщение β_0 на случай, когда в ИС присутствуют фазовые флуктуации. По поводу величины $\bar{\beta}_{\alpha, \infty}$ сделаем следующее замечание.

Выражение для $\bar{\beta}_{\alpha,\infty}$ состоит из двух множителей. Первый множитель – это значение средней интенсивности поля в фокусе, второй – отношение мощности излучения ИС в отсутствие флуктуаций к средней мощности излучения при их наличии. Обычно полагают, что при малых флуктуациях и $\alpha c > 1$ эта величина примерно равна единице [1]. Как видно из рис. 2, при $\alpha \leq 0.1$ это действительно так для $c \geq 0.2$ и $ka = 10$. Погрешность значения $\bar{\beta}_{\alpha,\infty}$ при замене этого отношения единицей не превышает 10 %. Таким образом, при малых α при вычислении $\bar{\beta}_{\alpha,\infty}$ можно пользоваться данным приближением, то есть определять численные значения $\bar{\beta}_{\alpha,\infty}$ только по первому множителю из (13) в широком диапазоне значений радиуса корреляции. Однако при выяснении точного характера зависимости $\bar{\beta}_{\alpha,\infty}$ от радиуса корреляции такое приближение использовать нельзя из-за сильной зависимости указанного отношения (второго множителя в (13)) от c . Приведенные на рис. 3 кривые подтверждают сказанное.

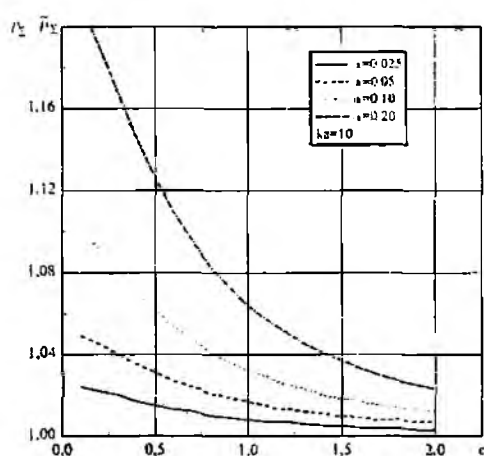


Рис. 2

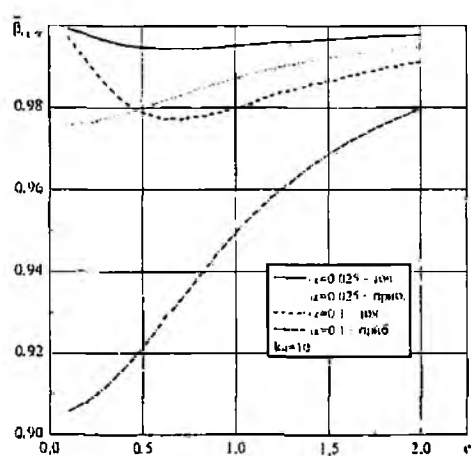


Рис. 3

Средний коэффициент дефокусировки по аналогии с (6) введем следующим образом:

$$\bar{\gamma} = \bar{\gamma}_{\alpha,\infty} \cdot \bar{\gamma}_\chi(\zeta), \quad (14)$$

где $\bar{\gamma}_{\alpha,\infty} = 1/\sqrt{\bar{\beta}_{\alpha,\infty}}$ и $\bar{\gamma}_\chi(\zeta) = 1/\sqrt{\bar{\beta}_\chi(\zeta)}$ – описывают дефокусировку поля синфазной ИС за счет фазовых флуктуаций и дефокусировку среднего поля за счет квадратичных фазовых ошибок соответственно.

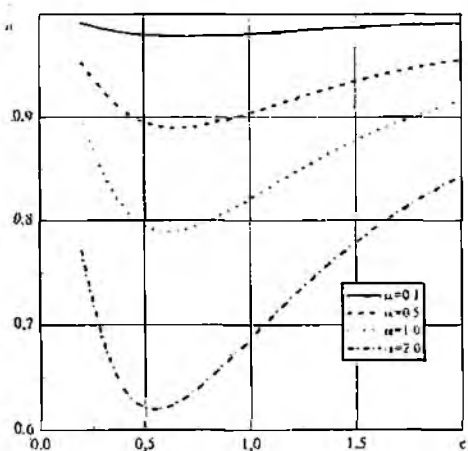


Рис. 4

Зависимость $\bar{\beta}_{\alpha,\infty}$ от статистических параметров флуктуаций детально изучена в [1] для линейных антенн и ИС в виде прямоугольной апертуры и, как видно из рис. 4, все качественные зависимости остаются в силе и для круглой апертуры. Поскольку при вычислении P_Σ / P_Σ значения ka фиксируются, то на рис. 4 приведены, по сути, зависимости от величины ρ/λ , которая изменяется в пределах от 0.16 до 3.2. Видно, что наибольшее снижение КНД имеет место при $c \approx 0.5 \div 0.75$ ($\rho/\lambda = 0.8 \div 1.2$).

Влияние значений статистических параметров флуктуаций на характер изменения среднего КНД при смещении точки наблюдения относительно фокуса иллюстрируют рис. 5 и 6.

Согласно рис. 5 и 6 наличие флуктуаций приводит к сглаживанию осциллирующего характера зависимости КНД от ζ . При этом изменение радиуса корреляции слабо влияет на характер зависимости относительного среднего КНД от обобщенной продольной координаты ζ в прифокальной области (рис. 6). Вне этой области изменение c приводит к изменению заполнения нулей, незначительно меняя при этом уровень побочных максимумов. Из рис. 6 видно, что и влияние изменения дисперсии α в основном проявляется в изменении уровня заполнения нулей. При малых флуктуациях относительный КНД в пределах прифокальной области слабо зависит от величины α вплоть до значения $\alpha = 1$.

Таким образом, влияние дефокусировки за счет квадратичных фазовых ошибок по крайней мере в пределах прифокальной области практически одинаково при любых c и $\alpha \leq 1.0$. Иными словами, при наличии малых флуктуаций фазы дефокусировка среднего поля в пределах данной области за счет квадратичных фазовых ошибок практически такая же, как и поля в отсутствие флуктуаций. Следовательно, $\alpha \leq 1.0$ коэффициент снижения среднего КНД можно определять по приближенной формуле

$$\overline{\beta}(\zeta) = \overline{\beta}_{\alpha,\infty}(\alpha,c)\beta_0(\zeta).$$

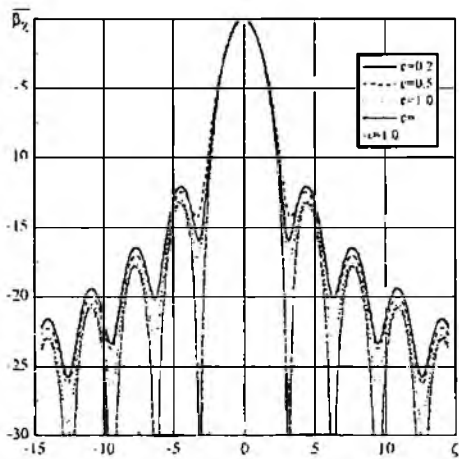


Рис. 5

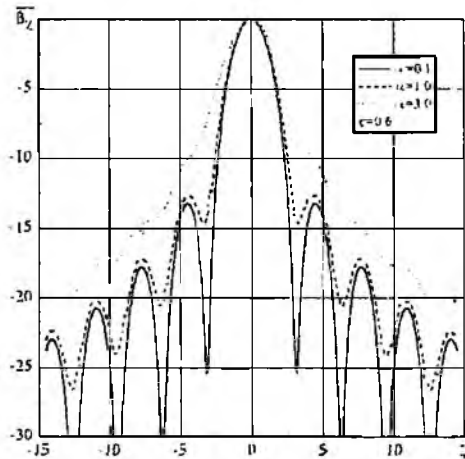


Рис. 6

а границы и размеры области допустимого дополнительного снижения среднего КНД за счет квадратичных фазовых ошибок могут быть рассчитаны по формулам (7) и (8).

На рис. 7, 8 показаны изменения относительного среднего КНД в зоне Френеля в зависимости от относительной координаты χ при глубокой $\chi_0 = 0.05$ и мелкой $\chi_0 = 0.5$ фокусировках. На рис 9, 10 представлены зависимости полных средних коэффициентов дефокусировки в зоне Френеля.

Коэффициент дефокусировки введен в [4] для оценки расширения ДН в дальней зоне за счет квадратичных фазовых ошибок. В случае зоны Френеля необходимо сделать следующие замечания.

О ДН как таковой и её расширении имеет смысл говорить только в ограниченной области зоны Френеля, примыкающей к фокальной сфере – в пределах прифокальной области. Понятие дефокусировки поля применимо для всей зоны Френеля. Если рассматривать ту часть пространства, где можно говорить о ДН, то следует иметь в виду, что на значение коэффициента дефокусировки влияет расширение ДН и величина фона бокового излучения. Влияние на коэффициент дефокусировки уровня фона бокового излучения особенно четко проявляется при наличии флуктуаций фазы и, кроме того, она ещё зависит от положения точки наблюдения относительно точки фокуса, что наглядно иллюстрирует рис. 11.

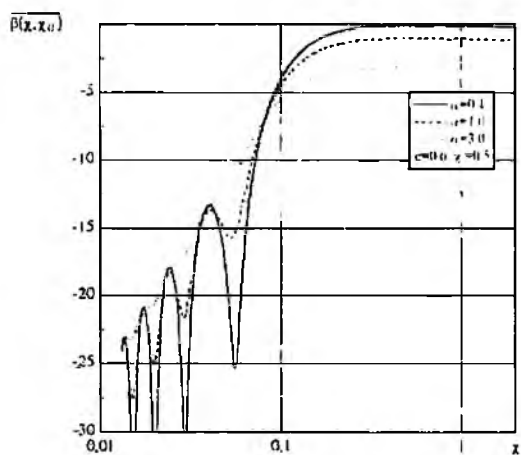
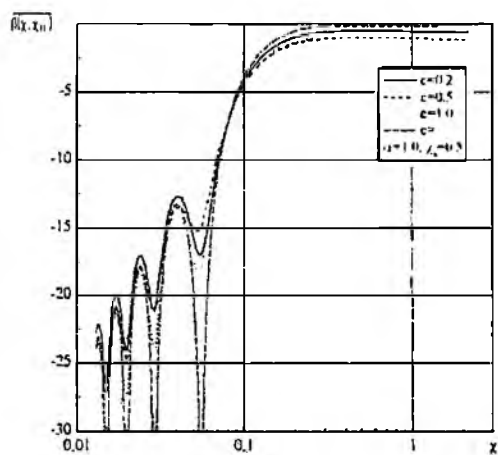


Рис. 7

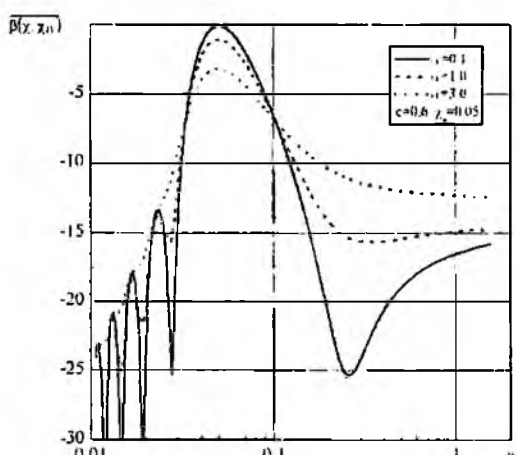
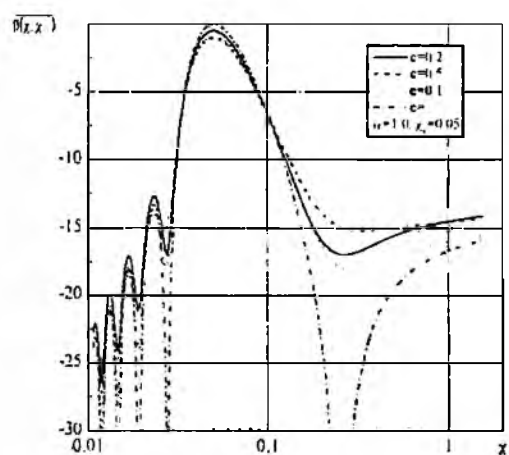


Рис. 8

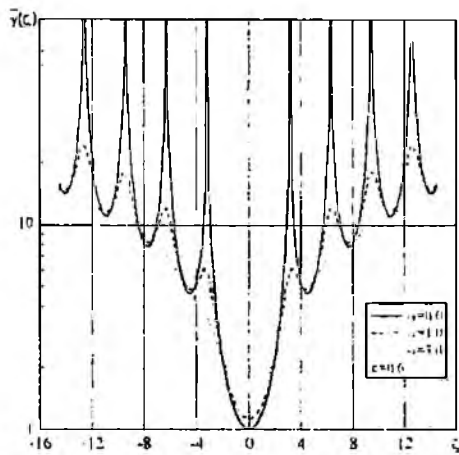
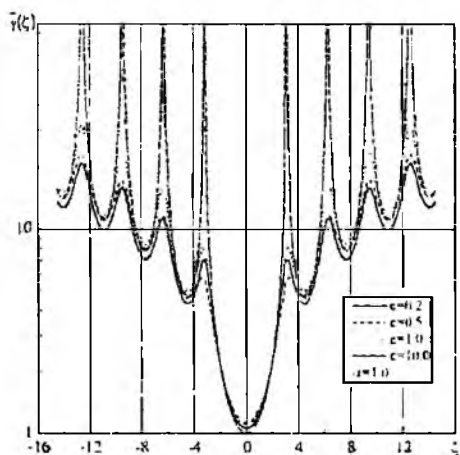


Рис. 9

Рис. 10

Видно, что даже при небольших смещениях из фокуса величина коэффициента дефокусировки заметно больше, чем относительная ширина средней ДН. Это говорит о том, что повышение фона бокового излучения значительно влияет на общую дефокусировку.

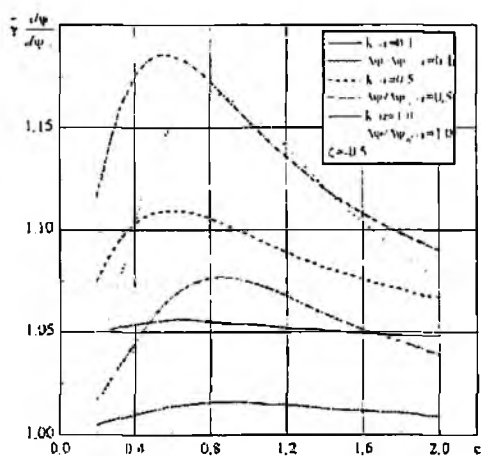


Рис. 11

Следовательно, значение расширения средней ДН относительно ДН синфазной ИС (ДН на фокальной сфере) в отсутствие флуктуаций, определенное по величине коэффициента дефокусировки, будет, как правило, завышенным.

Заключение

В работе изучено влияние статистических параметров флуктуаций фазы и расстояния от ИС на величину средних КНД и коэффициента дефокусировки антенны в виде круглой равномерно возбужденной апертуры при наличии флуктуаций фазы поля возбуждения. Показано, что на величину коэффициента дефокусировки помимо ширины ДН существенно влияет уровень фона бокового излучения, что особенно важно при наличии фазовых флуктуаций в антенне.

Результаты исследований представлены в виде, пригодном для определения средних КНД и КД сфокусированных и несфокусированных ИС для точек наблюдения, лежащих как в зоне Френеля, так и в дальней зоне и при любых расстояниях фокусировки, а также для широкого диапазона значений статистических параметров флуктуаций. Они могут быть полезны при оценке реальных характеристик фокусирующих систем, используемых в радиотехнике, оптике, акустике, обосновании разумных требований к допускам, стабильности параметров элементов, входящих в эти системы

Список литературы: 1. Шифрин Я.С. Вопросы статистической теории антенн. М.: Сов. радио, 1970. 384 с. 2. Шифрин Я.С., Бородавко Ю.М. О статистике поля линейной антенны в зоне Френеля // Радиотехника и электроника. 1988.-Т.33.-№9. С. 1870-1878. 3. Шифрин Я.С., Бородавко Ю.М. Статистика поля линейной сфокусированной антенны. // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1996. Вып. 100. С. 68-82. 4. Bickmore R. W., Hansen R.C. Antenna power densities in the Fresnel region // Proc. IRE. 1959.-V.47. №12.-P. 2119-2120. 5. Должиков В.В. Средние характеристики круглой апертуры при наличии флуктуаций фазы // Известия вузов. Радиоэлектроника. 2002. №10. С. 58-67. 6. Должиков В.В. Продольное распределение средней интенсивности поля круглой сфокусированной апертуры при наличии флуктуаций фазы // Вестник Харьк. нац. ун-та. Радиофизика и электроника: 2002. Вып. 2. № 570. С. 30-35.

Харьковский национальный
университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 20.09 2005

ВОЛНОВЕДУЩИЕ И ИЗЛУЧАЮЩИЕ СВОЙСТВА ГИБРИДНОЙ МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ

Как показывает развитие техники КВЧ за последние десятилетия, с целью создания малогабаритных multifunctional элементов и систем в этой области ощущается потребность поиска новых типов линий передачи и их комбинаций, новых технических решений. Многообразие линий передач, используемых в качестве базовых, опыт СВЧ техники и оптики приводит к конкуренции и противоречиям в оценках перспективности различных типов линий передач. Определенный толчок к дополнительным исследованиям в этой области дает развитие химических технологий и появление новых типов диэлектрических материалов с малыми уровнями потерь в миллиметровом диапазоне.

Перспективным направлением в создании новых функциональных элементов является использование модифицированных гибридных металлодиэлектрических структур, например изолированных зеркальных диэлектрических волноводов [1, 2]. Вместе с тем, такого рода конструкциям присуща одна существенная особенность – ограниченность возможности вариации геометрических размеров вспомогательных элементов (например, излучающих элементов) и их местоположения вследствие относительной малости геометрических размеров базового элемента конструкции – диэлектрического стержня. Эти ограничения могут быть сняты вследствие перемещения функциональных элементов либо на диэлектрическую подложку (различного типа резонаторы), либо на металлический экран (щели).

Волноведущие свойства гибридной металлодиэлектрической структуры

Исследуемая структура представлена на рис. 1. Несмотря на наличие в составе структуры

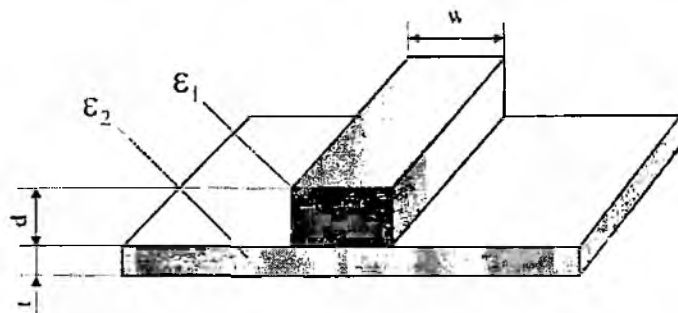


Рис. 1.

основных элементов, присущих изолированным зеркальным диэлектрическим волноводам (ИЗДВ): экран, диэлектрическая подложка толщиной t , диэлектрический стержень сечением $d \times w$ и конструктивного сходства, такого рода структура не может быть классифицирована как ИЗДВ. Одна из причин, которая влияет на классификацию, – физический механизм распространения электромагнитных волн

в такой системе. Различие в соотношении геометрических размеров подложки стержня и соотношение диэлектрических констант $\epsilon_2 > \epsilon_1$ приводят к тому, что, если в случае ИЗДВ основная часть энергии волны распространяется в диэлектрическом стержне в виде собственных волн E_{11}^y или E_{11}^x , то в случае рассматриваемой структуры – основная часть энергии распространяется в виде волны LM_0 в подложке. Изменение соотношения геометрических размеров и соотношение диэлектрических констант требуют особо тщательного изучения механизма возбуждения конструкции и оптимизации геометрических размеров самого возбудителя. Путем оптимизации параметров базовой структуры и элементов возбудителя установлено: при выборе геометрических размеров $t = 0.5 \text{ мм}$, $d = w = 2 \text{ мм}$, $\epsilon_1 = 2.62$, $\epsilon_2 = 9.6$ и максимальном отклонении угла скоса диэлектрического стержня, погружаемого в подводный волновод, $\pm 2^\circ$ от угла Брюстера, удастся возбуждать и поддерживать распространение двух волн E_{11}^y и LM_0 с невысоким уровнем КСВН и затухания. Соответствующие кривые приведены на рис. 2, где кривая 1 соответствует зависимости КСВН, а кривая 2 – затуханию от частоты.

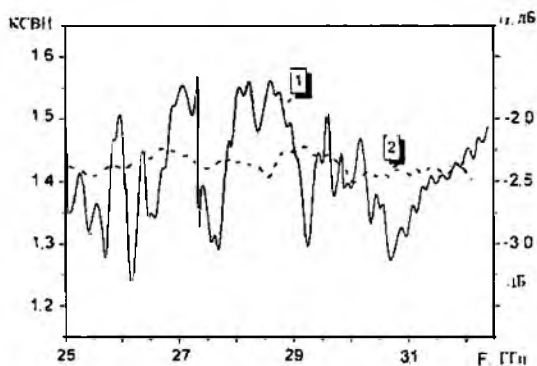


Рис. 2.

стержня, причем степень «расплывания» поля, как установлено в процессе оптимизации, может быть управляемой за счет выбора соотношения между шириной диэлектрического стержня и толщиной подстилающей подложки. На рис. 4 представлена картина изолиний электрического поля.

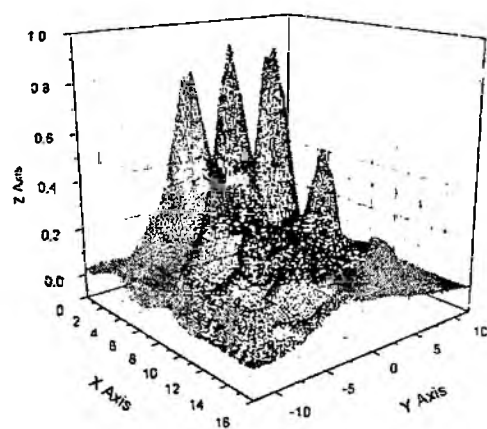


Рис. 3

Изолинии на рис. 4 позволяют судить о периодичности распределения поля и оценивать длину волны в металлодиэлектрической структуре. Совокупность проведенных измерений уровней КСВН и затухания и измерения компонент электрического поля позволяют утверждать факт направленного распространения энергии электромагнитного поля в модернизированной гибридной структуре и возможность согласования такой структуры с внешними трактами в достаточно широкой полосе частот.

Излучающие свойства гибридной металлодиэлектрической структуры

Внесение любого типа неоднородностей в область распространения электромагнитной волны приводит к нарушению регулярности волнового процесса и появлению излучения. Модернизация конструкции структуры позволяет располагать неоднородности не только на самом диэлектрическом стержне [4], но и на обеих сторонах подстилающей подложки. Такое расположение неоднородностей (излучателей) позволяет решать одну из актуальных задач антенной техники – задачу создания невыступающих антенн. Возможность управляемого перераспределения мощности электромагнитного поля между подстилающей подложкой и диэлектрическим стержнем позволяет располагать неоднородности щелевого типа на металлизированной стороне подстилающей подложки. Схема одиночного излучающего элемента с системой обозначений представлена на рис. 5.

Внесение в систему существенных изменений с точки зрения геометрии и соотношения диэлектрических констант стержня требуют проведения дополнительных исследований структуры полей [3]. На рис. 3 представлена реконструированная структура электрического поля (измерения выполнены в ближней зоне), которая свидетельствует о формировании устойчивого волнового процесса вдоль диэлектрического стержня. Как видно из рисунка, вдоль волноведущего элемента формируется характерная структура поля с максимумами, локализованными вблизи диэлектрического

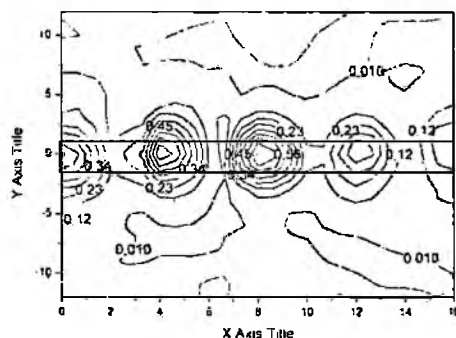


Рис. 4

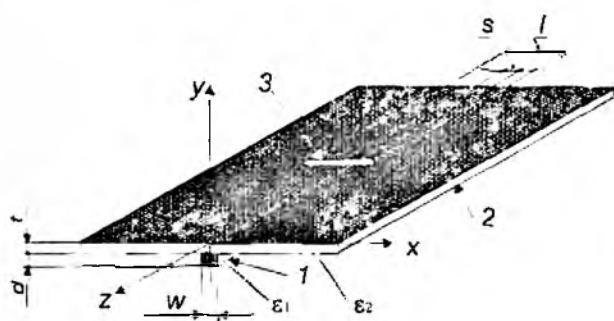


Рис. 5

щели относительно оси диэлектрического стержня. На рис. 6 приведены типичные диаграммы направленности структуры при нерезонансном соотношении длины щели l и длины волны λ_g на частоте $f = 30$ ГГц. Как очевидно, наблюдается достаточно высокий уровень боковых лепестков и смещение направления главного лепестка от нормали. Выбор величины соотношения l/λ_g в интервале $0.9 \dots 1.0$ позволяет существенным образом улучшить диаграмму направленности: смещение направления главного максимума ДН от нормали не превышает $0,5^\circ \dots 1^\circ$, уровень боковых лепестков заметно снизился. Соответствующие зависимости представлены на рис. 7. Измерения выполнены на той же частоте $f = 30$ ГГц.

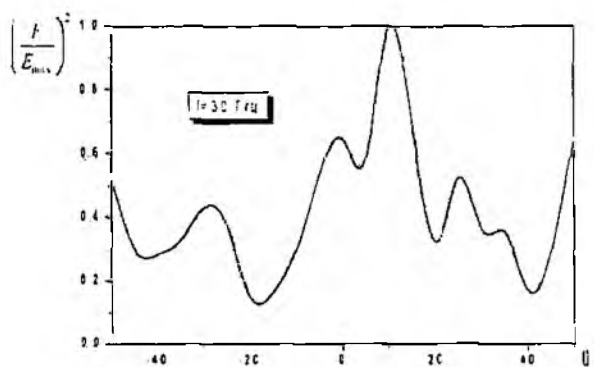


Рис. 6

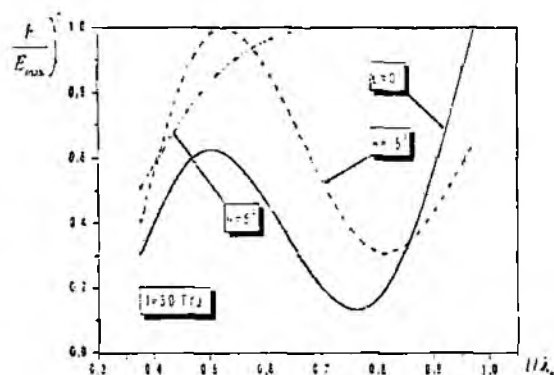


Рис. 7

Существенную роль в формировании ДН играет и параметр относительного смещения центра щели от продольной оси диэлектрического стержня. Семейство кривых, отражающих эти зависимости, приведено на рис. 8. Очевидно, что максимум излучения соответствует нулевому смещению центра щели от продольной оси диэлектрического стержня. А дополнительное выполнение требований, накладываемых на длину самой щели, позволяет максимально оптимизировать диаграмму направленности структуры. Как и в случае изолированного зеркального диэлектрического волновода максимум излучения наблюдается в полуплоскости расположения диэлектрического стержня [6].

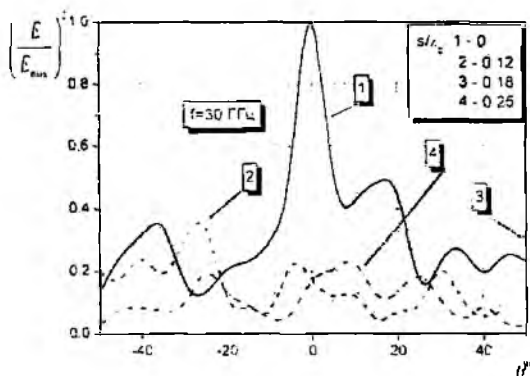


Рис. 8

Данные предварительных исследований механизма взаимодействия одиночной неоднородности в виде щели в экране позволяют прогнозировать создание высокоэффективных излучающих систем. В качестве примера была исследована излучающая система, состоящая из пяти периодически расположенных соосных с диэлектрическим стержнем щелей. Соотношение между длиной щели и длиной волны в структуре, а также периодом следования щелей и длиной волны в структуре выбиралось приблизительно равным 1. Предпочтительным, с точки зрения максимальной эффективности, оказался режим работы – режим стоячих волн. На рис. 9 представлены ДН структуры. Кривые без штрихов соответствуют измерениям на частоте $f = 28.59$ ГГц, а кривые со штрихами – измерениям на частоте $f = 33.2$ ГГц. Кривые с номерами 1 соответствуют характеристикам излучения со стороны диэлектрического стержня, а

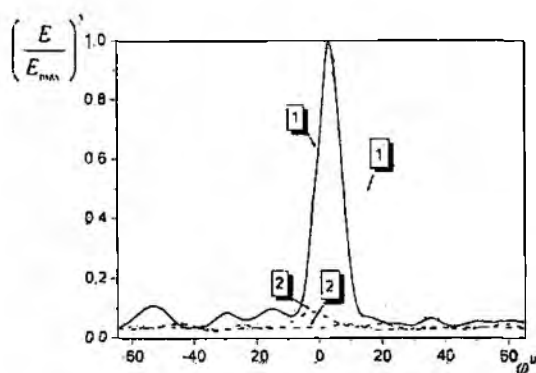


Рис. 9

кривые с номерами 2 – характеристикам излучения с обратной стороны подложки. Как очевидно, излучение со стороны диэлектрического стержня превалирует на обеих частотах. Перераспределение энергии излучения в различных направлениях может быть объяснено различной концентрацией поля в элементах структуры. Этот процесс перераспределения носит управляемый характер. В обоих случаях максимум ДН смещен от нормали структуры. Минимальное смещение составляет 1.5° , а максимальное $\sim 10^\circ$ при ширине главного лепестка $\sim 4.5^\circ$.

Таким образом, проведенный цикл исследований показал возможность направленной передачи мощности электромагнитного поля с помощью модифицированной гибридной металлдиэлектрической структуры с формированием заданного распределения поля. На примере пятиэлементной излучающей системы была показана возможность создания достаточно эффективного излучающего модуля с управляемым направлением максимума излучения. Характерной особенностью является плавная зависимость амплитуды нормального излучения от смещения излучателя относительно диэлектрического стержня. При этом существенно снижаются требования к точности установки излучателя относительно диэлектрического стержня. Дальнейшее повышение уровня параметров, очевидно, следует искать на пути увеличения числа излучателей и создания требуемого фазового распределения на них.

Список литературы: 1. Излучающая система на основе изолированного зеркального диэлектрического волновода / Погарский С.А., Катрич В.А., Сапрыкин И.И. и др. // Тез. докл. на 9-й Междунар. Крымской конф. «КрыМиКо-99». Севастополь. 1999. Т.1. С.213-214. 2. Ватне Г.М., Глаголев Б.С. Перспективные линии передачи КВЧ диапазона / Обзоры по электронной технике. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1986. Вып. 11 (1200). С.39-45. 3. Андрушко Л.М., Левченко Е.Г., Минаев О.Н. Направляющие свойства диэлектрических волноводов // Известия ВУЗов СССР. Радиоэлектроника. 1981. Т. XXIV, № 9. С.71-72. 4. Knox R.M. Dielectric waveguide Microwave Integrated Circuits - An Overview // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1976. Vol. MTT-24, N 11. P. 961-969. 5. James J.R., John G., Hall C.M. Millimeter-wave hybrid dielectric-microstrip antenna array // IEE Proc. 1984. H-131, N 6. P.341-350. 6. Зеркальный диэлектрический волновод – базовая электродинамическая структура для создания высокоэффективных излучающих систем / Катрич В.А., Звягинцев А.А., Погарский С.А. и др. // Тез. докл. 14-й Междунар. Крымской конф. «КрыМиКо-04». Севастополь. 2004. Т.1. С.394-395.

Харьковский национальный университет
имени В.Н. Каразина

Поступила в редколлегию 17.10.2005

В. А. ДОРОШЕНКО, канд. физ.-мат. наук, Е. К. СЕМЕНОВА, канд. физ.-мат. наук,
Я. В. ДОРОШЕНКО, С. В. РУЖИЦКАЯ

ДИФРАЦИЯ ПЛОСКИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА СТРУКТУРЕ ИЗ ДВУХ КОАКСИАЛЬНЫХ НЕЗАМКНУТЫХ КОНУСОВ

Введение

Незамкнутые конические и биконические структуры находят применение не только в антенной технике, но и в радиолокации, поскольку на их основе могут создаваться радиолокационные отражатели с определенными рассеивающими свойствами [1]. Известно, что для излучения мощных сверхширокополосных импульсов диаграмма направленности (ДН) элемента сканирующей антенной решетки должна быть однонаправленной и близкой к кардиоидной [2, 3]. Сверхширокополосная антенна, выполненная на базе сплошного конуса или биконуса, не удовлетворяет требованию однонаправленности ДН. Использование рефлектора для создания кардиоидной ДН резко ухудшает импедансные характеристики конической структуры и увеличивает габариты [2]. Одним из путей разрешения этой проблемы является замена сплошной поверхности незамкнутой. В связи с этим интерес возникает к исследованию задачи дифракции плоской электромагнитной волны на сложных незамкнутых конических структурах. Результаты исследований, в частности, позволят выяснить поведение поля у вершины конуса с продольными щелями, что может быть использовано при диагностике трещин на конической поверхности [4].

Цель данной работы – исследование задачи дифракции плоской электромагнитной волны на структуре, состоящей из двух коаксиальных круговых идеально проводящих конусов с периодически прорезанными вдоль образующих N щелями ($\Sigma = \Sigma_1 \cup \Sigma_2$) и общей вершиной. падает вдоль оси рассматриваемой поверхности плоская электромагнитная волна. Обозначим через $2\gamma_j$ угол раскрытия конуса Σ_j , $j = 1, 2$. d_j – ширину щелей, $l = 2\pi/N$ – период структуры. Ширина щелей и период – угловые величины, равные величинам двугранных углов, которые образованы плоскостями, проведенными через ось структуры и ребра соседних конических секторов. Во введенной сферической системе координат r, θ, φ с началом в вершине поверхности конусы Σ_j определяются уравнениями $\theta = \gamma_j$. Для определенности считаем падающую плоскую волну Е-поляризованной, поле которой меняется по гармоническому закону $e^{-i\omega t}$:

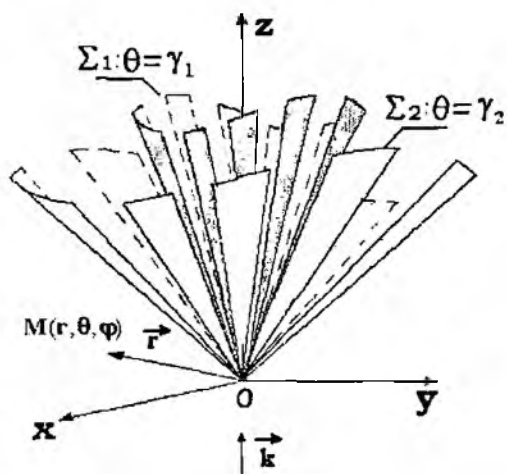


Рис. 1.

$$\vec{E}^{(0)} = (E_x^{(0)}, 0, 0), \quad \vec{H}^{(0)} = (0, H_y^{(0)}, 0), \quad E_x^{(0)} = e^{ikz}, \quad H_y^{(0)} = \frac{1}{w} e^{ikz}, \quad (1)$$

$k = \omega\sqrt{\epsilon\mu}$ – волновое число, ϵ, μ – параметры однородной и изотропной среды с волновым сопротивлением w , внутри которой расположена коническая поверхность. Электромагнитное поле $\vec{E}, \vec{H}$ в пространстве с конической структурой Σ удовлетворяет уравнениям Максвелла, граничному условию обращения тангенциальной составляющей электрического поля на конических секторах, условию излучения и условию ограниченности энергии. Электроди-

налическая задача в такой постановке имеет единственное решение [5]. В силу линейности рассматриваемой дифракционной задачи представим искомое поле $\vec{E}, \vec{H}$ в виде

$$\vec{E} = \vec{E}^{(0)} + \vec{E}^{(1)}, \tag{2}$$

$$\vec{H} = \vec{H}^{(0)} + \vec{H}^{(1)}, \tag{3}$$

где поле $\vec{E}^{(1)}, \vec{H}^{(1)}$ обусловлено присутствием конической структуры (дифрагированное поле). При решении электродинамических задач в сферической системе координат удобно использовать электрический $v^{(1)}(r, \theta, \varphi)$ и магнитный $v^{(2)}(r, \theta, \varphi)$ потенциалы Дебая. Составляющие электромагнитного поля выражаются через потенциалы Дебая $v^{(\chi)}$ посредством формул [6]:

$$\begin{aligned} E_r &= \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + k^2 \right) (rv^{(1)}) & H_r &= \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + k^2 \right) (rv^{(2)}) \\ E_\theta &= \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r \partial \theta} (rv^{(1)}) + \frac{ikw}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} v^{(2)} & H_\theta &= -\frac{ik}{w \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} v^{(1)} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r \partial \theta} (rv^{(2)}) \\ E_\varphi &= \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial^2}{\partial r \partial \varphi} (rv^{(1)}) - ikw \frac{\partial}{\partial \theta} v^{(2)} & H_\varphi &= \frac{ik}{w} \frac{\partial}{\partial \theta} v^{(1)} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial^2}{\partial r \partial \varphi} (rv^{(2)}) \end{aligned} \tag{4}$$

Искомый потенциал $v^{(\chi)}$ удовлетворяет является решением первой ($\chi = 1$) или второй ($\chi = 2$) внешней краевой задачи уравнения Гельмгольца для конической геометрии [7]. В соответствии со структурой электромагнитного поля (2), (3) запишем потенциалы $v^{(\chi)}$, $\chi = 1, 2$, в виде

$$v^{(\chi)} = v_0^{(\chi)} + v_1^{(\chi)}, \tag{5}$$

где потенциалы $v_1^{(\chi)}$ соответствуют полю $\vec{E}^{(1)}, \vec{H}^{(1)}$, а потенциалы $v_0^{(\chi)}$ – полю плоской волны $\vec{E}^{(0)}, \vec{H}^{(0)}$ (1), причем $v_0^{(\chi)} = -\frac{1}{(w)^{1-\chi}} \frac{\sin\left(\frac{\pi}{2}\chi - \varphi\right)}{k^2 r \sin \theta} \left(\cos kr + i \cos \theta \sin kr - e^{ikr \cos \theta} \right)$.

Для решения задачи используем интегральные преобразования Конторовича-Лебедева в форме

$$\Psi(r) = -\frac{1}{2} \int_0^{+\infty} \tau \operatorname{sh} \pi \tau e^{-\frac{\pi \tau}{2}} \tilde{\Psi}(\tau) \frac{H_{i\tau}^{(1)}(kr)}{\sqrt{r}} d\tau, \quad \tilde{\Psi}(\tau) = \int_0^{+\infty} \Psi(r) e^{-\frac{\pi \tau}{2}} \frac{H_{i\tau}^{(1)}(kr)}{\sqrt{r}} dr,$$

где $H_{i\tau}^{(1)}(kr)$ – функция Ханкеля первого рода и представим $v_1^{(\chi)}$ в виде

$$v_1^{(\chi)} = v_{1, \text{pacx}}^{(\chi)} + v_{1, \text{cx}}^{(\chi)}. \tag{6}$$

$$v_{1, \text{pacx}}^{(\chi), E} = -\frac{1}{2} \int_0^{+\infty} \tau \operatorname{sh} \pi \tau e^{-\frac{\pi \tau}{2}} \tilde{v}_{1, \text{pacx}}^{(\chi), E} \frac{H_{i\tau}^{(1)}(kr)}{\sqrt{r}} d\tau,$$

$$\tilde{v}_{1, \text{pacx}}^{(s), E} = - \sum_{m=-|s|}^{|s|} \tilde{a}_{m\tau}^{(s), E} \tilde{b}_{m\tau}^{(s)} \tilde{U}_{m\tau}^{(s)},$$

$$\tilde{v}_{\text{pac, cx}}^{(s), E} = -\frac{i \sin kr}{2 k^2 r} \frac{d^{s-1}}{d\gamma_2^{s-1}} \left(\operatorname{tg} \frac{\gamma_2}{2} \right) \sum_{m=-|s|}^{|s|} \left(-\frac{i}{w} \frac{|m|}{m} \right)^{s-1} \tilde{U}_m^{(s)},$$

где $\tilde{b}_{m\tau}^{(s)} = \frac{d^{s-1}}{d\gamma_2^{s-1}} P_{-1/2+i\tau}^m(\cos \gamma_2)$. В силу периодичности решения задачи по азимутальной

координате φ неизвестные функции $\tilde{U}_m^{(\chi)}(\theta, \varphi)$ и $\tilde{\tilde{U}}_m^{(\chi)}(\theta, \varphi)$ раскладываются в ряд Фурье, коэффициенты которого $y_{m,n}^{(\chi)}$ являются решением двух связанных систем линейных алгебраических уравнений второго рода фредгольмовского типа следующего вида:

$$Y(\chi) = A(\chi)Y(\chi) + B(\chi). \quad (7)$$

В случае конуса с продольными щелями и сплошным внутренним коническим экраном, а также одиночного конуса с продольными щелями связанные системы (7) превращаются в одну систему линейных уравнений второго рода, решение которой можно получить (в силу компактности матричного оператора) либо методом редукции (для произвольных параметров задачи), либо методом последовательных приближений (матричный оператор является сжимающим) для полупрозрачного конуса.

Аналитическое решение для полупрозрачного конуса с внутренним сплошным экраном

Рассмотрим задачу дифракции плоской волны на конусе с продольными щелями Σ_2 и вставкой в виде сплошного конического экрана Σ_1 , когда число щелей велико, а их ширина d_2 сравнима с периодом l при условии существования предела

$$W_\chi = \lim_{\substack{N \rightarrow +\infty \\ d_2/l \rightarrow 2-\chi}} \left[-\frac{1}{N} \ln \sin \left(\frac{\pi}{2} (\chi - d_2/l) \right) \right] > 0. \quad (8)$$

Коническая поверхность, которая определяется пределом (8) обладает свойством частично пропускать и частично отражать падающее на нее поле. Структуры с такими свойствами называются полупрозрачными [8] и являются частными случаями анизотропно проводящих поверхностей [9]. В случае полупрозрачного конуса Σ_2

а) $N \gg 1$, $(l - d_2)/l \ll 1$, $W_2 = 0$,

$$W_1 = \lim_{\substack{N \rightarrow \infty \\ d_2/l \rightarrow 1}} \left[-\frac{1}{N} \ln \cos \frac{\pi d_2}{2l} \right] > 0. \quad (9)$$

Электрический потенциал Дебая $v_1^{(1)}$ (5), (6) в этом случае может быть представлен в виде

$$v_1^{(1)} = v_1^{(1), \text{сплн.} \Sigma_1} + v_1^{(1), \Sigma_1, 2}, \quad (10)$$

где $v_1^{(1), \text{сплн.} \Sigma_1}$ соответствует потенциалу при дифракции плоской волны (1) на одиночном (в отсутствии Σ_2) сплошном конусе Σ_1 [7], а слагаемое $v_1^{(1), \Sigma_1, 2}$ учитывает присутствие конуса Σ_1 и полупрозрачного конуса Σ_2 , причем

$$\begin{aligned} v_1^{(1), \Sigma_1, 2} = \cos \varphi \int_0^{+\infty} \omega_{i\tau} \frac{H_{i\tau}^{(1)}(kr)}{\sqrt{r}} A_{i\tau} \frac{1 - C_{i\tau}^{(1), -1}(\gamma_1, \gamma_2)}{A_{i\tau} + 2W_1} \frac{P_{-1/2+i\tau}^{-1}(\cos \gamma_2)}{P_{-1/2+i\tau}^{-1}(-\cos \gamma_2)} P_{-1/2+i\tau}^{-1}(-\cos \theta) d\tau - \\ - i\tau^2 (\gamma_2/2) \frac{\left(1 - \tau g^2(\gamma_1/2) / \tau g^2(\gamma_2/2) \right)^2}{1 - \tau g^2(\gamma_1/2) / \tau g^2(\gamma_2/2) + 2W_1} \cos \varphi \cdot \text{ci}g \frac{\theta \sin kr}{2 k^2 r}, \quad \gamma_2 < \theta < \pi, \end{aligned} \quad (11)$$

$$C_{it}^{(\chi),M}(\gamma_k, \gamma_j) = \frac{\frac{d\chi^{-1}}{d\gamma_k^{\chi-1}} P_{-1/2+i\tau}^M(\cos \gamma_k) \frac{d\chi^{-1}}{d\gamma_j^{\chi-1}} P_{-1/2+i\tau}^M(-\cos \gamma_j)}{\frac{d\chi^{-1}}{d\gamma_k^{\chi-1}} P_{-1/2+i\tau}^M(-\cos \gamma_k) \frac{d\chi^{-1}}{d\gamma_j^{\chi-1}} P_{-1/2+i\tau}^M(\cos \gamma_j)},$$

$$A_{it} = \frac{\pi(\tau^2 + 1/4)}{ch\pi\tau} P_{-1/2+i\tau}^{-1}(\cos \gamma_2) P_{-1/2+i\tau}^{-1}(-\cos \gamma_2) [1 - C_{it}^{(1),-1}(\gamma_1, \gamma_2)],$$

$$w_{it} = -\frac{1}{k} \sqrt{\frac{\pi}{2k}} e^{i\frac{\pi}{4}} \tau i h \pi \tau \cdot e^{-\frac{\pi\tau}{2}}.$$

Аналогичные представления для $v_1^{(1),\Sigma_1}$ имеет место и при $\gamma_1 < \theta < \gamma_2$. Предельный переход в (11) при $W_1 \rightarrow 0$, что соответствует превращению полупрозрачной структуры в сплошной конус Σ_2 , приводит к потенциалу для сплошного конуса Σ_2 [10]. Магнитный потенциал $v_1^{(2)}$ не испытывает влияния щелей и такой, как у сплошного конуса. Устремляя γ_1 к нулю (внутренний конус Σ_1 исчезает) в представлениях (10), (11), получаем потенциал Дебая $v_1^{(1)}$ для одиночного полупрозрачного конуса Σ_2 :

$$\begin{aligned} v_1^{(1)} &= \cos \varphi \int_0^{+\infty} w_{it} \frac{H_{it}^{(1)}(kr)}{\sqrt{r}} \frac{\tau(\tau^2 + 1/4)}{\sigma_{it}} P_{-1/2+i\tau}^{-1}(\cos \gamma_2) P_{-1/2+i\tau}^{-1}(-\cos \gamma_2) \times \\ &\quad \times P_{-1/2+i\tau}^{-1}(\cos \theta) d\tau - \frac{i}{k^2} \frac{\cos \varphi}{1 + 2W_1} \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \frac{\sin kr}{r}, \quad 0 < \theta < \gamma_2, \\ v_1^{(1)} &= \cos \varphi \int_0^{+\infty} w_{it} \frac{H_{it}^{(1)}(kr)}{\sqrt{r}} \frac{\tau(\tau^2 + 1/4)}{\sigma_{it}} \left[P_{-1/2+i\tau}^{-1}(\cos \gamma_2) \right]^2 P_{-1/2+i\tau}^{-1}(-\cos \theta) d\tau - \\ &\quad - \frac{i}{k^2} \frac{\cos \varphi}{1 + 2W_1} \operatorname{tg}^2 \frac{\gamma_2}{2} \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \frac{\sin kr}{r}, \quad \gamma_2 < \theta < \pi, \\ \sigma_{it} &= \left(\tau^2 + 1/4 \right) P_{-1/2+i\tau}^{-1}(\cos \gamma_2) P_{-1/2+i\tau}^{-1}(-\cos \gamma_2) + \frac{2}{\pi} W_1 ch\pi\tau. \end{aligned}$$

Магнитный потенциал для дифрагированного поля в случае одиночного полупрозрачного конуса (9) равен нулю. Отсюда следует, что дифрагированное поле в случае а) полупрозрачного конуса определяется только одним потенциалом $v_1^{(1)}$. По этой причине не имеет радиальной составляющей магнитного поля и является полем ТМ-типа; б) $N \gg 1$, $d_2/l \ll 1$, $W_1 = 0$;

В этом случае полупрозрачный конус определяется существованием предела

$$W_2 = \lim_{\substack{N \rightarrow \infty \\ d_2/l \rightarrow 0}} \left[-\frac{1}{N} \ln \sin \frac{\pi d_2}{2l} \right] > 0, \quad (12)$$

и наличие неоднородностей в виде большого числа узких щелей оказывает влияние только на магнитный потенциал Дебая $v_1^{(1)}$, структура которого может иметь вид

$$v_1^{(2)} = v_1^{(2),\text{сплн.}\Sigma_2} + \tilde{v}_1^{(2),\Sigma_1}, \quad (13)$$

где $v_1^{(2),\text{сплн.}\Sigma_2}$ – магнитный потенциал Дебая для сплошного конуса Σ_2 [10], слагаемое $\tilde{v}_1^{(2),\Sigma_1}$ соответствует взаимодействию полей вследствие присутствия конусов Σ_1 и Σ_2 , причем

$$\begin{aligned} \tilde{v}_1^{(2), \Sigma_1} = & -\frac{1}{w} \sin \varphi \int_0^{+\infty} \frac{H_{it}^{(1)}(kr)}{\sqrt{r}} \hat{A}_{it} \Omega_{it}^{(2), -1} P_{-1/2+it}^{-1}(-\cos \theta) d\tau \\ & - \frac{i}{2wW_2} \Omega(\gamma_1, \gamma_2, W_2) \sin \varphi \cdot \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \frac{\sin kr}{k^2 r}, \quad \gamma_2 < \theta < \pi. \end{aligned} \quad (14)$$

$$\Omega_{it}^{(2), -1}(\gamma_1, \gamma_2, W_2) = w_{it} \frac{1 - C_{it}^{(2), -1}(\gamma_1, \gamma_2)}{\hat{A}_{it} + 2W_2} \frac{\frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+it}^{-1}(\cos \gamma_2)}{\frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+it}^{-1}(-\cos \gamma_2)},$$

$$\Omega(\gamma_1, \gamma_2, W_2) = \frac{\operatorname{tg}^2(\gamma_2/2) - \operatorname{tg}^2(\gamma_1/2)}{1 - \operatorname{tg}^2(\gamma_1/2) / \operatorname{tg}^2(\gamma_2/2) + 1/2W_2},$$

$$\hat{A}_{it} = -\frac{c h \pi \tau}{\pi \sin^2 \gamma_2 (\tau^2 + 1/4)} \frac{1}{\frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+it}^{-1}(\cos \gamma_2)} \frac{1}{\frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+it}^{-1}(-\cos \gamma_2)} \frac{1}{1 - C_{it}^{(2), -1}(\gamma_1, \gamma_2)}.$$

Аналогичное представление имеет место и для $0 < \theta < \gamma_2$. Выражение для $v_1^{(2)}$ удобно для учета «поправочного» поля к полю сплошного конуса Σ_2 за счет неоднородностей в виде большого числа узких продольных щелей и наличия конуса Σ_1 . Для учета поправки к полю сплошного конуса Σ_1 за счет присутствия полупрозрачного конуса Σ_2 и взаимодействия полей удобно пользоваться следующим представлением:

$$v_1^{(2)} = v_1^{(2), \text{сплн. } \Sigma_1} + v_1^{(2), \Sigma_1}, \quad (15)$$

где $v_1^{(2), \text{сплн. } \Sigma_1}$ – магнитный потенциал Дебая для сплошного конуса Σ_1 , а

$$\begin{aligned} v_1^{(2), \Sigma_1} = & \frac{2}{w} W_2 \sin \varphi \int_0^{+\infty} \frac{H_{it}^{(1)}(kr)}{\sqrt{r}} \Omega_{it}^{(2), -1} P_{-1/2+it}^{-1}(-\cos \theta) d\tau + \\ & + \frac{i}{w} \Omega \left(1 - \frac{\operatorname{tg}^2(\gamma_1/2)}{\operatorname{tg}^2(\gamma_2/2)} \right) \sin \varphi \cdot \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \frac{\sin kr}{k^2 r}, \quad \gamma_2 < \theta < \pi. \end{aligned} \quad (16)$$

Электрический потенциал Дебая в таком случае полупрозрачного конуса не испытывает влияния щелей и такой, как у сплошного конуса: $v_1^{(1)} = v_1^{(1), \text{сплн. } \Sigma_2}$. Переход к пределу в (14), (16) при $W_2 \rightarrow +\infty$ (конус Σ_2 исчезает) приводит к представлению для магнитного потенциала Дебая в случае сплошного конуса. В результате предельного перехода в выражении (15), (16) при $\gamma_1 \rightarrow 0$ получаем выражение для магнитного потенциала Дебая для одиночного полупрозрачного конуса Σ_2 , который определяется существованием предела (12).

Численное решение. Поле в волновой зоне и вблизи вершины

На основе полученного численного решения системы (7) методом редукции проведен анализ распределения поля в волновой зоне, где дифрагированное поле представляет собой только уходящую волну. Дифрагированное поле можно представить в виде суммы зеркально отраженного поля от поверхности конуса и поля, обусловленного наличием вершины. В области пространства, определенного неравенством $2\gamma_2 < \theta$, отсутствует поле зеркального отражения и распределение дифрагированного поля характеризуется только полем, рассеянным общей вершиной конической структуры Σ . Использование асимптотики потенциала (6) при $kr \gg 1$, а также представления для составляющих поля (4) и численное решение (7), позволяет численно изучить распределение дифрагированного поля в волновой зоне.

На рис. 2 приведены диаграммы распределения поля в волновой зоне ($\theta > 2\gamma_2$) в присутствии одиночного конуса с одной продольной щелью (ось щели совпадает с лучом $\varphi = 0^\circ$) Σ_2 ($\gamma_2 = \pi/8$) с внутренним экраном Σ_1 ($\gamma_1 = \pi/10$) и без него ($\gamma_1 = 0$). Анализ диаграмм показал, что формой диаграммы можно управлять путем изменения ширины щели и углов раскрыва конусов. С помощью одиночного конуса с продольной щелью представляется возможным получить распределение поля в пространстве, диаграмма для которого имеет форму кардиоиды при угловой ширине щели, изменяющейся в пределах между 120° и 210° , после чего она приобретает форму эллипса. Внесение сплошного конуса во внутреннюю область конуса с продольной щелью влияет на форму диаграммы распределения поля в волновой зоне, вследствие чего исчезает "провал" напротив щели. С расширением щели все более проявляется влияние внутреннего сплошного экрана и диаграмма принимает форму эллипса.

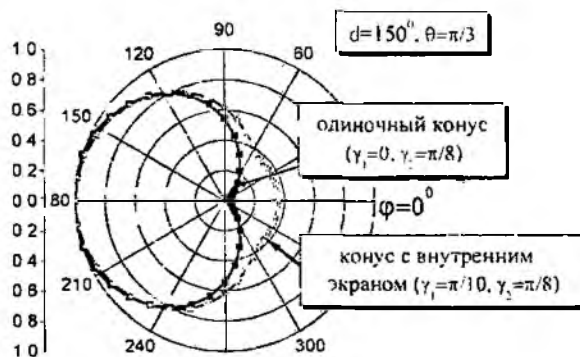


Рис. 2

Электрическое поле вблизи вершины ($kr \ll 1$) незамкнутой конической поверхности асимптотически ведет себя следующим образом:

$$|\vec{E}| \sim |kr|^{-1+\alpha}, \text{ где } \alpha = -1/2 + \zeta_0^{(1)}.$$

$\zeta_0^{(1)}$ – наименьшее спектральное значение первой краевой задачи для электрического потенциала Дебая $\nu^{(1)}$. Аналогично, магнитное поле у вершины конической поверхности асимптотически определяется так:

$$|\vec{H}| \sim |kr|^{-1+\beta}, \text{ где } \beta = -1/2 + \zeta_0^{(2)},$$

$\zeta_0^{(2)}$ – наименьшее спектральное значение второй краевой задачи для магнитного потенциала Дебая $\nu^{(2)}$.

Так, на рис.3, 4 приведены кривые зависимостей параметров α и β от ширины щели d_2^0 , описывающих степень сингулярности поля, для частного случая рассматриваемой структуры – плоскости ($\gamma_2 = \pi/2$) с продольной расширяющейся щелью (рис.3) и плоскости с расширяющейся щелью и расположенным над ней сплошным конусом $\gamma_1 = \pi/8$ (рис.4).

На основании полученных графиков можно сделать вывод о том, что присутствие сплошного конуса внутри конуса с щелью уменьшает особенность электрического поля у вершины и слабо влияет на поведение магнитного поля. При $d_2 = 180^\circ$ плоскость с вырезом превращается в полуплоскость, а особенности E и H поля приобретают известную корневую особенность $|kr|^{-1/2}$ у края полуплоскости [5]. Этот факт свидетельствует о достоверности полученных результатов.

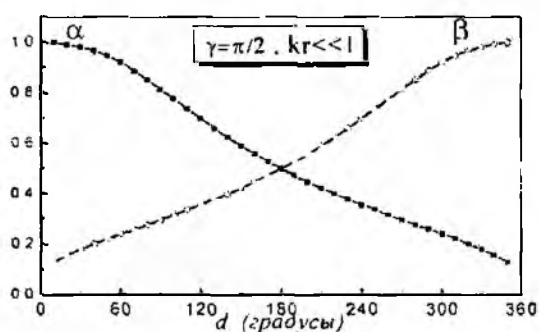


Рис. 3

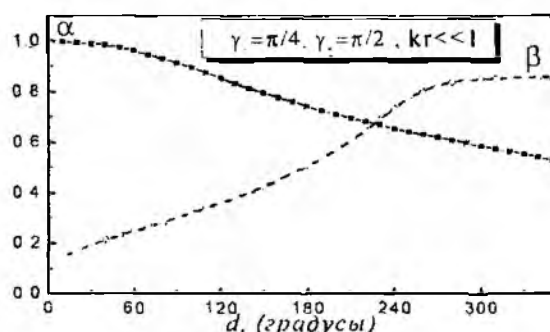


Рис. 4

Заключение

В работе проведено исследование трехмерной задачи дифракции плоских электромагнитных волн на сложной незамкнутой конической структуре, состоящей из двух конусов с продольными щелями. Для решения поставленной задачи был развит строгий численно-аналитический метод, основанный на использовании интегрального преобразования Контоновича-Лебедева в сочетании с методом полуобращения. В результате исходная задача сводится к решению системы линейных алгебраических уравнений второго рода фредгольмовского типа. В случае полупрозрачного конуса с внутренним сплошным экраном получено аналитическое решение, которое позволяет качественно изучить влияние неоднородностей в виде продольных щелей и сплошной вставки на основные характеристики рассеяния, а также исследовать спектр краевой электродинамической задачи и структуру поля. На основе численного решения проанализировано влияние продольной щели на формирование поля в пространстве. Показано, что с помощью конуса с продольной щелью удастся получить диаграмму пространственного распределения поля, имеющую форму кардиоиды. Анализ поведения поля у вершины конической поверхности свидетельствуют о возможности управлять особенностью поля у вершины путем изменения геометрических параметров рассматриваемой структуры. Полученные результаты могут быть использованы при проектировании и разработке сканирующих антенн и приборов измерительной техники.

Список литературы: 1. Гошин Г.Г. Граничные задачи электродинамики в конических областях. Томск: Изд-во Томск. ун-та. 1987. 127с. 2. Андреев Ю.А., Буянов Ю.И., Кошелев В.И., Сухущин К.Н. Элемент сканирующей антенной решетки для излучения мощных сверхширокополосных электромагнитных импульсов // Радиотехника и электроника. 1999. Т.44, № 5. С.531-537. 3. Астахин Л.Ю., Костылев А.А. Основы сверхширокополосных радиолокационных измерений. М.: Радио и связь, 1989. 191 с. 4. Колодий Б.И., Куриляк Д.Б. Осесимметричные задачи дифракции электромагнитных волн на конических поверхностях. Киев: Наук. думка. 1995. 167 с. 5. Хенл Х., Маур А., Вестфаль К. Теория дифракции. М.: Мир, 1964. 428 с. 6. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988. 7. Дорошенко В.А., Кравченко В.Ф. Возбуждение незамкнутых конических и биконических структур // Электромагнитные волны и электронные системы. 2003. Т.8. №6. С.4-78. 8. Войтович Н.Н., Каценеленбаум Б.З., Коршунова Е.Н. и др. Электродинамика антенн с полупрозрачными поверхностями: Методы конструктивного синтеза. М.: Наука, 1989. 176с. 9. Курушин Е.П., Нефедов Е.И., Филалковский А.Т. Дифракция электромагнитных волн на анизотропных структурах. М.: Наука. 1975. 196 с. 10. Горяинов А.С. Дифракция плоской электромагнитной волны, распространяющейся вдоль оси конуса // Радиотехника и электроника. 1961. Т.6, №1. С.47-57.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 12 12 2005

ВЕКТОРНОЕ ПОЛЕ РАДИОВОЛН, РАССЕЯННЫХ В ТРОПОСФЕРЕ НА ФЛУКТУАЦИЯХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ

Введение

Исследование характеристик радиоволн, рассеянных в атмосфере, свободной от гидрометеоров, проводилось многими авторами. Результаты экспериментальных работ [1–3] и др. свидетельствуют о наличии в принимаемых сигналах составляющей поля поперечной поляризации как при обратном, так и при «прямом» рассеянии линейно поляризованных волн. Причиной деполяризации в работе [4] считается наличие в рассеивающем объеме среды инородных тел, причём отсутствие деполяризации рассматривается как достаточный признак рассеяния на диэлектрических неоднородностях воздуха. В работе [5] деполяризация связывается с многократным рассеянием.

В данной работе в приближении Борна рассматривается задача рассеяния линейно поляризованных волн заданной выборочной функцией (реализацией) случайной среды, в том числе при рассеянии волн за радиогоризонт, с учётом среднего значения диэлектрической проницаемости воздуха.

Уравнение первого приближения

Пусть рассеяние происходит в ограниченном объеме $V(\mathbf{r})$ неоднородной среды, которая характеризуется диэлектрической проницаемостью $\epsilon_1(\mathbf{r})$, содержащей случайную составляющую, т.е. на выборочной функции $\epsilon(\mathbf{r}) = \epsilon_1(\mathbf{r})V(\mathbf{r})$, где $\mathbf{r}$ – радиус-вектор точки внутри рассеивающей области среды. В этом случае уравнение для электрического поля $\mathbf{E}$ можно использовать в такой форме [6]:

$$\Delta \mathbf{E} + k^2 \epsilon \mathbf{E} = -\text{grad}(\mathbf{E} \cdot \text{grad} \ln \epsilon), \quad (1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны.

Вне объема $V(\mathbf{r})$ полагаем $\epsilon_0 = 1$ (свободное пространство); внутри объема среднее значение ϵ_a соответствует условиям в тропосфере, т.е. $\langle \epsilon_a \rangle \approx 1,0006$. Разность $\epsilon_a - \epsilon_0 = \epsilon_1$ содержит случайную составляющую, но $\epsilon_1 > 0$ и $\langle \epsilon_1 \rangle > 0$. При этом $\langle \epsilon_1 \rangle \approx 6 \cdot 10^{-4} \ll 1$.

Подставляя $\epsilon = \epsilon_1 + 1$ в уравнение (1) и полагая $\ln(1 + \epsilon_1) = \epsilon_1$, получим

$$\Delta \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = -k^2 \epsilon_1 \mathbf{E} - \text{grad}(\mathbf{E} \cdot \text{grad} \epsilon_1). \quad (2)$$

Так как $\langle \epsilon_1 \rangle \ll 1$, задача решается в приближении однократного рассеяния методом малых возмущений. Подставляя в уравнение (2) $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_s$, где $\mathbf{E}_0$ и $\mathbf{E}_s$ – векторы электрического поля основной и рассеянной волн, и учитывая, что $\Delta \mathbf{E}_0 + k^2 \mathbf{E}_0 = 0$, для первого приближения получим уравнение

$$\Delta \mathbf{E}_s + k^2 \mathbf{E}_s = -k^2 \epsilon_1 \mathbf{E}_0 - \text{grad}(\mathbf{E}_0 \cdot \text{grad} \epsilon_1). \quad (3)$$

Чтобы уравнение (3) имело точный физический смысл, должно удовлетворяться материальное уравнение $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$, где ϵ соответствует среде, в которой распространяется электромагнитная волна. В случае тропосферы, очевидно, $\epsilon > 0$.

Иногда при решении аналогичной задачи (например, в работах [5, 6]) полагают среднее значение ϵ_a в атмосфере $\langle \epsilon_a \rangle = 1$, а среднее значение случайной составляющей $\langle \epsilon_1 \rangle = 0$, тем самым допуская в уравнении (3) значения $\epsilon_1 < 0$. При этом получаются правильные решения, если рассчитывается интенсивность рассеянных волн и исключается случай, когда угол рассеяния $\theta \rightarrow 0$.

При расчётах векторного поля для произвольного угла рассеяния следует учесть реальные значения ε . Отличие от нуля среднего значения диэлектрической проницаемости в области $V(\mathbf{r})$ существенно изменяет роль последней в рассеянии и деполяризации волн.

Составляющие векторного поля

Частное решение уравнения (3) в виде расходящейся сферической волны имеет вид [7]:

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{R}) = \frac{1}{4\pi R} \iiint_V e^{jk|\mathbf{R}-\mathbf{r}|} \left[k^2 \varepsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) + \text{grad}(\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \cdot \text{grad} \varepsilon(\mathbf{r})) \right] d^3 r, \quad (4)$$

где $\mathbf{R}$ – радиус-вектор точки в области наблюдения, ограниченной телесным углом Ω , $\mathbf{r}$ – радиус-вектор точки внутри объёма $V(\mathbf{r})$; начала векторов $\mathbf{R}$ и $\mathbf{r}$ совпадают и находятся внутри объёма $V(\mathbf{r})$; $|\mathbf{R}| \gg |\mathbf{r}|$.

Если рассматривается поле, рассеянное в телесный угол Ω , то существенный вклад может вносить второе слагаемое, содержащее градиенты.

Пусть объём $V(\mathbf{r})$ облучается плоской волной

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{y}^0 E_0 e^{jk_0 x},$$

где x, y, z – прямоугольные координаты вектора $\mathbf{r}$, $\mathbf{x}^0, \mathbf{y}^0, \mathbf{z}^0$ – орты координатных осей.

Тогда

$$\begin{aligned} \text{grad}(\mathbf{E} \cdot \text{grad} \varepsilon) &= \frac{\partial E}{\partial x} \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \mathbf{x}^0 + \mathbf{E} \left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x \partial y} \mathbf{x}^0 + \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial y^2} \mathbf{y}^0 + \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial y \partial z} \mathbf{z}^0 \right) = \\ &= E_0 e^{jk_0 x} \left[\left(jk \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} + \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x \partial y} \right) \mathbf{x}^0 + \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial y^2} \mathbf{y}^0 + \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial y \partial z} \mathbf{z}^0 \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

Применительно к условиям рассеяния волн в тропосфере производные в (5) можно считать конечными и непрерывными внутри и на границах области $V(\mathbf{r})$.

В показателе экспоненты в выражении (4) при $|\mathbf{R}| \gg |\mathbf{r}|$

$$jk|\mathbf{R}-\mathbf{r}| = jk(\mathbf{R}^2 - 2\mathbf{R}\mathbf{r} + \mathbf{r}^2)^{1/2} \approx jkR \left(1 - \mathbf{r} \frac{2\mathbf{R}}{R^2} \right)^{1/2} \approx jkR - j\mathbf{k}_s \mathbf{r}, \quad (6)$$

где $\mathbf{k}_s = k \frac{\mathbf{R}}{R}$ – волновой вектор рассеянной волны.

С учётом (4) – (6) при $\mathbf{E}_0 = E_0 \mathbf{y}^0$ для рассеянных волн той же поляризации, что и основная волна, получается следующее выражение:

$$\mathbf{E}_{s||}(\mathbf{R}) = \frac{e^{jkR} E_0}{4\pi R} \iiint_V e^{-j(K_x x + K_y y + K_z z)} \left[k^2 \varepsilon + \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial y^2} \right] dx dy dz, \quad (7)$$

где K_x, K_y, K_z – координаты вектора рассеяния $\mathbf{K} = \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_0$.

Составляющая поперечной поляризации:

$$\mathbf{E}_{s\perp}(\mathbf{R}) = \frac{e^{jkR} E_0}{4\pi R} \iiint_V e^{-j(K_x x + K_y y + K_z z)} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial y \partial z} dx dy dz. \quad (8)$$

Составляющая вектора $\mathbf{E}_s$, параллельная оси x :

$$\mathbf{E}_{s-}(\mathbf{R}) = \frac{e^{jkR} E_0}{4\pi R} \iiint_V e^{-j(K_x x + K_y y + K_z z)} \left(jk \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} + \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial y \partial x} \right) dx dy dz. \quad (9)$$

Присутствие составляющей $E_{\perp}$ указывает на неоднородность рассеянных волн.

Выражение (7) для волн основной поляризации совместно с условием $\varepsilon > 0$ позволяет описать большую часть явлений, наблюдаемых при распространении волн за пределы радиогоризонта, включая «когерентную» составляющую поля. В этом случае существенную роль играет функция $V(\mathbf{r})$ и ее производные первого и второго порядка по направлению вектора $\mathbf{E}_0$. Поэтому характерная для дальнего тропосферного распространения радиоволн форма рассеивающего объема – протяжённая вдоль $\mathbf{k}_0$ клиновидная область – является, по-видимому, одной из причин существования средней составляющей рассеянного поля.

Так как $\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon_1(\mathbf{r})V(\mathbf{r})$ отлично от нуля в ограниченной области $V(\mathbf{r})$, пределы интегрирования в (7), (8) и (9) можно распространить до бесконечности. Тогда интегралы в этих выражениях – интегралы Фурье. Обозначим

$$\frac{1}{(2\pi)^3} \int \int \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j\mathbf{K}\mathbf{r}} \varepsilon(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} = G_v(\mathbf{K}) * G_\varepsilon(\mathbf{K}) = G(\mathbf{K}),$$

где G_v и G_ε – пространственные спектры функций $V(\mathbf{r})$ и $\varepsilon_1(\mathbf{r})$, а * обозначает свёртку.

Поскольку

$$\frac{1}{(2\pi)^3} \int \int \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j\mathbf{K}\mathbf{r}} \frac{\partial}{\partial x} \varepsilon(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} = jK_x G(\mathbf{K}),$$

где K_x – проекция вектора $\mathbf{K}$ на ось k_x в пространстве волновых векторов, выражения (7) и (8) можно записать в другой форме:

$$E_{\parallel}(\mathbf{R}) = \frac{2\pi^2 E_0 e^{j\mathbf{K}\mathbf{R}}}{R} G(\mathbf{K})(k^2 - K_y^2), \quad (10)$$

$$E_{\perp}(\mathbf{R}) = \frac{2\pi^2 E_0 e^{j\mathbf{K}\mathbf{R}}}{R} G(\mathbf{K})(jK_y \cdot jK_z) = \frac{2\pi^2 E_0 e^{j\mathbf{K}\mathbf{R}}}{R} G(\mathbf{K})K_y \cdot K_z e^{j\pi}. \quad (11)$$

Отношение комплексных амплитуд

$$P = \frac{E_{\parallel}}{E_{\perp}} = \frac{k^2 - K_y^2}{K_y K_z} e^{-j\pi} \quad (12)$$

не зависит от выборки $\varepsilon(\mathbf{r})$ и определяется направлением рассеяния, поскольку K_y и K_z зависят только от угла рассеяния и взаимного расположения передающей и приёмной антенн относительно направления вектора $\mathbf{E}_0$. В литературе отсутствуют сведения о специальных исследованиях этой зависимости, но анализ экспериментальных данных косвенно подтверждает указанную особенность. В работе [2] авторы отмечают постоянство отношения (12), измеренного в разные дни и разное время суток на одной и той же экспериментальной установке.

Неясным остаётся вопрос о высоком уровне деполяризованной компоненты поля, наблюдаемом в тех случаях, когда угол рассеяния $\theta \approx \pi$, т.е. K_y и K_z очень малы. Сложность интерпретации этих данных связана с тем, что в формулу (8) входит смешанная производная от произведения $\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon_1(\mathbf{r})V(\mathbf{r})$

$$\varepsilon_1 \frac{\partial^2 V}{\partial y \partial z} + \frac{\partial V}{\partial y} \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial z} + \frac{\partial V}{\partial z} \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial y} + V \frac{\partial^2 \varepsilon_1}{\partial y \partial z}.$$

Как показывают оценки, производные от $V(\mathbf{r})$ на границах области могут превышать производные от $\varepsilon_1(\mathbf{r})$. Среднее значение $\varepsilon_1(\mathbf{r})$, как правило, значительно больше среднеквадратического значения флуктуаций ε_1 . Поэтому при $\theta \approx \pi$ форма главного лепестка диаграммы направленности антенны может влиять на уровень деполяризованной составляющей

больше, чем другие факторы. Этот вопрос заслуживает отдельного рассмотрения. Здесь лишь отметим, что, как следует из (11), $E_{s\perp}(\mathbf{R}) = 0$, когда $K_y = 0$ или $K_z = 0$, т.е. $E_{s\perp} = 0$ на двух взаимно-перпендикулярных плоскостях, пересекающихся на оси x . Модуль $|E_{s\perp}|$ достигает максимума, когда $K_y = K_z$, т.е. вблизи направления, образующего с вектором $\mathbf{E}$ угол $\varphi \approx \frac{\pi}{4}$ в плоскости y, z , причём в максимуме, как показывают предварительные оценки, $|E_{s\perp}| \approx |E_{s\parallel}|$.

Выводы

Существенная деполяризация линейно поляризованных волн, рассеянных в турбулентной атмосфере, обнаруживается при решении задачи в первом приближении метода малых возмущений.

В рамках этого приближения поляризационное отношение не зависит от реализации (выборки) случайной среды и определяется направлением рассеяния.

Автор признателен Я.С. Шифрину за внимание и поддержку.

Список литературы: 1. Kashcheyev B., Oleynikov V., Oleynikov A., Solyanik O., Karabanov A. Some results of the atmospheric wind profiler of Kharkov University of Radioelectronics // Meteorol. Zeitschrift, N.F. 7, 1998. P.332-335. 2. Черников А.А., Шуляцкий А.Б. Исследование поляризационных характеристик эхосигналов от «ясного» неба // Труды третьего всесоюз. совещания по радиометеорологии. М.: Гидрометеоиздат, 1968. с.141-147. 3. Шарыгин Г.С. Статистическая структура поля УКВ за горизонтом. М.: Радио и связь, 1983. 140 с. 4. Черников А.А. Радиолокационные отражения от ясного неба. Л.: Гидрометеоиздат, 1979. 46 с. 5. Кравцов Ю.А., Фейзулин З.И., Виноградов А.Г. Прохождение радиоволн через атмосферу Земли. М.: Радио и связь, 1983. 224 с. 6. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с. 7. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М.: Сов. радио, 1957. 580 с.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редакцию 19 01 2006

КАЛИБРУЕМЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ КОМПЛЕКСНОГО КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ НА ОСНОВЕ ДВУХКАНАЛЬНОГО МИКРОВОЛНОВОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

Микроволновые преобразователи (МП) интерференционно-рефлектометрического типа нашли широкое применение при построении калибруемых измерителей параметров волноводных устройств, обладающих высокой точностью измерения, широкополосностью, конструктивной простотой СВЧ части прибора [1, 2]. В работе [3] рассмотрен метод построения широкополосного двухканального четырехдетекторного микроволнового преобразователя калибруемого измерителя комплексного коэффициента передачи (ККП) волноводных четырехполосников и разработан алгоритм проведения калибровочных и измерительных операций. Двухканальный микроволновый преобразователь (ДМП) работает в широкой (около 40 %) полосе частот, имеет малые массогабаритные параметры и стоимость. Экономически целесообразно использовать указанный ДМП и для построения на его основе калибруемого измерителя комплексного коэффициента отражения (ККО).

Цель данной работы – синтез микроволновой части измерителя ККО, включающей ДМП, и разработка алгоритмов решения калибровочных и измерительных уравнений.

Схема микроволновой части прибора изображена на рис. 1. Сигнал от генератора СВЧ с дискретной электронной перестройкой частоты поступает во входное плечо 1 первичного канала двунаправленного ответвителя (ДНО), к выходному плечу 2 которого подключено исследуемое устройство. В прямое плечо 3 вторичного канала (ВК) ДНО ответвляется часть мощности сигнала генератора, который проходит через верхний (опорный) канал ДМП и поглощается в согласованной нагрузке СН. Сигнал, отраженный от исследуемой нагрузки с ККО Γ и ответвленный в плечо 4 ВК ДМП, поступает в нижний (измерительный) канал ДМП, а затем в согласованную нагрузку СН. Конструкция двухканального микроволнового преобразователя идентична той, которая описана в работе [3]. Датчик мощности Д1 ДМВ с помощью щели связан с опорным каналом, датчики мощности Д2 и Д3 связаны как с опорным, так и с измерительным каналами, а датчик Д4 – с измерительным. Номинальное значение фазового сдвига между сигналами, ответвляемыми наклонными щелями в волноводы датчиков мощности Д2 и Д3, приблизительно равно 45° и слабо зависит от частоты. Отклонение $\Delta\varphi$ в диапазоне частот волновода не превышает $0,8^\circ$ [4]. Чтобы измерять аргумент ККО Γ в плоскости фланца исследуемого устройства, длины путей опорной и отраженной волн до плоскости симметрии 0-0' ДМП должны быть равными. Это обеспечивается, как видно из рис. 1, соответствующими размерами плеч 3 и 4 вторичного канала ДНО. Таким образом, значение аргумента ККО Γ в плоскости симметрии 0-0' будет таким же, как в плоскости фланца.

Нормированные комплексные амплитуды волн $\dot{E}_1, \dot{E}_2, \dot{E}_3, \dot{E}_4$, подводимых к СВЧ диодам датчиков мощности Д1...Д4, определяются соотношениями

$$\begin{aligned}\dot{E}_1 &= \frac{\dot{k}_{11}\dot{E}_r}{\Delta}; \\ \dot{E}_2 &= \frac{\dot{E}_r}{\Delta} \left(\dot{k}_{21} \exp \left(j \left(\frac{\pi}{8} + \frac{\Delta\varphi}{2} \right) \right) + \Gamma \dot{k}_{22} \exp \left(-j \left(\frac{\pi}{8} + \frac{\Delta\varphi}{2} \right) \right) \right); \\ \dot{E}_3 &= \frac{\dot{E}_r}{\Delta} \left(\dot{k}_{31} \exp \left(-j \left(\frac{\pi}{8} + \frac{\Delta\varphi}{2} \right) \right) + \Gamma \dot{k}_{32} \exp \left(j \left(\frac{\pi}{8} + \frac{\Delta\varphi}{2} \right) \right) \right); \\ \dot{E}_4 &= \frac{\dot{k}_{42}\dot{E}_r \cdot \Gamma}{\Delta},\end{aligned}$$

где $\dot{E}_r$ – нормированная комплексная амплитуда волны генератора: $\dot{k}_{11} = k_{11} \exp(j\varphi_{11})$, $\dot{k}_{21} = k_{21} \exp(j\varphi_{21})$, $\dot{k}_{31} = k_{31} \exp(j\varphi_{31})$ – ККП каналов датчиков мощности Д1, Д2, Д3 со стороны опорного канала; $\dot{k}_{22} = k_{22} \exp(j\varphi_{22})$, $\dot{k}_{32} = k_{32} \exp(j\varphi_{32})$, $\dot{k}_{42} = k_{42} \exp(j\varphi_{42})$ – ККП каналов датчиков мощности Д2, Д3, Д4 со стороны измерительного канала; $\dot{\Gamma} = \Gamma \cdot \exp(j\varphi)$ – ККО исследуемого двухполюсника; $\Delta = 1 - \dot{\Gamma}\dot{\Gamma}_r$; $\dot{\Gamma}_r$ – ККО выхода генератора с аргументом, приведенным к плоскости фланца плеча 2; $\Delta\varphi$ – отклонение от номинального сдвига фаз, равного 45° , между ответвляемыми сигналами в волноводы детекторных головок Д2 и Д3.

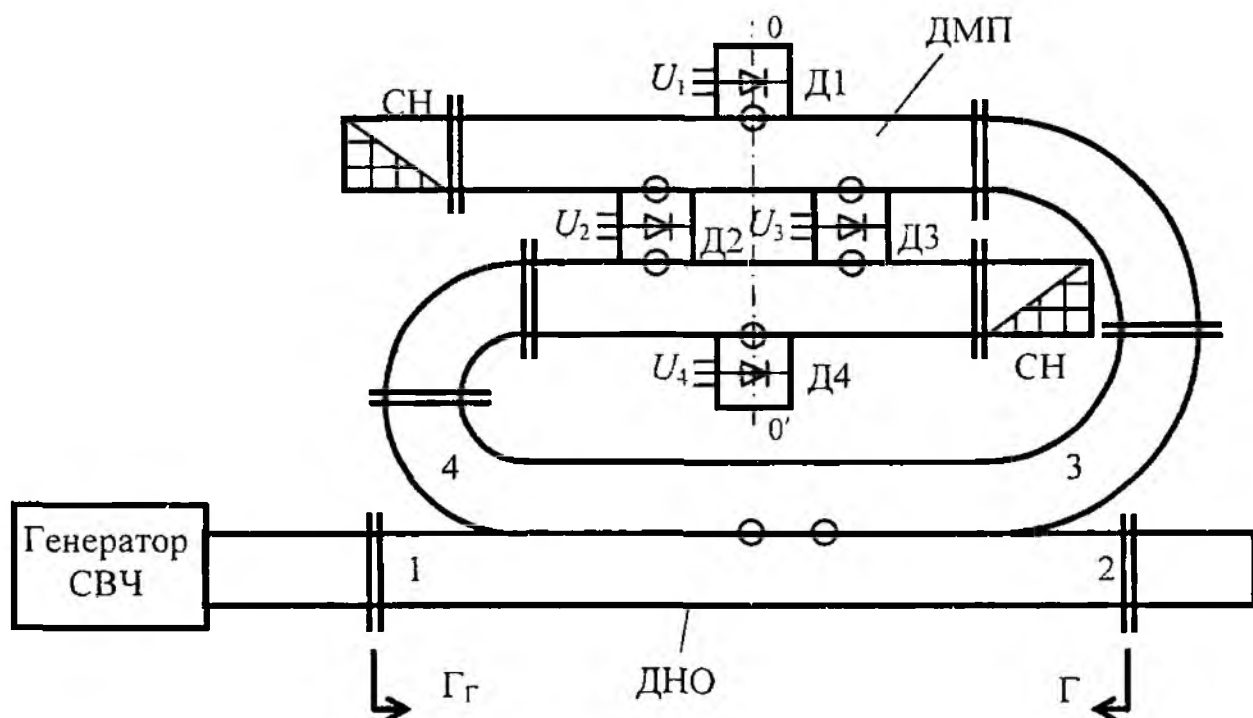


Рис. 1

В результате квадратичного детектирования сигналов $\dot{E}_1 \dots \dot{E}_4$ напряжения, снимаемые с датчиков мощности Д1...Д4, определяется выражениями:

$$P_1 = k_{d1} |\dot{E}_1|^2 = \frac{1}{|\Delta|^2} k_{d1} k_{11}^2 E_r^2. \quad (1)$$

$$P_2 = k_{d2} |\dot{E}_2|^2 = \frac{k_{d2} E_r^2}{|\Delta|^2} \left[k_{21}^2 + k_{22}^2 \Gamma^2 + 2k_{21}k_{22} \Gamma \cos \left(\varphi - \frac{\pi}{4} - \Delta\varphi + \varphi_{22} - \varphi_{21} \right) \right]; \quad (2)$$

$$P_3 = k_{d3} |\dot{E}_3|^2 = \frac{k_{d3} E_r^2}{|\Delta|^2} \left[k_{31}^2 + k_{32}^2 \Gamma^2 + 2k_{31}k_{32} \Gamma \cos \left(\varphi + \frac{\pi}{4} + \Delta\varphi + \varphi_{32} - \varphi_{31} \right) \right]; \quad (3)$$

$$P_4 = k_{d4} |\dot{E}_4|^2 = \frac{1}{|\Delta|^2} k_{d4} k_{42}^2 \Gamma^2 E_r^2. \quad (4)$$

где $k_{d1} \dots k_{d4}$ – коэффициенты преобразования СВЧ диодов соответствующих датчиков мощности.

При выводе соотношений (1)...(4) предполагалось, что отражения от согласованных нагрузок отсутствуют и направленность ответвителя бесконечна.

Измеряемые величины сигналов $P_1 \dots P_4$ зависят от собственных констант ДМВ, мощности генератора (E_r^2) и ККО его выхода ($|\Delta|^2$), а также от модуля и аргумента ККО $\dot{\Gamma}$.

Пронормируем (2)...(4) относительно (1):

$$U_1 = \frac{P_2}{P_1} = \frac{k_{д2}}{k_{д1}k_{11}^2} \left[k_{21}^2 + k_{22}^2 \Gamma^2 + 2k_{21}k_{22} \Gamma \sin(\varphi + \Delta\varphi_1) \right]; \quad (5)$$

$$U_2 = \frac{P_3}{P_1} = \frac{k_{д3}}{k_{д1}k_{11}^2} \left[k_{31}^2 + k_{32}^2 \Gamma^2 + 2k_{31}k_{32} \Gamma \cos(\varphi + \Delta\varphi_2) \right]; \quad (6)$$

$$U_3 = \frac{P_4}{P_1} = \frac{k_{д4}k_{42}^2 \Gamma^2}{k_{д1}k_{11}^2}; \quad (7)$$

где

$$\text{е } \Delta\varphi_1 = \frac{\pi}{4} - \Delta\varphi + (\varphi_{22} - \varphi_{21}); \quad \Delta\varphi_2 = \frac{\pi}{4} + \Delta\varphi + (\varphi_{12} - \varphi_{31}). \quad (8)$$

Благодаря нормировке значения U_1, U_2, U_3 не зависят от параметров генератора.

Для определения собственных констант рассмотрим следующие калибровочные операции.

Первая калибровочная операция.

К плечу 2 ДНО подсоединяем согласованную нагрузку; при этом $\Gamma = \Gamma_{\text{сн}} = 0$. Подставляя в (5) и (6) значение $\Gamma = 0$, получим следующие значения нормированных сигналов U_{11} и U_{21} :

$$U_{11} = \frac{k_{д2}k_{21}^2}{k_{д1}k_{11}^2}, \quad (9)$$

$$U_{21} = \frac{k_{д3}k_{31}^2}{k_{д1}k_{11}^2}. \quad (10)$$

Комбинации собственных констант в правых частях равенств (9) и (10) назовем обобщенными константами. Они равны измеряемым при первой калибровке величинам сигналов U_{11} и U_{21} .

Вторая калибровочная операция.

К плечу 2 ДНО подсоединяем короткозамыкатель; при этом $\dot{\Gamma} = \dot{\Gamma}_{\text{к}} = \exp(j\pi)$, то есть $\Gamma = 1$, $\varphi = \pi$. Подставив эти значения в (5), (6), (7), получаем нормированные сигналы U_{12} , U_{22} и U_{32} при второй калибровке

$$U_{12} = \frac{k_{д2}}{k_{д1}k_{11}^2} \left[k_{21}^2 + k_{22}^2 - 2k_{21}k_{22} \sin(\Delta\varphi_1) \right]; \quad (11)$$

$$U_{22} = \frac{k_{д3}}{k_{д1}k_{11}^2} \left[k_{31}^2 + k_{32}^2 - 2k_{31}k_{32} \cos(\Delta\varphi_2) \right]; \quad (12)$$

$$U_{32} = \frac{k_{д4}k_{42}^2}{k_{д1}k_{11}^2}. \quad (13)$$

Калибровочные уравнения (11) – (13) определяют еще три обобщенные константы ДМВ.

Третья калибровочная операция

Короткозамыкатель по-прежнему подсоединен к плечу 2 ДНО, а к плечу 3 подсоединяем согласованную нагрузку, отключая его от опорного канала ДМВ. Таким образом, ККП $\dot{k}_{11}$.

$\dot{k}_{21}, \dot{k}_{31}$ становятся равными нулю. При этой калибровке нормирование сигналов с датчиков мощности Д2 и Д3 осуществляется сигналом с датчика Д4. Калибровочные уравнения при $\Gamma = 1, \varphi = \pi, k_{11} = k_{21} = k_{31} = 0$ имеют вид

$$U_{23} = \frac{k_{д2} k_{22}^2}{k_{д4} k_{42}^2}; \quad (14)$$

$$U_{33} = \frac{k_{д3} k_{32}^2}{k_{д4} k_{42}^2}. \quad (15)$$

Определена еще одна пара обобщенных констант ДМП.

Из уравнений (11) и (12) определяем синус и косинус обобщенных констант $\Delta\varphi_1$ и $\Delta\varphi_2$

$$\sin \Delta\varphi_1 = \frac{\frac{k_{д2} k_{21}^2}{k_{д1} k_{11}^2} + \frac{k_{д2} k_{22}^2}{k_{д1} k_{11}^2} - U_{12}}{\frac{2k_{д2} k_{21} k_{22}}{k_{д1} k_{11}^2}}; \quad (16)$$

$$\cos \Delta\varphi_2 = \frac{\frac{k_{д3} k_{31}^2}{k_{д1} k_{11}^2} + \frac{k_{д3} k_{32}^2}{k_{д1} k_{11}^2} - U_{22}}{\frac{2k_{д3} k_{31} k_{32}}{k_{д1} k_{11}^2}}. \quad (17)$$

Подставив в (16) и (17) результаты калибровок (9), (10), (13), (14) и (15), получаем

$$\sin \Delta\varphi_1 = \frac{U_{11} + U_{23} U_{32} - U_{12}}{2\sqrt{U_{11} U_{32} U_{23}}}; \quad (18)$$

$$\cos \Delta\varphi_2 = \frac{U_{21} + U_{33} U_{32} - U_{22}}{2\sqrt{U_{21} U_{32} U_{33}}}. \quad (19)$$

ККП каналов датчиков мощности примерно одинаковы. При этом $\varphi_{22} \approx \varphi_{21}, \varphi_{32} \approx \varphi_{31}$.

Поэтому $\Delta\varphi_1$ и $\Delta\varphi_2$ в соответствии с (8) близки к $\frac{\pi}{4}$. Это позволяет считать функции $\sin \Delta\varphi_1, \cos \Delta\varphi_1, \sin \Delta\varphi_2, \cos \Delta\varphi_2$ всегда положительными, и формулы (18) и (19) позволяют однозначно определить значение $\Delta\varphi_1$ и $\Delta\varphi_2$.

Таким образом, в результате проведения трех калибровочных операций определены присутствующие в уравнениях (5) – (7) обобщенные собственные константы ДМП, и эти уравнения могут быть предоставлены с учетом (9) – (15) в следующем виде:

$$U_1 = U_{11} + U_{23} \cdot U_{32} \cdot \Gamma^2 + 2\sqrt{U_{11} U_{32} U_{23}} \cdot \Gamma \sin(\varphi + \Delta\varphi_1); \quad (20)$$

$$U_2 = U_{21} + U_{33} \cdot U_{32} \cdot \Gamma^2 + 2\sqrt{U_{21} U_{32} U_{33}} \cdot \Gamma \cos(\varphi + \Delta\varphi_2); \quad (21)$$

$$U_3 = U_{32} \Gamma^2. \quad (22)$$

Решив совместно уравнения (20) – (22), находим

$$\Gamma \sin(\varphi + \Delta\varphi_1) = N, \quad \Gamma \cos(\varphi + \Delta\varphi_2) = M \quad (23)$$

$$\text{где } N = \frac{U_1 - U_{11} - U_{23} U_{32}}{2\sqrt{U_{11} U_{32} U_{23}}}; \quad M = \frac{U_2 - U_{21} - U_{33} U_{32}}{2\sqrt{U_{21} U_{32} U_{33}}};$$

Преобразуем уравнения (23) к виду

$$\Gamma(\sin \varphi \cdot \cos \Delta\varphi_1 + \cos \varphi \cdot \sin \Delta\varphi_1) = N;$$

$$\Gamma(\cos \varphi \cdot \cos \Delta \varphi_2 - \sin \varphi \cdot \sin \Delta \varphi_2) = M$$

Введем обозначения $\Gamma \cos \varphi = X$, $\Gamma \sin \varphi = Y$:

$$Y \cdot \cos \Delta \varphi_1 + X \cdot \sin \Delta \varphi_1 = N; \quad (24)$$

$$X \cdot \cos \Delta \varphi_2 - Y \cdot \sin \Delta \varphi_2 = M; \quad (25)$$

Из уравнений (24), (25) найдем неизвестные величины X и Y :

$$X = \frac{N \cdot \sin \Delta \varphi_2 + M \cdot \cos \Delta \varphi_1}{\sin \Delta \varphi_1 \cdot \sin \Delta \varphi_2 + \cos \Delta \varphi_1 \cdot \cos \Delta \varphi_2} = \frac{N \cdot \sin \Delta \varphi_2 + M \cdot \cos \Delta \varphi_1}{\cos(\Delta \varphi_2 - \Delta \varphi_1)}; \quad (26)$$

$$Y = \frac{N \cdot \cos \Delta \varphi_2 - M \cdot \sin \Delta \varphi_1}{\cos \Delta \varphi_1 \cdot \cos \Delta \varphi_2 - \sin \Delta \varphi_1 \cdot \sin \Delta \varphi_2} = \frac{N \cdot \cos \Delta \varphi_2 - M \cdot \sin \Delta \varphi_1}{\cos(\Delta \varphi_2 + \Delta \varphi_1)}. \quad (27)$$

Из (26), (27) определяем Γ , φ

$$\Gamma = \sqrt{X^2 + Y^2}; \quad (28)$$

$$\varphi = \text{angle}(X, Y), \quad (29)$$

где оператор angle обозначает взятие аргумента комплексного числа по известным действительной и мнимой частям в диапазоне $0 \leq \varphi < 2\pi$.

Напряжения с датчиков мощности двухканального микроволнового преобразователя поступают на устройство сопряжения компьютера с ДМП и генератором. По разработанной программе определение модуля и аргумента ККО исследуемого устройства осуществляется на каждой дискретной частоте рабочего диапазона. Результаты индицируются в графической и табличной форме на дисплее ЭВМ.

Таким образом, предложен достаточно точный калибруемый измеритель комплексного коэффициента отражения, построенный на основе широкополосного двухканального микроволнового преобразователя. Общими для измерителей ККП и ККО являются не только конструктивно простой и сравнительно дешевый ДМП, но и генератор, устройство сопряжения с ПК, программа для обработки результатов калибровочных и измерительных операций и представлений их, идентичность и простота калибровок. Дополнительные волноводные узлы, входящие в состав микроволновых частей прибора, являются типовыми. Изложенное дает основание полагать о технико-экономической целесообразности внедрения унифицированного измерителя ККП и ККО в практику радиотехнических измерений. Перспективы дальнейших исследований в данном направлении связаны с совершенствованием конструкции датчиков мощности микроволновых преобразователей, их миниатюризации.

Список литературы: 1. Гимпелевич Ю.Б. Калибровка коммутационных многополюсных преобразователей комплексных параметров микроволновых трактов / Ю.Б. Гимпелевич, Ю.А. Смаилов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 134. С. 250-255. 2. Гимпелевич Ю.Б. Алгоритм обработки сигналов с калибруемого интерференционного преобразователя высокоточного измерителя коэффициента отражения / Ю.Б. Гимпелевич, В.И. Носкович // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2005. Вып. 140. С.92-95 3. Гимпелевич Ю.Б. Измеритель комплексного коэффициента передачи на основе калибруемого микроволнового преобразователя / Ю.Б. Гимпелевич, В.И. Носкович // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2005. Вып. 143 С.34-39. 4. Лащенко И.В. Учет протяженности щелей при синтезе и анализе волноводных элементов связи / И.В. Лащенко // Изв. вузов. Сер. Радиоэлектроника. 1999. Т.42. №1. С.33-38

Севастопольский национальный
технический университет

Поступила в редколлегию 13.02.2006

МЕТОД ПРОСТОЙ ИТЕРАЦИИ В ЗАДАЧАХ АДАПТИВНОЙ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

Существующие алгоритмы адаптации [1,2], основанные на градиентных методах оптимизации функционалов и на их модификациях, не позволяют эффективно учесть наличие априорной информации об ошибках вектора весовых коэффициентов (ВВК). Цель настоящего сообщения заключается в построении простого и достаточно эффективного метода адаптации антенных решеток с учетом наличия ошибок в ВВК и исследование их влияния на скорость сходимости предлагаемого итерационного процесса.

При наличии априорной информации об опорном сигнале критерием эффективности адаптивной решетки, работающей в узкополосном режиме, выбирается минимум средней квадратической ошибки (СКО) [1]. Отличие полезного сигнала от опорного оценивается сигналом ошибки, определяемым как разность между желательной реакцией антенной решетки и ее действительным выходным сигналом. В векторной форме записи для решетки, состоящей из N элементов, сигнал ошибки принимает вид

$$\Delta(t) = d(t) - (\bar{x}(t), \bar{w}).$$

где $d(t)$ – опорный сигнал, $\bar{x}(t) = (x_1(t), x_2(t), \dots, x_N(t))$ – вектор входных сигналов, $\bar{w} = \bar{w} + \Delta\bar{w}$ – вектор весовых коэффициентов (ВВК) ($\bar{w} = (w_1, w_2, \dots, w_N)$ – номинальный ВВК, $\Delta\bar{w} = (\Delta w_1, \Delta w_2, \dots, \Delta w_N)$ – случайный вектор возмущений с независимыми центрированными составляющими); $(\bullet, \bullet)$ – скалярное произведение в N -мерном комплексном пространстве R^N .

Усредняя модуль квадрата сигнала ошибки, а затем вычисляя математическое ожидание по составляющим вектора возмущения, получаем следующее равенство

$$M \left\{ |\Delta(t)|^2 \right\} = \overline{|d(t)|^2} - 2 \operatorname{Re}(\bar{r}_{xd}, \bar{w}) + (\bar{R}_{xx} \bar{w}, \bar{w}), \quad (1)$$

Здесь черта означает усреднение по ансамблю,

$$\bar{r}_{xd} = (\overline{d(t)x_1(t)}, \overline{d(t)x_2(t)}, \dots, \overline{d(t)x_N(t)}), \quad \bar{R}_{xx} = R_{xx} + \sigma_{\Sigma} E,$$

где R_{xx} – корреляционная матрица входных сигналов; σ_{Σ} – суммарная ошибка весовых коэффициентов каналов решетки; E – единичная матрица.

Задача адаптации антенны заключается в подборе вектора весовых коэффициентов, минимизирующего правую часть (1). Взяв градиент от функционала СКО и приравняв его к нулю, получаем уравнение Винера-Хопфа для оптимального ВВК:

$$\bar{R}_{xx} \bar{w}_{opt} = \bar{r}_{xd}. \quad (2)$$

Решение уравнения (2) путем обращения матрицы $\bar{R}_{xx}$ в условиях меняющейся сигнально-помеховой обстановки является не самым лучшим решением при работе антенной решетки даже с учетом наличия мощного процессора. Более целесообразным является построение алгоритма подстройки оптимального вектора весовых коэффициентов с помощью быстро сходящегося итерационного процесса. С этой целью для решения уравнения (2) применим метод простой итерации

$$\bar{w}(n+1) = \bar{w}(n) - \alpha (\bar{R}_{xx} \bar{w}(n) - \bar{r}_{xd}). \quad (3)$$

Матрица $\bar{R}_{xx}$ имеет простую структуру (ее жорданова форма диагональна), и поэтому она обладает полной системой собственных векторов: $\bar{e}_1, \bar{e}_2, \dots, \bar{e}_N$ отвечающих собственным значениям $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_N$. Причем, так как матрица $\bar{R}_{xx}$ эрмитово положительна, то все ее собственные значения $\lambda_i > 0$ ($i = \overline{1, N}$).

Вычитая из соотношения (2) соотношение (3), имеем рекуррентную процедуру для погрешности $\Delta \bar{w}(n) = \bar{w}_{opt} - \bar{w}(n)$ решения уравнения (2):

$$\Delta \bar{w}(n+1) = \Delta \bar{w}(n) - \alpha \tilde{R}_{xx} \Delta \bar{w}(n) = (E - \alpha \tilde{R}_{xx}) \Delta \bar{w}(n).$$

Теперь задача заключается в выборе коэффициента α таким образом, чтобы предлагаемый итерационный процесс (3) сходил к решению (2).

Так как

$$\|\Delta \bar{w}(n+1)\| \leq \|E - \alpha \tilde{R}_{xx}\| \|\bar{w}(n)\|,$$

то

$$\|\Delta \bar{w}(n+1)\| \leq \|E - \alpha \tilde{R}_{xx}\|^n \|\bar{w}(0)\|. \quad (4)$$

Здесь $\|\bar{X}\| = \sqrt{(\bar{X}, \bar{X})}$ – норма вектора $\bar{X}$ в R^N , а $\|E - \alpha \tilde{R}_{xx}\|$ – согласованная с ней норма в пространстве матриц размера $N \times N$:

$$\|E - \alpha \tilde{R}_{xx}\| = \sup_{\bar{X}} \sqrt{\frac{((E - \alpha \tilde{R}_{xx})\bar{X}, (E - \alpha \tilde{R}_{xx})\bar{X})}{(\bar{X}, \bar{X})}}.$$

Выберем в качестве ортонормированного базиса пространства R^N собственные вектора $\bar{e}_1, \bar{e}_2, \dots, \bar{e}_N$ матрицы $\tilde{R}_{xx}$ (собственные вектора предварительно методом Грама-Шмидта ортонормируются) и разложим произвольный вектор $\bar{X} \in R^N$ в этом базисе:

$$\bar{X} = \sum_{i=1}^N \alpha_i \bar{e}_i \quad (\alpha_i = (\bar{X}, \bar{e}_i), \tilde{R}_{xx} \bar{e}_i = \lambda_i \bar{e}_i).$$

В этом случае

$$\|E - \alpha \tilde{R}_{xx}\| = \sup_{\bar{X}} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N |\alpha_i|^2 (1 - \alpha \lambda_i)^2}{\sum_{i=1}^N |\alpha_i|^2}} \leq \sup_{\bar{X}} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N |\alpha_i|^2 \max_{\lambda_i} (1 - \alpha \lambda_i)^2}{\sum_{i=1}^N |\alpha_i|^2}} = \max_{\lambda_i} |1 - \alpha \lambda_i| = q(\alpha) \quad (5)$$

Возвращаясь к неравенству (4), имеем следующую оценку относительной погрешности итерационного процесса (3)

$$\frac{\|\Delta \bar{w}(n+1)\|}{\|\Delta \bar{w}(0)\|} = q^n. \quad (6)$$

Отсюда следует, что процесс (3) будет сходиться со скоростью геометрической прогрессии, если $q < 1$. С целью сходимости ($q < 1$) и увеличения скорости сходимости итерационного процесса минимизируем величину

$$q(\alpha) = \max_{\lambda_i} |1 - \alpha \lambda_i|$$

за счет выбора α , то есть решим минимаксную задачу. Так как величина $q(\alpha)$ должна быть меньше единицы, то $\alpha > 0$. При $0 < \alpha < \frac{1}{\lambda_{\max}}$ функция $1 - \alpha \lambda_i$ для всех λ_i неотрицательна и монотонно убывает, поэтому $q(\alpha) = 1 - \alpha \lambda_{\min}$. Для $\alpha > \frac{1}{\lambda_{\max}}$ величина $1 - \alpha \lambda_{\max}$ становится отрицательной и модуль ее растет с ростом α и при некотором α_0 будет выполняться равенство $1 - \alpha \lambda_{\min} = -(1 - \alpha \lambda_{\max})$.

Простые рассуждения показывают, что при $\alpha = \alpha_0$ достигается минимум величины $q(\alpha)$:

$$q(\alpha_0) = \min_{\alpha} q(\alpha).$$

Для нахождения величины α_0 воспользуемся уравнением

$$1 - \alpha \lambda_{\min} = -(1 - \alpha \lambda_{\max}).$$

Решая это уравнение, имеем

$$\alpha_0 = \frac{2}{\lambda_{\min} + \lambda_{\max}}.$$

Отсюда

$$q(\alpha_0) = 1 - \alpha \lambda_{\min} \Big|_{\alpha = \frac{2}{\lambda_{\min} + \lambda_{\max}}} = \frac{\lambda_{\max} - \lambda_{\min}}{\lambda_{\max} + \lambda_{\min}} = \frac{\lambda_{\max}/\lambda_{\min} - 1}{\lambda_{\max}/\lambda_{\min} + 1}. \tag{7}$$

Теперь для определения оптимальных весовых коэффициентов по критерию минимума СКО итерационный процесс принимает вид

$$\bar{w}(n+1) = \bar{w}(n) - \frac{2}{\lambda_{\min} + \lambda_{\max}} (\bar{R}_{xx} \bar{w}(n) - \bar{r}_{xd}). \tag{8}$$

Скорость сходимости итерационного процесса проиллюстрирована на рис. 1, где изображены графики зависимости элементов вектора весовых коэффициентов $\bar{w}$ от числа итераций процесса. Опыт был проведен при параметрах адаптивной антенной решетки, сведенных в таблицу:

Параметр	Значение
Частота сигнала, Гц	100000
Частота АЦП, Гц	1500000
Разрядность АЦП	8
Амплитуда сигнала, В	4
Угол прихода сигнала, °	30
Расстояние между элементами решетки в длинах волн	0,7
Мощность шумов, Вт	0,05
Количество изотропных элементов	2

Соотношения (6) и (7) показывают, что скорость сходимости предлагаемого итерационного процесса решения уравнения Винера-Хопфа (2) определяется величиной разброса спектра корреляционной матрицы $\tilde{R}_{xx}$. Чем меньше разброс спектра, то есть меньше расстояние между максимальным и минимальным собственными значениями матрицы $\tilde{R}_{xx}$, тем быстрее сходится итерационный процесс при любом выборе начального вектора весовых коэффициентов $\bar{w}(0)$. Таким образом, основным параметром, характеризующим скорость сходимости итерационного процесса, является отношение максимального собственного числа матрицы $\tilde{R}_{xx}$ к минимальному.

При использовании итерационного процесса (8) предварительно необходимо определить $\lambda_{\max}$ и $\lambda_{\min}$. Так как $\tilde{R}_{xx}$ является эрмитово положительной матрицей, то ее собственные значения различны и их можно расположить в порядке убывания:

$$\lambda_{\max} = \lambda_1 > \lambda_2 > \dots \lambda_N = \lambda_{\min} > 0.$$

Для нахождения величины λ_1 предлагается итерационный процесс [3]:

$$\lambda_1(n) = \frac{(\bar{X}(n+1), \bar{X}(n))}{(\bar{X}(n), \bar{X}(n))} \quad (9)$$

где $\bar{X}(n+1) = \bar{R}_{xx} \bar{X}(n)$, а в качестве начального вектора можно взять

$$\bar{X}(0) = (1, 0, \dots, 0) \quad (10)$$

Из соотношения (9) следует оценка точности вычисления максимального собственного значения

$$\lambda_1(n) = \lambda_1 + O\left(\left|\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right|^{2n}\right).$$

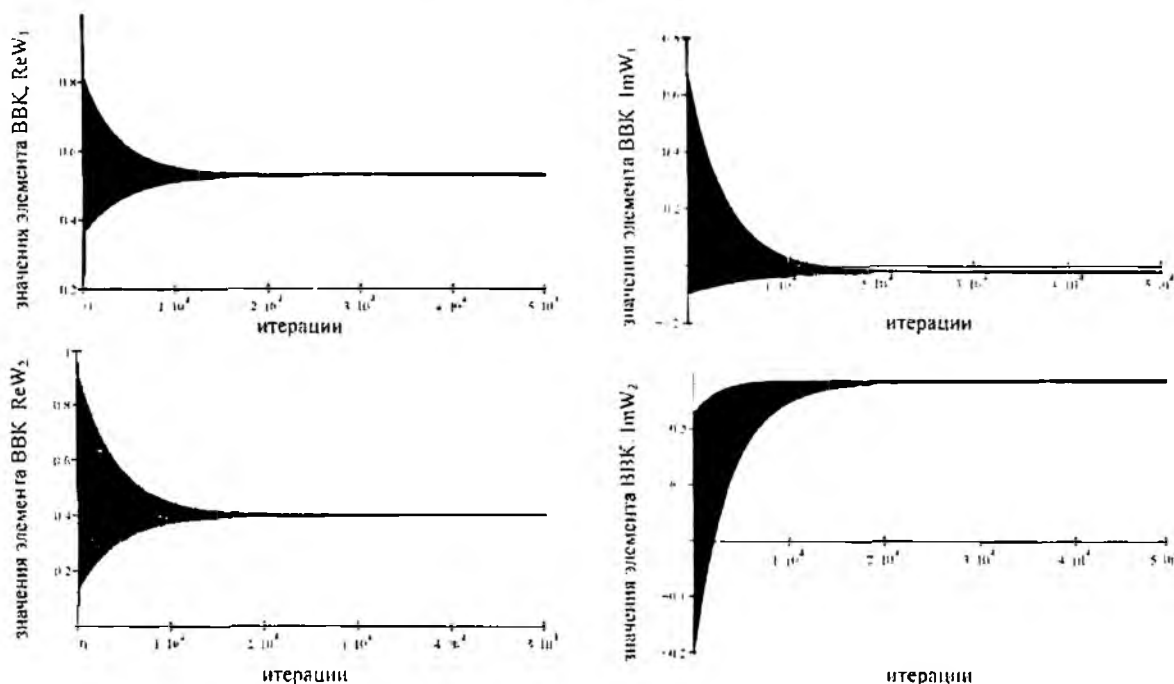


Рис. 1

На рис. 2 для указанного опыта изображен график зависимости относительной погрешности определения вектора весовых коэффициентов от числа итераций.

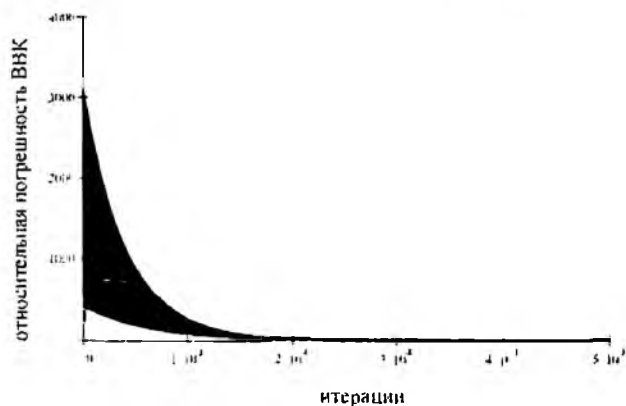


Рис. 2

Для нахождения $\lambda_N = \lambda_{\min}$ рассмотрим эрмитово положительную матрицу $R = (\lambda_1 + 1)E - \bar{R}_{xx}$. Ее собственные значения будут расположены следующим образом:

$$\lambda_1 - \lambda_N + 1 > \lambda_2 - \lambda_N + 1 > \dots > 1.$$

Применяя к ней процедуру (9) и (10), найдем величину $\lambda_1 - \lambda_N + 1$, а отсюда и величину λ_N . На рис. 3 показана скорость сходимости итерационных процессов при нахождении: а – максимального и б – минимального собственных чисел матрицы $\tilde{R}_{xx}$ соответственно.

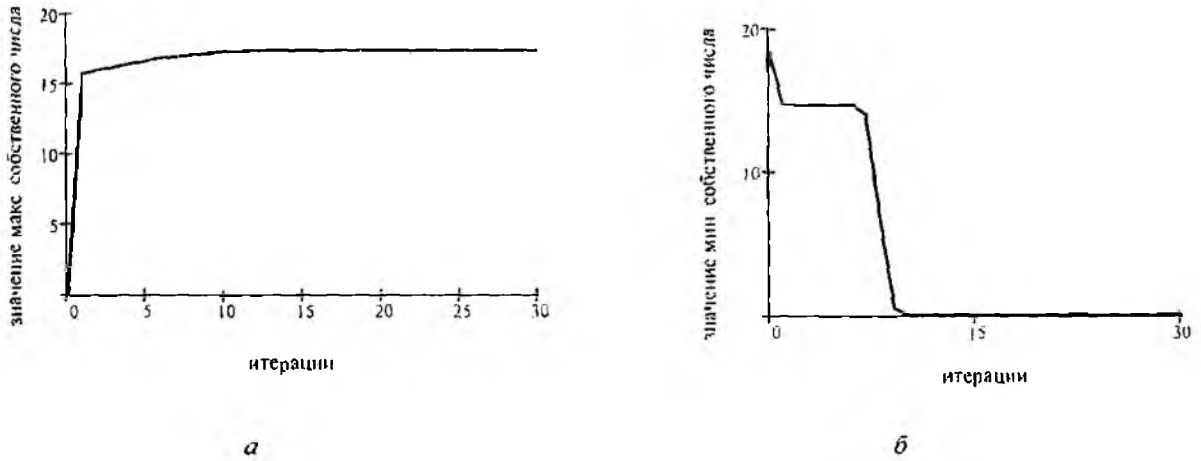


Рис. 3

Из рисунка видно, что процесс нахождения собственных максимального и минимального чисел сходится приблизительно уже на пятнадцатой итерации. Это свидетельствует о том, что время, затраченное на определение собственных максимального и минимального чисел, несущественно по сравнению с временем протекания процесса нахождения ВВК $\bar{w}$.

Далее на рис. 4 изображены графики зависимости: а – максимального и б – минимального собственных чисел от суммарной ошибки весовых коэффициентов каналов решетки σ_w . Результаты, представленные на рис. 4, указывают, что при увеличении суммарной ошибки весовых коэффициентов каналов решетки значение максимального собственного числа не претерпевает существенных изменений, а минимальное значение увеличивается.

Количество итераций n , необходимых для достижения заданной точности ϵ , можно

оценить, используя соотношение (6) и (7):
$$\frac{\|\Delta \bar{w}(n+1)\|}{\|\Delta \bar{w}(0)\|} \leq q^n(\alpha_0) = \left(\frac{\lambda_{\max} / \lambda_{\min} - 1}{\lambda_{\max} / \lambda_{\min} + 1} \right)^n < \epsilon.$$

Отсюда
$$n > \frac{\ln \epsilon}{\ln \left(\frac{\lambda_{\max} / \lambda_{\min} - 1}{\lambda_{\max} / \lambda_{\min} + 1} \right)} = \Delta$$

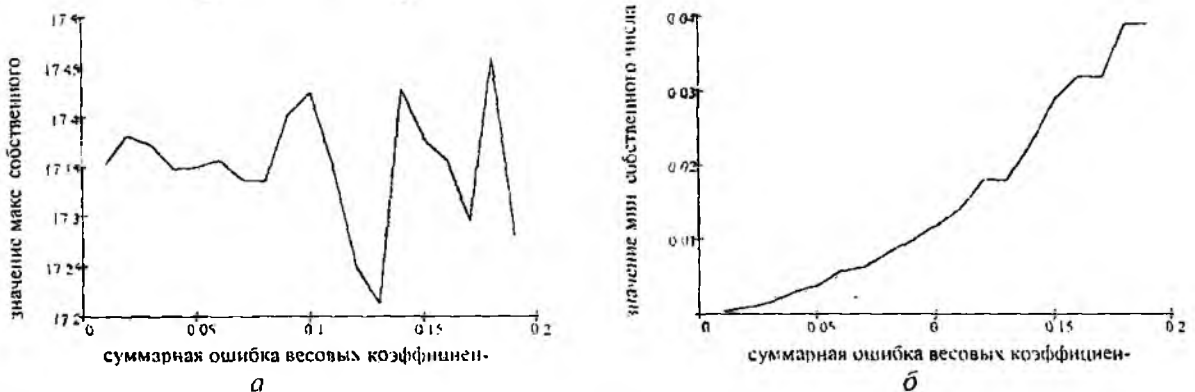


Рис. 4

При заданной относительной точности $\varepsilon = 1\%$ и полученными в упомянутом опыте $\lambda_{\max} = 17.347$ и $\lambda_{\min} = 2.895 \times 10^{-3}$ значение Δ составит 1.38×10^4 , что соответствует результату, отображенному на рис. 2.

Зависимость Δ , то есть прогнозируемого числа итераций для нахождения значения элементов ВВК, от суммарной ошибки весовых коэффициентов каналов решетки показана на рис. 5, а. На рис. 5, б также представлена аналогичная зависимость количества итераций n для нахождения значения элементов ВВК, полученная в результате моделирования.

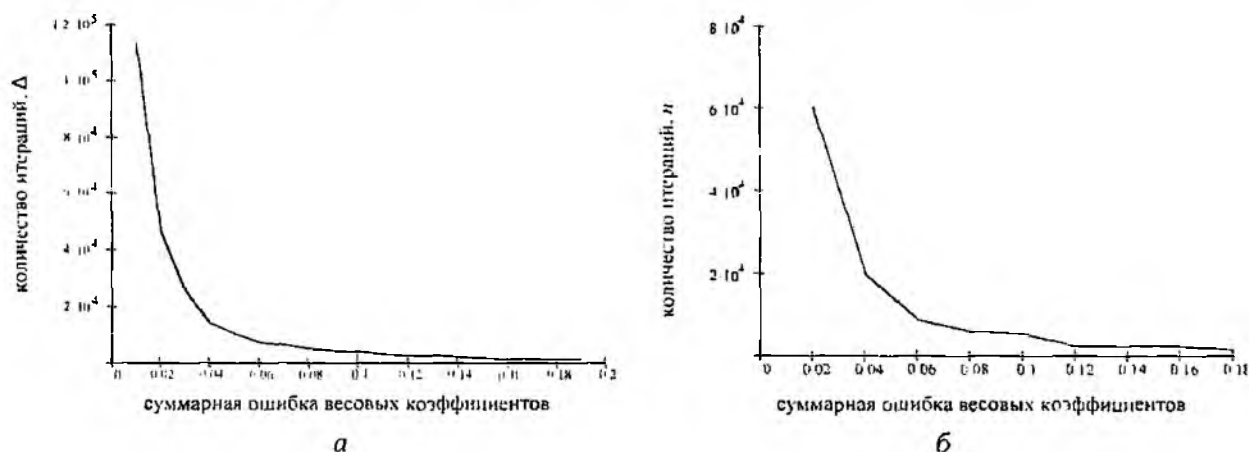


Рис. 5

Из приведенных графиков следует, что скорость сходимости алгоритма адаптации, построенного на методе простой итерации и сходящегося со скоростью не менее геометрической прогрессии, существенно (экспоненциально) увеличивается с ростом суммарной ошибки весовых коэффициентов.

Список литературы: 1. Моизинго Р.А., Миллер Т.У. Адаптивные антенные решетки. Введение в теорию. М.: Радио и связь, 1986. 442с. 2. Пистолькорс А.А., Литвинов О.С. Введение в теорию адаптивных антенн. М.: Наука, 1991. 200с. 3. Фаддеев Д.К., Фаддеева В.Н. Вычислительные методы линейной алгебры. М.: Лань, 2002. 736с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 26.02.2006

ЭФФЕКТИВНЫЙ ДИАПАЗОН ИЗМЕРЕНИЯ ТОЛЩИНЫ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ИЗДЕЛИЙ ЭМА МЕТОДОМ ПРИ СПЕКТРАЛЬНОЙ ОБРАБОТКЕ АВТОКОРРЕЛЯЦИОННОЙ ФУНКЦИИ

Введение

В последнее время все более широкое распространение в практике неразрушающего контроля получают электромагнито-акустические (ЭМА) толщинометры [1-4]. Наряду с совершенствованием конструкций немаловажным является разработка новых способов обработки сигналов измерительной информации.

Существенно повысить отношение сигнал/шум можно путем определения корреляционной функции (взаимо- или автокорреляционной функций) [5]. Однако возникает ряд технологических сложностей при оценке положения локальных максимумов на временной оси.

Одним из наиболее эффективных способов повышения чувствительности ЭМА толщиномеров является применение спектральной обработки автокорреляционной функции. Эффективность его использования зависит от диапазона измеряемых толщин. В этой связи необходимо установить ограничения по применению данного способа обработки.

Цель работы – установить верхнюю границу эффективного диапазона измерений при использовании спектральной обработки автокорреляционной функции.

Под эффективным диапазоном измерения будем понимать диапазон измерений, в котором спектральная обработка автокорреляционной функции позволит получить наибольшее отношение сигнал/шум по сравнению с другими способами обработки при толщинометрии ЭМА методом.

Задача исследований – найти точку пересечения графиков, описывающих зависимость отношения сигнал/шум от толщины изделия при спектральной обработке автокорреляционной функции и при традиционном подходе с использованием взаимокорреляционной функции. Необходимо установить связь верхней границы с длительностью зондирующего радиоимпульса, временем наблюдения, величиной среднего квадратического отклонения (СКО) аддитивного шумового сигнала.

Диапазон измерений толщины при спектральной обработке автокорреляционной функции

Диапазон измерения толщины определяется минимальной и максимальной глубиной прозвучивания.

Минимальная глубина прозвучивания, или мертвая зона [6], согласно упрощенному представлению при контроле по совмещенной схеме ограничивается длительностью τ_u зондирующего импульса и временем восстановления чувствительности усилителя после воздействия зондирующего импульса τ_θ , что приводит к приближенному равенству

$$h_{\min} \approx \frac{(\tau_u + \tau_\theta)v}{2}, \quad (1)$$

где v – скорость распространения ультразвуковых колебаний в контролируемом изделии.

Максимальная глубина прозвучивания $h_{\max \text{ пр}}$ – наибольшая толщина изделия, на которой выявляются донные импульсы. На практике, при ЭМА толщинометрии способом спектральной обработки АКФ, максимальная глубина прозвучивания ограничивается временем наблюдения (длиной обрабатываемой реализации) T .

Сравнение аналитических выражений, описывающих отношения сигнал/шум при взаимо- и автокорреляционной обработке во временной и частотной областях позволяет устано-

вить верхнюю границу диапазона измерений толщин, при которой применение спектральной обработки автокорреляционной функции остается целесообразным.

Верхней границей будем считать значение толщины, при которой достигается равенство отношения сигнал/шум при взаимокорреляционном приеме и спектральной обработке автокорреляционной функции, т.е.

$$\frac{E\tau_u}{4TN_0}n^2 + \frac{A\pi\tau_u}{4T}\sqrt{\frac{2T}{N_0}} = \sqrt{\frac{2E}{N_0}}, \quad (2)$$

где E – энергия зондирующего радиоимпульса; n – количество донных импульсов; A – амплитуда зондирующего сигнала; N_0 – спектральная плотность мощности аддитивного белого шума.

Или

$$\frac{E\tau_u}{N_0}n^2 + A\pi\tau_u\sqrt{\frac{2T}{N_0}} - 4T\sqrt{\frac{2E}{N_0}} = 0. \quad (3)$$

Таким образом, мы имеем дело с квадратичным уравнением. Обозначим:

$$a = \frac{E\tau_u}{N_0}, \quad b = A\pi\tau_u\sqrt{\frac{2T}{N_0}}, \quad c = -4T\sqrt{\frac{2E}{N_0}} \quad (4)$$

Корни уравнения

$$n_{1,2} = \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}. \quad (5)$$

Поскольку в расчет принимается только убывающая часть параболы

$$n = \frac{-b + \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}. \quad (6)$$

Учитывая, что

$$n = \frac{T\nu}{2h}, \quad (7)$$

где h – толщина изделия, запишем

$$h_{\max} = \frac{T\nu a}{-b + \sqrt{b^2 - 4ac}} \quad (8)$$

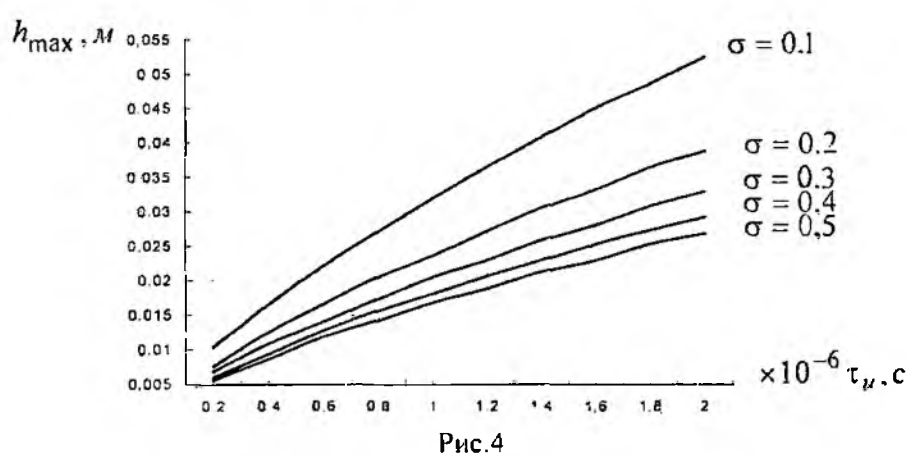
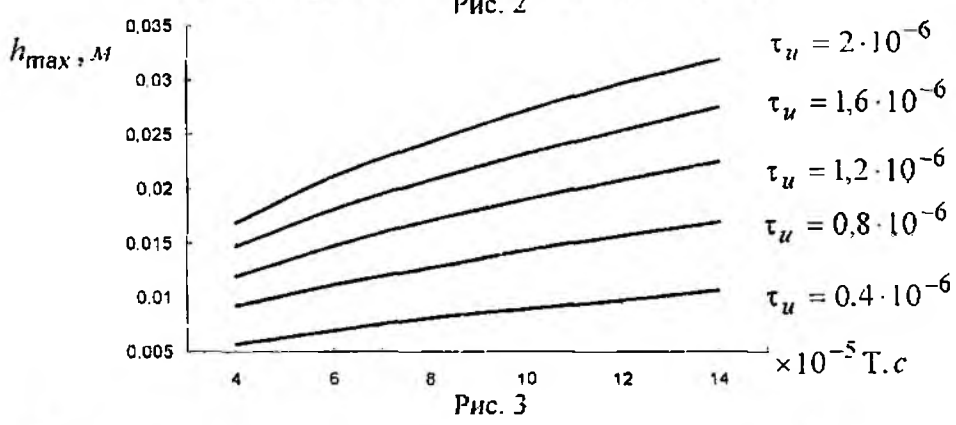
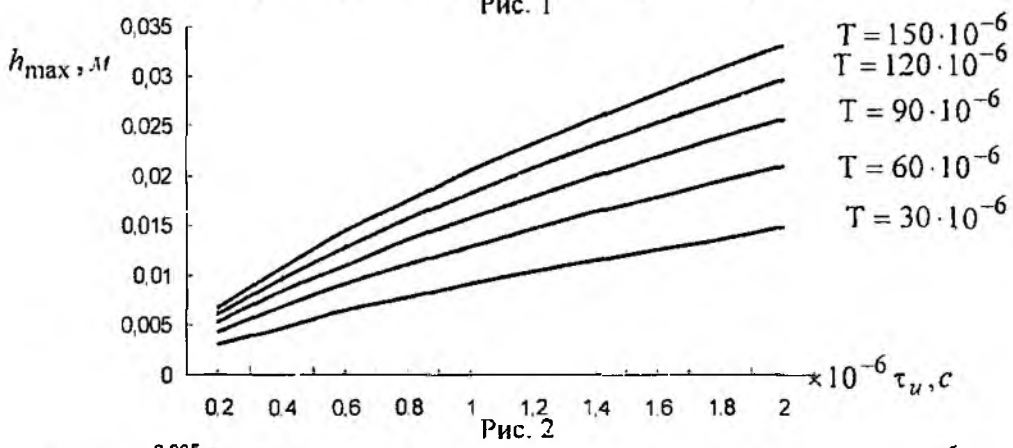
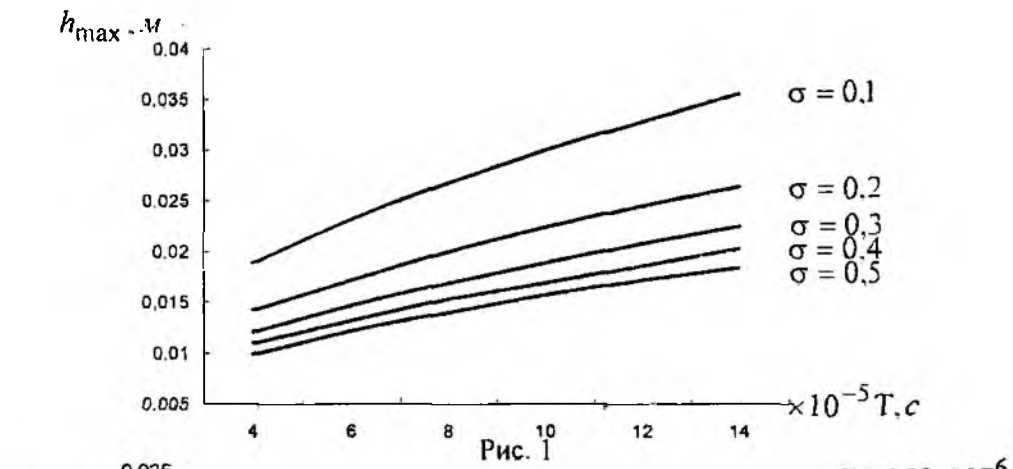
Пусть амплитуда зондирующего импульса $A=0.5$ В, частота заполнения зондирующего импульса $f=2.5$ МГц, скорость распространения ультразвуковых колебаний в материале $\nu=3500$ м/с.

Построим зависимости $h_{\max} = f(\tau_u)$, $h_{\max} = f(T)$.

Выводы

Эффективный диапазон измерений при спектральной обработке автокорреляционной функции сильно зависит как от времени наблюдения, так и от длительности зондирующего импульса (рис. 1–4). Верхняя граница эффективного диапазона при достаточной τ_u колеблется от 10 до 35 мм. Учитывая, что амплитуда зондирующего импульса $A=0,5$ В, а СКО шума $\sigma=0,3$ В, т.е. смоделированы условия, когда традиционные способы обработки при ЭМА толщинометрии не дают результатов, данный диапазон можно считать приемлемым при измерении тонких металлических изделий (в основном, продукции прокатного производства) в условиях значительных акустических помех. Вместе с тем, на первый взгляд небольшой

диапазон измерений значительно увеличивается при уменьшении СКО аддитивного шума (рис. 1, 4).



Максимальная глубина прозвучивания значительно больше рассчитанной верхней границы эффективного диапазона. Поэтому, если измерения ведутся в условиях значительных акустических помех целесообразно применять комбинированный способ обработки:

- до верхней границы эффективного диапазона – способ спектральной обработки АКФ;
- до максимальной глубины прозвучивания – взаимокорреляционную обработку.

При низком уровне шумов во всем диапазоне измерений необходимо использовать способ спектральной обработки АКФ, который позволяет достаточно просто с высокой точностью измерить толщину изделия.

Приведенная процедура расчета позволит априори оценить эффективный диапазон измерений при спектральной обработке автокорреляционной функции, т.е. с высокой вероятностью определить диапазон толщин, в котором применение спектральной обработки автокорреляционной функции эффективно. Полученные результаты могут использоваться при конструировании ЭМА толщиномера, использующего принцип спектральной обработки автокорреляционной функции, как при ручном, так и при автоматическом измерении толщины металлических изделий.

Список литературы: 1. *Неразрушающий контроль и диагностика: Справочник* / Под ред. В.В. Клюева. М.: Машиностроение, 1995. 488 с. 2. *Сучков Г.М.* О главном преимуществе ЭМА способа // *Дефектоскопия*. 2000. №10. С.67-70. 3. *Сучков Г.М.* Разработка и внедрение технологии сплошного автоматического обнаружения дефектов макроструктуры объемно-закаленных рельсов бесконтактным ультразвуковым методом // Автореф. дис... канд. техн. наук. Харьков: ХАДИ. 1988. 22 с. 4. *Себко В.П., Сучков Г.М.* Электромагнитно-акустический способ неразрушающего контроля. Ч.1. Эффект электромагнитно-акустического преобразования // *Укр. метрологічний журнал*. 2003. Вып. 1. С. 35-38. 5. *Сучков Г.М.* Обработка информации. Возможности корреляционного анализа при толщинометрии ЭМА методом // *Контроль. Диагностика*. 2002. №8. С. 37-40. 6. *Ермолов И.Н.* Теория и практика ультразвукового контроля. М.: Машиностроение, 1981. 240 с.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 27.01.2006

ОСОБЕННОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ СПИРАЛЬЮ МЕДЛЕННЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН НА ПЛАЗМЕННОМ СТОЛБЕ, СФОРМИРОВАННОМ В ОТКРЫТОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Разработка плазменных антенн непосредственно связана с задачей возбуждения поверхностной волны на плазменном шнуре. Для этой цели, в частности, может быть использована спираль, внутрь которой коаксиально помещается плазменный шнур [1]. Оба названных элемента вносят свой вклад в замедление электромагнитных волн, которые в такой системе возбуждаются на частотах, заведомо *меньших* критической частоты волновода [2,3]. Выбор такой конструкции продиктован стремлением повысить эффективность возбуждения плазменного шнура в диапазоне длин волн порядка трех метров.

Исследование взаимодействия электромагнитных волн с плазмой, находящейся в непосредственной близости к различным замедляющим структурам, наиболее активно началось с работ Я.Б. Файнберга и др. (см., например, работу [4]). Эти работы в свое время явились основой для создания нового физического направления – плазменной электроники [5].

Идея создания плазменной антенны известна уже как минимум пятьдесят лет [6]. Последнее время интерес к таким антеннам существенно возрос [7]. Однако большинство опубликованных к настоящему времени работ посвящено плазменным антеннам, построенным на базе флуоресцентных труб (лампы дневного света). Антеннам же, в которых формирование плазменного стоба осуществляется непосредственно в открытом пространстве, уделяется значительно меньше внимания. Поэтому задачи, связанные с исследованиями таких антенн, остаются актуальными и поныне.

Цель данной работы показать, что: 1) в низкочастотной области вычисление дисперсионной характеристики системы «спираль – плазменная струя» может выполняться с использованием значительно более простого дисперсионного уравнения для системы «круглый волновод – плазменная струя»; 2) плазменная струя, созданная в открытом пространстве взрывным методом, может быть использована в качестве излучающего элемента антенны, работающей на частотах до двухсот-трехсот мегагерц и имеющей максимальный уровень излучения в направлении, перпендикулярном к оси системы.

Общий подход к исследованию

В отсутствие замагничивающего плазму продольного постоянного магнитного поля в области низких частот имеет место лишь одна собственная медленная волна [3]. Волны в этом случае распространяются практически так же, как в сплошном цилиндрическом волноводе с плазмой и близки по своей структуре к ТЕМ-волнам в коаксиальной линии.

Вопросам распространения медленных волн в спиральном волноводе с плазмой посвящен ряд работ [8-11]. Впервые эта задача рассмотрена в 1949 г. в работе [8]. В общем случае поля в такой системе описываются разложением в ряд Фурье по пространственным гармоникам, которые являются несимметричными волнами (зависящими от азимутальной координаты). При некоторых условиях те или иные члены ряда могут оказаться доминирующими (пространственный резонанс), а всеми прочими можно пренебречь. В то же время на практике может оказаться достаточно анализа лишь нулевых пространственных гармоник – симметричных волн, которые не зависят от азимутальной координаты. Так, в случае выполнения условия $2a \ll \lambda$, где $2a$ – диаметр спирали, когда изменением фазы волны тока на одном витке можно пренебречь, имеет место нулевой пространственный резонанс и влияние высших гармоник оказывается несущественным. В этом случае решение задачи может базироваться лишь на граничных условиях, учитывающих периодичность структуры (ее анизотропию) без учета того, что спираль переходит сама в себя не только при осевом смещении на ее период, но и при любом смещении вдоль оси, сопровождаемом надлежащим поворотом по

азимуту. Именно в этом приближении и проводилось рассмотрение данной задачи в упомянутых выше работах [2,3]. Эти результаты – отправная точка последующих рассуждений.

Как известно, вид диаграммы направленности антенны зависит от значения коэффициента замедления $m = c/v_{\phi}$, где c – скорость света в вакууме, $v_{\phi} = \omega/\beta$ – фазовая скорость волны в системе, ω – круговая частота сигнала возбуждения, $\beta = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны в системе [12]. При значениях ω , превышающих плазменную частоту ω_p , плазменная антенна работает подобно диэлектрической антенне бегущих медленных волн с максимумом излучения, направленным вдоль оси. Возбужденная на поверхности плазменного шнура волна в этом случае взаимодействует с ним весьма существенно. Поэтому возникающая в объеме плазмы поляризация частиц вдоль силовых линий электрического поля (прежде всего за счет смещения более подвижных электронов) приводит к появлению своеобразной системы диполей с током, перпендикулярных оси системы. Эти диполи могут в совокупности рассматриваться как волноведущая замедляющая структура [12]. Близкие к единице значения параметра m , когда фазовая скорость поверхностной волны мало отличается от скорости света, соответствуют режиму поперечного излучения антенны, при котором поверхностная волна слабо связана с плазмой и излучается практически так же, как металлическими проводниками.

Для нахождения значения фазовой скорости поверхностной волны требуется построение дисперсионных характеристик (ДХ) системы «плазменная струя – спиральный волновод» при значениях концентрации частиц плазмы, измеренных экспериментально. Вычисления должны быть проведены для двух участков распространения поверхностной волны – внутри волновода и за его пределами, когда струя плазмы покидает его объем. В последнем случае, соответствующем основному этапу излучения [1], найденное из дисперсионной кривой значение фазовой скорости позволяет судить о виде диаграммы направленности антенны.

Возможность работы такой антенны в режиме поперечного излучения и в низкочастотном диапазоне важно показать потому, что большие значения коэффициента замедления имеют место на низкочастотной ветви ДХ спирального волновода с плазмой.

Для строгости подхода к построению ДХ далее используются результаты работы [2]. На основании вычислений в широкой полосе частот (0,3–1,2 ГГц) показывается возможность перехода в интересующей нас низкочастотной области (до 350 МГц) к более простой модели «плазменная струя – сплошной круглый волновод» из работы [3]. При этом в случае, когда струя находится вне возбуждающей спирали, ДХ строится в предположении ее бесконечной удаленности от плазменного шнура.

Для обоснования возможности использования для наших целей указанной выше упрощенной модели ниже приводится полученное в работе [2] дисперсионное уравнение (ДУ) для спирального волновода с плазмой и кратко излагаются проанализированные там же основные свойства ДХ системы. Стоит заметить, что по ряду имевших место причин, связанных, прежде всего, с отсутствием в годы выхода в свет работы [2] адекватных вычислительных средств, авторами этой работы не был описан ряд интересных дополнительных особенностей ДХ. Эти особенности, которые позволило выявить компьютерное моделирование, также приводятся ниже в рамках того же описания.

Дисперсионное уравнение системы плазменная струя-спираль

Рассмотрению подлежит электродинамическая система (см. рис. 1), представляющая собой бесконечную однозаходную металлическую спираль радиуса a , намотанную на полый

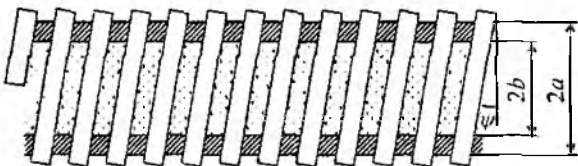


Рис.1

диэлектрический цилиндр, внутри которого возбуждается плазменный шнур. Последний имеет радиус b и полностью занимает внутренний объем цилиндра. Угол намотки спирали обозначим как ψ , а материал цилиндра охарактеризуем абсолютной диэлектрической проницаемостью ϵ'_d .

В работе [2] получено ДУ анализируемой системы. Ниже будет рассматриваться частный случай этого уравнения, справедливый в предположениях: 1) равенства нулю напряженности постоянного магнитного поля, замагничивающего плазму вдоль оси системы (когда тензор диэлектрической проницаемости плазмы принимает диагональный вид с тремя совпадающими отличными от нуля компонентами), 2) когда в общем выражении для ДУ из работы [2] можно положить

$$\gamma_0^2 \approx \gamma_d^2 \approx \gamma_{||}^2 \approx \gamma_{\perp}^2 \approx \beta^2, \quad (1)$$

где $\gamma_0 = \sqrt{\beta^2 - \beta_0^2}$, $\gamma_d = \sqrt{\beta^2 - \beta_d^2}$, $\gamma_{||} = \sqrt{\beta^2 - \beta_{||}^2}$, $\gamma_{\perp} = \sqrt{\beta^2 - \beta_{\perp}^2}$, $\beta_0^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0$, $\beta_d^2 = \omega^2 \epsilon_d \mu_0$, $\beta_{||}^2 = \beta_{\perp}^2 = \beta_p^2 = \omega^2 \epsilon_p \mu_0$, $(\beta_{||}^2 = \beta_{\perp}^2 = \beta_p^2 = \omega^2 \epsilon_p \mu_0)$, $\epsilon_d = \epsilon_0 \epsilon'_d$, $\epsilon = \epsilon_p = \epsilon_0 (1 - q^2)$, $q = \omega_p / \omega$, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, $\epsilon_0 = 1/(36\pi \cdot 10^9)$ Ф/м – соответственно магнитная и диэлектрическая проницаемости вакуума.

С учетом указанных допущений ДУ записывается в виде

$$G^2 = \frac{\left(\alpha_3 + \frac{\gamma_d \rho_{1pb}}{\gamma_p \tau_{ldb}} \alpha_1 \right) \left[S_{\epsilon} \left(\alpha_4 + \frac{\epsilon_p \gamma_d \rho_{1pb}}{\epsilon_d \gamma_p \tau_{ldb}} \alpha_2 \right) + \alpha_3 + \frac{\epsilon_p \gamma_d \rho_{1pb}}{\epsilon_d \gamma_p \tau_{ldb}} \right]}{S_{\epsilon} \left(\alpha_4 + \frac{\epsilon_p \gamma_d \rho_{1pb}}{\epsilon_d \gamma_p \tau_{ldb}} \alpha_2 \right) \left[\alpha_3 + \frac{\gamma_d \rho_{1pb}}{\gamma_p \tau_{ldb}} \alpha_1 + S_{\mu} \left(\alpha_4 + \frac{\gamma_d \rho_{1pb}}{\gamma_p \tau_{ldb}} \alpha_2 \right) \right]}, \quad (2)$$

где $\gamma_p = \sqrt{\beta^2 - \beta_p^2}$, $\rho_{1da} = \frac{I_1(\gamma_d a)}{I_0(\gamma_d a)}$, $\rho_{1pb} = \frac{I_1(\gamma_p b)}{I_0(\gamma_p b)}$, $\sigma_{0,ldb} = \frac{K_{0,1}(\gamma_d b)}{I_{0,1}(\gamma_d b)}$, $\sigma_{0,lda} = \frac{K_{0,1}(\gamma_d a)}{I_{0,1}(\gamma_d a)}$,

$\tau_{10a} = \frac{K_1(\gamma_0 a)}{K_0(\gamma_0 a)}$, $\tau_{1db} = \frac{K_1(\gamma_d b)}{K_0(\gamma_d b)}$ (I, K – модифицированные функции Бесселя первого и второго рода соответственно, a – радиус спирали, b – радиус плазменного столба),

$\alpha_1 = 1 + \sigma_{1da}/\sigma_{0db}$, $\alpha_2 = 1 - \sigma_{0da}/\sigma_{0db}$, $\alpha_3 = 1 - \sigma_{1da}/\sigma_{1db}$, $\alpha_4 = 1 + \sigma_{0da}/\sigma_{1db}$,

$G = \frac{\gamma_0 \operatorname{tg} \psi}{\beta_0 \tau_{10a}}$, $S_{\epsilon} = \frac{\epsilon_0 \gamma_d \tau_{10a}}{\epsilon_d \gamma_0 \rho_{1da}}$, $S_{\mu} = \frac{\gamma_d \tau_{10a}}{\gamma_0 \rho_{1da}}$.

Уравнение (2) подлежит численному решению путем поиска значений постоянных распространения β для заданных частот ω , либо наоборот – поиска значений частот при заданных постоянных распространения.

Остановимся на основных выводах работы [2]. Так, было подтверждено обнаруженное в работе [8] скачкообразное поведение дисперсионной кривой. При этом установлено наличие у нее двух ветвей – низкочастотной и высокочастотной, заметно (более чем в два раза) отличающихся значениями коэффициента замедления m при переходе от одной ветви к другой. Большие значения m при этом достигаются на низкочастотной ветви. Указывалось также на наличие интервала частот, ограниченного сверху значением частоты $\omega_{cp} \approx \omega_p / \sqrt{1 + \epsilon'_d}$, на котором имеется запрещенная для распространения медленных волн зона (см. работу [11]). Эта зона находится между низкочастотной и высокочастотной ветвями. На основании анализа ДУ указанное выше значение частоты ω_{cp} найдено из условия $\epsilon_0 \epsilon_d = |\epsilon_p|$.

По мере уменьшения величины зазора между плазмой и спиралью (т.е. толщины стенки диэлектрического цилиндра) запрещенная зона расширяется в сторону низких частот, вплоть до исчезновения низкочастотной ветви. Этот факт является одним из важных выводов работы [2] и его следует учитывать при разработке плазменных антенн низкочастотного диапазона. Ведь их работа возможна только при условии наличия низкочастотной ветви ДХ.

Ниже будет показано, что в низкочастотной области при $\epsilon_d^r = 1$ (важный для последующих рассуждений случай) для построения ДХ спирального волновода может применяться ДУ для сплошного круглого. Это уравнение, полученное в работе [3], имеет вид

$$\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) \frac{I_0'(\gamma b)}{\gamma a I_0(\gamma b)} = \frac{1}{\gamma_0 a} \frac{I_0'(\gamma_0 b) K_0(\gamma_0 a) - I_0(\gamma_0 a) K_0'(\gamma_0 b)}{I_0(\gamma_0 b) K_0(\gamma_0 a) - I_0(\gamma_0 a) K_0(\gamma_0 b)}. \quad (3)$$

где $\gamma_0^2 = \beta^2 - \frac{\omega^2}{c^2}$, $\gamma^2 = \beta^2 - \frac{1}{c^2}(\omega^2 - \omega_p^2) = \gamma_0^2 + \frac{\omega_p^2}{c^2}$; a, b – радиусы круглого волновода и плазменного столба соответственно. (Заметим, что для приведения системы обозначений в выражениях (2) и (3) к единообразию в формуле (3) из работы [3] произведена замена $a \rightarrow b$, $b \rightarrow a$.)

В случае допустимости использования модели для сплошного круглого волновода отметим, что отношение продольной и радиальной компонент электрического поля вне плазмы оказывается достаточно малым, отчего виды волн в системе близки к ТЕМ-волнам, характерным для коаксиальной линии.

Многозначность дисперсионной характеристики и явление «перескока» на другую длину волны в узких частотных интервалах

В процессе вычислений задавались дискретные значения частот ω , а как корни из уравнения (2) находились соответствующие частотам ω постоянные распространения β .

По ряду объективных причин в работе [2] не были описаны некоторые дополнительные особенности ДХ, построенной с использованием ДУ (2). Эти особенности описываются ниже.

Наши вычисления, результаты которых иллюстрируются на рис. 2, проводились для следующих значений параметров: $a = 28,7$ мм; $b = 25,8$ мм; $\psi = 5,72^\circ$; $\epsilon_d^r = 1$; $f_p = \omega_p / (2\pi) = 1$ ГГц; шаг по частоте – 10 МГц; пределы изменения частоты – 170–257 МГц, 442–1200 МГц (определялись с исключением запрещенного интервала частот в процессе вычислений); отношение границ интервала поиска корня (по β) – 50. Фактор точности Φ , определяющий допустимые при вычислениях значения β в соответствии с условием (1), вводился множителем в следующее неравенство, выполнение которого проверялось в построенном алгоритме: $\beta > \Phi \cdot \sup\{\beta_d, \beta_0, |\beta_p|\}$. Было выбрано значение $\Phi = 2,5$, при котором $0,92\beta < \sup(\gamma_{0,d,\parallel,\perp}) = \beta\sqrt{1 - \Phi^{-2}} < \beta$.

Из рис. 2, а можно видеть, что построенная дисперсионная кривая имеет участок многозначности. При этом три различные частоты из интервала $[f_{zp}^{(4)}, f_{zp}^{(1)} < \approx \omega_{zp} / (2\pi)]$ могут вызывать в анализируемой системе колебания с одинаковой длиной волны. В случае $\epsilon_d^r = 1$, когда $\omega_{zp} = \omega_p / \sqrt{2}$, справедливо равенство $f_{zp}^{(3)} = (f_{zp}^{(2)} + f_{zp}^{(4)}) / 2$.

Запрещенная для распространения медленных волн зона занимает частотный промежуток $[f_{zp}^{(3)}, f_{zp}^{(2)}]$. Если значение ϵ_d^r увеличивать, промежуточная ветвь, расположенная в интервале $[f_{zp}^{(4)}, f_{zp}^{(3)}]$, будет все более «прижиматься» к низкочастотной ветви, а ДХ «опускаться» в сторону более низких частот.

Нами было обнаружено, что в случае $\epsilon_d^r \approx 1$ между частотой ω_{zp} и участком многозначности имеется узкая полоса частот (на рис. 2, а не показана в подробностях), где на дисперсионной кривой наблюдаются аномалии (см. рис. 2, б). Для заданных выше исходных данных самая низкочастотная аномалия занимает полосу 2 МГц (частоты 596,55–598,5 МГц).

следующая – 1,5 МГц (частоты 615,5–617 МГц), затем 1 МГц (частоты 674,15–675,15 МГц) и приблизительно 20 кГц (частоты 698,38–698,3999 МГц).

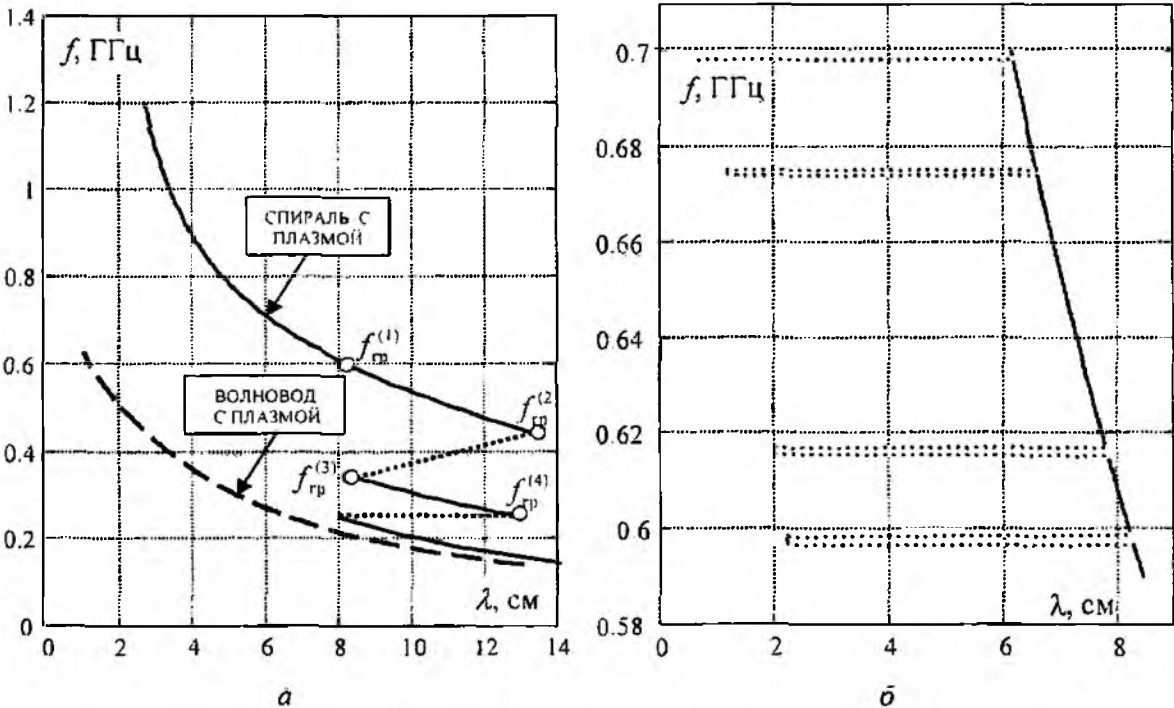


Рис. 2

Количество аномалий и занимаемый каждой из них интервал частот зависят от соотношения радиусов спирали a и плазменного шнура b . Так, при уменьшении значения b в полтора раза ($b = 17,19$ мм) и при тех же остальных исходных данных, что и для рис.2, количество аномалий достигает шести (рис.3; штриховой линией изображена дисперсионная характеристика сплошного круглого волновода с плазмой), а ширина полосы частот каждой из них существенно возрастает (по сравнению с примером, приведенным на рис. 2, б). Так ширина самой высокочастотной аномалии составляет в этом случае 95,4 кГц (частоты 0,669025–0,66893 ГГц), следующая – 3,3 МГц (0,6408–0,6375 ГГц), далее 30,4 МГц (0,593–0,563 ГГц), затем 6,4 МГц (0,541–0,534 ГГц), 7,9 МГц (0,528–0,52 ГГц) и 28,7 МГц (частоты 0,504–0,475 ГГц).

Вычисления показали, что при еще большем уменьшении радиуса b количество аномалий снова уменьшается, а занимаемые ими частотные полосы сужаются.

Описываемые аномалии также являются участками многозначности ДХ и ее дополнительными ветвями. Их выявление стало возможным благодаря заданию весьма малого шага изменения частоты в несколько кГц, что потребовало довольно значительных затрат на время вычислений. Ведь заранее было неизвестно, сколь узкими окажутся аномалии. При этом вычисления проводились для сетки частот из порядка ста тысяч узлов.

Из рис. 2, а можно также видеть, что в области низких частот низкочастотная ветвь ДХ спирального волновода почти сливается с ДХ сплошного круглого. Это позволяет сделать вывод о том, что вычисления в низкочастотной области могут проводиться с использованием куда более простой модели для круглого волновода (согласно уравнению (3)). Сказанное целиком согласуется с общеизвестными представлениями об отражении электромагнитных волн от проводящих решеток, шаг которых много меньше длины волны. Безусловно, при этом расстояние между наружной и внутренней стенками диэлектрического цилиндра должно быть не столь малым, чтобы привести к фактическому исчезновению рассчитываемой на основании упрощенной модели низкочастотной ветви. Возможность такого упрощения в области низких частот следует также и из того, что присущие спиральному волноводу с плазменным заполнением особенности, а именно установленные многозначность и аномалии, находятся достаточно высоко по частоте, вблизи значения $\omega_{cp} = \omega_p / \sqrt{2}$ (см. работу [13]).

В реальных системах, в которых плазма создается в результате взрыва (путем подрыва стандартного пиропатрона или какого-либо специального заряда), значения концентрации n частиц

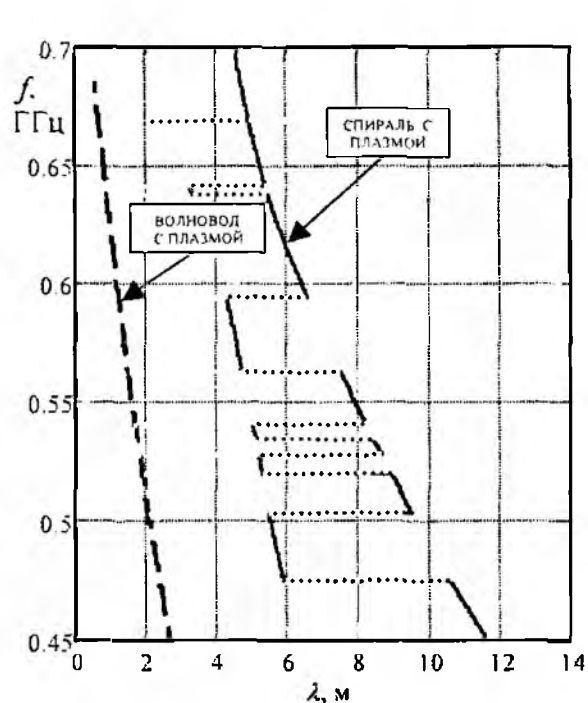


Рис. 3

плазмы находятся в пределах $5 \cdot 10^{11} \div 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, а следовательно, плазменные частоты $f_p = \omega_p / (2\pi)$ лежат в интервале $5 \div 15 \text{ ГГц}$.

Разрабатываемые нами плазменные антенны предназначены для работы в радиочастотном диапазоне (от нескольких десятков до нескольких сотен мегагерц). Приведенные же на рис. 2 графики намеренно рассчитывались в более широкой полосе частот и для сравнительно низкого значения плазменной частоты в 1 ГГц . Это было сделано для того, чтобы показать все характерные участки ДХ и приблизить их друг к другу (фактически, для того чтобы увеличить «масштаб» рисунка).

Таким образом, вычисление ДХ спирального волновода с плазмой с использованием ДУ из работы [2] имеет смысл проводить лишь затем, чтоб узнать, в каких пределах можно варьировать те или иные параметры так, чтобы не исчезла НЧ ветвь, и стало понятно, ниже какой частоты она начинается. После этого все остальные расчеты

можно выполнять с использованием значительно более простого ДУ для круглого волновода с плазмой из работы [3].

Особенности электродинамической системы «спиральный волновод – плазменная струя» как плазменной антенны

Рассмотрим систему, в которой влиянием диэлектрического каркаса, на который намотана спираль, можно пренебречь, предположив, что его стенка тонка, а диэлектрическая проницаемость образующего его материала близка к единице ($\epsilon'_d \sim 1$). Кроме того, положим, что плазма занимает не весь объем каркаса, а только его часть, будучи ограниченной дополнительной, также тонкостенной трубкой с малым значением ϵ'' . Эта трубка размещается внутри объема спирали соосно с нею. Выбор низких значений диэлектрических проницаемостей каркаса и дополнительно вложенной трубки улучшает взаимодействие поля волновода с поверхностью плазмы. Заметим еще раз, что в реальной системе длина волновода заведомо меньше, чем длина плазменной струи на основной стадии ее формирования.

Зададим диаметр каркаса $2a=70 \text{ мм}$, диаметр диэлектрической трубки, которую заполняет плазма, $2b=52 \text{ мм}$, и положим, что область между каркасом и плазмой заполняет воздух. Будем анализировать ДХ в диапазоне частот от 70 до 350 МГц для двух значений плазменных частот $f_p = \omega_p / (2\pi) = 5$ и 15 ГГц .

При столь низких частотах возбуждения спирали допустим обоснованный выше переход от модели для спирального волновода к модели для сплошного круглого. Результаты расчетов ДХ с использованием уравнения (3) приведены на рис. 4 сплошными линиями.

Можно видеть, что для плазменной частоты $f_p=15 \text{ ГГц}$ (которая соответствует значению концентрации частиц $n \approx 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ основного «тела» струи) и при длинах волн более 3 м (частоты менее 75 МГц) фазовая скорость поверхностной волны $v_{\phi} = \lambda f$ составляет приблизительно $\lambda f / c = 80 \%$ от скорости света. Аналогичные расчеты также показывают (на рис. 4 для краткости не приведены), что при выходе струи за пределы спирали (когда в дисперси-

оном уравнении для диаметра волновода следует положить $2a \rightarrow \infty$) значение v_ϕ увеличивается как минимум до 90 % от скорости света независимо от значения плазменной частоты. Это свидетельствует о том, что рассмотренная структура может работать как антенна поперечного излучения.

Имеющий место скачок фазовой скорости поверхностной волны при ее выходе за пределы волновода может быть уменьшен выбором

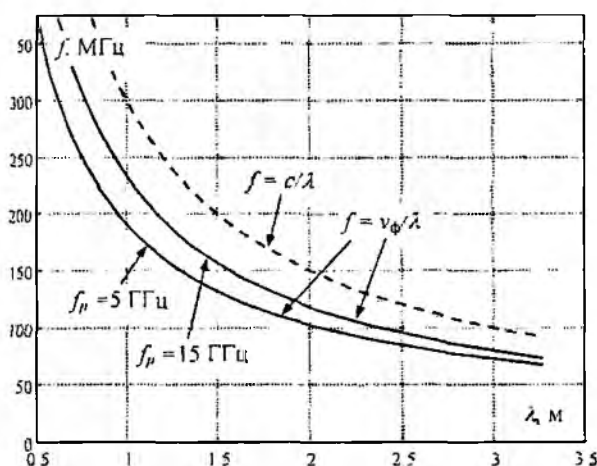


Рис. 4

этого выбора, очевидно, должно служить достижение максимально возможного значения амплитуды поверхностной волны за пределами волновода, чем и обеспечивается наивысшая энергия излучаемой электромагнитной волны.

Решение такой компромиссной задачи может быть проведено как экспериментально, так и теоретически. Однако в теории, по всей видимости, сложно учесть все особенности, прежде всего, плазменной струи. Ведь в случае ее возбуждения в открытом пространстве необходимо учитывать отсутствие четких границ плазмы (плавный спад концентрации ее частиц по мере удаления от оси системы), а также нестационарность плазмы и не вполне точную ее цилиндрическую геометрию (конусообразность начала струи).

Таким образом:

1. Показана эквивалентность в низкочастотной области теоретических моделей возбуждения плазмы спиралью и круглым волноводом, что позволяет значительно упростить метод численного построения дисперсионной характеристики.

2. Установлено наличие участка трехзначности дисперсионной характеристики электродинамической системы «плазменная струя – спиральный волновод».

3. Установлено наличие аномалий на дисперсионной характеристике в случае единичной диэлектрической проницаемости зазора между плазмой и спиралью. Аномалии имеют место несколько ниже частоты $\omega_{cp} = \omega_p / \sqrt{2}$, ограничивающей сверху участок многозначности дисперсионной характеристики.

4. Показана возможность использования плазменной струи, сформированной в открытом пространстве, в качестве антенны, которая имеет максимальный уровень излучения в направлении, перпендикулярном к оси плазменной струи.

5. Сформулирован принцип оптимального выбора соотношения диаметров плазменного шнура и возбуждающего его спирального волновода.

Список литературы. 1. Новиков В.Е., Пузанов А.О., Синьков В.В., Сошенко В.А. Физические предпосылки к созданию плазменной антенны // Радиофизика и электроника. 2004. Т. 9, №2. С.409-412. 2. Булгаков Б.М., Шестопалов В.П., Шишкин Л.А., Якименко И.П. Медленные волны в спиральном волновод с плазмой // Журн. техн. физики. 1960. Т. 30. №7. С.840-850. 3. Трайветилс А.В., Гоулд Р.В. Колебания сверхвысоких частот в плазме / Пер. с англ. под ред. Г.А. Барнашевского и З.С. Чернова М.: Изд-во иностр. лит., 1961. 360 с. 4. Файнберг Я.Б., Горбатенко М.Ф. Электромагнитные волны в плазме, находящейся в маг-

ды волновода может быть уменьшен выбором приемлемого соотношения диаметров $2a$ и $2b$. Поскольку фазовая скорость поверхностной волны возрастает при увеличении диаметра волновода, значение последнего должно быть достаточно большим. В то же время, при чрезмерном его увеличении (а значит – при неверном выборе так называемого в электронике СВЧ «припильного параметра») произойдет снижение как амплитуды возбуждаемой поверхностной волны, так и эффективности излучения антенны.

Таким образом, оптимальное соотношение диаметров волновода и плазменного шнура должно выбираться на основании решения компромиссной задачи. Критерием правильности

нитном поле // Журн. технич. Физики. 1959. Т. 29, №5. С.549. 5. *Плазменная электроника*: Сб. науч. тр. / Отв. ред. Курилко В.И.; АН УССР. Физико-технический институт. К.: Наук. думка, 1989. 300 с. 6. Уолтер К. Антенны бегущей волны. М.: Энергия, 1970. 448 с. 7. *Rayner J.Ph., Wichello A Ph., Cheetham A.D. Physical Characteristics of Plasma Antennas // IEEE Trans. on Plasma Science. 2004. Vol. 32, №1. P.269-281.* 8. Коган С.Х. Распространение волн вдоль бесконечной спирали // Докл. АН СССР. 1949. Т. 66, №5. С. 867. 9. Коган С.Х. Возбуждение спиральной линии // Докл. АН СССР. 1950. Т. 74, №3. С. 489. 10. Смирнов Н.Н. Распространение волн вдоль бесконечно длинной спирали // Докл. АН СССР. 1956. Т. 108, №2. С.243. 11. Вайнштейн В.А. Электромагнитные волны. М.: Сов. радио, 1957. 584 с. 12. Дробкин А.Л., Зузенко В.Л. Антенно-фидерные устройства. М.: Сов. радио, 1961. 816 с. 13. Пузанов А.О., Сошенко В.А. Плазменные взрывные антенны // Сб. науч. трудов 15-й Междунар. крымской конф. «СВЧ техника и телекоммуникационные технологии»: Севастополь, 2005. С. 695-696.

*Институт радиофизики и электроники
им. А.Я. Усикова НАН Украины*

Поступила в редколлегию 03.03.2006

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ПРОДОЛЬНОГО ЭФФЕКТА ДОПЛЕРА НА ВЫХОДНОЙ СИГНАЛ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ СОДАРА

Применение фазированных антенных решеток (ФАР), а также адаптивных антенных решеток (ААР) в акустических локахторах является перспективным направлением развития техники акустического зондирования.

Теория антенных решеток, ФАР и ААР, достаточно полно разработанная для систем радиолокации и систем передачи информации, по большей части применима и для систем акустического зондирования. Однако существуют особенности, обусловленные свойствами акустических колебаний

Основной задачей акустического зондирования атмосферы является измерение скорости ветра. В настоящее время имеются три возможных метода измерения скорости ветра: по времени прохождения сигналом определенной трассы, по доплеровскому сдвигу частоты и по угловому сдвигу рассеянного сигнала. Наиболее широко применяемым и апробированным является доплеровский метод [1]. Метод основан на измерении доплеровского сдвига частоты сигнала, рассеянного на движущихся под действием ветра неоднородностях атмосферы. Как известно из [1], радиальная составляющая (в направлении максимума диаграммы направленности) скорости ветра V_r в исследуемом объеме определяется выражением

$$V_r = \frac{c}{2 \cdot f_0} \cdot f_d \quad (1)$$

где c – скорость распространения звука в воздухе; f_d – доплеровский сдвиг частоты; f_0 – центральная частота принятого сигнала.

Соответственно доплеровский сдвиг частоты f_d записывается как

$$f_d = \frac{2 \cdot V_r}{c} \cdot f_0 \quad (2)$$

Учет эффекта Доплера при пространственно-временной обработке сигналов имеет существенные особенности по сравнению с учетом его при временной обработке. Вследствие влияния эффекта Доплера частота, длина волны и направление прихода отраженного сигнала, принимаемого антенной, отличаются от соответствующих параметров излучаемого сигнала.

Модель поля, создаваемого движущимся источником (целью), описана в [2]. Модель учитывает влияние эффекта Доплера на точность определения углового положения цели. В данной статье рассматривается влияние эффекта Доплера, связанное с изменением частоты и длины волны отраженного сигнала, без учета эффектов рефракции и абберации сигнала в атмосфере (тангенциальная составляющая вектора скорости $V_t = 0$) в дальней зоне приема.

В силу того, что скорость распространения звука в воздухе сравнительно невелика (≈ 343 м/с) [1] и соизмерима с возможной скоростью ветра (1–50 м/с), доплеровский сдвиг частоты f_d для акустических волн в процентах частоты f_0 значительно выше, чем для электромагнитных волн и может достигать единиц и десятков процентов. Такие величины смещения частоты могут вызывать нарушение условия синфазного сложения (для соответствующего направления зондирования) колебаний в каналах антенной решетки и, как следствие, приводить к уменьшению величины полезного выходного сигнала. Подобный эффект возникает исключительно в том случае, когда в качестве антенны системы акустического зондирования (САЗ) используется ФАР либо ААР и объясняется следующим образом.

Отраженный сигнал $s(t)$, падающий на апертуру антенной решетки с числом элементов N , подвергается пространственной дискретизации, в результате чего, формируется вектор наблюдения $S[n] = s(\varphi_0 - k\Delta_n)$, где Δ_n – функция шага пространственной дискретизации (опре-

деляется конструкцией ФАР и направлением прихода отраженного сигнала θ_0 , для линейной решетки $\Delta_n = d \cdot n \cdot \sin(\theta_0)$, где d – расстояние между элементами ФАР; $n = 0 \dots N - 1$ – текущее положение элемента ФАР, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, φ_0 – начальная фаза. Для узкополосного сигнала

$$\dot{S}[n] = A(t_0) \cdot \exp(j \cdot k \cdot \Delta_n), \quad (3)$$

где $A(t_0)$ значение огибающей отраженного сигнала в момент времени t_0 .

Выходной сигнал антенной решетки $y(t_0)$ в общем случае представляет собой скалярное произведение вектора наблюдения $\dot{S}[n]$ и весового вектора $\dot{W}[n]$ ФАР, определяющего форму и свойства диаграммы направленности антенной системы. В общем виде $\dot{W}[n]$ записывается как

$$\dot{W}[n] = w[n] \cdot \exp(-j \cdot k_0 \cdot \Delta_n), \quad (4)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ – волновое число зондирующего сигнала, а λ_0 – соответственно длина волны зондирующего сигнала.

Таким образом, выражение для выходного сигнала антенной решетки с учетом (3) и (4) принимает вид

$$y(t_0) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} \dot{S}[n] \cdot \dot{W}[n] = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} A(t_0) \cdot w[n] \cdot \exp(j \cdot \Delta_n (k - k_0)). \quad (5)$$

Анализ выражения (5) показывает, что максимум выходного сигнала будет наблюдаться при выполнении следующих условий:

- 1) $\Delta_n = 0$ (плоская волна падает на антенну перпендикулярно к плоскости апертуры);
- 2) $k = k_0$ либо $\lambda = \lambda_0$ (длина волны зондирующего и отраженного сигнала одинаковы, доплеровское смещение частоты отсутствует).

Очевидно, что при любых других условиях выходной сигнал не будет достигать максимального значения. Так как (5) является общей записью для выходного сигнала ФАР, можно сделать следующий вывод: эффект уменьшения величины полезного сигнала за счет нарушения синфазности (когерентности) будет наблюдаться вне зависимости от конфигурации решетки (линейная, плоская, кольцевая и т.д.).

Рассмотрим влияние эффекта Доплера на примере линейной ФАР.

Вектор весовых коэффициентов ВВК линейной ФАР $\dot{W}[n]$, определяющий вид и параметры диаграммы направленности, записывается так:

$$\dot{W}[n] = w[n] \cdot \exp\left(-j \cdot 2 \cdot \pi \cdot n \cdot \frac{d}{\lambda_0} \cdot \sin(\theta_0)\right), \quad n = 0, \dots, N-1, \quad (6)$$

где $w[n]$ – модуль ВВК (принимается $w[n] = 1$); n – позиция текущего элемента ФАР; d – расстояние между элементами; λ_0 – длина волны зондирующего сигнала; θ_0 – направление зондирования.

Вектор мгновенных значений наблюдаемого сигнала в раскрытой линейной решетке $\dot{S}[n]$, записывается как

$$\dot{S}[n] = A(t_0) \cdot \exp\left(j \cdot 2 \cdot \pi \cdot n \cdot \frac{d}{\lambda_d} \cdot \sin(\theta_0)\right), \quad n = 0, \dots, N-1, \quad (7)$$

где λ_d – длина волны отраженного сигнала (определяется радиальной скоростью перемещения неоднородностей атмосферы)

$$\lambda_d = \frac{\lambda_0}{1 + 2V_r/c}. \quad (8)$$

После подстановки (6) и (7) в (5), с учетом (8) запишем выражение для выходного сигнала ФАР

$$y(\theta_0, V_r) = \frac{1}{N} \cdot \sum_{n=0}^{N-1} w[n] \cdot A(l_0) \cdot \exp\left(j \cdot 2 \cdot \pi \cdot \frac{d}{\lambda_0} \cdot n \cdot \sin(\theta_0) \cdot \left(\frac{2V_r}{c}\right)\right), \quad (9)$$

На рис. 1, а представлен общий вид зависимости $|y(\theta_0, V_r)|$, полученной в результате моделирования. Модуль ВВК $w[n]=1$, значение огибающей $A(l_0)=1$, число элементов решетки $N=12$, относительное межэлементное расстояние $d/\lambda_0=0.5$, $c=343$ м/с. На рис. 1, б эта же зависимость представлена в виде поверхности уровней. Более светлые участки рис. 1, б соответствуют большим значениям выходного сигнала.

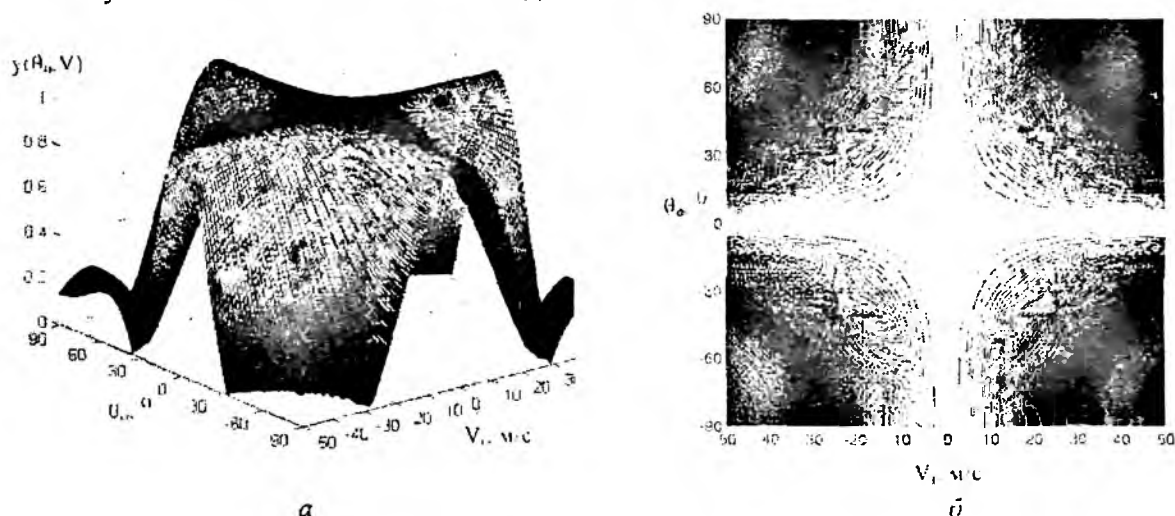


Рис. 1

На рис. 1, б отчетливо видны области максимального сигнала, соответствующие светлым участкам поверхности $|y(\theta_0, V_r)|$. В соответствии с приведенными условиями максимума выходного сигнала решетки, наибольший выходной сигнал наблюдается при $\theta_0 = 0$ и при $V_r = 0$.

На рис. 2, а показано семейство кривых, образованных сечениями функции $|y(\theta_0, V_r)|$ плоскостями $V_r = 0$ м/с, $V_r = 10$ м/с, $V_r = 20$ м/с, $V_r = 50$ м/с, а на рис. 2, б – семейство кривых, образованных сечениями функции $|y(\theta_0, V_r)|$ плоскостями $\theta_0 = 0^\circ$, $\theta_0 = -10^\circ$, $\theta_0 = -30^\circ$, $\theta_0 = 90^\circ$ ($N=12$, $d/\lambda_0=0.5$). Как видно на рис. 2, ослабление выходного сигнала, обусловленное доплеровским смещением частоты отраженного (рассеянного) сигнала может достигать существенных значений, особенно в тех случаях, когда наблюдается противофазное сложение сигналов в каналах антенной решетки (нули и провалы $|y(\theta_0, V_r)|$).

На рис. 3, а представлено семейство кривых образованных сечениями функции $|y(\theta_0, V_r)|$ плоскостями $V_r = 0$ м/с, $V_r = 10$ м/с, $V_r = 20$ м/с, $V_r = 50$ м/с, а на рис. 3, б – семейство кривых образованных сечениями функции $|y(\theta_0, V_r)|$ плоскостями $\theta_0 = 0^\circ$, $\theta_0 = -10^\circ$, $\theta_0 = -30^\circ$, $\theta_0 = 90^\circ$ ($N=24$, $d/\lambda_0=0.5$).

Сравнительный анализ рис. 2 и 3 позволяет сделать вывод о том, что величина ослабления выходного сигнала зависит не только от направления зондирования, но так же и от ширины апертуры антенны. Чем больше размеры апертуры (в длинах волн) тем больше влияние эффекта Доплера на амплитуду выходного сигнала.

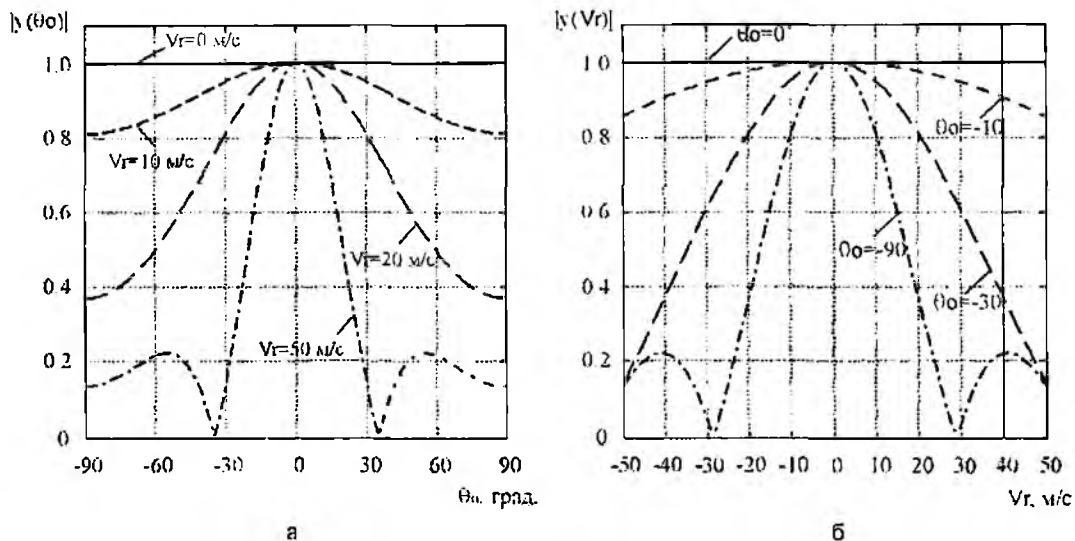


Рис. 2

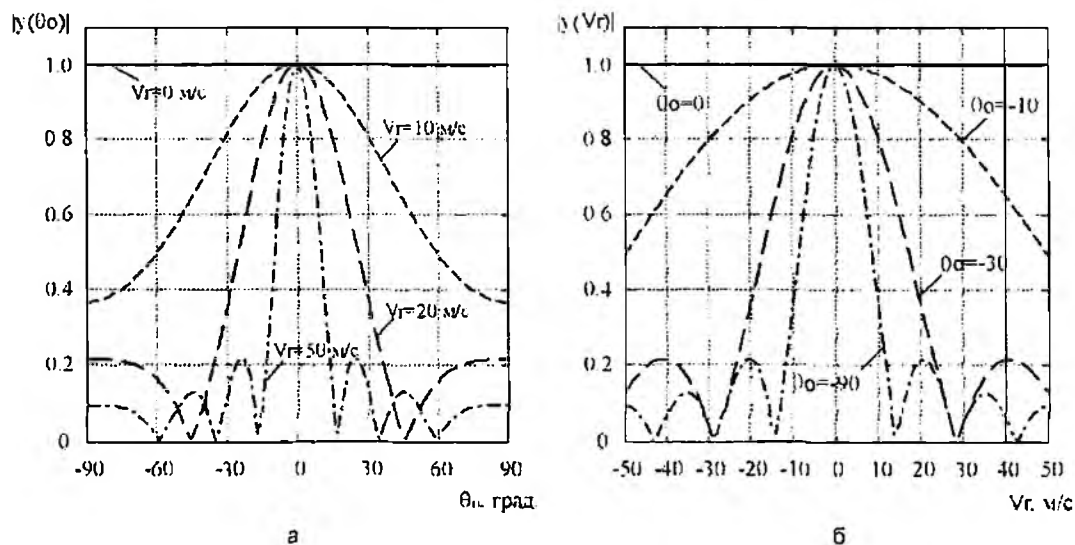
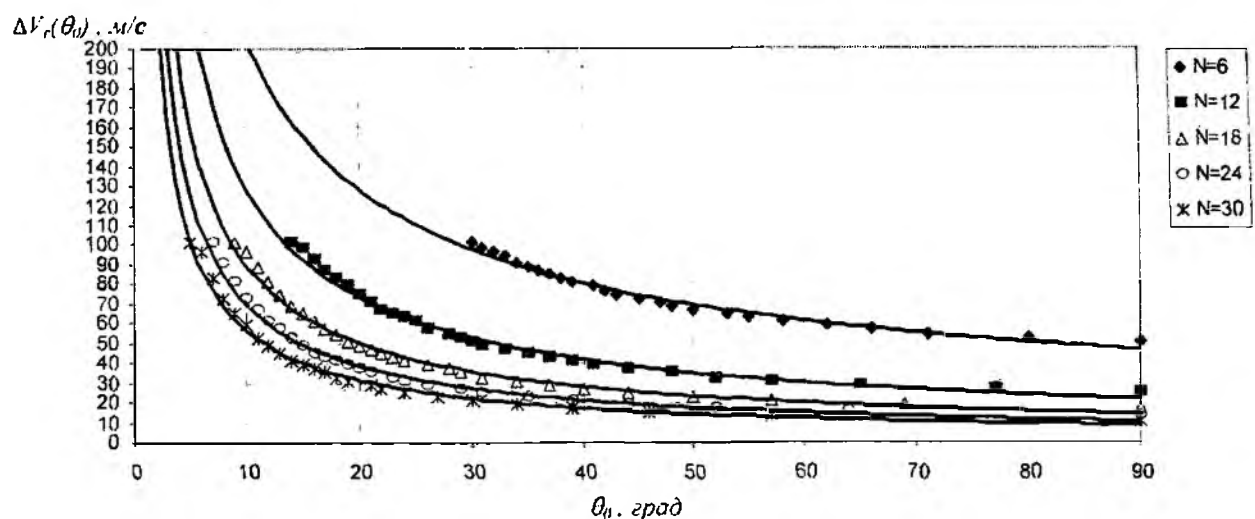


Рис. 3

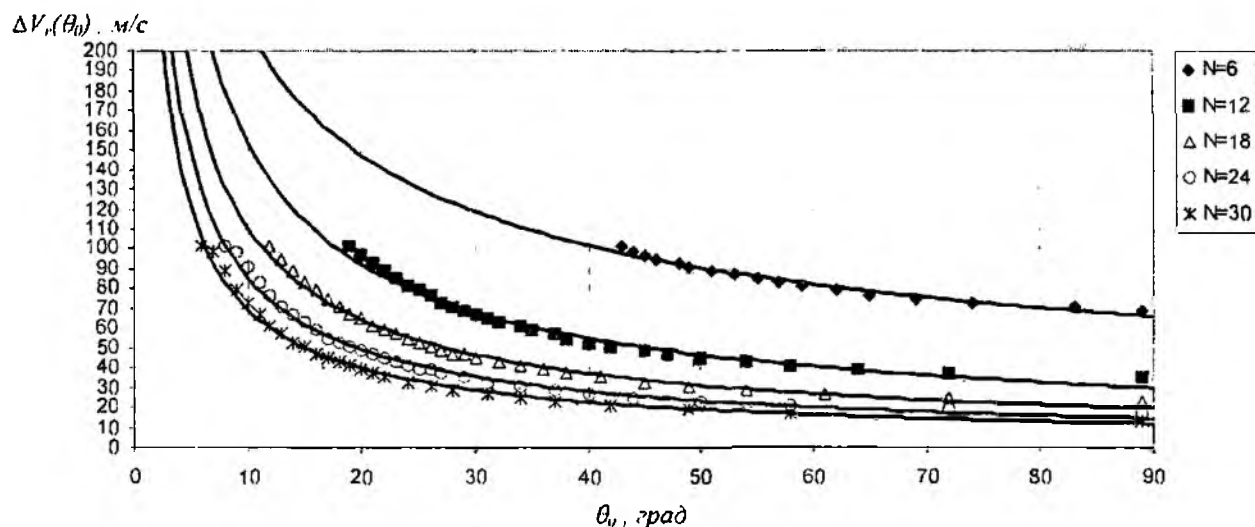
Семейства кривых на рис. 4, а отображают зависимость диапазона измеряемой скорости ветра ΔV_r , при условии ослабления выходного сигнала не более 3 дБ. (уровень 0.707), от направления зондирования θ_0 , для $N = 6$, $N = 12$, $N = 18$, $N = 24$, $N = 30$. На рис. 4, б представлено семейство кривых, отображающих зависимости $\Delta V_r(\theta_0)$, при условии ослабления выходного сигнала не более чем в 2 раза (уровень 0.5)

Описанный эффект является недостатком антенной системы, построенной по схеме ФАР с синфазным суммированием каналов. Эффект нарушения синфазного (когерентного) суммирования колебаний каналов решетки будет проявляться при качании главного лепестка диаграммы направленности тем больше, чем больше отклонение луча от направления, перпендикулярного плоскости решетки ($\theta_0 = 0^\circ$). Для уменьшения этого эффекта система пространственно-временной обработки должна обеспечить когерентное суммирование колебаний на частоте принимаемого полезного сигнала. Так как величина доплеровского смещения частоты является величиной априори неизвестной, необходимо обеспечить когерентность в полосе частот, с шириной, соответствующей ожидаемым доплеровским сдвигам. Система пространственно-временной обработки, отвечающая таким требованиям, представляет собой фазированную антенную решетку, содержащую регулируемые линии задержки или транс-

версальные фильтры в каждом из каналов. В литературе [3] такие системы обработки известны как пространственно-частотные фильтры.



а



б

Рис. 4

Другим методом решения задачи наилучшего приема акустических сигналов, в смысле описанного эффекта, является метод, основанный на разложении принимаемых сигналов в спектр, с последующей фильтрацией в базисе волновых векторов. Такой метод является общим случаем широко известного метода фильтрации в частотной области, основанного на дискретном Фурье-преобразовании сигнала, с последующим формированием характеристики фильтра в частотной области.

Список литературы: 1. Красненко Н.П. Акустическое зондирование атмосферы. Новосибирск: Наука, 1986. 2. Кремер И.Я., Кремер А.И., Петров В.М. и др. Пространственно-временная обработка сигналов / Под ред. Кремера И.Я. М.: Радио и связь, 1984. 224 С. 3. Титаренко Л.А. Адаптивная пространственная обработка сигналов в условиях априорной неопределенности. Х.: ХНУРЭ: Коллегиум, 2004. 216 С.

Харьковский национальный
университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 01.02.2006

ДИАГНОСТИКА ДИЭЛЕКТРИКОВ МИКРОВОЛНОВЫМ УСТРОЙСТВОМ

Научно-техническая и технологическая задача установления оптимальных параметров сорбентов сводится к определению в них количества абсорбируемых ими примесей из раствора через получение интегральной оценки электрофизических характеристик сорбентов. Поглощительная способность сорбентов – один из основных параметров, влияющих на эксплуатационные характеристики устройств по очистке растворов (например, крови) от добавок (токсинов) любого происхождения.

Развит радиофизический способ измерения диэлектрической проницаемости и угла потерь высококачественных диэлектриков [1] для определения абсорбционных свойств гемосорбентов. Высокая точность и надежность метода обеспечена конкретной аппаратурной реализацией, где:

- 1) использован высокочувствительный резонансно-мостовой метод;
- 2) предприняты специальные меры по обеспечению высокой стабильности частоты измерительного СВЧ-сигнала за счет использования автогенератора на основе активного резонатора бегущей волны;
- 3) включение СВЧ-усилителя совместно с развязывающим вентилем через вторичные плечи направленных ответвителей (НО), что исключает дестабилизирующее влияние усилителя на измерительную цепь активного резонаторного измерителя (АРИ).

Для сравнения результаты наших измерений и результаты измерений других авторов эталонных жидких диэлектрических материалов (бидистиллята H_2O , спирта C_2H_5OH , ацетона C_3H_6O , физиологического раствора 0,9% $NaCl$) приведены в табл. 1.

Таблица 1

Результаты измерений				Известные результаты						
Частота 3,07 ГГц								Диапазон	Источ-ник	Метод
Вещество	ϵ'	ϵ''	t °C	Вещество	ϵ'	ϵ''	t °C			
H_2O	73	15,5	20	H_2O	76	16	20	3,7 ГГц	[2]	Коак. резон.
C_2H_5OH	27	1,5	20	C_2H_5OH	25	-	25	СМ волны	[3]	Изм. лин. -
C_3H_6O	20	2,6	27	C_3H_6O	20	2,8	-	МГц	[4]	Изм. лин.
0,9% NaCl	77	18	20	0,9% NaCl	77	-	-	МГц	[5]	Изм. лин.
Эритроцит. масса	54	17	27	Сыворотка крови	53	15	37	10 См	[6]	Волноводн. метод

Для определения степени гидрофильности гемосорбентов по значениям ϵ и $\operatorname{tg} \delta$ были диагностированы твердые, сыпучие диэлектрики, отечественные гемосорбенты: СКН-1, СКН-1К, СКН-4М, СКС 2. В табл. 2 приведены результаты измерений гемосорбентов сухих и в различных композициях с вышеназванными диэлектрическими материалами. По гидрофильности, как видно из результатов измерений, в лучшую сторону, судя по величинам ϵ и $\operatorname{tg} \delta$, отличаются гемосорбенты СКН-4М и СКС 2.

Устройство, на котором диагностированы диэлектрики (рис. 1), содержит РБВ 1, составленный из отрезков регулярных волноводов в кольцевую цепь 2, три направленных ответвителя 3, волноводный поворот 4. Во вторичных плечах НО параллельно кольцу подсоединен СВЧ усилитель 5 с развязывающим вентилем, вспомогательные элементы 6 – анализатор спектра, согласованные нагрузки 7, КЗ-поршень 8, фазовращатель 9.

Таблица 2

Результаты измерений ¹							
Частота 3,07 ГГц							
Вещество	ϵ'	ϵ''	t °C	Вещество	ϵ'	ϵ''	t °C
СКНП1	3,4 2	0,71	27	СКНП1+0,9 NaCl + эритроцитарная масса	22,61	2,91	29
СКН1К	3,6 0	0,64	27				
СКН4М	3,6 0	1,04	27	СКН1К+0,9 NaCl + эритроцитарная масса	28,78	6,29	29
СКС2	3,2 1	1,97	27				
СКНП1+0,9 NaCl	9,8	3,75	27	СКН4М+0,9 NaCl + эритроцитарная масса	10,37	28,08	29
СКН1К+0,9 NaCl	8,6	5,47	27				
СКН4М+0,9 NaCl	11, 5	5,45	27	СКС2+0,9 NaCl + эритроцитарная масса	8,93	24,78	29
СКС2+0,9 NaCl	10, 3	3,62	27				

Результаты измерений гемосорбентов других авторов неизвестны.

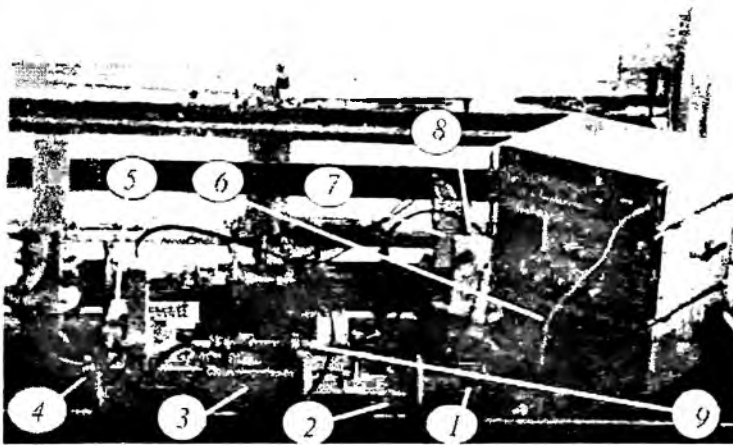


Рис. 1

Цель разработки устройства с проточными резонаторами *Днепр-3* – диагностика и повышение точности контроля диэлектрических постоянных биологических жидкостей движущихся по силиконовым магистралям в устройстве по очистке крови (рис.2).

На рис. 3 приведена структурная схема устройства *Днепр-3* [7]. Устройство для контроля диэлектриков содержит эталонный и измерительный автогенераторы У1 и У2, каждый из которых состоит из СВЧ-усилителя 1, фазовращателя 2, отрезка первичной микрополосковой линии передачи 3 диэлектрического резонатора (ДР) 4 со сквозным аксиальным отверстием 5. ДР4 снабжен двумя микрополосковыми направленными ответвителями, которые выполнены из двух пар элементов связи 6 и 7, размещенных под углом 90° по азимуту и подсоединенных к отрезку первичной линии передачи 3 на расстоянии $\lambda/4$ друг от друга. Согласованная нагрузка 8. 9 – выходной микрополосковый НО. Для повышения достоверности результатов измерений высокочастотный блок устройства *Днепр-3* снабжен электронной схемой автоматического контроля скорости изменения ϵ жидкого диэлектрика [8]. Схема содержит смеситель 10, преобразователь изменения выходной разностной частоты смесителя в цифровой код 11, делитель частоты 16, первый блок сравнения кодов 12, блок программно-задающий

13, ключ 17, счетчик 18, второй блок сравнения кодов 19, блок считывания информации 14, формирователь управляющих воздействий 20, блок управления 21.

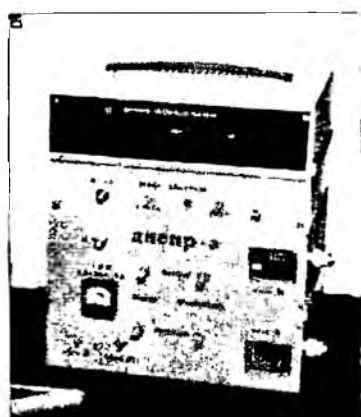


Рис. 2

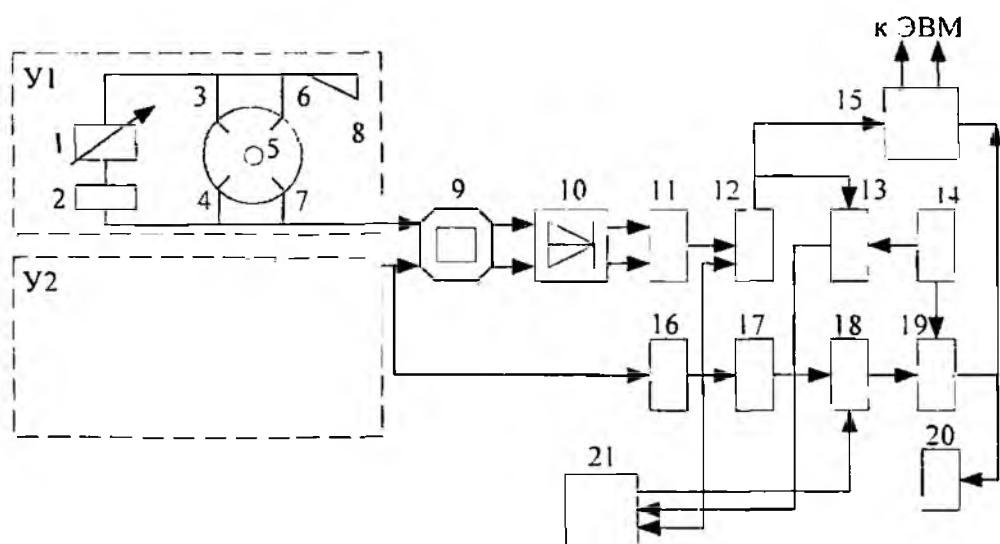


Рис. 3

Устройство Днепр-3 работает следующим образом.

На резонансных частотах ДР при оптимальных связях через элементы связи 6 и 7 сигналы в установившемся режиме с выходов СВЧ-усилителей 1 возбуждают ДР, в которых при описанном расположении связей возникают автоколебания на собственной частоте, на типе колебаний HE_{111} с круговой вращающейся поляризацией. Контролируемая жидкость, поступающая в аксиальное отверстие ДР, полностью заполняет это отверстие, внося в ДР потери и фазовый сдвиг. Если диэлектрическая проницаемость ϵ образцового (например, искусственная кровь – перфторан) и контролируемого диэлектрика одинакова, то на смеситель 10 будет подаваться сигнал с одинаковой частотой $f_1 - f_2 = 0$, если ϵ разные – то на смеситель 10 поступает разностный сигнал $f_1 - f_2 = \Delta f$, где f_1 и f_2 соответственно частоты автогенераторов Y_1 и Y_2 .

Диэлектрическую проницаемость жидкости при выбранном направлении распространения энергии в ДР4 определяют по смещению резонансных частот ДР4. Для определения тангенса угла потерь к входным плечам направленных ответвителей вместо согласованных нагрузок 8 подключают через микрополосковый двойной тройник свипп-генератор.

Подключение через возбуждающие НО к диэлектрическим резонаторам СВЧ усилителей обеспечило компенсацию потерь в ДР за счет внесения невязимного отрицательного сопротивления, что привело к повышению эквивалентной добротности ДР в заданном направлении распространения сигнала. Частотомером с высокой степенью точности возможно измерять

собственную резонансную частоту ДР, а следовательно, и косвенно судить об ε контролируемых жидких диэлектриков.

В данной работе предлагается алгоритм (рис. 4), объединяющий операции анализа, синтеза и оптимизации расчета активного резонаторного измерителя материалов на СВЧ (АРИ СВЧ) на основе РБВ [9].

На первом этапе алгоритма, как показано на рис.4, формулируем технические требования (ТТ) к выходным и внутренним электродинамическим (ЭД) параметрам АРИ. К ним в основном относятся условия возникновения резонанса и режима бегущей волны, коэффициенты отражения и передачи, как внутри резонатора, так и на входных и выходных контактах, оптимальные величины коэффициентов связи сложного узла компенсации потерь в кольце резонатора с участком измерительной цепи устройства, оптимальный коэффициент стоячей волны напряжения (КСВн) по входу и выходу устройства, величина коэффициента усиления СВЧ-усилителя ($K_{\text{ус}}$), величины оптимальных постоянных распространения, фазовых сдвигов. Синтезируем структуру измерителя и в первом приближении рассчитываем его характеристики. Синтез структуры измерителя заключается в определении его типа, конфигурации, материала, из которого АРИ изготавливается. Разрабатываем математическую модель (ММ) устройства для параметрического синтеза АРИ и выполняем расчет с помощью этой ММ значений коэффициентов отражений и передачи, вентильного отношения между усилителем и измерительной цепью АРИ методом теории цепей и матричных преобразований [10].

На втором этапе алгоритма проводимые исследования заключаются в установлении зависимости между входными и выходными параметрами АРИ. Для формирования математической модели анализа и оптимизации выходных электродинамических (ЭД) характеристик исследуемого АРИ варьируя входные параметры, диапазон варьирования выбираем с учетом условий решаемой задачи, выбранных на 1-м этапе.

Для рассматриваемого примера АРИ, учитывая, что место включения СВЧ усилителя уже выбрано **на первом этапе**, процедуры этапов 3 и 4 сводятся к исследованию получаемых эффектов и процессов в РБВ.

При исследовании структуры и характеристик РБВ был использован принцип математического программирования [11], в соответствии с которым ищем вектор параметров X , обращающий в минимум целевую функцию $F(X)$ при наложенных ограничениях. В данном случае регулируемые параметры: X_1 – величины регулируемых коэффициентов связи k_1, k_2, k_3 направленных ответвителей HO_1, HO_2, HO_3 соответственно, X_2 – коэффициент усиления $K_{\text{ус}}$, X_3 – степень развязки СВЧ усилителя от кольца РБВ, при заданном частотном диапазоне и виде конфигурации АРИ. В данном случае целевая функция представляет собой сумму парциальных функционалов $F_j(X)$ с весовыми коэффициентами p_j

$$F(X) = \sum_{j=1}^2 p_j * F_j(X). \quad (1)$$

Для построения парциальных функционалов $F_j(X)$ используем, например, среднеквадратичный критерий

$$F_j(X) = \frac{1}{MNK} \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \sum_{k=1}^K (f_j - f_{j0})^2. \quad (2)$$

где M, N, K – число вариаций величин коэффициентов связи, коэффициентов усиления СВЧ-усилителя, степень развязки СВЧ-усилителя от кольца соответственно; f_1 – расчетный уровень накапливаемой в кольце резонатора энергии; f_2 – КПД АРИ с учетом компенсации потерь в кольце резонатора; f_{j0} – заданные значения соответствующих параметров.

На 3 – 4-м этапах проводим анализ и оптимизацию характеристик АРИ в соответствии с математической моделью, разработанной на **этапе 2** (см. (1) – (2)). Для удовлетворения ТТ на **этапе 4** корректируем регулируемые параметры X в заданных пределах.

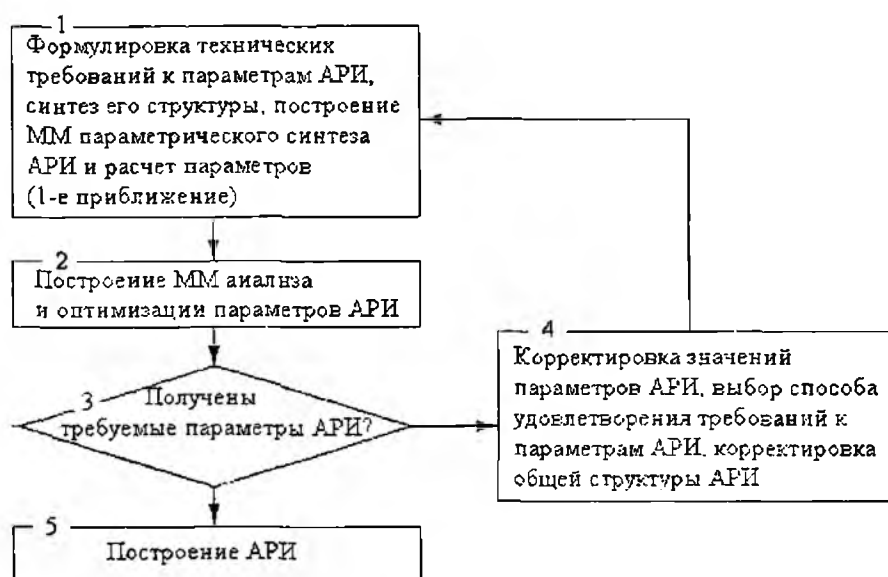


Рис. 4

Если не удастся удовлетворить ТТ на этапах 1 и 2, на этапе 3 переходим к процедуре 4 и с целью корректировки общей структуры АРИ можно вновь вернуться к этапу 1, например, изменяя параметры M , N , K . При положительном результате переходим к этапу 5.

Заключение

Проведенные исследования показали, что существует возможность улучшить характеристики разработанных устройств, что позволило с высокой точностью диагностировать поглотельную способность сорбентов и параметры транспортируемых жидких диэлектриков.

Применение предложенного научного принципа и алгоритма расчета АРИ позволяет в полной мере оценить внутренние, внешние и выходные параметры АРИ удовлетворения ТТ и получения оптимального варианта АРИ.

Список литературы: 1. А с СССР, G01R 27 /26. Способ измерения диэлектрической проницаемости и угла потерь высококачественных диэлектриков / В.П. Прудкий, В.В.Сафонов. №708251; Заявл.25.05.78; Оpubл.05.01.80. 2. N R V. Nighthale and ets. A coaxial line cell for measuring the permittivity of medium to high liquids in the frequency range 2 to 15 GHz - J. Pphys. E: Scin. Instrum, v 14, 1981, GB, P.156-160. 3. B.Bianco and ets Measurements of complex dielectric constant of human sera and erythrocytes // Радиотехника. РЖ Реф. 2A284. 1980. 4. Харвей А В. Техника сверхвысоких частот. Т2. М.: Сов. радио, 1965. 774 с. 5. T.S. England Диэлектрические свойства человеческого тела в области длин волн от 1 до 10 См // УФН. 1951. Т 43, № 2. С. 309-310. 6. Брандт А.А. Исследование диэлектриков на сверхвысоких частотах. М.: Гос. изд.-во физ.-мат. лит., 1963. 403 с. 7. А с СССР, G01N 22 / 00. Устройство для измерения параметров диэлектрических материалов / В.П. Прудкий, В.В.Сафонов, Л.В.Усенко и др. №1322131; Заявл. 06.01.82; Оpubл.07.07.87. 8. А с СССР, G01R 27 /26. Устройство автоматического контроля скорости изменения диэлектрической проницаемости / Л.И.Макеева, В.В.Сафонов и др. №1241156; Заявл.30.12.84; Оpubл.30.06.86. 9. Сафонов В В. Расчет структурной схемы активного резонаторного измерителя СВЧ методом матричных преобразований // Электродинамика и радиофизическое приборостроение. 1983. № 01. С. 154-161. 10. Машковцев Б.М., Цибизов К.П., Емелин Б.Ф. Теория волноводов. М.: Наука. 1966 351 с. 11. Моисеев Н.Н., Иванцов Ю.П., Столярова В В. Методы оптимизации. М.: Наука, 1978. 352 с.

Днепропетровский национальный университет

Поступила в редколлегию 11.02.2005

РАСПОЗНАВАНИЕ НЕГАУССОВЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ НАЛИЧИИ АДДИТИВНЫХ ПОМЕХ

Введение

Распознавание некоторых типов случайных процессов с достаточной точностью пока остается нерешенной задачей [1–5]. Эффективность распознавания существенно снижается при наличии коррелированных помех и шумов. В работе рассматриваются способы улучшения распознавания негауссовых процессов на которые действуют помехи и шумы.

Статистики второго порядка содержат основную информацию о негауссовом случайном процессе. Однако использование признаков на основе статистик высших порядков может оказаться полезным в ряде важных приложений. Например, в случаях, когда распознаваемые процессы наблюдаются в присутствии гауссовых или некоторых негауссовых помех или шумов.

Предложенные в работе способы основаны на применении статистик высших порядков для получения признаков. Для этого целесообразно использовать моментные функции (МФ), набор которых полностью описывает негауссов случайный процесс. Применяя статистическое усреднение на основе МФ, можно построить обобщенные модели линейного предсказания [6]. Параметры этих моделей ранее предлагалось использовать в качестве признаков при распознавании негауссовых случайных процессов [7].

Цель работы – исследование возможности повышения эффективности распознавания негауссовых процессов на фоне помех при использовании признаков, полученных по статистикам высших порядков.

Задачами работы является: обоснование возможности повышения вероятности правильного распознавания при наличии помех и шумов с использованием статистик высших порядков, выбор признаков распознавания, разработка решающих правил и поиск структур систем распознавания, анализ методом статистического моделирования эффективности использования статистик высших порядков для повышения вероятности распознавания.

Обобщенная модель авторегрессии третьего ранга

В ряде случаев в качестве признаков распознавания применяются параметры статистических моделей. Подходящей для этих целей моделью стационарных случайных процессов является модель авторегрессии (АР), которая описывается рекуррентным уравнением [8]

$$x[t] = \sum_{i=1}^p \Phi_2[i]x[t-i] + a_2[t], \quad t = \overline{1, N}. \quad (1)$$

где $\Phi_2[i]$ – коэффициенты модели; p – порядок модели; $a_2[t]$ – ошибка предсказания, удовлетворяющая условию $E\{a_2[t]a_2[t-j]\} = 0, \quad j \neq 0$. Коэффициенты модели АР находятся путем решения матричного уравнения Юла–Уокера по значениям корреляционной функции, т.е. по статистикам второго порядка, и называется моделью АР второго ранга [6]. Эта модель широко применяется при решении задач обработки и распознавания речевых сигналов [1–3].

На основе МФ 3-го порядка негауссовых процессов строится обобщенная модель авторегрессии (ОАР) 3-го ранга

$$x[t] = \sum_{i=1}^p \Phi_3[i]x[t-i] + a_3[t], \quad (2)$$

где $\Phi_3[i]$ – коэффициенты модели; $a_3[t]$ – ошибка предсказания, удовлетворяющая условию ортогональности $E\{a_3[t]a_3[t-j]a_3[t-k]\} = 0, \quad j, k \neq 0$. Индекс «3» указывает на ранг модели. Домножив левую и правую части (2) на $x[t-j]x[t-k]$ и взяв математическое ожидание, имеем

$$m_3[j, j-k] = \sum_{i=1}^p \Phi_3[i] m_3[j-i, j-k], \quad 0 < j \leq p, \quad k > 0. \quad (3)$$

Из уравнения (3) находятся коэффициенты модели ОАР порядка p для заданного сдвига k . При выводе (3) использовано условие ортогональности ошибок предсказания, из которого следует $E\{a_3[t]x[t-j]x[t-k]\} = 0, \quad j, \quad k \neq 0$.

С помощью авторегрессионных моделей синтезируются обеляющие фильтры, которые применяются в некоторых алгоритмах распознавания. Если обеляющий фильтр на основе модели АР второго ранга настроен на соответствующий класс представленных к распознаванию процессов, то ошибка предсказания на выходе фильтра будет иметь минимальную дисперсию. На выходе обеляющего фильтра, синтезированного по модели ОАР третьего ранга, оценка моментной функции третьего порядка ошибки предсказания близка к нулю, только в случае когда фильтр настроен на представленный к распознаванию класс процессов.

Распознавание сигналов в присутствии помех

Ниже рассматривается задача распознавания негауссова коррелированного сигнала (как частного случая случайных процессов) в присутствии двух классов помех. При наличии аддитивных шумов и коррелированных помех использование статистик высших порядков для получения признаков распознавания позволяет во многих случаях повысить вероятность правильного распознавания. Улучшение распознавания в присутствии помех, по сравнению с методами распознавания на основе статистик второго порядка, возможно в тех случаях, когда полезный сигнал и помехи имеют существенные отличия статистик высших порядков. Использование таких отличий позволяет успешно получать оценки спектров высших порядков сигналов при наличии помех [9].

Покажем, что использование статистик третьего порядка снижает влияние помех на результаты распознавания. Пусть $s[t]$ – распознаваемый негауссов сигнал, $n[t]$ – помеха, а $x[t]$ – их смесь. Для МФ 3-го порядка смеси независимых сигнала и помехи с нулевым средним $x[t] = s[t] + n[t]$ справедливо свойство

$$m_{3x}[l, k] = m_{3s}[l, k] + m_{3n}[l, k].$$

Если, помеха $n[t]$ распределена симметрично, что эквивалентно $m_{3n}[l, k] = 0$, а сигнал $s[t]$ имеет несимметричный закон распределения мгновенных значений, то МФ смеси будет близка к $m_{3s}[l, k]$.

Рассмотрим пример задачи распознавания имитационных сигналов АР(2) на фоне гармонической помехи с априори неизвестной частотой. Предварительное обучение производилось также при наличии гармонической помехи. К распознаванию были предъявлены сигналы трех классов ($M=3$) с относительными значениями центральных частот $f_1=0,13$, $f_2=0,15$, $f_3=0,17$ и одинаковыми полосами занимаемых частот $\Delta f=0,02$. Параметрические оценки спектров мощности, полученные на основе модели АР(2), представлены на рис. 1. Сигналы получены с помощью разностного уравнения (2) с использованием порождающего белого шума с гамма-плотностью распределения вероятностей по методу, описанному в [10]. Помеченные обучающие выборки длиной $N_e=50000$ отсчетов наблюдались в присутствии синусоидальной помехи с частотой $f_n=0,17$. Система распознавания строилась на основе двух наборов обеляющих фильтров. Первый набор представляли АР(2) фильтры, на выходе которых решение принималось по минимуму дисперсии ошибки предсказания

$$i^* = \arg \min_i \{ \text{var}(a_i) \}, \quad i = \overline{1, 3}, \quad (4)$$

где a_i – ошибка предсказания на выходе фильтра i -го класса. Коэффициенты этих фильтров оценивались на основе АР модели (2) по обучающим выборкам. Вторую группу фильтров

оставляли фильтры, коэффициенты которых оценивались с помощью модели ОАР(2) согласно (3). Решение в этом случае принималось по минимуму МФ ошибки предсказания

$$i^* = \arg \min_i \{m_{ai}[j, k]\}, i = \overline{1, 3}, \quad (5)$$

для $j = 1, k = 2$. Каждый набор состоял из трех фильтров, настроенных на соответствующий класс распознаваемых сигналов.

Влияние гармонической помехи, имеющей симметричную плотность распределения вероятностей, на коэффициенты ОАР менее выражено по сравнению с влиянием на коэффициенты АР даже если частоты помех близки к частотам мод распознаваемых сигналов.

Распознаваемые реализации состояли из смеси сигналов и гармонической помехи с частотой $f_C = 0,12$. Отношения сигнал – шум при распознавании и обучении выбирались одинаковыми и составляли $+3$ дБ и 0 дБ. На рис. 2 приведены зависимости средней по трем классам вероятности правильного распознавания при отношениях сигнал – шум $+3$ дБ (кривые 1 и 2) и 0 дБ (кривые 3 и 4). Кривые 1 и 3 соответствуют решению (4), а кривые 2 и 4 – решению (5). Данные получены на основании 1000 опытов по каждому из классов. Как показывает анализ графиков, использование статистик третьего порядка позволяет значительно повысить вероятность правильного

распознавания при наличии гармонической помехи, особенно при малых отношениях сигнал – шум.

Аналогичный выигрыш может быть получен в случае, когда сигналы распознаются в присутствии гауссовых или негауссовых шумов с нулевой асимметрией. Методом статистического моделирования исследовался случай, когда обучение и распознавание негауссовых сигналов проводилось при наличии негауссова белого шума с равномерным распределением. Распознавались сигналы, спектральные оценки которых представлены на рис. 1.

Моментная функция третьего порядка может использоваться в качестве признака распознавания. Решение принимается по максимуму корреляции оценок МФ

$$i^* = \arg \max_i [B_i], i = \overline{1, 3}, \quad (6)$$

где i^* – индекс того класса, в пользу которого принимается решение. Взаимная корреляция между оценками МФ сигнала, предъявленного к распознаванию $m_x[l, k]$ и МФ одной из обучающих последовательностей $m_{ei}[l, k]$ оценивалась по формуле

$$B_i = \frac{\sum_{l=-lag}^{lag} m_x[l, k] m_{ei}[l, k]}{\hat{\sigma}_{m_x} \hat{\sigma}_{m_{ei}}},$$

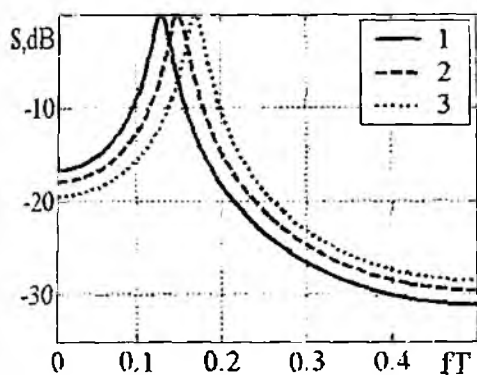


Рис. 1

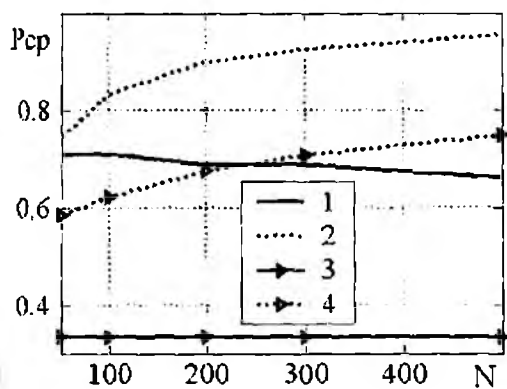


Рис. 2

где $\hat{\sigma}_{m_1}$ и $\hat{\sigma}_{m_2}$ – выборочные оценки среднеквадратических отклонений соответствующих оценок МФ; lag – параметр, определяющий длину выборочной оценки МФ; k – сечение МФ.

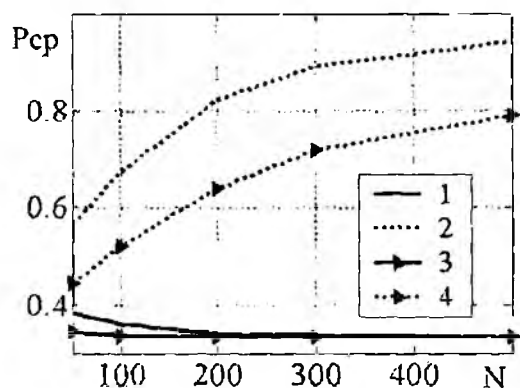


Рис. 3

Полученные зависимости средней вероятности правильного распознавания от длины реализации для отношений сигнал – шум +3 дБ (кривые 1, 2) и 0 дБ (кривые 3, 4) показаны на рис. 3. Использовались решающие правила (4) (кривые 1, 3) и (6) (кривые 2, 4). Данные усреднены по 1000 опытам для каждого класса ($M = 3$). Сравнение графиков доказывает возможность повышения эффективности распознавания при использовании статистик третьего порядка.

В рассмотренных примерах использовались признаки, полученные по статистикам третьего порядка. В зависимости от типа распределений негауссова сигнала и помех, а также условий распознавания для повышения эффективности

распознавания могут использоваться статистики более высоких порядков.

Выводы

Рассмотрены примеры использования статистик третьего порядка для распознавания случайных сигналов при наличии аддитивных коррелированных помех и шумов. Предложены некоторые способы применения статистик третьего порядка для получения признаков распознавания. Методом статистического моделирования проведено сравнение вероятностей правильного распознавания для способов распознавания по статистикам второго и третьего порядков. Полученные результаты доказывают возможность использования статистик высших порядков при решении некоторых сложных задач распознавания случайных процессов.

Список литературы: 1. Rabiner L.R., Levinson S.E. Isolated and Connected Word Recognition – Theory and Selected Applications // IEEE Transactions on Communications, Vol. Com-29, NO. 5, May 1981. P. 621–659. 2. Рабинер Л.Р., Шафер Р.В. Цифровая обработка речевых сигналов: Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1981. 324 с. 3. Ли У. Методы автоматического распознавания речи: Пер. с англ. М.: Мир, 1983. 328 с. 4. Небабин В.Г., Сергеев В.В. Методы и техника радиолокационного распознавания. М.: Радио и связь, 1984. 152 с. 5. Костылев А.А. Идентификация радиолокационных целей при использовании сверхширокополосных сигналов. методы и приложения. // Зарубеж. радиоэлектрон. 1984. №4. С. 75 – 104. 6. Тихонов В.А. Обобщенная модель авторегрессии негауссовых процессов // Радиотехника. 2003. № 132. С. 78-82. 7. Безрук В.М., Голиков В.С., Тихонов В.А. Распознавание случайных сигналов, описываемых авторегрессионной моделью // Радиоэлектроника. 2004. № 4. С. 59-65. (Изв. вузов). 8. Бокс Дж., Дженкинс Г. Анализ временных рядов. Прогноз и управление: Пер. с англ. М.: Мир, 1974. 406 с. 9. Тихонов В.А., Нетребенко К.В. Параметрическая оценка спектров третьего порядка смеси негауссова сигнала и гауссовой коррелированной помехи // Радиоэлектроника. 2005. № 2. С. 35-43. (Изв. вузов). 10. Тихонов В.А., Русановский Д.Е., Тихонов Д.В. Генерация узкополосных имитационных случайных процессов // Радиоэлектроника и информатика. 1999. №4. С. 83-85.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 08.10.2003

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ СОБСТВЕННЫХ ПАРАМЕТРОВ РЕЗОНАТОРА БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ

Резонаторы бегущей волны (РБВ), выполненные в виде направленных ответвителей (НО) с замкнутыми вторичными трактами, находят применение в направленных фильтрах, системах сложения и разделения частотных каналов, устройствах испытания элементов СВЧ на больших мощностях, формирователях сверхкоротких радиоимпульсов с повышенной импульсной мощностью, в приборах для измерения направленности ответвителей с большим переходным ослаблением входного плеча НО и обратного плеча вторичного тракта и других устройствах [1–4].

К собственным параметрам РБВ относятся: добротность кольцевого резонатора, направленность ответвителя, переходное затухание НО, модуль коэффициента передачи кольца, резонансные частоты. В работах [4–5] рассмотрены измерители направленности и добротности РБВ. Для определения этих параметров в замкнутый вторичный тракт НО введены измерительные элементы, которые оказывают влияние на величину искоемых параметров и нарушают целостность исходного кольцевого резонатора, что не всегда приемлемо.

Цель данной работы – анализ методов измерения собственных параметров РБВ с помощью измерительных элементов, включаемых в первичный тракт НО РБВ.

Резонатор бегущей волны можно представить в виде эквивалентного четырехполюсника. Если же в выходном плече первичного тракта НО подключить нагрузку, то РБВ можно рассматривать как эквивалентный двухполюсник.

Коэффициенты отражения и коэффициенты передачи эквивалентного двухполюсника и эквивалентного четырехполюсника содержат информацию о параметрах НО РБВ и кольцевого резонатора. Для измерения указанных коэффициентов были использованы панорамные рефлектометрические измерители типа Р2-40 ÷ Р2-45, согласованные направленные детекторы которых позволяют индифицировать амплитуды падающей, отраженной и прошедшей волн, а также измерять их отношения.

Для получения соотношений, связывающих комплексный коэффициент отражения (ККО) и комплексный коэффициент передачи (ККП) резонатора бегущей волны с его собственными параметрами, использован топологический метод анализа. Топологической моделью резонатора бегущей волны (рис. 1, а) является ориентированный граф, изображенный на рис. 1, б.

На рис. 1 приняты следующие обозначения: $\dot{E}_1 \dots \dot{E}_4$ – комплексные нормированные амплитуды волн в соответствующих плечах направленного ответвителя РБВ; $\dot{\Gamma}_H$ – комплексный коэффициент отражения нагрузки, присоединенной к выходному плечу 2 первичного канала НО; $\dot{\tau} = \tau e^{j\varphi}$ – комплексный коэффициент передачи волноводного кольца (τ – модуль, φ – аргумент); $\dot{S}_{31} = \dot{S}_{13} = \dot{S}_{42} = \dot{S}_{24}$ – коэффициенты передачи между соответствующими плечами каналов НО в прямом направлении; $\dot{S}_{41} = \dot{S}_{14} = \dot{S}_{32} = \dot{S}_{23}$ – коэффициенты передачи в обратном направлении; $\dot{S}_{21} = \dot{S}_{12} = \dot{S}_{34} = \dot{S}_{43}$ – коэффициенты передачи между плечами 1 и 2 первичного канала НО; и плечами 3 и 4 вторичного канала, $\dot{\Gamma}$ – комплексный коэффициент отражения эквивалентного двухполюсника.

Применяя формулу Мезона [6] и учитывая, что на резонансных частотах $\varphi = 2\pi n$ (n – целое число) и $e^{j\varphi} = 1$, находим решение графа для $\dot{\Gamma}$:

$$\begin{aligned} \dot{\Gamma} = & \frac{\dot{S}_{31}\tau\dot{S}_{14}}{1-\tau\dot{S}_{34}} + \frac{\dot{S}_{41}\tau\dot{S}_{13}}{1-\tau\dot{S}_{43}} + \dot{S}_{21}\dot{\Gamma}_H\dot{S}_{12} + \frac{\dot{S}_{21}\dot{\Gamma}_H\dot{S}_{42}\tau\dot{S}_{13}}{1-\tau\dot{S}_{43}} + \frac{\dot{S}_{31}\tau\dot{S}_{24}\dot{\Gamma}_H\dot{S}_{12}}{1-\tau\dot{S}_{34}} + \\ & + \frac{\dot{S}_{31}\tau\dot{S}_{24}\dot{\Gamma}_H\dot{S}_{42}\tau\dot{S}_{13}}{(1-\tau\dot{S}_{34})(1-\tau\dot{S}_{43})} + \frac{\dot{S}_{21}\dot{\Gamma}_H\dot{S}_{32}\tau\dot{S}_{14}}{1-\tau\dot{S}_{34}} + \frac{\dot{S}_{41}\tau\dot{S}_{23}\dot{\Gamma}_H\dot{S}_{12}}{1-\tau\dot{S}_{43}} + \frac{\dot{S}_{41}\tau\dot{S}_{23}\dot{\Gamma}_H\dot{S}_{32}\tau\dot{S}_{14}}{(1-\tau\dot{S}_{34})(1-\tau\dot{S}_{43})}. \end{aligned} \quad (1)$$

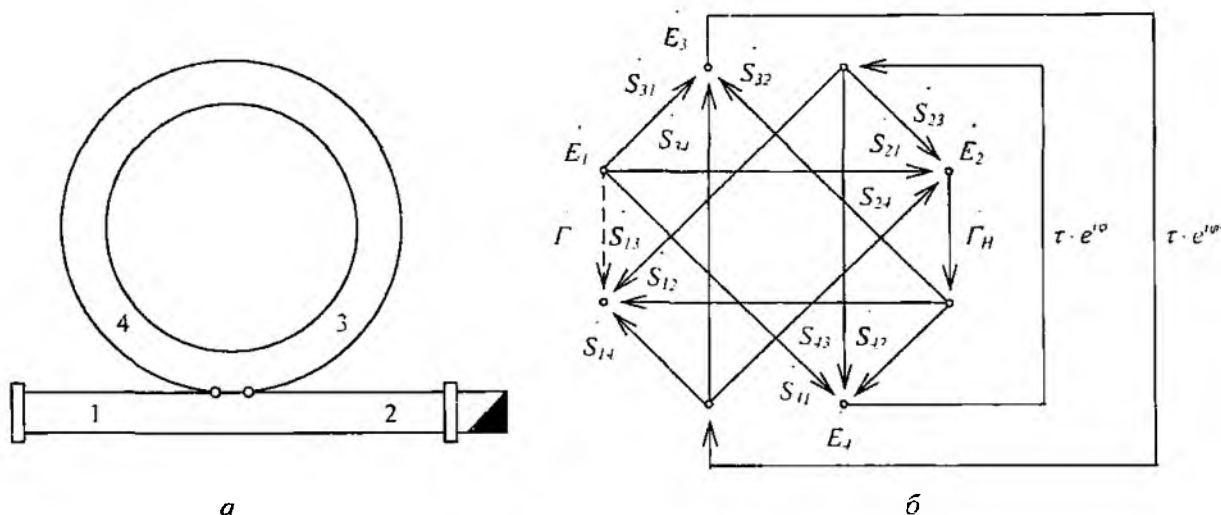


Рис. 1

Учитывая равенства соответствующих коэффициентов передачи и преобразуя (1), получаем

$$\Gamma = \frac{2 S_{31} \tau S_{41}}{1 - \tau S_{34}} + \Gamma_H \dot{S}, \quad (2)$$

где $\dot{S}$ – обобщенный комплексный параметр РБВ.

$$\begin{aligned} \dot{S} = & \dot{S}_{21} \dot{S}_{12} + \frac{S_{21} \dot{S}_{42} \tau \dot{S}_{13}}{1 - \tau \dot{S}_{43}} + \frac{\dot{S}_{31} \tau \dot{S}_{24} \dot{S}_{12}}{1 - \tau \dot{S}_{34}} + \frac{\dot{S}_{31} \tau \dot{S}_{24} \dot{S}_{42} \tau \dot{S}_{13}}{(1 - \tau \dot{S}_{34})(1 - \tau \dot{S}_{43})} + \\ & + \frac{\dot{S}_{21} \dot{S}_{32} \tau \dot{S}_{14}}{1 - \tau \dot{S}_{34}} + \frac{S_{41} \tau \dot{S}_{23} \dot{S}_{12}}{1 - \tau \dot{S}_{43}} + \frac{\dot{S}_{41} \tau \dot{S}_{23} \dot{S}_{32} \tau \dot{S}_{14}}{(1 - \tau \dot{S}_{34})(1 - \tau \dot{S}_{43})}. \end{aligned}$$

Соотношение (2) связывает комплексный коэффициент отражения Γ эквивалентного двухполосника с собственными параметрами РБВ и ККО нагрузки Γ_H . Модуль ККО может быть определен упомянутыми ранее рефлектометрическими измерителями. Отношение сигналов, полученных от направленных детекторов при квадратичном детектировании, равно Γ^2 .

Измеренное значение модуля Γ в соответствии с соотношением (2) определяется модулем суммы двух комплексных величин

$$\Gamma = \left[\frac{+ S_{31}^2 \tau^2 \dot{S}_{41}^2}{|1 - \tau \dot{S}_{34}|^2} + \Gamma_H^2 \dot{S}^2 + \frac{+ S_{31} \tau S_{41} \Gamma_H \dot{S}}{|1 - \tau \dot{S}_{34}|} \cos(\Psi_1 - \varphi_H - \Psi) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (3)$$

где Γ_H, φ_H – модуль и аргумент ККО нагрузки; Ψ_1, Ψ – аргументы первого комплексного слагаемого (2) и комплексного параметра $\dot{S}$.

В соответствии с предложенной методикой измерения в качестве нагрузки использован поглощающий клин. При перемещении клина наблюдаем на осциллографическом индикаторе панорамного рефлектометрического измерителя максимальное $\Gamma_{\max}$ и минимальное $\Gamma_{\min}$ значения модуля ККО РБВ. В соответствии с (3) имеем

$$\Gamma_{\max} = \frac{2 S_{31} \tau S_{41}}{|1 - \tau S_{34}|} + \Gamma_H \dot{S}, \quad \Gamma_{\min} = \frac{2 S_{31} \tau S_{41}}{|1 - \tau S_{34}|} - \Gamma_H \dot{S}. \quad (4)$$

Суммируя левые и правые части уравнений (4), получаем

$$\Gamma_{\max} + \Gamma_{\min} = \frac{4S_{31}\tau S_{41}}{|1 - \tau S_{34}|}. \quad (5)$$

Так как коэффициент передачи $S_{34} = \sqrt{1 - S_{31}^2}$ [2], то после преобразования (5) принимает вид

$$\Gamma_{\max} + \Gamma_{\min} = \frac{4S_{31}\tau S_{41}}{1 - \tau\sqrt{1 - S_{31}^2}}. \quad (6)$$

Направленность ответвителя D определяется формулой $D = 20 \lg S_{31}/S_{41}$ [6]. Преобразовывая (6), получаем отношение

$$\frac{S_{31}}{S_{41}} = \frac{4}{\Gamma_{\max} + \Gamma_{\min}} \cdot \frac{\tau S_{31}^2}{1 - \tau\sqrt{1 - S_{31}^2}}.$$

Таким образом, находим

$$D = 20 \lg \left(\frac{4}{\Gamma_{\max} + \Gamma_{\min}} \right) + 20 \lg \left(\frac{\tau S_{31}^2}{1 - \tau\sqrt{1 - S_{31}^2}} \right). \quad (7)$$

Величина D состоит из двух слагаемых, первое из которых определяется измеряемыми значениями $\Gamma_{\max}$ и $\Gamma_{\min}$, второе зависит от параметров РБВ.

Обычно используется работа РБВ в критическом режиме, когда

$$\tau = \sqrt{1 - S_{31}^2}. \quad (8)$$

В этом режиме в результате сложения противофазных волн, пришедших из плеч 1 и 4, амплитуда результирующей волны в плече 2 НО (рис. 1, а) равна нулю. Следовательно, отраженная от нагрузки волна отсутствует. При этом модуль ККО в соотношении (2)

$$\Gamma = \frac{2 S_{31}\tau S_{41}}{1 - \tau S_{34}}, \text{ а } \frac{S_{31}}{S_{41}} = \frac{2}{\Gamma} \cdot \frac{\tau S_{31}^2}{1 - \tau\sqrt{1 - S_{31}^2}}. \quad (9)$$

В соответствии с (7), (8) и (9), направленность ответвителя РБВ определяется выражением

$$D = 20 \lg \frac{2}{\Gamma} + 20 \lg \frac{\tau S_{31}^2}{1 - (1 - S_{31}^2)} = 20 \lg \frac{2}{\Gamma} + 20 \lg \tau. \quad (10)$$

Первое слагаемое в правой части (10) определяется результатом измерения Γ , второе слагаемое может быть вычислено по формуле [1]

$$\tau = e^{-\alpha \cdot \ell}, \quad \alpha = \frac{\alpha^0}{8,686}, \quad \alpha^0 = \frac{0,793 \left(1 + 2 \frac{v}{a} \cdot \frac{\lambda}{2a} \right)}{e \cdot \sqrt{\delta \lambda \left(1 - \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2 \right)}}, \quad (11)$$

где a, v – поперечные размеры волновода; λ – длина волны генератора, δ – удельная проводимость стенок волновода ($\delta \approx 4,45 \cdot 10^7 \text{ см/м}$); ℓ – длина волноводного кольца.

Был экспериментально исследован РБВ с крестообразным направленным ответвителем с длиной волноводного кольца $\ell \approx 51 \text{ см}$ из прямоугольного волновода $a \times v = 23 \times 10 \text{ мм}$; $\lambda = 2,99 \text{ см}$; $\tau = 0,9917$; $20 \lg \tau = -0,072 \text{ дБ}$.

Измеренное значение $\Gamma = 0,15$; направленность $D = 22,5 - 0,072 \approx 22,43$ дБ.

Если равенство (8) не соблюдается и $\tau \neq \sqrt{1 - S_{31}^2}$, то отношение S_{31}/S_{41} , а следовательно, и направленность D , определяется выражением (9) и зависит не только от величины измеренного значения модулей ККО Γ и ККП кольца τ , но и от S_{31}^2 – коэффициента передачи мощности в прямом направлении между первичным и вторичным каналами НО, т.е. еще одного собственного параметра РБВ.

Для определения этого параметра, а также направленности необходимо измерить модуль комплексного коэффициента передачи четырехполюсника, эквивалентного РБВ. Величина ККП $\dot{T}$ определяется отношением $\dot{E}_2/\dot{E}_1$. Волна с комплексной нормированной амплитудой $\dot{E}_2$ поступает на согласованный направленный детектор. Будем считать, что модуль коэффициента отражения согласованной нагрузки равен нулю.

ККП $\dot{T}$ определим путем решения ориентированного графа (рис. 1, б).

$$\dot{T} = \dot{S}_{21} + \frac{\dot{S}_{31}\tau\dot{S}_{24}}{1 - \tau\dot{S}_{34}} + \frac{\dot{S}_{41}\tau\dot{S}_{23}}{1 - \tau\dot{S}_{43}} \quad (12)$$

Пренебрегая последним слагаемым равенства (12) вследствие его малости и учитывая, что $\dot{S}_{34} = \dot{S}_{21} = \sqrt{1 - S_{31}^2}$, $\dot{S}_{31} = \dot{S}_{24} = iS_{31}$, получаем

$$T = \sqrt{1 - S_{31}^2} - \frac{S_{31}^2\tau}{1 - \tau\sqrt{1 - S_{31}^2}} = \frac{\sqrt{1 - S_{31}^2} - \tau}{1 - \tau\sqrt{1 - S_{31}^2}} \quad (13)$$

Как следует из (13), при критическом режиме работы РБВ модуль коэффициента передачи $T = 0$. В общем случае модуль ККП T отличен от нуля.

Решая уравнение (13) относительно S_{31}^2 , находим

$$S_{31}^2 = 1 - \left(\frac{T + \tau}{1 + T\tau} \right)^2 \quad (14)$$

Решая совместно уравнения (9) и (14), находим выражение для направленности

$$\frac{S_{31}}{S_{41}} = \frac{2}{\Gamma} \cdot \frac{\tau S_{31}^2}{1 - \tau\sqrt{1 - S_{31}^2}} = \frac{2}{\Gamma} \cdot \frac{\tau \left[1 - \left(\frac{T + \tau}{1 + T\tau} \right)^2 \right]}{1 - \frac{\tau(T + \tau)}{1 + T\tau}} = \frac{2}{\Gamma} \cdot \frac{\tau \left[(1 + T\tau)^2 - (T + \tau)^2 \right]}{(1 - \tau^2)(1 + T\tau)} \quad (15)$$

Направленность, в соответствии с (15), определяется следующим выражением

$$D = 20 \lg \frac{2}{\Gamma} + 20 \lg \left\{ \frac{\tau \left[(1 + T\tau)^2 - (T + \tau)^2 \right]}{(1 - \tau^2)(1 + T\tau)} \right\} \quad (16)$$

Измерив модули Γ и T и вычислив τ (11), определим направленность D НО РБВ.

Переходное затухание направленного ответвителя

$$C = 10 \lg S_{31}^2 = 10 \lg \left[1 - \left(\frac{T + \tau}{1 + T\tau} \right)^2 \right] \quad (17)$$

Измерив с помощью рефлектометрического измерителя модуль ККП РБВ T и рассчитав τ , определим НО.

В критическом режиме, когда $E_2 = 0$ и $T = 0$, направленность $D = 20 \lg \frac{2}{\Gamma} + 20 \lg \tau$, что соответствует (10), а переходное затухание, как следует из (17),

$$C = 10 \lg (1 - \tau^2) \quad (18)$$

Рассмотренная методика определения направленности и переходного затухания может быть применена и для обычных направленных ответвителей. В этом случае один из каналов НО нужно замкнуть в кольцо. При включении полученного РБВ в схему панорамного рефлектометрического измерителя для измерения модуля ККО его эквивалентного двухполюсника или модуля ККП эквивалентного четырехполюсника на экране измерителя наблюдаем импульсные сигналы на резонансных частотах. Величина сигналов пропорциональна модулям Γ или T , измерив которые и рассчитав τ , определяем D (16) и C (18) направленного ответвителя. Предложенный метод измерения целесообразен в случаях больших значений направленности и переходного затухания, когда традиционные методы их измерения затруднительны.

Важным параметром любого резонатора, в том числе и РБВ, является добротность.

Собственная добротность резонатора

$$Q_0 = \omega_0 \frac{W}{P_0} = 2\pi \frac{W}{P_0 T_0}, \quad (19)$$

где W – энергия, накопленная в резонаторе при резонансе, P_0 – потери энергии в резонаторе за один период T_0 . Найдем выражение для добротности РБВ. Добротность резонатора бегущей волны целесообразно рассчитывать с использованием коэффициента затухания α .

Мощность P в волноводе изменяется по закону $P = P_{Z=0} \cdot e^{-2\alpha Z}$. Спад мощности на единицу длины

$$\frac{dP}{dZ} = -2\alpha P.$$

Потери энергии в резонаторе за один период T_0

$$P_0 \cdot T = -\frac{dP}{dZ} \cdot \ell \cdot T_0 = 2\alpha P \ell T_0, \quad (20)$$

где ℓ – длина волноводного кольца.

Энергия, накопленная на единице длины, равна P/V_{gr} , где V_{gr} – энергетическая (групповая) скорость волны. Тогда энергия, накопленная в резонансном кольце,

$$W = \frac{P \cdot \ell}{V_{gr}}, \quad (21)$$

Подставив (20) и (21) в (19), получим

$$Q_0 = 2\pi \cdot \frac{P \ell / V_{gr}}{2\alpha P \ell T_0} = \frac{\pi f_0}{\alpha \cdot V_{gr}}, \quad (22)$$

где $f_0 = 1/T_0$.

Поскольку групповая скорость V_{gr} для волны H_{10} в волноводе определяется соотношением $V_{gr} = C \cdot \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}$, то с учетом равенства $\lambda = C/f_0$ собственная добротность (22)

$$Q_0 = \frac{\pi}{\alpha \lambda \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}} = \frac{\pi \lambda}{\alpha \lambda^2 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}} = \frac{\pi \lambda_g}{\alpha \lambda^2}, \quad (23)$$

где $\lambda_g = \lambda / \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}$ – длина волны в волноводе.

Для экспериментально исследованного РБВ $\alpha = 0.0163, \frac{l}{\lambda}$; $\lambda = 2.99 \cdot 10^{-2} \text{ м}$; $\lambda_g = 3.93 \cdot 10^{-2} \text{ м}$; после подставления которых в (23) получено значение собственной добротности $Q_0 = 8473$. Внешняя добротность определяется выражением

$$Q_{\text{вн}} = \omega_0 \frac{W}{P_{\text{вн}}} = 2\pi \frac{W}{P_{\text{вн}} T_0} \quad (24)$$

где

$$P_{\text{вн}} = P S_{42}^2 \quad (25)$$

— мощность волны выходящей из кольца; S_{42}^2 — коэффициент передачи мощности из плеча 4 в плечо 2 (рис. 1, а).

Подставляя значения W из (21) и $P_{\text{вн}}$ из (25) в (24), получаем

$$Q_{\text{вн}} = \frac{2\pi l \lambda_g}{S_{42}^2 \lambda^2} \quad (26)$$

На величину внешней добротности (26) влияет не только коэффициент связи каналов S_{42} , но и длина резонансного кольца l . В исследуемом РБВ $l = 51 \text{ см}$. В соответствии с (8) $S_{42}^2 = S_{31}^2 = 1 - \tau^2 = 1 - 0.9917^2 = 0.01653$. Численное значение $Q_{\text{вн}} = 8537$. Нагруженную добротность Q_n получим из выражения $\frac{1}{Q_n} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{\text{вн}}}$. Откуда находим $Q_n = 4252$.

От величины добротности Q_n зависит полоса пропускания резонатора $Q_n = \frac{f_0}{2\Delta f}$.

В рассматриваемом РБВ $2\Delta f = \frac{f_0}{Q_n} = \frac{10033}{4252} = 2.36 \text{ МГц}$.

Классический метод измерения добротности, основанный на измерении полосы пропускания $2\Delta f$ и резонансной частоты f_0 колебательной системы, не может быть использован из-за большой погрешности, вызванной нестабильностью частоты генератора. Если нестабильность частоты генератора составляет 10^{-3} (при частоте генератора $f_0 = 10000 \text{ МГц}$ нестабильность составляет 10 МГц), то абсолютная погрешность измерения полосы пропускания более чем в 4 раза превышает значение этой полосы, следовательно, соответствующей будет погрешность измерения добротности резонатора.

Предлагаемый метод измерения добротности основан на использовании амплитудно-модулированного сигнала, частоту модуляции которого можно перестраивать [5].

На вход резонатора поступает СВЧ сигнал

$E_{\text{вх}} = E_m \cos(\omega_0 t + \varphi_0) + 0.5 E_m M \cos[(\omega_0 + \Omega)t + \varphi_0 + \Phi_0] + 0.5 E_m M \cos[(\omega_0 - \Omega)t + \varphi_0 - \Phi_0]$,
где E_m — амплитуда несущего колебания; M — коэффициент модуляции; ω_0 — несущая частота СВЧ колебания; $\Omega = 2\pi F$ — частота модуляции; φ_0 и Φ_0 — начальные фазы СВЧ и модулирующего колебаний соответственно.

В резонансном кольце РБВ каждая спектральная составляющая умножается на соответствующий коэффициент передачи:

$$E_p = k(\omega_0) E_m \cos(\omega_0 t + \varphi_0) + k(\omega_0 + \Omega) \cdot 0.5 E_m M \cos[(\omega_0 + \Omega)t + \varphi_0 + \Phi_0 + \Psi] + k(\omega_0 - \Omega) \cdot 0.5 E_m M \cos[(\omega_0 - \Omega)t + \varphi_0 - \Phi_0 - \Psi], \quad (27)$$

где $k(\omega_0)$ — модуль коэффициента передачи РБВ на резонансной частоте; $k(\omega_0 - \Omega)$ и $k(\omega_0 + \Omega)$ — модули коэффициентов передачи на нижней и верхней боковых частотах АМ сигнала соответственно; Ψ — фазовый сдвиг, вносимый резонатором на боковых частотах.

Считаем, что резонатор обладает симметричной относительно резонансной частоты амплитудно-частотной характеристикой, т.е. имеет место равенство

$$k(\omega_0 - \Omega) = k(\omega_0 + \Omega) \quad (28)$$

Подставляя (28) в (27), получаем

$$\begin{aligned} E_p &= k(\omega_0)E_m \cos(\omega_0 t + \varphi_0) + k(\omega_0 + \Omega) \cdot 0.5 E_m M \{ \cos [(\omega_0 + \Omega)t + \varphi_0 + \Phi_0 + \Psi] + \\ &+ \cos [(\omega_0 - \Omega)t + \varphi_0 - \Phi_0 - \Psi] \} = k(\omega_0)E_m \cos(\omega_0 t + \varphi_0) + \\ &+ k(\omega_0 + \Omega)E_m M \cos [\Omega t + \Phi_0 + \Psi] \cos [(\omega_0 t + \varphi_0)] = \\ &= [k(\omega_0)E_m + k(\omega_0 + \Omega)E_m M \cos(\Omega t + \Phi_0 + \Psi)] \cos(\omega_0 t + \varphi_0) \end{aligned}$$

После квадратичного детектирования СВЧ сигнала E_p и выделения фильтром низкочастотной составляющей амплитуда напряжения, снимаемого с СВЧ диода, $U_d = A E_m^2 k^2(\omega_0 + \Omega) M^2$, где A – коэффициент пропорциональности.

Методика измерения добротности резонатора заключается в следующем. Установим частоту модуляции F в пределах 50–100 Гц. При этом модуль коэффициента передачи РБВ равен $k(\omega_0)$. Амплитуда напряжения с детектора $U_{d1} = A E_m^2 \cdot k^2(\omega_0) M^2$. Далее увеличим частоту F генератора низкой частоты, при этом модуль коэффициента передачи РБВ $k(\omega_0 + \Omega)$ будет уменьшаться. При достижении равенств $k(\omega_0 + \Omega_1) = 0,707 k(\omega_0)$ или $k^2(\omega_0 + \Omega_1) = 0,5 k^2(\omega_0)$ амплитуда сигнала детектора U_{d2} уменьшится в два раза, т.е. $U_{d2} = 0,5 U_{d1}$. Определив с помощью частотомеров резонансную частоту f_0 и частоту модуляции $F_1 = \frac{\Omega_1}{2\pi}$, находим добротность резонатора $Q = \frac{f_0}{2F_1}$.

Использование электронно-счетных частотомеров и генераторов с относительной нестабильностью частоты, равной 10^{-3} , позволяет определить добротность с погрешностью, не превышающей 1 %. Измерение напряжения U_d осуществлялось осциллографическим индикатором при подключении его к направленному детектору, ориентированному на отраженную от БВ волну.

На осциллографическом индикаторе панорамного рефлектометрического измерителя рассматриваются все импульсные сигналы, соответствующие резонансным частотам РБВ. Встроенный в генератор качающей частоты частотомер позволяет измерить их частоты.

Таким образом, в результате анализа предлагаемых методов измерения получены расчетные формулы, позволяющие по измеренным значениям модулей ККО и ККП определить собственные параметры РБВ, не нарушая целостности его резонансного кольца.

Задачами дальнейших исследований является анализ возможностей применения рассмотренных методов для определения параметров направленных ответвителей с большими переходным затуханием и направленностью, а также определение погрешностей измерения и изыскание способов их уменьшения.

Список литературы: 1. Семенов Н.А. Техническая электродинамика. Москва: Связь, 1973. 480 с. 2. Альтман Дж.Л. Устройства сверхвысоких частот. Москва. Мир. 1968. 488с. 3. Августиневич В.А. Быстрый вывод энергии из сверхразмерного накопительного резонатора. // Приборы и техника эксперимента. 2002. №5. С. 105 - 107. 4. Лукьянчук Г.А. Измеритель направленности ответвителей / Г.А. Лукьянчук, В.В. Саламатин // Материалы 13-й Междунар. конф. «СВЧ техника и телекоммуникационные технологии». Севастополь. 2003. С.501-502. 5. Афонин И.Л. Измерение добротности резонатора бегущей волны / И.Л. Афонин, В.В. Саламатин, А.Д.Плоткин, Г.А. Лукьянчук.// Материалы 14-й Междунар. конф. «СВЧ техника и телекоммуникационные технологии». Севастополь. 2004. С. 638-639. 6. Силаев М.А. Приложение матриц и графов к анализу СВЧ устройств / М.А.Силаев, С.С.Брянцев. Москва: Сов. радио. 1970. 248с

ДО ПИТАННЯ ФІЗИКО-ХІМІЧНОЇ СУМІСНОСТІ МАТЕРІАЛІВ Й ЕЛЕМЕНТНОЇ БАЗИ МІКРОБЛОКІВ ДЛЯ ВИРОБІВ КОСМІЧНОЇ Й СПЕЦІАЛЬНОЇ ТЕХНІКИ.

Вступ

У конструкціях мікроблоків велике значення приділяється фізико-хімічній сполученості використовуваних конструкційних матеріалів, а також матеріалів й елементної бази. Правильний підбір й їхнє сполучення сприяє оптимізації конструктивно-технологічних рішень мікроблоків, особливо для виробів космічної й спеціальної техніки, коли особливе значення надається їхній герметизації [1].

Найбільш істотним фактором розгерметизації мікроблоків довгострокової експлуатації або тривалого збереження перед початком роботи є використання конструкційних і допоміжних полімерних матеріалів через утворення летучих продуктів, одержуваних у результаті розкладання останніх. Оптимальним рішенням є використання в мікроблоках неорганічних матеріалів. У конструкціях таких мікроблоків використовується, як правило, герметизація паяним або звареним швом, та також безпосереднє об'єднання функціональних мікроплат, що виключає застосування комутаційних друкованих плат на основі органічних сполук.

Варто сказати, що сучасна технологія виготовлення й зборки мікроблоків для виробів космічної й спеціальної техніки, а також що використовується елементна база, не дозволяє повністю виключити полімерні герметики для безкорпусної герметизації навісних елементів і технологічного захисту мікроплат, компаунди для герметизації зовнішніх з'єднувачів, клейові матеріали для кріплення навісних елементів [2]. Наряду з обмеженим застосуванням органічних матеріалів насамперед треба враховувати принципи вибору й співвідношення в їхньому використанні, маючи на увазі фізико-хімічну сумісність органічних і неорганічних матеріалів й елементної бази. Ось чому сумісності металевих матеріалів у конструкціях мікроблоків, у тому числі для виробів космічної й спеціальної техніки, приділяється особлива увага.

Основні положення

З урахуванням специфіки виконання мікроблоків при виборі матеріалів, елементної бази та їхнє сполучення, варто керуватися наступними положеннями й рекомендаціями:

1. Джерелами летучих речовин у внутрішньому об'ємі мікроблоків, що порушують режим герметизації, є конструкційні й допоміжні органічні матеріали. Рекомендується замість полімерних матеріалів з високим рівнем виділених летучих речовин, пропорційним часу експлуатації й робочій температурі, використовувати більшо стабільні неорганічні діелектрики, нагрівостійкі й добре висушені полімерні матеріали. З конструкційних такими є фторопласт і поліамід.

2. Особливу увагу варто приділяти термотренуванню тонкоплівочних мікроплат, а також їх термоциклюванню з установленими націпними елементами перед їхньою збіркою в мікроблоці. Цим заходом досягається видалення швидколетучих і частково важколетучих розчинників.

3. До вибору варіантів герметизації мікроблоків, варто підходити особливо уважно, у виді неприпустимості зволоження, оскільки вода, що має діелектричну проникливість $\epsilon = 81-90$, значно змінює розрахункові характеристики резонансних вузлів.

4. При розробці техпроцесів зборки й герметизації повинні прийматися міри для забезпечення стабільності електричних параметрів активних елементів і товстоплівочних пасивних елементів. Виникнення нестабільності й відмов обумовлено електричним впливом покриттів безкорпусної герметизації на властивості р-п переходу. Компенсація цих ефектів досягається конструктивно-технологічними мірами, застосуванням неполярних, нагрівостійких і хімічно чистих герметиків для безкорпусної герметизації націпних елементів [1,3].

5. Мікроблоки мають широку номенклатуру й велику кількість елементів несучих конструкцій (ЕНК), що вимагає ретельного підбору механічно контактуючих матеріалів, близьких по ТКЛР, і таких, що не утворюють гальванічні контактні пари.

6. Одним з факторів, що впливають на герметичність й експлуатаційну надійність мікро- блоків, є правильний вибір покриттів корпусів й ЕНК, сумісних по фізико-хімічних власти- юстях (табл. 1).

Таблиця 1.

Матеріали й покриття ЕНК мікроблоків

Матеріал ЕНК	Покриття, що рекомендують	Умови експлуатації
Алюмінієвий сплав АМЦ	Н 12.0- В (99.7) 6	Легкі
Алюмінієвий сплав АМГ	Н 24.3 (99.7) 12	Середні
Алюмінієвий сплав Д16	Н 24.3 (99.7) 12	Тверді
Алюмінієвий сплав В95	Н 24.3 (99.7) 12	Тверді
Латунь Л63	Порівн. 6НЗ.3 (99.7) 3	Середні
Титановий сплав ВТ1-0	Н6.МЗ.Порівн. 6	Тверді

7. З огляду на велике число й номенклатуру використовуваних безкорпусних активних елементів, важливою проблемою для мікроблоків є правильний підбір і сумісність матеріалів при пайці (зварюванні) їхніх виводів і приклеюванні до мікроплат.

8. Оптимальний вибір матеріалів забезпечує при збереженні механіко- міцних характе- ристик мікроблоку мінімальну масу елементів несучої конструкції з одночасною мінімізаці- єю абсолютних показників: маси і габаритних розмірів мікроблоків. Для стаціонарної РЕА 3- го покоління маса ЕНК досягає 60 - 75% від усієї маси апаратури. При переході до РЕА 4-го покоління, реалізованої у виді мікроблоків, зниження маси ЕНК повинне відповідати зрос- танняю рівня інтеграції, що забезпечується комплексом конструктивних заходів, розглянутих вище. Велике значення має вибір конструкційних матеріалів, оптимальних що до сполучення характеристик: щільності, питомій міцності і межі міцності при розтяганні і вигині, питомій твердості і модулеві пружності. Для виготовлення корпусів, рамок, кронштейнів, стояків, панелей використовуються алюмінієві сплави (ЧЕРВОНІЙ2; ЧЕРВОНІЙ9; АМЦ; АДЗ1; Д16; У95; 1915; 1935), магнієві сплави (МА2-1; МА5; МА8). Для виготовлення малогабаритних де- талей типу втулок, осей, гвинтів і інших кріпильних елементів використовуються латунь (Л63; ЛС59-1) і бронза. Для виготовлення відкачних труб використовується м'яка мідь (МЗ) і латунь, для контактів і втулок гермоводов - ковар. З неметалічних конструкційних матері- алів використовуються прес-матеріали: АГ-4С (високої питомої твердості); склопластик СВМ, склонаповнений анід АС-30 а, полікарбонатна смола «Дифлон», композиційний матеріал на основі поліамідів. Для друкованих комутаційних плат застосовується склотекс- толит. Для виготовлення елементів несучих конструкцій макетних мікроблоків використо- вуються неметалічні матеріали марок: АГ-4-В, ДСВ-2-Р-2М; ДСВ-4-Р-2М. Перспективними матеріалами для ЕНК мікроблоків, що оптимально сполучають щільність і міцність, є берил- лій, алюмінієво-берилієві, магній-літєві, літій-берилієві сплави: останні мають найменшу щільність із усіх застосовуваних конструкційних металевих матеріалів. У берилія найбільш оптимальне сполучення питомої міцності, твердості і щільності.

9. Критерії технологічності при виготовленні і збірці МЕА, повною мірою застосовні до існуючих операцій на рівні виготовлення мікроплат і внутрішньоблокового монтажу. Технологічність виготовлення елементів несучих конструкцій, процесів корпусування мікроблоків багато в чому визначається ступенем освоєння спеціальних техпроцесів: запо- внення обсягу мікроблоків інертним газом; рел'єфне фрезерування корпусів і елементів несучих конструкцій з алюмінієвих, титанових і магнієвих сплавів; герметизація заливан- ням компаундом зовнішніх з'єднувачів мікроблоків; герметизація корпуса паяним швом; виготовлення спеціального кріплення для герметичних з'єднань і гнучких комутаційних гумових матриць; пайка й приклеювання мікроплат для мікроблоків із твердими умовами експлуатації; обробка підкладок зі складними конфігураціями для вбудованих мікроблоків; виготовлення СВЧ мікроплат на основі гнучких поліімідних підкладок. Застосовуване устаткування для відкачки повітря і заповнення мікроблоку інертним газом для перевірки герметичності повинне доповнюватися комплектом нестандартного устаткування з обліком

конкретного конструктивного виконання мікроблоку. Найбільш важлива оптимізація за критеріями технологічності для мікроблоку в складі крупно серійної РЕА, апаратури з відносно невеликими планованими термінами проектування і впровадження, а також апаратури, розрахованої на виготовлення в умовах раціонального використання обладнання й матеріалів, швидкого переналагодження обладнання і заміни техпроцесів, використання систем автоматизованого виготовлення, контролю й випробовування апаратури.

10. Критерій уніфікації формується з урахуванням різноманіття варіантів виконання РЕА 4-го покоління на 3-м і 4-м структурних рівнях. Наприклад літакова РЕА повинна відповідати закордонній апаратурі з габаритних розмірів несучих конструкцій, установчих і приєднувальних розмірів відповідно до специфікації ARINC. Для мікроблоків доцільно проводити уніфікацію за класами мікроблоків: цифрові і цифро-аналогові для стаціонарної РЕА, мікроблоки обчислювальних пристроїв авіакосмічної апаратури, СВЧ мікроблоки, мікроблоки апаратури зв'язку і т.п. У межах кожного класу виявляються елементи несучих конструкцій, що мають типові конструктивні ознаки, подібні характеристики використовуваних конструкційних матеріалів, типові техпроцеси виготовлення, збірки і герметизації. Конструкції й елементи несучих цифрових і цифро-аналогових мікроблоків для стаціонарної РЕА уніфікуються найбільшою мірою; схеми уніфікації багато в чому відповідають побудові нормалізованих герметичних блоків цифрової РЕА 3-го покоління. Уніфікація елементів несучих конструкцій і конструкцій СВЧ мікроблоків виробляється на основі виявлення типових деталей нормалізованих конструкцій мікрозбірок. Для мікроблоків зв'язкової РЕА, що реалізують лінійні схеми, мікроблоки силових мікроблоків і джерел вторинного електроживлення і т.п., можливо уніфікація значного числа деталей ЕНК: кожухів, каркасів, спеціального кріплення, рамок, вузлів герметизації. Найбільш важка уніфікація мікроблоків, вбудованих у виріб з обмеженням по посадкових місцях, мікроблоків високого рівня інтеграції і з високими вимогами що до надійності. Вони піддаються уніфікації тільки в межах підкласів, однак сильна диференціація уніфікації компенсується вирашем по найбільш істотних характеристиках МЕА, необхідних за умовами експлуатації. Для груп мікроблоків з високими показниками уніфікації доцільно розробляти конструкції з використанням САПР МЕА.

11. Зв'язок технологічності мікроблоку з його конструктивним рішенням і ремонтпригодністю. Дані показники є найбільшою мірою зв'язаними; при виділенні одного з них у якості основного інші взаємодіють за різним ступенем: як у напрямку поліпшення, так і погіршення характеристик виробу. Так, мікроблок досить простого конструктивного рішення спрощує техпроцеси виготовлення і вимагає простої реалізації ремонтпригодності. Якщо спрощення конструкції виконується за рахунок уніфікації і скорочення номенклатури ЕНК, то ускладнюється виконання умови ремонтпригодності, обмежуються варіанти використовуваних техпроцесів, у силу чого спостерігається технологічна надмірність, що є дезінтегруючим фактором. Оптимальність конструктивного рішення є домінуючим показником для мікроблоків, що працюють у жорстких умовах експлуатації. Цей показник важливий для вбудованих мікроблоків. Ремонтпригодність - необхідна умова для мікроблоків у зв'язковій РЕА при тривалій експлуатації. Оптимальне сполучення технологічності і ремонтпригодності характерно для цифровій МЕА.

12. Оптимальна комутація відіграє важливу роль у підвищенні якості мікроблоків і його експлуатаційної надійності. Важливо забезпечити стійкість конструкції мікроблоків до зовнішніх динамічних впливів за рахунок зміцнення паяних з'єднань. Міжплатні з'єднання контактних площадок мікроплат і комутаційних мікроплат, виконуваних золотими провідниками 50...60 мкм за умови додаткового кріплення, забезпечують запас міцності в 1.5 - 3 рази при досить твердих впливах: лінійних перевантаженнях, вібраціях і ударах. Для націлених елементів із твердими відводками стійкість з'єднання визначається масою націленого елемента, числом відводок, діаметром висновків (для столбикових висновків). У мікроблоках з безпосереднім об'єднанням мікроплат при пайку мікропроводів і джгутів міжрівневої і вивідної комутації до контактних площадок мікроплат необхідно забезпечити механічну

міцність; потрібне тверде закріплення кінцевих ділянок джгутів і мікропроводів і збільшення розмірів контактних площадок мікроплат до $0,8 \times 0,8 \dots 1,5 \times 1,5$ мм.

13. Електромагнітна сумісність ЕРЕ в мікроблоках визначається сполученням багатьох факторів: частотою, амплітудою, часом експлуатації, робочою температурою, потужністю розсіювання і т.д. Критерії електромагнітної сумісності орієнтуються на найбільш впливові фактори.

14. Загальна герметизація як засобу підвищення якості роботи мікроблоку ставить мету збереження параметрів герметизації: незмінність складу газового середовища і підтримка надлишкового тиску в заданих параметрах у пліні періоду експлуатації. Оскільки зміна складу газового середовища обумовлюється двома факторами: виділення летучих речовин з матеріалів усередині корпусу і надходження повітря в обсяг із зовнішнього середовища, то вводяться два параметри оптимізації: критична маса летучих речовин в обсязі мікроблоків, що виділяються полімерних матеріалів, і швидкість натікання повітря з зовнішнього середовища.

Висновки

1. Розроблені положення не вичерпують проблемні питання фізико-хімічної сумісності матеріалів й елементної бази в конструкціях мікроблоків.

2. Вибір сполучення матеріалів ЕНК, що рекомендуються, покриттів і способів герметизації багато в чому визначається температурними режимами роботи, умовами експлуатації, циклічністю робочого стану й бездіяльності.

Список літератури: 1. *Основы проектирования микроэлектронной аппаратуры* / А.Г. Алексеенко, С.С. Бадулин, Л. Г. Барулин и др.; Под ред. Б.Ф. Высоцкого. М.: Сов. радио, 1977. 352 с. 2. *Базовый принцип конструирования РЭА* / Е.М. Парфенов, В.Ф. Афанасьев, В.И. Владимиров и др.; Под ред. Е. М. Парфенова. М.: Радио и связь, 1981. 120 с. 3. *Котух В.Г.* Экспериментальные исследования технологических режимов герметизации корпусов микроблоков радиоэлектронной аппаратуры // *Технология приборостроения*. 1998. №1. С. 27-30.

*Харківський національний університет радіоелектроніки
ЦП Харківський приладобудівний завод ім. Т.Г. Шевченка*

Надійшла до редколегії 14.02 200

А. И. СТРЕЛКОВ, д-р тех. наук, Е. И. ЖИЛИН, канд. тех. наук, А. П. ЛЫТЮГА,
А. С. КАЛЫКОВ, С. А. ЛИСОВЕНКО

ОБНАРУЖЕНИЕ СИГНАЛОВ В СИСТЕМАХ ТЕХНИЧЕСКОГО ЗРЕНИЯ

Введение

Современное состояние систем технического зрения характеризуется широким спектром направлений их использования для решения научно-исследовательских (астрономические, медико-биологические и др. исследования), производственных (автоматизация контроля качества производства) и сервисных (охранные системы и мониторинг) задач. Использование системного подхода при анализе систем технического зрения позволяет свести перечисленные прикладные задачи к задачам обнаружения и оценки параметров регистрируемых оптических сигналов на фоне помех. При этом выбор методов, позволяющих оптимизировать процессы обнаружения и оценки параметров сигнала, определяется приоритетными задачами, свойственными данным системам технического зрения или их режимам работы. Создание перспективных и усовершенствование существующих систем технического зрения должно быть направлено на улучшение их технических и эксплуатационных характеристик с учетом особенностей решаемых задач.

В большинстве систем технического зрения первичной является задача обнаружения сигнала на фоне аддитивных помех в поле изображения, формируемом оптической системой. В этом случае качество обнаружения сигнала определяется энергетическими параметрами сигнала и помехи на входе системы и зависит от степени оптимальности выбранных методов обработки. Переход к наблюдениям в условиях аддитивных помех высокой интенсивности, снижение уровня сигнальной составляющей регистрируемого светового потока, несоответствие методов обработки энергетическим и статистическим характеристикам сигнала и помехи – факторы, снижающие качество решения задачи обнаружения сигнала в частности и эффективность системы технического зрения в целом. Поэтому важным является вопрос оптимизации методов обработки изображений в системах технического зрения с целью повышения эффективности решения задачи обнаружения.

Анализ вопроса и постановка задачи

Принципам и методам решения задачи обнаружения оптических сигналов посвящено большое количество работ отечественных и зарубежных авторов. Из статистической теории оптимального обнаружения сигналов [4] известно, что процедура оптимального обнаружения сводится в общем случае к формированию по результатам наблюдения достаточной статистики логарифма отношения правдоподобия и сравнению результатов вычисления с порогом, выбор которого, в свою очередь, зависит от выбранного критерия оптимальности алгоритма обнаружения [7, 8]. В частности, в [5-7] показано, что оптимальное решение задачи обнаружения оптических сигналов на фоне аддитивных помех может быть реализовано путем сравнения принятой реализации аддитивной смеси «сигнал + помеха» с порогом. В этом случае реализуется так называемое энергетическое обнаружение сигнала. В то же время, из работ [1, 9-11] по общей теории радиолокации известен метод корреляционной обработки сигналов, заключающийся в формировании корреляционного интеграла $Y(t_s)$, получаемого интегрированием по времени произведения принимаемой реализации $n(t)$ и строга $s(t-t_s)$, описывающего ожидаемый сигнал. Решение о наличии $\gamma_1(t_s)$ или отсутствии $\gamma_0(t_s)$ сигнала в принятой реализации принимается по результатам сравнения величины корреляционного интеграла с порогом Y , не зависящим от принятой реализации (рис. 1), т.е.

$$Y(t-t_s) = \int_1^{Y_0(t-t_s)} n(t) \cdot s(t-t_s) dt \begin{matrix} \leq \\ > \end{matrix} Y_s. \quad (1)$$

Доказательство оптимальности данного метода решения задач обнаружения сигналов приведено в [7, 9, 11]. Необходимо отметить, что общие принципы и некоторые методы корреляционной обработки видеоизображений описаны в [2, 5, 6], однако приведенные методы рассматриваются там безотносительно к задаче обнаружения сигналов. Таким образом, представляет интерес исследование возможностей и принципов применения методов корреляционной обработки для оптимизации решения задачи обнаружения сигналов в системах технического зрения телевизионного типа.

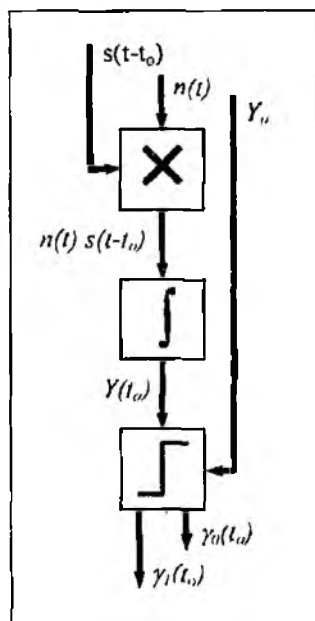


Рис. 1

Задача обнаружения сигналов в телевизионных системах технического зрения может быть поставлена в соответствии с основными положениями статистической теории обнаружения сигналов следующим образом. На вход телевизионной оптико-электронной системы поступает световой поток, представляющий собой аддитивную смесь сигнала и фоновой помехи. После преобразования в оптическом тракте системы, в фокальной плоскости формируется изображение размером $x_{\max} \times y_{\max}$, соответствующим линейным размерам активной части фотокатода приемника оптического излучения. В большинстве случаев сигнальная составляющая принимаемого излучения может быть описана в фокальной плоскости детерминированной функцией $w(x, y, t)$, вид которой определяется характеристиками объекта наблюдения (форма, линейные размеры, отражательные характеристики поверхности и т.д.), параметрами оптического тракта, трассы распространения сигнала. Помеховая составляющая регистрируемой аддитивной смеси является случайным процессом $g(x, y, t)$ со средним m_g и дисперсией

σ_g^2 , обусловленным множественными взаимодействиями

оптического излучения со средой распространения, и может быть характеризована в фокальной плоскости гауссовым распределением

$$P(g_{ijk}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_g^2}} e^{-\frac{(g_{ijk} - m_g)^2}{2\sigma_g^2}},$$

где $g_{ijk} = g(x_i, y_j, t_k)$; i, j, k – пространственно-временные координаты точки в плоскости регистрации.

Применение на практике операции вычитания постоянной составляющей позволяет использовать для описания помехи модели квазибелого шума со спектральной плотностью M , которая, в случае согласованных полос принимаемой аддитивной смеси и приемника, $N_0 = 2M$ [1]. Тогда плотность вероятности для помехи $g(x, y, t)$ и аддитивной смеси $n(x, y, t)$:

$$P(g_{ijk}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_g^2}} e^{-g_{ijk}^2/2\sigma_g^2},$$

$$P(n_{ijk}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_g^2}} e^{-(n_{ijk} - m_n)^2/2\sigma_g^2}.$$

Таким образом, задача обнаружения сигналов в телевизионных системах технического зрения может быть сведена к задаче обнаружения сигнала с известными параметрами на фоне квазирandomного шума.

Теоретические исследования

В соответствии с теорией обнаружения, оптимальный обнаружитель должен вычислять отношение правдоподобия для принятой реализации и сравнивать его значение с порогом. Используя свойство некоррелированности отсчетов белого шума, запишем отношение правдоподобия в виде

$$l = \frac{\prod_{i=1}^{x_{max}} \prod_{j=1}^{y_{max}} \prod_{k=0}^{T_0} P(n_{i,j,k})}{\prod_{i=1}^{x_{max}} \prod_{j=1}^{y_{max}} \prod_{k=0}^{T_0} P(g_{i,j,k})}. \quad (5)$$

При синтезе алгоритма обнаружения удобно использовать не само отношение правдоподобия, а значение линейных функций от отношения правдоподобия, например его логарифма. Подставив в (5) выражения для соответствующих плотностей вероятностей из (3) и (4), введя, аналогично [11], обозначение $\sigma_g^2 = N_0$, проведя необходимые преобразования, выполнив логарифмирование, переходя к интегрированию при стремящемся к нулю шаге изменения пространственно-временных координат, получим

$$\begin{aligned} \ln l = & -\frac{1}{2N_0} \iint\limits_{x,y,t} w(x,y,t) s(x-x_0, y-y_0, t-t_0) dx dy dt + \\ & + \frac{1}{N_0} \iint\limits_{x,y,t} [g(x,y,t) + w(x,y,t)] \cdot s(x-x_0, y-y_0, t-t_0) dx dy dt. \end{aligned} \quad (6)$$

Первое слагаемое в (6) не зависит от принятой реализации и пропорционально энергии ожидаемого сигнала E . В этом случае достаточной статистикой логарифма отношения правдоподобия является

$$L = \frac{Y(x_0, y_0, t_0)}{N_0}, \quad (7)$$

где

$$Y(x_0, y_0, t_0) = \iint\limits_{x,y,t} n(x,y,t) s(x-x_0, y-y_0, t-t_0) dx dy dt \quad (8)$$

– корреляционный интеграл, $n(x,y,t) = g(x,y,t) + w(x,y,t)$ – изображение, формируемое в фокальной плоскости системы (реализация аддитивной смеси сигнальной и помеховой составляющих), $s(x-x_0, y-y_0, t-t_0)$ – строб, формируемый в соответствии с параметрами ожидаемого сигнала.

Значение корреляционного интеграла $Y(x_0, y_0, t_0)$, как следует из (8), является случайным и характеризуется, в случае гауссовой статистики величины $n(x,y,t)$, нормальной плотностью вероятности [4].

Очевидно, что математическое ожидание m_Y корреляционного интеграла в отсутствие сигнальной составляющей равно 0. Дисперсия σ_Y^2 определяется выражением

$$\sigma_Y^2 = \overline{[Y(x_0, y_0, t_0) - m_Y]^2}. \quad (9)$$

Подставляя (8) в (9), получим для случая отсутствия сигнальной составляющей

$$\sigma_s^2 = \overline{\left[\int \int \int g(x, y, t) s(x - x_0, y - y_0, t - t_0) dx dy dt \right]^2}, \quad (10)$$

или, проведя преобразование,

$$\sigma_s^2 = \int \int \int \int \int \int \overline{g(x_1, y_1, t_1) g^*(x_2, y_2, t_2) \times} \\ \times s(x_1 - x_0, y_1 - y_0, t_1 - t_0) s(x_2 - x_0, y_2 - y_0, t_2 - t_0) dx_1 dy_1 dt_1 dx_2 dy_2 dt_2}, \quad (11)$$

где звездочка использована для обозначения комплексно сопряженной величины.

Среднее произведения первых двух сомножителей в подынтегральном выражении (11) представляет собой корреляционную функцию помеховой составляющей, равную, в случае гауссовой дельта – коррелированной помехи,

$$\overline{g(x_1, y_1, t_1) g^*(x_2, y_2, t_2)} = \frac{N_u}{2} \delta(x_2 - x_1, y_2 - y_1, t_2 - t_1), \quad (12)$$

где $\delta(x_2 - x_1, y_2 - y_1, t_2 - t_1)$ – дельта-функция Дирака.

Проведя подстановку (12) в (11), учитывая фильтрующее свойство дельта-функции и проведя интегрирование по x_2, y_2 и t_2 , получим

$$\sigma_s^2 = \frac{N_u}{2} E. \quad (13)$$

В случае отсутствия сигнальной составляющей в принимаемой аддитивной смеси, математическое ожидание корреляционного интеграла

$$m_{t_n} = \int \int \int \overline{n(x, y, t) s(x - x_0, y - y_0, t - t_0)} dx dy dt. \quad (14)$$

Учитывая, что $\overline{n(x, y, t)} = \overline{g(x, y, t)} + \overline{w(x, y, t)}$ и то, что среднее значение помеховой составляющей $\overline{g(x, y, t)} = 0$, получим

$$m_{t_n} = \int \int \int \overline{w(x, y, t) s(x - x_0, y - y_0, t - t_0)} dx dy dt = E, \quad (15)$$

т.е. математическое ожидание корреляционного интеграла равняется полной энергии принимаемого сигнала при оптимальном соответствии параметров принимаемого и ожидаемого сигналов.

Дисперсия σ_y^2 в случае обнаружения сигнала с полностью известными параметрами будет равна дисперсии (13) корреляционного интеграла, вычисленной в отсутствие сигнальной составляющей.

При реализации метода корреляционной обработки сигналов в системе технического зрения телевизионного типа, структурная схема корреляционного обнаружителя (рис. 1) должна быть изменена для обеспечения вычисления корреляционного интеграла в соответствии с (8) с учетом пространственной структуры оптического сигнала (изображения) в плоскости регистрации и изменения размерности ожидаемого сигнала. Структурная схема корреляционного обнаружителя в телевизионной системе технического зрения представлена на рис. 2.

В соответствии с [7], одним из критериев качества обнаружения являются вероятностные характеристики – условная вероятность ложной тревоги и условная вероятность правильного обнаружения, вычисляемые путем интегрирования плотностей вероятности помеховой составляющей и аддитивной смеси помеховой и сигнальной составляющих (3) и (4) по области значений измеряемой величины, превосходящих установленное пороговое значение.

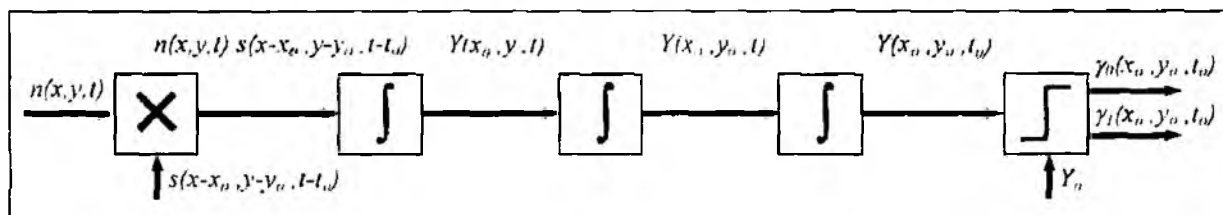


Рис. 2

В случае использования корреляционного обнаружителя измеряемой величиной является значение корреляционного интеграла, вычисленное в точке изображения с координатами x_0, y_0 в момент времени t_0 . Использование результатов проведенных выше вычислений математических ожиданий и дисперсий корреляционного интеграла позволяет записать выражения для условной вероятности ложной тревоги F и условной вероятности правильного обнаружения D в следующем виде:

$$F = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_Y^2}} \int_{Y_0}^{\infty} e^{-Y^2/2\sigma_Y^2} dY, \quad (16)$$

$$D = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_Y^2}} \int_{Y_0}^{\infty} e^{-(Y - m_{Y_0})^2/2\sigma_Y^2} dY. \quad (17)$$

Еще одним распространенным критерием качества обнаружения является отношение сигнал/шум на выходе обнаружителя. Отношение сигнал/шум определяется как

$$\varphi = \sqrt{2E/N_0}, \quad (18)$$

или, для анализируемого корреляционного обнаружителя, используя введенные обозначения,

$$\varphi = \sqrt{2m_{Y_0}/\sigma_Y^2}. \quad (19)$$

Математическое моделирование

По результатам теоретических исследований для оценки характеристик обнаружения при использовании корреляционной обработки изображений было проведено математическое моделирование. При математическом моделировании были приняты следующие условия и ограничения. Сигнальная составляющая аддитивной смеси задавалась функцией

$$u(x, y, t) = \begin{cases} I_0 & \text{при } x_0 - \frac{\Delta x}{2} < x \leq x_0 + \frac{\Delta x}{2}, \quad y_0 - \frac{\Delta y}{2} < y \leq y_0 + \frac{\Delta y}{2}; \\ 0 & \text{при } x_0 - \frac{\Delta x}{2} \geq x > x_0 + \frac{\Delta x}{2}, \quad y_0 - \frac{\Delta y}{2} \geq y > y_0 + \frac{\Delta y}{2}, \end{cases} \quad (20)$$

где I_0 – амплитуда сигнальной составляющей в элементе изображения; x_0, y_0 – координаты центра пространственного распределения сигнальной составляющей в плоскости изображения; $\Delta x, \Delta y$ – линейные размеры пространственного распределения сигнальной составляющей в плоскости изображения.

Зависимость сигнальной составляющей от времени подразумевает, что обработке подлежит реализация (изображение), полученная в момент времени t . В телевизионных системах реализацией является телевизионный кадр, формируемый за время накопления, длительность которого является стандартной для большинства систем. При математическом моделировании учитывалось только пространственное распределение сигнала и помехи, временная эволюция изображения не рассматривалась, а анализируемая реализация рассматривалась как результат интегрирования по времени на интервале одного телевизионного кадра.

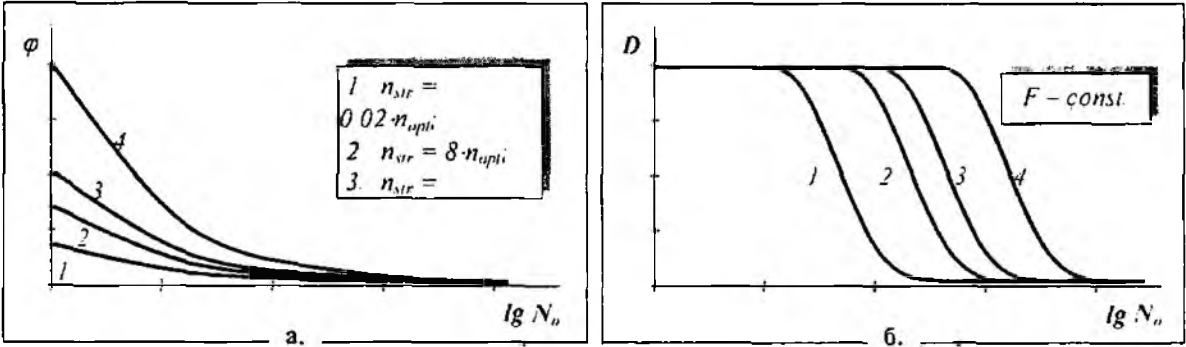
Аддитивная помеховая составляющая рассматривалась как случайный гауссов процесс. Центрирование помеховой составляющей позволило рассматривать помеху как квазибелый

шум со спектральной плотностью $N_o = 2\sigma^2$. При проведении расчетов в качестве ожидаемого сигнала использовался строб, форма которого описывалась выражением, подобным (20), с линейными размерами $\Delta x_{str}, \Delta y_{str}$, так что $\Delta x_{str} \times \Delta y_{str} = n_{str}$.

Для расчета величины отношения сигнал/шум использовалось выражение (18), которое с учетом принятых условий и ограничений имеет вид

$$\varphi = \sqrt{n_{str} I_o^2 / \sigma^2} \tag{21}$$

Значения условной вероятности правильного обнаружения рассчитывались согласно выражению (17) для значения порога Y_o , выбранного из условия стабилизации условной вероятности ложной тревоги на заданном уровне, используя (16). Результаты расчетов характеристик обнаружения для различных значений размеров строба качественно приведены на рис. 3, где $n_{opt} = \Delta x \times \Delta y$ – размер сигнального изображения. Из рис. 3 видно, что значения характеристик обнаружения зависят от степени согласования размеров строба и сигнала.



φ – энергетические, F, D – вероятностные характеристики обнаружения сигнала

Рис. 3

Очевидно, что наибольшие значения характеристик обнаружения на выходе корреляционного обнаружителя для одного и того же уровня помеховой составляющей обеспечивается при оптимальном согласовании параметров строба и сигнала (рис. 4).

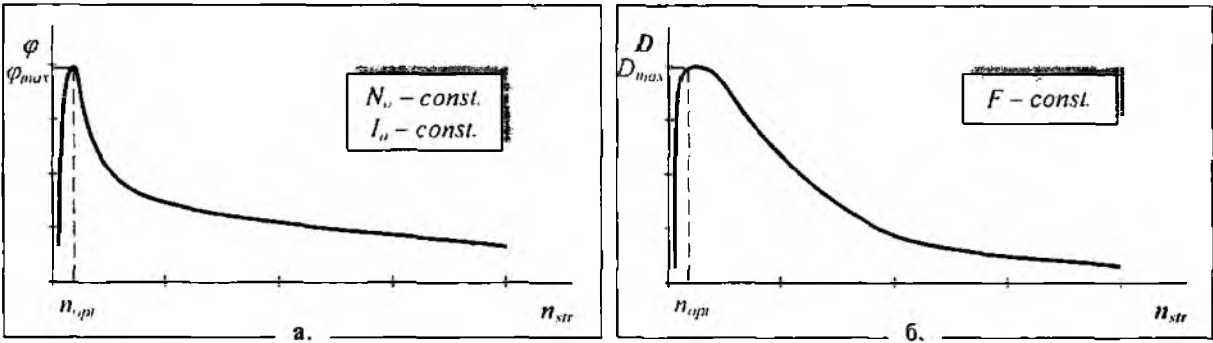


Рис. 4

Выводы

Результаты представленных в статье исследований по применению корреляционной обработки видеоизображений для обнаружения сигналов в системах технического зрения позволяют сделать следующие выводы:

- корреляционная обработка изображений, формируемых в системах технического зрения телевизионного типа, позволяет реализовать процедуру оптимального обнаружения сигналов и обеспечить на выходе корреляционного обнаружителя максимальное значение отношения сигнал/шум и оптимальное соотношение вероятностных характеристик обнаружения;

– реализация оптимальной корреляционной обработки изображения обеспечивает выигрыш в отношении сигнал/шум и условной вероятности правильного обнаружения. относительно «энергетического» обнаружения. пропорционально количеству пространственных элементов разрешения фотокатода n , формирующих изображение объекта. При $n = 1$ процедура корреляционного обнаружения эквивалента «энергетическому» обнаружению сигнала с предварительной регулировкой яркости изображения. Таким образом, применение корреляционной обработки изображения для обнаружения сигнала является целесообразной при $n > 1$, в противном случае процедура обнаружения может быть реализована прямым сравнением значений яркости изображения в элементах разрешения с пороговым значением яркости;

– переход к квазиоптимальной схеме построения корреляционного обнаружителя вызван отсутствием точных априорных знаний о форме и структуре ожидаемого сигнала и приводит к потерям в качестве обнаружения относительно процедуры оптимального обнаружения, обусловленных несоответствием параметров строга параметрам принимаемого сигнала. Корреляционная обработка изображения с размером строга $n_{sr} = 1$, при размере сигнального изображения $n > 1$ может рассматриваться как предельный случай квазиоптимальной корреляционной обработки;

– при оптимальном соотношении параметров строга и принимаемого сигнала отношение сигнал/шум на выходе корреляционного обнаружителя не зависит от пространственного распределения оптического излучения в фокальной плоскости (формы сигнала) и определяется только его энергией и спектральной плотностью шума.

Необходимо отметить, что назначение оптимального корреляционного приемника состоит не в лучшем воспроизведении формы принимаемого сигнала, а в формировании на его выходе наибольшего, пикового отношения сигнал/шум.

Список литературы: 1. Алмазов В.Б. Основы теории радиолокации. Х.: Вирта ПВО, 1992. 204 с. 2. Быков Р.Е., Фрайер Р., Иванов К.В., Манцетов А.А. Цифровое преобразование изображений. М.: Телеком, 2003. 228 с. 3. Гришин Ю.П., Ипатов В.П., Казаринов Ю.М. и др. Радиотехнические системы. М.: Высш. шк., 1990. 496 с. 4. Левин Б.Р. Теоретические основы статистической радиотехники. М.: Радио и связь, 1989. 656 с. 5. Москвитин С.В., Стрелков А.И. Теоретические основы оптической локации. Х.: Вирта ПВО, 1992. 369 с. 6. Писаревский А.Н., Чернявский А.Ф. и др. Системы технического зрения. Л.: Машиностроение, 1988. 432 с. 7. Тихонов В.И. Оптимальный прием сигналов. М.: Радио и связь, 1983. 320 с. 8. Тихонов В.И. Статистическая радиотехника. М.: Радио и связь, 1982. 624 с. 9. Хелстром К. Статистическая теория обнаружения сигналов. М.: Иностран. лит., 1963. 432 с. 10. Справочник по радиолокации. Т. 1. Основы радиолокации. М.: Сов. радио, 1976. 456 с. 11. Ширман Я.Д., Голиков В.Д. Основы теории радиолокации. Х.: АРТА СА, 1962. 204 с.

*Объединенный научно-исследовательский
институт Вооруженных Сил
Харьковский университет
Воздушных Сил им. И. Кожедуба
Украинская инженерно-педагогическая академия*

Поступила в редколлегию 14.04.2006

ОБОБЩЕННАЯ МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГОМОДИННОГО МЕТОДА ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТОТЫ ПРИ ПЕРИОДИЧЕСКОМ ИЗМЕНЕНИИ ФАЗОВОГО СДВИГА ЗОНДИРУЮЩЕГО СИГНАЛА

Введение

Гомодинные методы построения радиоэлектронных средств достаточно широко используются в современных разработках [1, 2]. Достоинствами оборудования, построенного на основе этих методов, является простота аппаратной реализации, а также повышенная стабильность. Суть гомодинных методов заключается в использовании одного и того же генератора для формирования как зондирующего сигнала, так и сигнала гетеродина (опорного сигнала). Причем зондирующий сигнал в классическом варианте получают путем линейного изменения фазового сдвига, что теоретически позволяет получить фиксированный сдвиг частоты этого сигнала относительно опорного. Создание таких фазовращателей представляет весьма сложную задачу, особенно в микроволновом диапазоне волн. В связи с этим возникает необходимость оценки погрешности гомодинного преобразователя из-за неидеальности свойств управляемого фазовращателя. Кроме того, отсутствуют сведения о качественных показателях гомодинных преобразователей, которые работают при изменении фазового сдвига зондирующего сигнала по закону, отличающемуся от линейного. Развитие гомодинных методов сдерживает отсутствие обобщенной математической модели, которая позволит решить вышеперечисленные задачи. Цель статьи – разработка такой модели, которая позволит проводить исследования различных вариантов гомодинного преобразования частоты.

Анализ обобщенной структуры гомодинного преобразователя

Независимо от решаемой задачи структурная схема гомодинного преобразователя частоты может быть представлена в следующем виде (рис. 1).

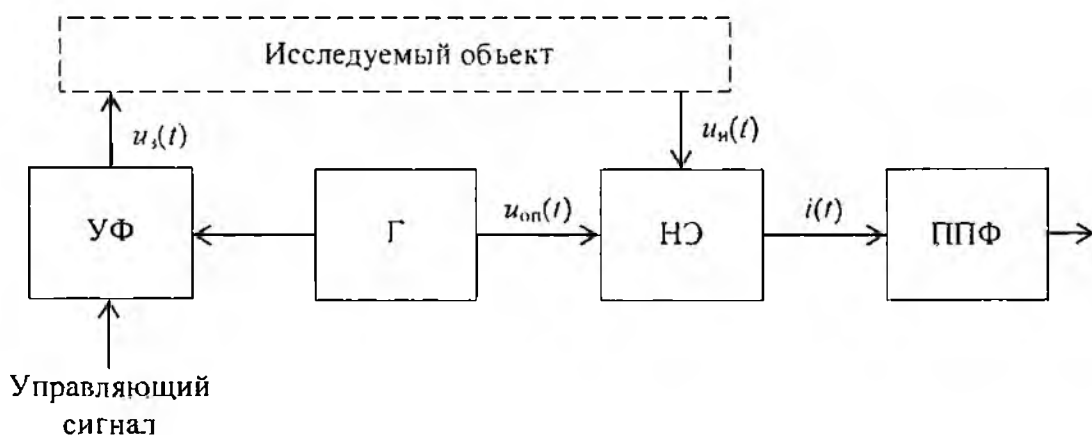


Рис. 1

Гармонический сигнал от генератора (Г) делится на две части. Одна часть этого сигнала через управляемый фазовращатель (УФ) поступает в измерительный канал на исследуемый объект (зондирующий сигнал), а другая – в опорный канал. Измерительный сигнал $u_n(t)$ (прошедший через исследуемый объект или отраженный от этого объекта), а также опорный сигнал $u_{оп}(t)$ подаются на нелинейный элемент (НЭ). Нагрузкой НЭ служит полотно-пропускающий фильтр (ППФ), центральная частота настройки которого равна разности частот зондирующего и опорного сигналов. Полоса пропускания фильтра выбирается ис-

ходя из конкретных решаемых задач и определяется, в основном, шириной спектра сигнала, получаемого за счет модуляции исследуемым объектом зондирующего сигнала.

Положим, что исследуемый объект является линейным и обладает свойством квазистационарности, т.е. за время измерения параметры этого объекта не изменяются. В этом случае измерительный сигнал можно представить в виде функции

$$u_n(t) = U_n \cos[\psi_n(t)] = U_n \cos(\omega_0 t + \theta_0 + \theta(t) + \varphi_n), \quad (1)$$

где $\psi_n(t)$ — полная фаза измерительного сигнала; ω_0, θ_0 — частота и начальная фаза колебаний, создаваемых генератором Γ соответственно; U_n, φ_n — амплитуда и сдвиг по фазе (возникающий при прохождении или отражении от исследуемого объекта) измерительного сигнала соответственно; $\theta(t)$ — фазовый сдвиг, вносимый управляемым фазовращателем УФ.

Целью, которая ставится при исследовании свойств объекта, является измерение амплитуды U_n и (или) фазового сдвига φ_n .

Опорный сигнал запишем в виде

$$u_{on}(t) = U_{on} \cos[\psi_{on}(t)] = U_{on} \cos[\omega_0 t + \theta_0], \quad (2)$$

где $\psi_{on}(t)$ — полная фаза опорного сигнала.

В дальнейшем будем считать, что нелинейный элемент НЭ обладает квадратичной вольтамперной характеристикой (например, СВЧ диод в режиме малого сигнала). Тогда комбинационные составляющие тока, протекающего через НЭ, можно рассчитать, используя соотношение [3]

$$i(t) = k U_{on} U_n \{ \cos[\psi_n(t) - \psi_{on}(t)] + \cos[\psi_n(t) + \psi_{on}(t)] \}, \quad (3)$$

где k — постоянный коэффициент.

Подставляя (1) и (2) в (3), получаем

$$i(t) = k U_{on} U_n \{ \cos[\theta(t) + \varphi_n] + \cos[2\omega_0 t + 2\theta_0 + \theta(t) + \varphi_n] \}. \quad (4)$$

Вторая составляющая тока (суммарная составляющая) в фигурных скобках является высокочастотной и подавляется полосно-пропускающим фильтром ППФ, поэтому в дальнейшем рассмотрим только разностную составляющую

$$i_p(t) = k U_{on} U_n \cos[\theta(t) + \varphi_n]. \quad (5)$$

Из соотношения (5) видно, что начальная фаза θ_0 и частота ω_0 измерительного сигнала при преобразовании на нелинейном элементе взаимно вычитаются и остается только составляющая с начальной фазой φ_n , несущая информацию о фазовом сдвиге, вносимым исследуемым объектом.

Определим частоту этой составляющей, воспользовавшись известным соотношением [3]

$$\Omega(t) = \frac{d[\theta(t) + \varphi_n]}{dt} = \frac{d[\theta(t)]}{dt}. \quad (6)$$

Соотношения (5) и (6) являются основой для дальнейшего рассмотрения. Эти соотношения являются общими для любого гомодинного преобразователя частоты с любым законом изменения начальной фазы зондирующего сигнала.

Случай линейного изменения фазового сдвига зондирующего сигнала

Рассмотрим классический случай, при котором фазовый сдвиг $\theta(t)$, вносимый УФВ, изменяется по линейному закону (рис. 2.а). В этом случае можно записать

$$\theta(t) = \Omega_1 t, \quad (7)$$

где Ω_1 — постоянный коэффициент, определяющий угол наклона прямой $\theta(t)$ к оси абсцисс, который можно определить по формуле

$$\Omega_1 = \frac{2\pi}{T}. \quad (8)$$

В формуле (8) T – время, в течение которого фазовый сдвиг изменяется на величину 2π (см. рис. 2, а).

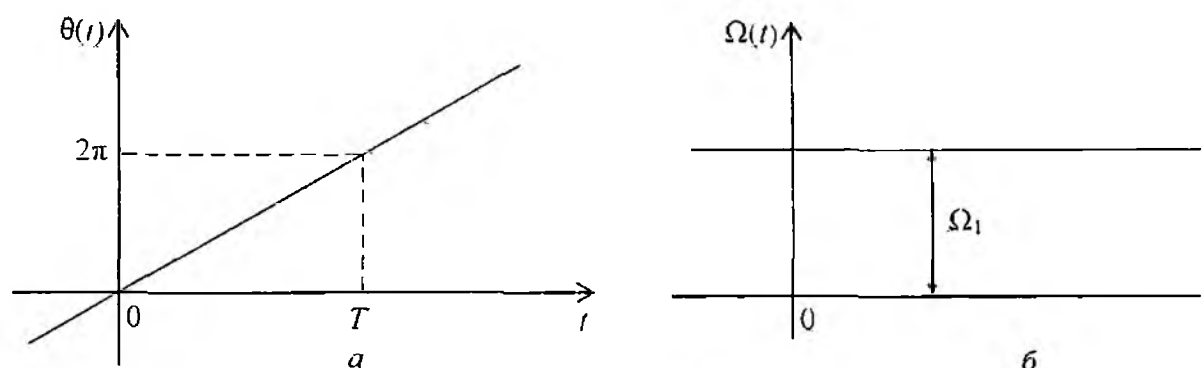


Рис. 2

Подставляя (7) в (6) получаем, что для данного случая

$$\Omega(t) = \Omega_1 = \text{const.} \quad (9)$$

Как и следовало ожидать, в данном случае осуществляется сдвиг частоты опорного сигнала на фиксированное значение Ω_1 (рис. 2, б). Подставляя (7) в (5), получаем следующее выражение для разностной составляющей тока, протекающего через нелинейный элемент преобразователя:

$$i_p(t) = k U_{\text{иг}} U_{\text{н}} \cos(\Omega_1 t + \varphi_{\text{н}}). \quad (10)$$

Из (10) следует, что при линейном изменении фазового сдвига зондирующего сигнала разностная составляющая тока, протекающего через нелинейный элемент НЭ, представляющая собой чисто гармоническое колебание с частотой Ω_1 , амплитуда которого прямо пропорциональна амплитуде $U_{\text{н}}$ измерительного сигнала, а начальная фаза точно совпадает со значением сдвига по фазе $\varphi_{\text{н}}$ измерительного сигнала.

Случай периодического изменения фазового сдвига зондирующего сигнала

Фазовращатель, который вносит неограниченно нарастающий по линейному закону фазовый сдвиг, является физически нереализуемым устройством. Поэтому на практике используют фазовращатели с периодически изменяющимся фазовым сдвигом, величина которого в пределах периода T линейно нарастает от нуля до 2π . Рассмотрим случай идеального фазовращателя с нулевым временем восстановления нулевого фазового сдвига (рис. 3, а).

В этом случае можно записать

$$\theta(t) = \Omega_1 t + 2\pi \left[\sum_{k=-\infty}^{\infty} l(-t + kT) + \sum_{k=1}^{\infty} -l(t - kT) \right], \quad (11)$$

где $\Omega_1 = 2\pi/T$ – круговая частота, с которой осуществляется периодическое изменение фазового сдвига; T – период изменения фазового сдвига; $l(t)$ – единичная функция Хевисайда.

Подставляя (11) в (6) получаем, что для данного случая

$$\Omega(t) = \Omega_1 - 2\pi \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(t - kT). \quad (12)$$

Таким образом, в данном случае частота разностной составляющей имеет δ -выбросы в моменты времени kT (см. рис. 3, б). Причем весовые коэффициенты при δ -функциях равны: -2π .

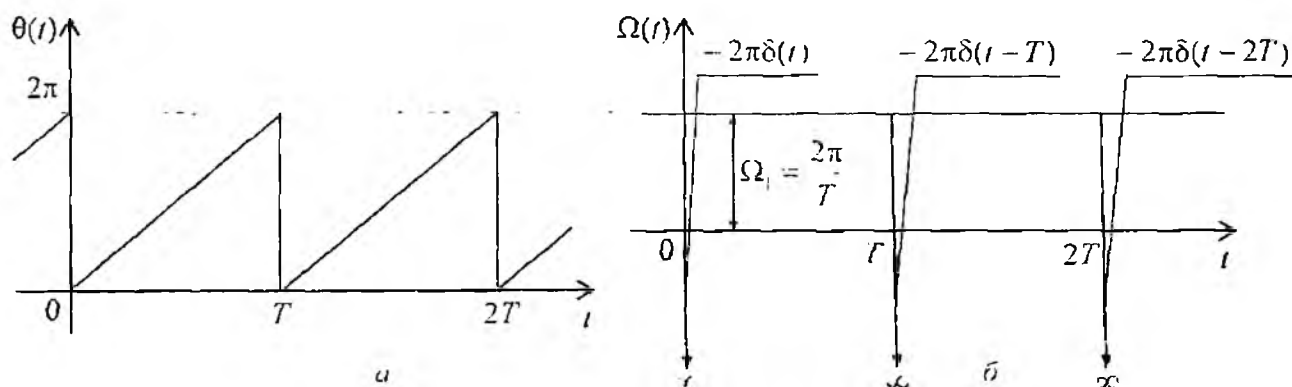


Рис. 3

Подставляя (11) в (5), получаем следующее выражение для разностной составляющей тока, протекающего через нелинейный элемент преобразователя частоты

$$i_p(t) = kU_{on}U_n \cos \left\{ \Omega_1 t + \varphi_n + 2\pi \left[\sum_{k=-\infty}^0 1(-t + kT) + \sum_{k=1}^{\infty} -1(t - kT) \right] \right\}. \quad (13)$$

Определим спектральный состав этого тока. Для этого воспользуемся известным тригонометрическим выражением для косинуса суммы. При этом (13) представим в виде

$$\begin{aligned} i_p(t) = kU_{on}U_n \cos(\Omega_1 t + \varphi_n) \cos \left\{ 2\pi \left[\sum_{k=-\infty}^0 1(-t + kT) + \sum_{k=1}^{\infty} -1(t - kT) \right] \right\} - \\ - kU_{on}U_n \sin(\Omega_1 t + \varphi_n) \sin \left\{ 2\pi \left[\sum_{k=-\infty}^0 1(-t + kT) + \sum_{k=1}^{\infty} -1(t - kT) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (14)$$

Учтем то обстоятельство, что

$$2\pi \left[\sum_{k=-\infty}^0 1(-t + kT) + \sum_{k=1}^{\infty} -1(t - kT) \right] = \begin{cases} +2\pi k & \text{при } k \leq 0; \\ -2\pi k & \text{при } k > 0. \end{cases}$$

При этом выражение (14) преобразуется к виду

$$i_p(t) = kU_{on}U_n \cos(\Omega_1 t + \varphi_n). \quad (15)$$

Таким образом, при периодическом изменении фазового сдвига зондирующего сигнала от нуля до 2π разностная составляющая тока представляет собой чисто гармоническое колебание с частотой Ω_1 , амплитуда которого прямо пропорциональна амплитуде U_n измерительного сигнала, а начальная фаза точно совпадает со значением сдвига по фазе φ_n измерительного сигнала (точно так же, как и при неограниченном линейном изменении фазового сдвига, см. (10)). Причем это происходит, не взирая на наличие δ -выбросов частоты.

Полученный результат физически объясняется тем, что при линейном нарастании фазового сдвига до величины 2π за период, скачкообразное изменение этого сдвига на величину 2π в моменты времени, кратные периоду, не изменяет формы разностной составляющей тока.

Совершенно очевидно, что при изменении фазового сдвига зондирующего сигнала по периодическому закону, отличающемуся от линейного, приведет к изменению формы разностной составляющей тока, а значит к обогащению спектра разностного тока. При этом частота разностной составляющей тока в общем случае будет изменяться и возникает вопрос о выборе частоты настройки полосно-пропускающего фильтра ППФ. Известно, что спектр периодического сигнала состоит из гармоник – колебаний с частотами, кратными частоте этого периодического сигнала. Причем, как правило, наибольшей амплитудой обладает первая гармоника. Поэтому из спектра разностного тока следует выделять первую гармонику и анализировать ее амплитуду и начальную фазу. Поэтому полосно-пропускающий фильтр ППФ следует настроить на частоту $\Omega_1 = 2\pi/T$. Параметры первой гармоники разностного тока (5)

при периодическом изменении фазового сдвига $\theta(t)$ определим, используя методику спектрального Фурье-анализа [3]. В соответствии с этой методикой запишем выражения для коэффициентов разложения a_1, b_1 :

$$a_1 = \frac{2kU_{\text{он}}U_{\text{н}}}{T} \int_0^T \cos[\theta(t) + \varphi_n] \cos(\Omega_1 t) dt, \quad (16)$$

$$b_1 = -\frac{2kU_{\text{он}}U_{\text{н}}}{T} \int_0^T \cos[\theta(t) + \varphi_n] \sin(\Omega_1 t) dt. \quad (17)$$

Амплитуду I_1 и начальную фазу ψ_1 первой гармоники определим по формулам [3]

$$I_1 = \sqrt{a_1^2 + b_1^2}. \quad (18)$$

$$\psi_1 = \text{angle}(a_1, b_1). \quad (19)$$

Оператор angle в формуле (19) обозначает операцию взятия аргумента комплексного числа по его действительной a_1 и мнимой b_1 частям в диапазоне значений $0 \leq \psi_1 < 2\pi$. Таким образом, зная закон изменения $\theta(t)$ на интервале, равном периоду, можно определить информационные составляющие первой гармоники разностного тока, используя формулы (16) – (19).

Проиллюстрируем полученные результаты на примере частного случая, рассмотренного выше. Подставляя (11) в формулы (16) и (17), получаем следующие выражения для коэффициентов разложения:

$$a_1 = kU_{\text{он}}U_{\text{н}} \cos(\varphi_n); \quad (20)$$

$$b_1 = kU_{\text{он}}U_{\text{н}} \sin(\varphi_n). \quad (21)$$

Используя (18) и (19), получаем для амплитуды и начальной фазы первой гармоники разностного тока следующие выражения:

$$I_1 = kU_{\text{он}}U_{\text{н}}. \quad (22)$$

$$\psi_1 = \varphi_n. \quad (23)$$

Полученный результат подтверждает сделанное ранее заключение, что в этом случае разностный ток представляет гармоническое колебание. Действительно, сравнивая (22) и (23) с (15), приходим к выводу о том, что для данного частного случая первая гармоника совпадает с разностной составляющей тока. При этом в спектре отсутствуют все высшие гармоники.

Заключение

Таким образом, разработана методика обобщенного анализа гомодинного преобразователя частоты при любом виде периодического изменения фазового сдвига зондирующего сигнала. Методика проиллюстрирована для классического случая линейного изменения фазового сдвига. Получены аналитические соотношения для расчетов частоты, а также амплитуды и начальной фазы первой гармоники разностного тока. Эти соотношения позволяют оценить результаты гомодинного преобразования частоты для целого ряда практически важных случаев. Задачей дальнейших исследований является оценка влияния нелинейности изменения и неточности установки фазового сдвига зондирующего сигнала на погрешность гомодинного преобразования частоты.

Список литературы: 1. Кошуринов Е.И. Гомодинный радар с оптимальной обработкой непрерывного сигнала / Е.И. Кошуринов // 13-я Междунар. Крым. конф. «СВЧ-техника и телеком. технол.»: Матер. конф. Севастополь: Вебер, 2003. С. 737 – 739. 2. Широков И.Б. Выбор разрядности дискретного фазовращателя в задачах исследования характеристик канала связи гомодинными методами / И.Б. Широков, С.Н. Поливкин // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2004. Вып. 137. С. 36 – 43. 3. Гоноровский И.С. Радиотехнические цепи и сигналы / И.С. Гоноровский. М.: Радио и связь, 1986. 512 с.

Севастопольский национальный
технический университет

Поступила в редколлегию 14.04.2006

МЕТОД РЕАЛИЗАЦИИ КРИПТОГРАФИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ С ОТКРЫТЫМ КЛЮЧОМ

Введение

Современные криптопреобразования с открытым ключом основываются на преобразованиях на алгебраических кривых (эллиптические кривые (ЭК), гиперэллиптические кривые (ГЭК), кривые Пикарда (КП) и суперэллиптические кривые (СУ)). Тенденция развития криптографических методов направлена на увеличения длины ключей, что в свою очередь приводит к снижению быстродействия криптографических преобразований с открытым ключом. Это особенно критично для обеспечения заданного уровня стойкости при реализации криптопреобразований на ЭК в специальных системах и устройствах, где есть существенные ограничения по объему памяти и массо-габаритным характеристикам, т.е. в тех случаях, где нет возможности использовать мощные стационарные высокопроизводительные вычислители с большой разрядной сеткой. Данное обстоятельство обуславливает важность и актуальность поисков методов повышения производительности, надежности и достоверности криптопреобразований.

Анализ литературных источников

Анализ методов повышения производительности СУ в якобиане ГЭК позволил теоретически обосновать и практически показать зависимость производительности реализации операций СУ в якобиане ГЭК от совокупности следующих основных характеристик: от вида реализации криптопреобразований (программная, аппаратная и программно-аппаратная); от вида алгоритма СУ дивизоров; от заданного базового поля, над которым задается данная кривая; от типа кривой; от значений коэффициентов кривой; от выбранной системы координат, в которой представлены дивизоры якобиана ГЭК (аффинная, проективная, взвешанная и смешанная); от принятого метода арифметических преобразований в якобиане и пр. Известные методы реализации алгоритмов СУ (метод сложения дивизоров Кантора, метод Коблица, методы арифметических преобразований дивизоров в якобиане ГЭК второго, третьего и четвертого рода, методы сложения дивизоров различного веса, метод Карацубы для умножения и приведения по модулю в поле полиномиальных функций, метод основанный на некоторых результатах "Китайской теоремы об остатках" и пр.) не всегда удовлетворяют требованиям по производительности криптопреобразований. В то же время, в литературе [1-5] показана высокая эффективность применения кодов модулярной арифметики (МА), т.е. системы счисления в остаточных классах (СОК), при решении отдельных задач обработки цифровой информации (решение задач фильтрации, задач реализации БПФ, ДПФ и пр.) с точки зрения высокой производительности их реализации. Так, известно, что преобразование Фурье связано с вычислением полинома вида

$P(x) = \sum_{i=1}^{n-1} \alpha_i x^i$. Одно из приложений преобразования Фурье – вычисление свертки $\sum_{i=1}^n \alpha_i \beta_i$ двух n – мерных векторов $A = (\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n)$ и $B = (\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_n)$. В данном случае операция свертки является полным аналогом реализации арифметических операций умножения двух чисел A и B в МА с последующим сложением компонент типа $\alpha_i \beta_i \pmod{m_i} + \alpha_j \beta_j \pmod{m_j}$.

В этом аспекте данное обстоятельство обуславливает важность и актуальность поисков методов повышения производительности, надежности и достоверности криптопреобразований на основе использования свойств непозиционных кодовых структур МА.

Цель статьи – разработка высокопроизводительного метода реализации криптографических преобразований с открытым ключом на основе использования непозиционных кодовых структур МА, т.е. кодов СОК.

Основная часть

В [1, 6] детально рассмотрено влияние основных свойств (независимость, равноправность и малоразрядность остатков, представляющих операнд) СОК на структуру и принципы функционирования системы обработки информации (СОИ) в МА. В частности, показано, что малоразрядность остатков в представлении чисел в модулярной арифметике дает возможность широкого выбора вариантов системотехнических решений при реализации модульных арифметических операций.

Известно, что существует четыре принципа реализации арифметических операций в МА: сумматорный принцип (СП) (на базе малоразрядных двоичных сумматоров [1]); табличный принцип (ТП) (на основе использования ПЗУ [1, 6, 10]); прямой логический принцип реализации арифметических операций, основанный на описании модульных операций на уровне систем переключательных функций, посредством которых формируются значения двоичных разрядов результирующих вычетов (в качестве элементной базы для технической реализации данного принципа целесообразно использовать систолические и программируемые логические матрицы, а также ПЛИС [6]); принцип кольцевого сдвига (ПКС), основанный на использовании кольцевых регистров сдвига (КРС) [6-9, 11].

Отсутствие межразрядных связей (отсутствие процесса переносов) между двоичными разрядами в обрабатываемых в СОИ операндах в процессе криптопреобразований (при реализации модульных операций) на основе ТП или ПКС является одной из главных и наиболее привлекательных особенностей модулярной арифметики. В позиционной системе счисления (ПСС) выполнение арифметической операции предполагает последовательную обработку разрядов операндов по правилам, определяемым содержанием данной операции, и не может быть закончено до тех пор, пока не будут последовательно определены значения всех промежуточных результатов с учетом всех связей между разрядами. Таким образом, ПСС, в которых представляется и обрабатывается информация в современных СОИ, обладают существенным недостатком – наличием межразрядных связей, которые накладывают свой отпечаток на методы реализации арифметических операций, усложняют аппаратуру, снижают достоверность вычислений и ограничивают быстродействие реализации криптографических преобразований. Поэтому естественно изыскание возможностей построения такой арифметики, в которой бы поразрядные связи отсутствовали. В этом плане обращает на себя внимание система счисления в остаточных классах. Система остаточных классов обладает ценным свойством независимости друг от друга остатков по принятой системе оснований. Эта независимость открывает широкие возможности в построении не только новой машинной арифметики, но и принципиально новой схемной реализации СОИ, которая в свою очередь заметно расширяет применение машинной арифметики. Во многих литературных источниках отмечается, что одним из практических направлений повышения пользовательской производительности вычислительных средств является внедрение нетрадиционных методов представления и обработки информации в числовых системах с параллельной структурой, и в частности, в так называемых модулярных системах счисления, обладающих максимальным уровнем внутреннего параллелизма в организации процесса переработки информации. К таким системам счисления относится и непозиционная система счисления в остаточных классах.

Одно из свойств СОК – малоразрядность остатков, представляющих операнд. Именно это свойство позволяет существенно повысить быстродействие выполнения арифметических операций счет возможности применения (в отличие от ПСС) табличной арифметики, где арифметические операции сложения, вычитания и умножения выполняются практически в один такт [10]. Поиск путей повышения производительности обработки информации привел к необходимости разработки табличного метода реализации модульных операций на основе ПКС.

Известный табличный метод реализации операции модульного умножения, в СОК, реализуется посредством использованием кода табличного умножения (КТУ) [1, 10]. В этом случае таблица $a_i\beta_j \pmod{m_i}$ модульного умножения для произвольного основания m_i СОК симметрична относительно левой (главной) и правой диагоналей, а также вертикали и горизонтали. Симметричность относительно левой диагонали определяется коммутативностью операции $a_i\beta_j$ умножения, а симметричность относительно правой диагонали определяется тем, что

$$(m_i - a_i)(m_i - \beta_i) \equiv a_i\beta_i \pmod{m_i}.$$

Симметричность относительно вертикали и горизонтали определяется из условия кратности значения модуля сумме симметричных чисел таблицы умножения

$$a_i\beta_i + a_i(m_i - \beta_i) \equiv 0 \pmod{m_i},$$

$$a_i\beta_i + \beta_i(m_i - a_i) \equiv 0 \pmod{m_i}.$$

Исходя из вышеизложенного очевидно, что для табличной реализации операции модульного умножения $a_i\beta_j \pmod{m_i}$ достаточно иметь числовую информацию только о ее восьмой части. Отсюда возникает возможность упростить таблицу модульного умножения.

Для наиболее эффективной реализации операции $a_i \beta_i \pmod{m_i}$ применяются методы специального кодирования, позволяющие в четыре раза уменьшить таблицу модульного умножения. Решение поставленной задачи возможно в результате применения специальных кодов. Рассмотрим один из вариантов выполнения операции модульного умножения посредством использования КТУ (см. таблицы 1 и 2 (для $m_i = 5$)).

Пусть даны входные значения a_i и β_i . при этом, значения $a_i(\beta_i)$, лежащие в диапазоне $[0, (m_i - 1)/2)$, могут быть закодированы произвольным способом, а значения $a_i(\beta_i)$, лежащие в диапазоне $[(m_i + 1)/2, m_i - 1)$, кодируется как $m_i - a_i(\beta_i)$. Для отличия диапазонов вводится следующий индекс (признак) КТУ:

$$\gamma_a(\gamma_\beta) = \begin{cases} 0, & \text{если } 0 \leq a_i(\beta_i) \leq (m_i - 1)/2, \\ 1, & \text{если } (m_i + 1)/2 \leq a_i(\beta_i) \leq m_i - 1. \end{cases}$$

Метод определения результата операции модульного умножения $a_i \beta_i \pmod{m_i}$ в СОК посредством использования КТУ следующий: если заданы два операнда в КТУ $a_i = (\gamma_a, a'_i), \beta_i = (\gamma_\beta, \beta'_i)$, то для того, чтобы получить произведение этих чисел по модулю m_i , достаточно найти произведение $a'_i \beta'_i \pmod{m_i}$ и инвертировать его обобщенный индекс γ , в случае, если γ_a отлично от γ_β , т.е.

$$a_i \beta_i \pmod{m_i} = (\gamma_i, a'_i \beta'_i \pmod{m_i}).$$

где

$$\gamma = \begin{cases} \bar{\gamma}_i, & \text{если } \gamma_a \neq \gamma_\beta, \\ \gamma_i, & \text{если } \gamma_a = \gamma_\beta; \end{cases}$$

$$a'_i = \begin{cases} a_i, & \text{если } \gamma_a = 0, \\ m_i - a_i, & \text{если } \gamma_a = 1. \end{cases}$$

При использовании данного метода ПЗУ, реализующее операцию модульного умножения, конструктивно уменьшаются в четыре раза. При выполнении операции табличными методами в некоторых случаях возможно дополнительное уменьшение оборудования за счет того, что строится не единая таблица для модульных операций, а k более мелких таблиц, позволяющих дать ответы по каждому из k разрядов результата, где k – разрядность регистра, необходимая для хранения цифр остатка по рассматриваемому основанию m , СОК [1].

К настоящему времени вопросы эффективной реализации арифметических операций сложения и вычитания с использованием КТУ в литературе либо не рассматривались, либо такая реализация считалась большинством исследователей теоретически и практически невозможной. Основная трудность заключается в том, что довольно сложно синтезировать табличные алгоритмы выполнения этих модульных операций, так как таблицы реализации модульных операций сложения и вычитания различны по своей цифровой структуре вследствие чего они не обладают теми свойствами симметрии, которыми обладают таблицы модульного умножения. Однако совершенно иные результаты можно получить, исследуя возможности реализации одной модульной операции с помощью таблиц, реализующих обратную ей операцию, и наоборот.

При исследовании цифровых свойств таблиц модульных операций сложения и вычитания доказано следующее аналитическое соотношение

$$\left[(\gamma_a, a'_i) + (\gamma_\beta, \beta'_i) \right] + \left\{ \left[m_i - (\gamma_a, a'_i) \right] - (\gamma_\beta, \beta'_i) \right\} = 0 \pmod{m_i}, \quad (1)$$

где $a_i = (\gamma_a, a'_i), \beta_i = (\gamma_\beta, \beta'_i)$ – входные операнды, представленные в КТУ. Запишем выражение (1) в виде

$$(\gamma_a, a'_i) + (\gamma_\beta, \beta'_i) = m_i - \left\{ \left[m_i - (\gamma_a, a'_i) \right] - (\gamma_\beta, \beta'_i) \right\}. \quad (2)$$

Из выражения (2) следует, что для получения результата операции модульного сложения в КТУ достаточно знать результат операции модульного вычитания, т.е. возникает возможность эффективно (с точки зрения уменьшения количества оборудования ПЗУ) использовать КТУ одновременно для трех модульных операций: умножения, сложения и вычитания.

На основании выражения (2) рассмотрим метод, посредством которого можно будет осуществлять выполнения любой из трех арифметических операций в СОК: умножение, сложение и вычитание. Операция модульного сложения осуществляется посредством алгоритма, описанного выражением (2). Составим алгоритм выполнения операции модульного сложения с помощью таблицы, для выполнения операции модульного вычитания $(a'_i - \beta'_i) \bmod m_i$.

В соответствии с выражением (2) рассмотрим метод реализации операции модульного сложения.

1. Уменьшаемое $a_i = (\gamma_a, a'_i)$ инвертируется по модулю m_i , т.е. получим следующее выражение: $\bar{a}_i = ((\gamma_a + 1) \bmod 2, a'_i)$. Вычитаемое (γ_β, β'_i) оставляем без изменений.

2. Посредством ПЗУ, реализующего операцию модульного вычитания, по входным операндам a'_i и β'_i определяется результат операции $(a'_i - \beta'_i) \bmod m_i$. Как и для алгоритма модульного умножения индекс γ , результата операции модульного вычитания формируется в соответствии со значениями индексов соответствующих операндов, т.е. в соответствии со значениями $(\gamma_a + 1) \bmod 2$ и γ_β , где:

$$\gamma_i = \begin{cases} \bar{\gamma}, & \text{если } (\gamma_a + 1) \bmod 2 \neq \gamma_\beta, \\ \gamma, & \text{если } (\gamma_a + 1) \bmod 2 = \gamma_\beta. \end{cases}$$

Следовательно, результат операции модульного вычитания будет иметь следующий вид:

$$(\gamma_i, (a'_i - \beta'_i) \bmod m_i).$$

3. Полученный результат модульного вычитания инвертируем по модулю m_i , т.е.

$$((\gamma_i + 1) \bmod 2, (a'_i - \beta'_i) \bmod m_i).$$

Таблица 1 Код табличного умножения

a_i	КТУ		a_i	КТУ	
	γ_a	a'_i		γ_a	a'_i
1	0	1	3	1	2
2	0	2	4	1	1

Таблица 2 Таблица модульного умножения

a_i β_i	0	1	2	3	4
0	0	0	0	0	0
1	0	1	2	3	4
2	0	2	4	1	3
3	0	3	1	4	2
4	0	4	3	2	1

Таблица 3 Таблица модульного сложения

a_i β_i	0	1	2	3	4
0	0	1	2	3	4
1	1	2	3	4	0
2	2	3	4	0	1
3	3	4	0	1	2
4	4	0	1	2	3

Таблица 4 Таблица модульного вычитания

a_i β_i	0	1	2	3	4
0	0	1	2	3	4
1	4	0	1	2	3
2	3	4	0	1	2
3	2	3	4	0	1
4	1	2	3	4	0

Таблица 5 Второй квадрант табл. 2

a_i β_i	1	2
1	4	3
2	1	2
2	2	4

Таблица 6 Второй квадрант табл. 4

a_i β_i	1	2
1	4	3
2	0	1
2	4	0

Таблица 7 Первый квадрант табл. 4

a_i β_i	2	1
1	3	4
2	2	3
2	1	2

Таблица 8 Второй квадрант табл. 3

a_i β_i	1	2
1	4	3
2	2	3
2	3	4

Таблица 9 Первый квадрант табл. 3

a_i β_i	2	1
1	3	4
2	4	0
2	0	1

Таблица 10 Таблица Кэли для произвольного значения m_i

β_i	α_i				
	0	1	2	...	$m_i - 1$
0	0	1	2	...	$m_i - 1$
1	1	2	3	...	0
2	2	3	4	...	1
...	...	...	...	...	...
$m_i - 1$	$m_i - 1$	0	1	...	$m_i - 2$

Таблица 11 Таблица Кэли для $m_i = 5$

β_i	α_i				
	0	1	2	3	4
0	0	1	2	3	4
1	1	2	3	4	0
2	2	3	4	0	1
3	3	4	0	1	2
4	4	0	1	2	3

Таким образом, несмотря на различие цифровой структуры таблиц модульных операций сложения, вычитания и умножения, создан новый оригинальный табличный метод реализации арифметических операций в МА. На основании данного метода можно синтезировать конструктивно простую, высоконадежную и сверхпроизводительную СОИ в МА, основу которого составляют три отдельных коммутатора, каждый из которых реализует только 0,25 части соответствующей полной таблицы модульных операций умножения (табл. 2) и вычитания (табл. 4) (первый коммутатор – II-квадрант таблицы умножения (табл. 5); второй и третий коммутаторы – соответственно I (табл. 7) и II (табл. 6) квадранты табл. 4 вычитания). В этом плане код табличного умножения приобрел новое качество и стал универсальным табличным кодом для выполнения трех арифметических операций в КВ.

При табличном варианте реализации арифметических операций отсутствуют межразрядные связи между обрабатываемыми операндами вообще, однако для достаточно большой разрядной сетки

СОИ (для больших по величине модулей СОК) резко увеличивается количество и сложность оборудования операционного устройства. Важно и актуально рассмотреть промежуточный вариант реализации арифметических операций в СОК, основанный на применении принципа кольцевого сдвига.

В [8, 9, 11] рассмотрен принцип реализации арифметических операций в СОК – принцип кольцевого сдвига, особенность которого заключается в том, что результат арифметической операции $(\alpha_i \pm \beta_i) \bmod m_i$ по произвольному модулю СОК, заданной совокупностью $\{m_j\}$ ($j = \overline{1, n}$) оснований, определяется только за счет циклических сдвигов заданной цифровой структуры. Действительно, известная теорема Кэли устанавливает изоморфизм между элементами конечной абелевой группы и элементами группы перестановок. В этом случае матрица сложения для произвольного m_i модуля СОК будет задана табл. 10 (для $m_i = 5$ – табл. 11).

Одно из следствий теоремы Кэли является вывод о том, что отображение элементов абелевой группы на группу всех целых чисел является гомоморфным. Это обстоятельство позволяет организовать процесс определения результата арифметических операций в СОК посредством использования ПКС.

Так, операнд в МА представляется набором из n остатков $\{\alpha_i\}$, образованных путем последовательного деления исходного числа A на n взаимно попарно простых чисел $\{m_i\}$, для ($i = \overline{1, n}$). В этом случае совокупность остатков $\{\alpha_i\}$ непосредственно отождествляется с суммой n простых полей Галуа вида $\sum_{i=1}^n GF(m_i)$.

Для рассмотрения метода реализации арифметических операций в СОК достаточно рассмотреть вариант для произвольного конечного поля Галуа $GF(m_i)$ при $i = \text{const.}$ т. е. для конкретной приведенной системы вычетов по модулю m_i .

Пусть для заданной операции модульного сложения $(\alpha_i + \beta_i) \bmod m_i$ в поле $GF(m_i)$ составлена таблица Кэли (табл. 10). Из существования нейтрального элемента в поле $GF(m_i)$ следует, что в табл. 10 есть строка (столбец), в которой элементы данного поля стоят в порядке возрастания, а из того факта, что в поле вычетов $GF(m_i)$ эти элементы различны (порядок группы равен m_i), следует, что в каждой строке (столбце) табл. 1 содержатся все элементы поля ровно по одному разу. Использование перечисленных свойств позволяет реализовать операции модульного сложения и вычитания в СОК путем применения ПКС посредством n кольцевых $M = m_i(\lceil \log_2(m_i - 1) \rceil + 1)$ – разрядных сдвигающих регистров.

Пусть произвольная алгебраическая система представлена в виде $S = \langle G, \otimes \rangle$, где G – непустое множество; $\otimes$ – тип операции, определенной для любых двух элементов $\alpha_i, \beta_i \in G$. Операция $\oplus$ сложения в множестве классов вычетов R , порожденных идеалом J , образует новое кольцо, называемое кольцом классов вычетов R/J . Его можно представить в виде Z/m_i , где Z – множество целых чисел $0, \pm 1, \pm 2, \dots$ (Если основание СОК m_i – простое число, то Z/m_i – поле). Данное обстоятельство, как указывалось выше и обуславливает возможность реализации арифметической операции сложения в СОК без межразрядных переносов путем кольцевого сдвига.

На основе предложенного в [8] принципа разработан метод реализации арифметических операций в СОК (метод двоичного позиционно-остаточного кодирования). Суть разработанного метода состоит в том, что исходная цифровая структура для каждого модуля (основания) СОК представляется в виде содержимого первой строки (столбца) таблицы модульного сложения (вычитания) $(\alpha_i \pm \beta_i) \bmod m_i$ вида

$$P_{\text{исх}}^{(m_i)} = \left[P_0(\alpha_0) \parallel P_1(\alpha_1) \parallel \dots \parallel P_{m_i-1}(\alpha_{m_i-1}) \right], \quad (3)$$

где $\parallel$ – операция конкатенации (склеивания); $P_v(\alpha_v)$ – k -разрядный двоичный код, соответствующий значению α_v -го остатка ($\alpha_v = \overline{0, m_1 - 1}$) числа по модулю m ; $k = \lceil \log_2(m_1 - 1) + 1 \rceil$. Для заданного конкретного модуля $m_1=5$, исходная цифровая структура содержимого КРС имеет вид

$$P_U^{(5)} = [000 \parallel 001 \parallel 010 \parallel 011 \parallel 100].$$

Таким образом, посредством используемых в ПСС кольцевых регистров сдвига легко реализовать арифметические операции в СОК. При этом степени циклических перестановок, исходя из (3), определяется следующими выражениями:

$$\left[P_0(\alpha_0) \parallel P_1(\alpha_1) \parallel \dots \parallel P_{m_1-1}(\alpha_{m_1-1}) \right] = \left[P_z(\alpha_z) \parallel P_{z+1}(\alpha_{z+1}) \parallel \dots \parallel P_0(\alpha_0) \parallel \dots \parallel P_{m_1-1}(\alpha_{m_1-1}) \right]^z, \quad (4)$$

$$\left[P_0(\alpha_0) \parallel P_1(\alpha_1) \parallel \dots \parallel P_{m_1-1}(\alpha_{m_1-1}) \right]^{-z} = \left[P_{m_1-1-z}(\alpha_{m_1-1-z}) \parallel \dots \parallel P_{m_1-z}(\alpha_{m_1-z}) \parallel \dots \parallel P_0(\alpha_0) \parallel P_1(\alpha_1) \parallel \dots \parallel P_{m_1-z-2}(\alpha_{m_1-z-2}) \right]. \quad (5)$$

Отметим, что $\left[P_0(\alpha_0) \parallel P_1(\alpha_1) \parallel \dots \parallel P_{m_1-1}(\alpha_{m_1-1}) \right]^{m_1} = \varepsilon$, т.е. при $z = m_1$ все элементы упорядоченного множества $\{P_j(\alpha_j)\}$ ($j = \overline{0, m_1 - 1}$) остаются на исходном месте. При технической реализации данного метода первый операнд α_1 определяет номер α_{α_1} разряда $P_{\alpha}(\alpha_{\alpha})$, с содержимым результата модульной операции по модулю m , а второй операнд β_1 – число разрядов КРС ($\beta_1 k$ – двоичных разрядов), на которые необходимо провести сдвиги исходного (3) содержимого КРС в соответствии с алгоритмами (4), (5). Основными недостатками предложенного метода реализации арифметических операций в СОК является сравнительно большое время выполнения целочисленных арифметических модульных операций, что снижает эффективность использования ПКС. Этот недостаток обусловлен тем что структура $P_{исх}^{(m_1)}$ (см. (3)) представлена набором исходных остатков первой строки матрицы $(\alpha_1 + \beta_1) \bmod m_1$, отображаемых двоичным кодом. В этом случае время реализации модульного сложения двух операндов $A = (\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_{n-1}, \alpha_n)$ и $B = (\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_{n-1}, \beta_n)$, в СОК определяется выражением

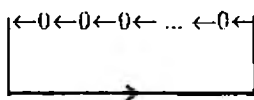
$$t = k \beta_{\max} \tau, \quad (6)$$

где τ – время сдвига одного двоичного разряда КРС.

Рассмотрим метод реализации арифметических операций в СОК, лишенный указанного недостатка, метод унитарного позиционно-остаточного кодирования, согласно которому информационная структура $P_{исх}^{(m_1)}$ произвольного модуля m СОК представляется в виде унитарного $(m-1)$ -разрядного кода:

$$P_{исх}^{(m_1)} = [P(\alpha_{1-1}) \parallel P(\alpha_{1-2}) \parallel \dots \parallel P(1) \parallel P(0)] \quad (7)$$

где $P(\alpha_j)$ – двоичный разряд цифровой структуры (7), единичное состояние которого соответствует значению операнда α_j , представленного унитарным кодом ($\alpha_j = \overline{0, m_1 - 1}$). В этом случае исходное состояние КРС состоит из m_1-1 двоичных разрядов и схематически может быть представлено в виде



При этом первый операнд α_j , отображаемый унитарным кодом по произвольному модулю m_i СОК, заносится в j -й разряд КРС, т.е. переводит j -й двоичный разряд в единичное состояние. Вторым операнд β_i указывает на число сдвигом z содержимого КРС, определяя время реализации арифметических операций по модулю m_i СОК, т.е.

$$t_{cl} = \beta_i \tau. \tag{8}$$

Отметим, что время реализации арифметической операции $A + B$ в СОК будет определяться временем выполнения операции для максимального значения $(\beta_{\max i}, (i = \overline{1, n})$ остатка из совокупности $\{\beta_i\}$ для данного операнда $B = (\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_n)$, т.е.

$$t_{cl} = \beta_{\max i} \tau. \tag{9}$$

Анализ выражений (8) и (9) показывает, что разработанный метод унитарного представления сокращает в $k = \lceil \log_2(m_i - 1) + 1 \rceil$ раз время выполнения арифметических операций по сравнению с методом двоичного кодирования.

Расчет времени выполнения арифметических операций при криптографических преобразованиях, проведенный в [8, 9, 11], показал высокую эффективность применения метода унитарного кодирования с точки зрения времени реализации арифметических операций в СОК по сравнению с методом двоичного кодирования и временем реализации таких же операций в ПСС (табл.12). Полученные результаты расчетов времени реализации арифметических операций в МА могут быть использованы при оценке и сравнительном анализе вычислительной сложности алгоритмов криптопреобразований.

Таблица 12 Расчетные данные времени реализации арифметических операций в МА

Разрядная сетка СОИ $l(m_n)$	Основания СОК $m_i (i = \overline{1, n})$	$t[\tau]$							
		ПСС		СОК					
		Слож.	Умнож.	ПКС				ГП	
				Двоичное представление		Унитарное представление		Слож.	Умнож.
				Слож	Умнож	Слож	Умнож		
$l=1(m_n=7)$	3,4,5,7	17	128	18	63	6	30	2	2
$l=2(m_n=13)$	2,5,7,9,11,13	33	512	48	312	12	132	2	2
$l=3(m_n=19)$	3,4,5,7,11,13, 17,19	49	1152	90	855	18	306	2	2
$l=4(m_n=29)$	2,3,5,7,11,13,17,19,23,29	65	2048	140	2030	28	756	2	2
$l=8(m_n=53)$	2,3,5,7,11,13,17,19,23,29,31,37,41,43,47,53	129	4096	312	8268	52	2756	2	2

Выводы

Рассмотрен метод реализации криптографических преобразований с открытым ключом. Данный метод основан на представлении и обработке целочисленной цифровой информации, представленной в модулярной арифметике. На основе данного метода разработаны алгоритмы реализации арифметических операций модульного сложения, вычитания и умножения.

Основное преимущество предложенного метода состоит в возможности достижения сверх-высокого быстродействия обработки информации. Так результат выполнения арифметической операции табличным методом может быть получен в момент поступления на обработку в СОИ входных операндов, т.е. в один такт, что недостижимо для обычных двоичных ПСС. Таким образом, время выполнения арифметических операций в СОК сравнимо с тактовой частотой СОИ, что принципиально невозможно для СОИ в ПСС.

Результаты изложенных исследований целесообразно также использовать в системах и устройствах обработки больших массивов цифровой информации, представленной в целочисленном виде, в реальном времени. В частности, данный метод рекомендован для использования в системах и устройствах для повышения производительности криптографических преобразований с открытым ключом.

Список литературы: 1. Акушский И Я., Юдицкий Д И. Машинная арифметика в остаточных классах. М.: 1968. 440 с. 2. Блейхит Р. Быстрые алгоритмы цифровой обработки сигналов: Пер. с англ. М.: Мир, 1989. 448 с. 3. Кравченко В Ф., Крот А М. Методы и микроселекционные средства цифровой фильтрации сигналов и изображений на основе теоретико-числовых преобразований // Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники. 1997. №6. С.3-31. 4. Червяков Н И., Тынчеров К Т., Велигоша А В. Высокоскоростная цифровая обработка сигналов с использованием непозиционной арифметики // Радиотехника. 1997. №10. С.23-27. 5. Лавриненко Д И. Применение быстрого преобразования Фурье в криптографических преобразователях // Радиотехника. Всеукр. Межвед.науч.-техн.сб. 2000. Вып. 114. С.75-79. 6. Жихарев В Я., Илюшко Я В., Кравець Л.Г., Краснобаев В А. Методы и средства обработки информации в непозиционной системе счисления в остаточных классах. Житомир: Изд-во "Волянь", 2005. 220с. 7. Жихарев В Я., Юнес Эль Хандасси, Краснобаев В А. Методы и алгоритмы реализации арифметических операций в классе вычетов // Открытые информационные и компьютерные интегрированные технологии. Х.: НАКУ (ХАИ). 2003. Вып. 20. С. 84-101. 8. Долгов В И., Краснобаев В А., Кононова И В. Метод и алгоритмы реализации арифметических операций в системе остаточных классов // Электрон. Моделирование. 1990. №5. С.70-72. 9. Краснобаев В А., Ирхин В П. Алгоритмы реализации операции модульного умножения в системе остаточных классов // Электрон. Моделирование. 1993. №5. С.20-26. 10. Краснобаев В А., Илюшко Я В., Замула А А. Универсальные алгоритмы сжатия табличных цифровых данных результатов выполнения арифметических операций в системе остаточных классов // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2005. Вып. 141. С. 217-225. 11. Краснобаев В А. Методы реализации модульных операций в системах цифровой обработки информации // Радиотехника. 2001. Вып. 119. С. 130 – 134.

*Харьковский национальный технический
университет сельского хозяйства
имени Петра Василенки*

Поступила в редакцию 30.11.2005

УДК 621.396 : 550.388

Особенности определения скорости переноса плазмы среднеширотной ионосферы / Л.Я. Емельянов, Д.А. Дзюбанов // Радиотехника. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 5-13.

Рассмотрены аспекты обеспечения достоверных измерений скорости переноса ионосферной плазмы методом некогерентного рассеяния (НР). Обоснованы некоторые параметры зондирующего сигнала и радара НР применительно к измерениям скорости плазмы среднеширотной ионосферы. Представленные результаты измерений высотных и временных вариаций вертикальной скорости плазмы характеризуют динамику области F среднеширотной ионосферы европейского региона при спокойных и изменяющихся геофизических условиях.

Табл. 2. Ил. 6. Библиогр. 13 назв.

УДК 621.396: 550.388

Особливості визначення швидкості переносу плазми середньоширотної іоносфери / Л.Я. Ємельянов, Д.А. Дзюбанов // Радиотехника. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 5-13.

Розглянуто аспекти забезпечення достовірних вимірів швидкості переносу іоносферної плазми методом некогерентного розсіяння (НР). Наведено обґрунтування деяких параметрів зондуючого сигналу і радара НР стосовно до вимірів швидкості плазми середньоширотної іоносфери. Наведені результати вимірів висотних і часових варіацій вертикальної швидкості плазми характеризують динаміку області F середньоширотної іоносфери європейського регіону за спокійних геофізичних умов і умов, що змінюються.

Табл. 2. Ил. 6. Библиогр. 13 назв.

UDC 621.396 : 550.388

The peculiarities of mid-latitude ionosphere plasma drift velocity determination / L. Ya. Emelyanov, D. A. Dzyubanov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 145. P. 5-13.

The aspects of ensuring reliable ionospheric plasma drift velocity measurements using the incoherent scatter (IS) method are considered. The substantiation of some parameters of sounding signal and IS radar is presented. The considered results of measurements of height and temporal variations of vertical plasma drift velocity characterize dynamics of the F region of mid-latitude ionosphere of the European region under quiet and changing geophysical conditions.

2 tab. 6 fig. Ref. 13 items.

УДК 537.876:621.37

Эффект "щелевой" волны в прямоугольном волноводе с фрактальным ферритовым заполнением / А.А. Мисюра, В.М. Онуфриенко // Радиотехника. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 14-19.

Представлены результаты исследования "щелевой" волны, распространяющейся в прямоугольном волноводе с фрактальным ферритовым заполнением. Рассмотрен термодинамический парадокс, связанный с рассеянием энергии. Для нахождения основных характеристик такой системы применен аппарат дробного интегро-дифференцирования. Показано влияние скейлингового показателя на распределения поля во фрактальной среде.

Ил. 2. Библиогр. 7 назв.

УДК 537.876:621.37

Ефект "щілинної" хвилі у прямокутному хвильоводі з фрактальним феритовим заповненням / А.О. Мисюра, В.М. Онуфрієнко // Радиотехника. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 14-19.

Надано результати дослідження "щілинної" хвилі, що розповсюджується у прямокутному хвильоводі з фрактальним феритовим заповненням. Розглянуто термодинамічний парадокс, пов'язаний з розсіюванням енергії. Для знаходження головних характеристик такої системи застосований апарат дробового інтегро-диференціювання. Показано вплив скейлінгового показника на розподіл поля у фрактальному середовищі.

Ил. 2. Библиогр. 7 назв.

UDC 537.876:621.37

The "crack" wave effect in rectangular waveguide with fractal ferrite filling / A. O. Misyura, V. M. Onufriyenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 145. P. 14-19.

The investigation results of the "crack" wave which propagates in rectangular waveguide with fractal ferrite filling are presented. The thermodynamic paradox which connected with energy scattering has been considered. To determination of the basis characteristics of this system the apparatus of fractional integro - differential calculus has been used. The influence of scaling index on the field distribution in the fractal medium has been showed.

2 fig. Ref. 7 items.

УДК: 621.3710.333

Результаты экспериментальных исследований множителя ослабления на морских трассах с общим участком вдоль поверхности раздела / Б.В. Жуков, Ю.А. Андриенко // Радиотехника. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 20-27.

Представлены методика проведения и результаты экспериментальных исследований отношения множителей ослабления в УВЧ и СВЧ диапазонах на морских трассах с общим участком вдоль поверхности. Установлена нижняя граница высот, при которой наблюдается приближенное совпадение множителей ослабления, и показана перспективность использования метода радиопросвечивания эталонными источниками для диагноза радио-о радиолокационной наблюдаемости.

Ил. 12. Библиогр. 4 назв.

УДК: 621.371.333

Результати експериментальних досліджень множника послаблення на морських трасах з загальною ділянкою уздовж поверхні розподілу / Б.В. Жуков, Ю.О. Андриєнко // Радиотехника. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 20-27.

Подано методику проведення та результати експериментальних досліджень ставлення множників послаблення в УВЧ та НВЧ діапазонах на морських трасах з загальною ділянкою уздовж поверхні. Встановлені нижня межа висот, при котрій ще

виконується наближений обіг множиців послаблення, а також наведена перспективність використання метода радіопровічування еталонними випромінювачами для діагнозу радіо та радіолокаційного спостереження

Іл 12 Бібліогр. 4 назв.

UDC: 621.371.333

The results of the weakening function experimental investigations at sea radio lines with common length above surface / B. I. Zhukov, Y. A. Andrienko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 145. P. 20-27

The method of realization and results of experimental investigations of the weakening functions relation at sea radio lines with common length above surface are represented. The lower boundary of altitudes when the approximative coincidence of weakening functions takes place is determined. The outlook of using the method radio sounding low atmosphere by transmitters with known parameters for diagnostics is suggested.

12 fig. Ref.: 4 items

УДК 621.383

Лазер с ламповой накачкой повышенной яркости излучения на водно-спиртовом растворе родамина 6Ж / В. Л. Басецкий, А. А. Зарудный // Радиотехника. Всеукр. міжвед. науч.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 28-34

Представлены результаты экспериментальных исследований пространственных и энергетических характеристик мощного лазера на водно-спиртовом растворе родамина 6Ж, который можно использовать в составе адаптивного телескопа для создания искусственной корректирующей звезды, или в качестве передатчика лидара. Экспериментально доказано, что при оптимальном выборе концентрации красителя и длины плоскопараллельного резонатора расходимость излучения лазера может составлять менее 1 мрад.

Іл 8 Бібліогр. 9 назв.

УДК 621.383

Лазер с ламповой накачкой повышенной яркости излучения на водно-спиртовом растворе родамина 6Ж / В. Л. Басецкий, А. А. Зарудный // Радиотехника. Всеукр. міжвед. науч.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 28-34

Представлено результати експериментальних досліджень просторових та енергетичних характеристик потужного лазера на водно-спиртовому розчині родаміна 6Ж, який може використовуватись в складі адаптивного телескопу для створення корегуючої зірки, або в якості передавача лідара. Експериментально доказано, що при оптимальному виборі концентрації барвника та довжини плоскопаралельного резонатора, розходимість випромінювання лазера може скласти менше 1 мрад.

Іл 8 Бібліогр. 9 назв.

UDC 621.383

The laser with vacuum-tube pumping boosted luminosity of radiation on a aqueous-alcoholic solution rodamin 6G / V. L. Basetsky, A. A. Zarudnyy // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 145. P. 28-34

Results of experimental investigations into spatial and energy performances of a powerful laser on rodamin 6G aqueous-alcoholic solution which can be used as an adaptive telescope for component making a simulated adjusting star or as a lidar transmitter are presented. It is experimentally proved, that when choosing the optimum dye concentrations and plane-parallel resonator lengths, the laser radiation spread may constitute less than 1 mrad.

8 fig. Ref.: 9 items

УДК 535.37

Анализ массопереноса в тонкослойном сенсоре на основе эффекта ЭХЛ / А. І. Бых, Ю. Т. Жолудов, Н. Н. Рожницкий // Радиотехника. Всеукр. міжвед. науч.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 35-39

Рассматриваются физическая и математическая модели процессов массопереноса в тонкослойном безэлектролитном оптохемотронном сенсоре с модифицированным рабочим электродом. Результаты проведенных исследований могут быть применены для выявления параметров и процессов, относящихся к созданию оптохемотронных сенсоров повышенной эффективности для различных областей применения.

Іл 2 Бібліогр. 11 назв.

УДК 535.37

Анализ массопереносу в тонкошаровом сенсоре на основе эффекту ЕХЛ / А. І. Бых, Ю. Т. Жолудов, М. М. Рожницький // Радиотехника. Всеукр. міжвед. науч.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 35-39

Розглядається фізична та математична моделі процесів масопереносу у тонкошаровому безелектролітному оптохемотронному сенсорі з модифікованим робочим електродом. Результати проведених досліджень можуть бути використані для виявлення параметрів та процесів, що відносяться до створення оптохемотронних сенсорів підвищеної ефективності для різноманітних галузей.

Іл 2 Бібліогр. 11 назв.

UDC 535.37

Mass transport analysis in thin-layer sensor based on ECL effect / A. I. Bykh, Y. T. Zholudov, N. N. Rozhitskiy // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 145. P. 35-39

Physical and mathematical models of mass transport processes in a thin-layer electrolyte-free optochemotronic sensor with modified working electrode are considered. The results of our research can be used to reveal parameters and processes related to creation of efficient optochemotronic sensor for various applications.

2 fig. Ref.: 11 items

УДК 621.375.4:534.232

Усилитель класса Е, нагруженный на пьезопреобразователь / В. Г. Крижановский // Радиотехника. Всеукр. міжвед. науч.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 40-46

Рассмотрен усилитель мощности класса Е, работающий на резонансную нагрузку — пьезокерамический преобразователь. Приведена методика расчета и исследования усилителя. Показано, что нагрузочный импеданс транзистора в случае резонансной нагрузки имеет сложную зависимость от частоты, что обуславливает отличия в частотных зависимостях выходной мощности и КПД такого усилителя. Разработанный усилитель обеспечивает на пьезопреобразователе 16 Вт мощности при напряже-

ний питания 12 В и КПД на рабочей частоте 80 %. Преимуществами такого устройства является работа от низковольтного источника питания, высокий КПД и низкий уровень гармоник.

Табл. 1 Ил. 15 Библиогр. 8 назв.

УДК 621.375.4:534.232

Підсилювач класу Е, навантажений на п'єзоперетворювач / В.Г. Крижановський // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145 С 40-46

Розглянуто підсилювач потужності класу Е, який працює на резонансному навантаженні – п'єзокерамічний перетворювач. Наведена методика розрахунку та дослідження підсилювача. Показано, що імпеданс, який навантажує транзистор, у випадку резонансного навантаження має складну залежність від частоти, і це обумовлює відмінності у залежностях вихідної потужності і ККД від частоти для такого підсилювача. Розроблений підсилювач забезпечує на п'єзоперетворювачі 16 Вт потужності при напрузі живлення 12 В і ККД на робочій частоті 80 %. Перевагою такого пристрою є робота від джерела живлення з низькою напругою, високий ККД та низький рівень гармонічних складових.

Табл. 1. Іл. 15. Библиогр.: 8 назв.

UDC 621.375.4:534.232

E Class power amplifier loaded with piezoelectric vibrator / V. G. Krizhanovskii // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 145. P. 40-46

E Class power amplifier loaded with resonance circuits – piezoelectric vibrator – was considered. The design methodology and investigation of the amplifier are provided. It was shown that the transistor loading impedance had complex frequency dependence, which stipulated the fact that the frequency behavior of the output power and efficiency of E class amplifier is different from that of an amplifier with non-resonance load. The amplifier ensures 16 W output power with 12 V dc power supply voltage and 80% efficiency at nominal frequency. Compared to the D class amplifier, the described device has advantages of lower supply voltage, higher efficiency and lower level of harmonic distortion.

1 tab. 16 fig. Ref. 8 items

УДК 537.35

Моделирование физических процессов в проточно-инжекционной системе с электрохемилюминесцентным детектором / Е.Н. Музыка, Н.Н. Рожицкий // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145 С 47-50

Розроблена фізико-математична модель двовимірного руху рідини в транспортній частині проточно-інжекційного електрохемилюминесцентного аналізатора. Комп'ютерне обчислення моделі дало 2D зображення швидкісного профілю досліджуваного зразка, на основі чого можна передбачити дисперсію в мікроканальному модулі та оптимізувати параметри проточно-інжекційної системи в цілому.

Іл. 3. Библиогр. 14 назв.

УДК 537.35

Моделювання фізичних процесів в проточно-інжекційній системі з електрохемилюминесцентним детектором / К.М. Музыка, М.М. Рожицкий // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145 С 47-50

Розроблена фізико-математична модель двовимірного руху рідини в транспортній частині проточно-інжекційного електрохемилюминесцентного аналізатора. Комп'ютерне обчислення моделі дало 2D зображення швидкісного профілю досліджуваного зразка, на основі чого можна передбачити дисперсію в мікроканальному модулі та оптимізувати параметри проточно-інжекційної системи в цілому.

Іл. 2. Библиогр. 5 назв.

UDC 537.35

Modeling of physical processes in flow-injection system with electrochemiluminescent detector / E. N. Muzyka, N. N. Rozhitskiy // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 145. P. 47-50

Two-dimensional physical and mathematical model of solution flow in flow-injection electrochemiluminescent analyzer has been developed. The computer simulations have given 2D images of the investigated sample velocity profile in the transport part, that have been used for prediction dispersion in microchannels module and optimized parameters of the whole system.

Fig 3. Ref.: 14 items

УДК 537.533.31: 621.396.624

Исследование поляризационного сдвигателя частоты терагерцового диапазона с фазовыми секциями из кристаллического кварца / В.И. Безбородов, В.К. Киселев, П.К. Нестеров, М.С. Яновский // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С 51-56

Рассмотрен поляризационный фазовый сдвигатель частоты (ФСЧ) для квазиоптической линии передачи с фазовыми секциями из кристаллического кварца и поляризаторами, выполненными на основе частотопериодных проволочных решеток. Сдвигатель частоты предназначен для работы в терагерцовом диапазоне, его исследование проводилось на частоте $f_0 = 0.89$ ТГц. Рассмотрено влияние отклонения дифференциального фазового сдвига в секциях на спектр выходного сигнала, а также влияние рассогласования секций на спектр отраженного сигнала. В 10% полосе частот уровень побочных составляющих спектра выходного сигнала ФСЧ составляет не более – 40 дБ, а уровни сдвинутой и зеркальной спектральных компонент отраженного сигнала не более – 60 дБ относительно уровня полезного сигнала сдвинутой частоты.

Табл. 2. Ил. 4. Библиогр. 8 назв.

УДК 537.533.31: 621.396.624

Дослідження поляризаційного зсувача частоти терагерцового діапазону з фазовими секціями з кристалічного кварцу / В.І. Безбородов, В.К. Кісельов, П.К. Нестеров, М.С. Яновський // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 51-56.

Розглянуто поляризаційний фазовий зсувач частоти (ФЗЧ) для квазіоптичної лінії передачі з фазовими секціями з кристалічного кварцу і поляризаторами, які виконали на основі частотоперіодних дротових ґраток. Зсувач частоти призначено для роботи у терагерцовому діапазоні, його дослідження проведено на частоті $f_0 = 0.89$ ТГц. Розглянуто вплив відхилення диференційного фазового зсуву в секціях на спектр вихідного сигналу, а також вплив непогодження секцій на спектр відбитого сигналу. В

10% смузі частот рівень побічних складових вихідного сигналу ФЧЗ складає не більш ніж -40 дБ, а рівні зсунутої та зеркальної спектральних компонент відбитого сигналу не більш ніж -60 дБ відносно рівня корисного сигналу зсунутої частоти.

Табл. 2. Іл. 4. Бібліогр. 8 назв.

UDC 537.533.31: 621.396.624

Investigation of the terahertz polarized frequency changer with the crystal quartz phase sections / I' I. Bezborodov, I' K. Kiseliov, P. K. Nesterov, M. S. Yanovsky // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 145. P. 51-56.

A polarized phase frequency changer (PFC) for quasi-optical transmission line with phase sections made of crystal quartz and polarizers executed on the basis of small-period wire gratings has been considered. The PFC is intended for operation in terahertz (THz) frequency band. It has been examined at the frequency $f_0 = 0.89 \text{ THz}$. The influence of the differential phase shift deviation in the sections on the output signal spectrum and the influence of the sections mismatch on the reflection signal spectrum have been considered. In the frequency band $\pm 10\% f_0$ the levels of the spurious spectral components of output signal are less than -40 dB with regard to the level of the useful signal of the shifted frequency. The levels of all spectral components of the reflection signal are less than -60 dB with regard to the level of the useful component of the PFC output signal.

2 tab. 4 fig. Ref. 8 items

УДК 681.383.52

Гетероструктурные преобразователи на основе нанокристаллического кремния / В. М. Коваль, А. Н. Шмырева // Радиотехника. Всеукр. міжвед. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 57-62.

Создан новый фоточувствительный полупроводниковый материал и гетероструктурный преобразователь на его основе, который характеризуется повышенной фоточувствительностью в видимом и ультрафиолетовом диапазонах спектра. Установлено влияние параметров осаждения, состава и условий последующей перекристаллизации нанокристаллических кремниевых пленок на чувствительность гетероструктур.

Табл. 1. Ил. 10. Библиогр. 5 назв.

УДК 681.383.52

Гетероструктурні перетворювачі на основі нанокристалічного кремнію / В. М. Коваль, О. М. Шмирева // Радиотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 57-62.

Створено новий фоточувствливий напівпровідниковий матеріал та гетероструктурний перетворювач на його основі, який характеризується підвищеною фоточувствливістю у видимому та ультрафіолетовому діапазонах спектру. Встановлено вплив параметрів осадження, складу та умов наступної перекристалізації нанокристалічних кремнієвих плівок на чутливість гетероструктур.

Табл. 1. Іл. 10. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 681.383.52

Nanocrystalline silicon heterostructure converters / V. M. Koval, A. N. Shmyryeva // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 145. P. 57-62.

A new photosensitivity semiconductor material and heterostructure photoconverter based on it base, which is characterized with on increased photosensitivity in visible and ultraviolet spectral band was created. The influence of deposition parameters, chemical composition and conditions of succeeding recrystallization of nanocrystalline silicon thin films was determined.

1 tab. 10 fig. Ref. 5 items.

УДК 621.396.96

Модифицированный фильтр Ли для удаления спекл-шума на радиолокационных изображениях / А. А. Безвесильный, Е. В. Духопельникова, В. В. Виноградов, Д. М. Ваврик // Радиотехника. Всеукр. міжвед. наук.-тех. зб. 2006. Вип. 145. С. 63-70.

Описана модификация фильтра Ли, включающая в себя два новшества. Во-первых, предлагается использовать новый критерий однородности для фильтра Ли, учитывающий не только дисперсию спекл-шума, но и статистические свойства локальных оценок, и позволяющий повысить качество фильтрации спекл-шума на однородных участках изображения. Во-вторых, предлагается способ построения окна адаптивного размера и формы, применение которого дает возможность более качественно удалять спекл-шум в неоднородных областях, вблизи границ и ярких точек.

Ил. 4. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.396.96

Модифікований фільтр Лі для усунення спекл-шуму на радіолокаційних зображеннях / О. О. Безвесильний, Е. В. Духопельникова, В. В. Виноградов, Д. М. Ваврик // Радиотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-тех. зб. 2006. Вип. 145. С. 63-70.

Описано модифікацію фільтру Лі, що містить два нових методи. По-перше, пропонується використовувати новий критерій однорідності для фільтру Лі, що враховує не тільки дисперсію спекл-шуму, але й статистичні властивості локальних оцінок, який дозволяє підвищити якість фільтрації спекл-шуму на однорідних ділянках зображення. По-друге, запропоновано спосіб будівництва вікна, адаптивного за розміром та формою, використання якого дає можливість більш якісно усувати спекл-шум на неоднорідних ділянках, поблизу границь та ярих крапок.

Іл. 4. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.396.96

Modified Lee filter for speckle removing in radiolocation images / O. O. Bezvesilnyy // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 145. P. 63-70.

Modification of Lee filter, which includes two new methods, is described. First of all, it is offered to use a new homogeneity criteria for Lee filter, which uses not only a speckle variation, but statistical properties of the local estimations and increasing a quality of a speckle filtration in homogenous parts of the image. Second, a method of construction of the windows with adaptive size and configuration is put forward. Implementation of this method increase the quality of speckle filtration in non-homogenous parts of the image, near borders and bright points.

4 fig. Ref. 5 items

УДК 551.510

Учет влияния насыщенных метеорных следов на оценку физического фактора замечаемости / Д. Ю. Горелов, Ю. И. Волощук // Радиотехника. Всеукр. міжвед. науч.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 71-75.

Радиолокационный метод наблюдений позволяет оценить видимое распределение скоростей метеорных тел. Переход от видимого распределения к истинному распределению производится путем присвоения каждой орбите метеороида веса, учитывающего избирательность метода наблюдения. Предложен метод учета насыщенных метеорных тел при оценке физического фактора замечаемости. Данная процедура может заметно изменить соответствующие распределения высокоскоростных метеороидов. Это особенно важно при обработке данных, полученных на системах с низким порогом чувствительности.

Ил. 4. Библиогр.: 5 назв.

УДК 551.510

Урахування впливу насичених метеорних слідів на оцінку фізичного фактору селективності / Д. Ю. Горелов, Ю. І. Волощук // Радиотехніка. Всеукр. міжвед. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 71-75.

Радиолокаційний метод спостережень дозволяє оцінити видимий розподіл швидкостей метеорних тіл. Перехід від видимого розподілу до істинного розподілу провадиться шляхом присвоєння кожній орбіті метеороїда ваги, що враховує вибірність методу спостережень. Запропоновано метод урахування насичених метеорних тіл при оцінці фізичного фактору селективності. Дана процедура може помітно змінити відомі розподіли високошвидкісних метеороїдів. Це особливо важливо при обробці даних, що отримано на системах з низьким порогом чутливості.

Іл. 4. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 551.510

Consideration of saturated meteoric traces action on the selectivity physical factor estimation / D. I. Gorelov, I. I. Toloshuk // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 145. P. 71-75.

The radar method of observations makes it possible to evaluate visible distribution of meteoric bodies speed. Transition from visible distributions to true velocity distributions of meteoric bodies is executed by the weight machining measuring results which are taking into account selectivity of the observation method. A new method of the physical factor count is offered. The method of accounting the sated meteoric bodies is offered when estimating the physical factor of selectivity. The given procedure can appreciably change the corresponding distributions of high-speed meteoroids. It is especially important for processing of data, received with the systems of low sensitivity threshold.

4 fig. Ref.: 5 items.

УДК 621.396.98:629.7

Достижение дециметровой точности в режиме мультиреференциальной дифференциальной навигации с использованием наблюдений перманентных референциальных GPS-станций / А. А. Жалило, Д. А. Шелковенков, В. М. Шокало // Радиотехника. Всеукр. міжвед. науч.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 76-83.

Рассмотрен субоптимальный алгоритм мультиреференциальной коррекции и представлены результаты экспериментальной оценки точности с использованием реальных данных сети референциальных перманентных GPS-станций.

Табл. 1. Ил. 3. Библиогр.: 12 назв.

УДК 621.396.98:629.7

Досягнення дециметрової точності в режимі мультиреференційної диференціальної навігації з використанням спостережень перманентних референціальних GPS-станцій / О. О. Жалило, Д. О. Шелковенков, В. М. Шокало // Радиотехніка. Всеукр. міжвед. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 76-83.

Розглянуто субоптимальний алгоритм мультиреференційної корекції і представлені результати експериментальної оцінки точності з використанням реальних даних мережі референціальних перманентних GPS-станцій.

Табл. 1. Іл. 3. Бібліогр.: 12 назв.

UDC 621.396.98:629.7

Attainment of decimeter accuracy in the multireference differential SPP post-processing mode using GPS-observations of permanent stations / A. A. Zhalilo, D. A. Shelkovenkov, V. M. Shokalo // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 145. P. 76-83.

The suboptimum algorithm of multireference corrections is considered and results of the accuracy experimental estimation with the real data of a network reference permanent GPS-stations are presented.

1 tab. Fig. 1. Ref.: 12 items.

УДК 396.96.001(07)

Оптимальные алгоритмы измерения радиальной скорости цели и угла прихода принимаемого радиосигнала с учетом фазовых флуктуаций, описываемых произвольной корреляционной функцией / Н. Н. Минервин, А. Я. Кузнецов, В. А. Таршин, И. Е. Шумейко // Радиотехника. Всеукр. міжвед. науч.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 84-88.

Получен оптимальный алгоритм измерения радиальной скорости цели и угла прихода сигнала при многоканальном приеме. Данный алгоритм обеспечивает учет совместного влияния аддитивных шумовых колебаний и фазовых флуктуаций, описываемых произвольной корреляционной функцией. Оценена эффективность применения предложенного алгоритма.

Библиогр.: 4 назв.

УДК 396.96.001(07)

Оптимальні алгоритми вимірювання радіальної швидкості цілі та кута приходу прийнятого радіосигналу з урахуванням фазових флуктуацій, що описуються довільною кореляційною функцією / М. М. Минервин, О. Я. Кузнецов, В. А. Таршин, І. Е. Шумейко // Радиотехніка. Всеукр. міжвед. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 84-88.

Отримано оптимальний алгоритм вимірювання радіальної швидкості цілі та кута приходу сигналу при багатоканальному прийомі. Даний алгоритм забезпечує врахування спільного впливу адитивних шумових коливань і фазових флуктуацій, що описуються довільною кореляційною функцією. Оцінено ефективність застосування запропонованого алгоритму.

Бібліогр.: 4 назв.

UDC 396.96.001(07)

Optimal algorithms for measuring the target radial velocity and signal angle-of-arrival taking into account phase fluctuations with arbitrary correlation function / V. V. Minervin, A. L. Kuznetsov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 145. P. 84-88.

The optimal algorithm for measuring the target radial velocity and signal angle-of-arrival is obtained for the case of multichannel reception. This algorithm provides accounting for the influence of both additive noise and phase fluctuations with an arbitrary correlation function. The effectiveness of the algorithm proposed here was analysed.

Ref.: 4 items.

УДК 621.396.96

Обеспечение однозначности измерений в многопозиционных системах дистанционного зондирования / А. В. Ксендзук, И. А. Евсеев, А. А. Шаповалов // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 145. С. 89-95.

Рассмотрены особенности обеспечения однозначности измерений в многопозиционных РСА. Показано, что обеспечение однозначности измерений может быть достигнуто не только за счет изменения размеров апертур приемников и передатчиков, скорости и времени синтеза как в однопозиционных РСА, но и путем определенной ориентации их диаграмм направленности.

Ил. 10. Библиогр. 6 назв.

УДК 621.396.96

Забезпечення однозначності вимірювань в багатопозиційних системах дистанційного зондування / О. В. Ксендзук, І. А. Євсєєв, О. А. Шаповалов // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 89-95.

Розглянуто особливості забезпечення однозначності вимірювань у багатопозиційних РСА. Показано, що забезпечення однозначності вимірювань може бути досягнуто не тільки за рахунок зміни розмірів апертур приймачів та передавачів, швидкості та часу синтезування як у однопозиційних РСА, але і шляхом визначеної орієнтації їх діаграм спрямованості.

Іл. 10. Бібліогр. 6 назв.

UDC 621.396.96

Unambiguity measurements guarantee in multiposition remote sensing systems / I. V. Ksendzuk, I. A. Evseev, A. A. Shapovalov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 145. P. 89-95.

Unambiguity measurements guarantee peculiarities in multiposition SAR are considered. It was shown that unambiguity measurements can be achieved not only at the cost of variation of transmitter and receiver real aperture size synthesis time and velocity variations similar to the monostatic SAR, but also through antenna footprints positioning.

10 fig. Ref.: 6 items.

УДК 621.396

Использование инвариантных статистик для обнаружения и оценки числа одновременно наблюдаемых сигналов неизвестной формы / Ч. Д. Абрамов, А. В. Крупка // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 145. С. 96-102.

Решена задача выявления и оценки числа сигналов различной формы. Синтезирован квазиоптимальный тест принятия решений о количественном составе источников излучения. Эффективность синтезированной процедуры проверена на уровне цифрового статистического моделирования. Приведены рабочие характеристики, подтверждающие работоспособность теста.

Табл. 2. Ил. 4. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.396

Використання інваріантних статистик для виявлення та оцінки числа одночасно спостережуваних сигналів невідомої форми / О. Д. Абрамов, О. В. Крупка // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 96-102.

Вирішено задачу виявлення та оцінки числа сигналів різної форми. Синтезовано квазиоптимальний тест ухвалення рішень про кількісний склад джерел випромінювання. Ефективність синтезованої процедури перевірена на рівні цифрового статистичного моделювання. Приведено робочі характеристики, які підтверджують працездатність тесту.

Табл. 2. Іл. 4. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.396

The use of invariant statistics for detection and number estimation of unknown form simultaneously observed signals / A. D. Abramov, A. V. Krupka // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 145. P. 96-102.

The task of detection and number estimation of different form signals is solved. The quasioptimal decision-making test about quantitative composition of emission sources is synthesized. The synthesized procedure efficiency is tested at the digital statistical simulation level. Operating characteristics which confirm the test efficiency are presented.

2 tab., 4 fig. Ref.: 5 items.

УДК 621.396.91

Анализ влияния частотных флуктуаций на точность измерения параметров биоматериалов в системах неразрушающего контроля / Ю. Е. Мегель, В. А. Мунтян // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 145. С. 103-106.

Рассмотрены вопросы минимизации влияния флуктуационных процессов частоты и фазы, характерных для усилительно-умножительных устройств и кварцевых генераторов, применяемых в системах неразрушающего контроля параметров биологических объектов.

Ил. 1. Библиогр.: 8 назв.

УДК 621.396.91

Анализ впливу частотних флуктуацій на точність виміру параметрів біоматеріалу в системах неруйнівного контролю / Ю. Є. Мегель, В. О. Мунтян // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 103-106.

Розглянуто питання мінімізації впливу флуктуаційних процесів частоти та фази, характерних для підсилювально-множильних пристроїв та кварцевих генераторів, які використовуються в системах не руйнівного контролю параметрів біологічних об'єктів.

Іл. 2. Бібліогр.: 10 назв.

UDC 621.396.91

Analysis of frequency fluctuations action on biological materials parameters measurement precision in the systems of nondestructive control not destroying / Y. E. Megel, I. A. Muntyan // Radiotekhnika. All-Ukr Sci. Interdep. Mag. 2006. № 145. P. 103-106.

The problem of minimization of fluctuation processes action of frequency and phase characteristic for amplifier-multiplier devices and quartz generators used in the systems of non destructive control of biological objects parameters are considered

Fig. 2. Ref.: 10 items

УДК 621.396.67

Средние КНД и коэффициент дефокусировки в зоне Френеля круглой сфокусированной апертуры / А. В. Сербин // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 145. С. 107-114.

Исследованы зависимости средних коэффициента направленного действия и коэффициента дефокусировки круглой апертуры в зоне Френеля и дальней зоне от положения точки наблюдения, расстояния фокусировки и статистических параметров флуктуаций фазы поля возбуждения.

Ил. 11. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.396.67

Середні КСД і коефіцієнт дефокусування в зоні Френеля круглої сфокусованої апертури / А. В. Сербін // Радиотехника. Всеукр. міжвед. науч.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 107-114.

Досліджено залежність середніх коефіцієнта спрямованої дії і коефіцієнта дефокусування круглої апертури в зоні Френеля і дальній зоні від розташування точки спостереження, відстані фокусування і статистичних параметрів флуктуючої фази поля збудження.

Іл. 11. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 621.396.67

Average directive gain and defocusing coefficient in the Fresnel region of the focused circular aperture / A. V. Serbin // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 145. P. 107-114.

In the paper the point of observation position, the focusing distance and the statistical parameters of the fluctuations dependences of the average directive gain and defocusing coefficient in the Fresnel zone of the focused circular aperture are investigated.

11 fig. Ref.: 6 items.

УДК 621.372.8

Волноведущие и излучающие свойства гибридной металлодиэлектрической структуры / Д. В. Майборода, С. А. Погарский, И. И. Сапрыкин // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 145. С. 115-118.

Представлены результаты экспериментальных исследований волноведущих и излучающих свойств гибридной металлодиэлектрической структуры. Основу конструкции представляет модифицированный изолированный зеркальный диэлектрический волновод. Показана возможность поддержания в такой конструкции режима распространения собственных волн с малым уровнем КСВН и затухания. Установлена возможность управления характеристиками излучения путем оптимизации параметров неоднородностей волноведущего тракта в виде узких щелей.

Ил. 9. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.372.8

Хвильоведучі та випромінюючі властивості гібридної металеводіелектричної структури / Д. В. Майборода, С. О. Погарський, І. І. Сапрукін // Радиотехника. Всеукр. міжвед. науч.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 115-118.

Подано результати експериментальних досліджень хвильоведучих та випромінюючих властивостей гібридної металеводіелектричної структури. Основу конструкції складає модифікований ізольований дзеркальний діелектричний хвильовід. Показано можливість розповсюдження власних хвиль з малим рівнем КСВН та загасання. Встановлено, що характеристики випромінювання керуються за допомогою оптимізації параметрів неоднорідностей хвильоведучого тракту у вигляді вузьких щілин.

Іл. 9. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 621.372.8

Waveguiding and radiating properties of hybrid metal-dielectric structure / D. V. Mayboroda, S. A. Pogarsky, I. I. Saprykin // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 145. P. 115-118.

The experimental results of waveguiding and radiating properties of hybrid metal-dielectric structure are presented. This design is based on the modified insulated image guide. The principle possibility of eigenmode guiding with low VSWR and attenuation levels is shown. It is established that the radiating characteristics depend on the parameters of a single discontinuity such as a narrow slot.

9 fig. Ref.: 6 items.

УДК 517.958:537.8

Дифракция плоских электромагнитных волн на структуре из двух коаксиальных незамкнутых конусов / В. А. Дорошенко, Е. К. Семенова, Я. В. Дорошенко, С. В. Ружицкая // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 145. С. 119-125.

Проведено исследование трехмерной задачи дифракции плоских электромагнитных волн на сложной незамкнутой конической структуре, состоящей из двух конусов с продольными щелями. Для ее решения развит строгий численно-аналитический метод, основанный на использовании интегрального преобразования Конторовича-Лебедева в сочетании с методом полуобращения. На основе численного решения проанализировано влияние продольной щели на формирования поля в пространстве. Полученные результаты могут быть использованы при проектировании и разработке сканирующих антенн и приборов измерительной техники.

Ил. 4. Библиогр.: 10 назв.

УДК 517.958:537.8

Дифракція плоских електромагнітних хвиль на структурі із двох коаксіальних незамкнених конусів / В. О. Дорошенко, О. К. Семенова, Я. В. Дорошенко, С. В. Рижницька // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 119-125.

Проведено дослідження тривимірної задачі дифракції плоских хвиль на складній незамкненій конічній структурі, що складається з двох конусів із поздовжніми щилинами. Для її розв'язання розвинутий строгий чисельно-аналітичний метод, заснований на використанні інтегрального перетворення Конторовича-Лебедева в поєднанні з методом напівобернення. На основі чисельного розв'язка проаналізований вплив поздовжньої щилини на формування поля в просторі. Отримані в роботі результати можуть бути використані при проектуванні і розробці скануючих антен і приладів вимірної техніки.

Іл. 4. Бібліогр.: 10 назв.

UDC 517.958:537.8

Plane electromagnetic wave diffraction on the structure consists of two coaxial unclosed cones / V. O. Doroshenko, E. K. Semenova, Ya. V. Doroshenko, S. V. Rychitskaya // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 145. P. 119-125.

The paper is devoted to investigation the plane wave diffraction on the 3D unclosed complicated conical structure consists of two cones with longitudinal slots. The rigorous analytical-numerical approach, based on Kontorovich-Lebedev integral transform and the semi-inversion method is developed and applied to solve this problem. In the case of semitransparent cone with isotropic internal screen the analytical solution is obtained. It allows to carry out the qualitative analysis of the longitudinal slots and screen influence on the basic scattering characteristics, as well as the electromagnetic boundary problem spectrum and the field structure. On the basis of numerical solution the influence of longitudinal slot on the field forming in space is analysed. The study of the field behavior at the tip of a cone evidences of possibility to control this singularity by changing the structure parameters. Obtained results could be applied to the designing and development of the scanning antennas and devices of measuring technique.

Fig. 4. Ref.: 10 items.

УДК 621.371.34

Векторное поле радиоволн, рассеянных в тропосфере на флуктуациях диэлектрической проницаемости / В. А. Петров // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 126-129.

Рассмотрено рассеяние линейно поляризованных волн с точным учётом материального уравнения для тропосферы. Получены выражения для составляющих векторного поля. Показано, что отношение амплитуд волн основной и поперечной поляризации не зависит от флуктуаций диэлектрической проницаемости и связано только с направлением рассеяния.

УДК 621.371.34

Векторне поле радіохвиль, розсіяних у тропосфері на флуктуаціях діелектричної проникності / В. А. Петров // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 126-129.

Розглядається розсіяння лінійно поляризованих хвиль з точним урахуванням матеріального рівняння для тропосфери. Отримано вирази для складових векторного поля. Показано, що відношення амплітуд хвиль основної та поперечної поляризації не залежить від флуктуацій діелектричної проникності та пов'язане лише з напрямом розсіяння.

UDC 621.371.34

Vector field of electromagnetic scattering in the troposphere owing to dielectric permittivity fluctuations / V. A. Petrov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 145. P. 126-129.

Electromagnetic scattering of linear polarized waves is considered taking into account the exact material equation of the troposphere. Expressions of vector field components are obtained. It is shown that the relation of main- and cross-polarized components doesn't depend on dielectric permittivity fluctuations and is connected with the scattering direction only.

УДК 621.317.089

Калибруемый измеритель комплексного коэффициента отражения на основе двухканального микроволнового преобразователя / Ю. Б. Гимплевич, В. И. Носкович // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 130-134.

Рассмотрен метод построения широкополосного двухканального четырехдетекторного микроволнового преобразователя калибруемого измерителя комплексного коэффициента отражения волноводных двухполюсников. Разработан алгоритм решения калибровочных и измерительных уравнений.

Ил. 1. Библіогр.: 4 назв.

UDC 621.317.089

Вимірник комплексного коефіцієнта передачі на основі калібруємого мікрохвильового перетворювача / Ю. Б. Гимплевич, В. І. Носкович // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 130-134.

Розглянуто метод побудови широкосмугастого двоканального чотиридетекторного мікрохвильового перетворювача калібруємого вимірника комплексного коефіцієнта відображення хвильовідних двополюсників. Розроблено алгоритм рішення каліброваних і вимірних рівнянь.

Іл. 1. Бібліогр.: 4 назв.

UDC 621.317.089

Complex reflectivity calibrated meter based on two-channel microwave transducer / J. B. Gimpilevich, V. I. Noskovich // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 145. P. 130-134.

The building method of wideband two-channel four-detector microwave transducer of calibrated measuring system of complex reflection coefficient of waveguide one-port devices is considered. Solution algorithm of gauge identities measuring equations is worked out.

1 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.391

Метод простой итерации в задачах адаптивной обработки сигналов / С. І. Демидов, А. М. Рыбачко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 135-140.

Предлагается метод простой итерации, сходящийся со скоростью не менее геометрической прогрессии, в задачах обработки сигналов адаптивной антенной решеткой. Исследуется его скорость сходимости в зависимости от ошибок каналов решетки.

Табл. 1. Ил. 5. Бібліогр.: 3 назв.

УДК 621.391

Метод простої ітерації у задачах адаптивної обробки сигналів / С.О. Демидов, О.М. Рыбалко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 135-140.

Пропонується метод простої ітерації, що сходиться зі швидкістю не менше геометричної прогресії, у задачах обробки сигналів адаптивною антеною решіткою. Досліджується його швидкість збіжності залежно від помилок каналів решітки. Табл. 1. Іл. 5. Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.391

Method of simple iteration in tasks of adaptive processing signals / S.A. Demidov, A.M. Ribalko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 145. P. 135-140.

The method of simple iteration converging with speed of not less geometrical progression, in tasks of signal processing by the Adaptive Antenna Systems. The speed of convergence is investigated depending on mistakes of the antenna array channels.

1 tab. 1 fig. Ref.: 3 items

УДК 620.179.17

Эффективный диапазон измерения толщины металлических изделий ЭМА методом при спектральной обработке автокорреляционной функции / И.В. Руженцев, А.В. Марченко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 141-144.

Установлены границы диапазона измерения толщины металлических изделий ЭМА методом при спектральной обработке автокорреляционной функции. Сделаны практические рекомендации по выбору способа обработки сигналов измерительной информации при конструировании ЭМА толщиномеров.

Ил. 4. Библиогр.: 6 назв.

UDC 620.179.17

Ефективний діапазон вимірювання товщини металевих виробів ЕМА методом при спектральній обробці автокореляційної функції / І.В. Руженцев, А.В. Марченко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 141-144.

Встановлені границі діапазону вимірювання товщини металевих виробів ЕМА методом при спектральній обробці автокореляційної функції. Зроблено практичні рекомендації з вибору способу обробки сигналів вимірювальної інформації при конструюванні ЕМА товщиномірів.

Іл. 4. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 620.179.17

Effective range of metal products thickness measurement by EMA method at spectral processing of autocorrelation function / I.I. Ruzhentsev, A.V. Marchenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 145. P. 141-144.

In article borders of a range of metal products thickness measurements by EMA method at spectral processing of autocorrelation function are established. Practical recommendations at the choice of a way of measuring information signals processing at designing EMA thickness measuring instrument are made.

4 fig. Ref.: 6 items.

УДК 621.396.677

Особенности возбуждения спиралью медленных поверхностных волн на плазменном столбе, сформированном в открытом пространстве / А.О. Пузанов, В.А. Сошенко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 145-152.

Рассмотрено возбуждение плазменной антенны при помощи спирального волновода. Показана возможность использования плазменного столба, сформированного в открытом пространстве, в качестве излучающей антенны. Сформулирован принцип компромиссного выбора соотношения диаметров спирального волновода и плазменного столба для достижения наибольшей эффективности излучения.

Ил. 4. Библиогр.: 13 назв.

UDC 621.396.677

Особливості збудження спіраллю повільних поверхневих хвиль на плазмовому стовпі, який сформовано у вільному просторі / О.О. Пузанов, В.А. Сошенко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 145-152.

Розглянуто збудження плазмової антени за допомогою спірального хвильоводу. Показано можливість застосування плазмового стовпа, котрий сформовано у вільному просторі, як антени, що випромінює. Сформульовано принцип компромісного вибору співвідношення діаметрів спірального хвильоводу і плазмового стовпа для досягнення найбільшої ефективності випромінювання.

Іл. 4. Бібліогр.: 13 назв.

UDC 621.396.677

Properties of Excitation of a Slow Surface Waves by a Spiral on a Plasma Jet Generated in the Free Space / O.O. Puzanov, V.A. Soshenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. N 145. P. 145-152.

The excitation of a plasma antenna by a spiral waveguide has been considered. The possibility of using the plasma generated in the free space as a transmitting antenna is shown. The principle of the relation between the spiral waveguide diameters and a plasma jet to ensure the maximum radiation efficiency of radiation is formulated.

4 fig. Ref.: 13 items.

УДК 621.396.962.23

Анализ влияния продольного эффекта Доплера на выходной сигнал антенной решетки содара / А.А. Васильченко, В.М. Кирташов // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 153-157.

Проведен анализ влияния эффекта доплеровского смещения частоты акустического сигнала, рассеянного на неоднородностях атмосферы, на уровень сигнала на выходе акустической фазированной антенной решетки содара.

Ил. 4. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396.962.23

Аналіз впливу подовжнього ефекту Доплера на вихідний сигнал антенної решітки содара / А.О.Васильченко, В.М.Курташов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 153-157.

Проведений аналіз впливу ефекту доплеровського зсуву частоти акустичного сигналу, розсіяного на неоднорідностях атмосфери, на рівень сигналу на виході акустичної фазованої антенної решітки содара.

Іл. 4. Бібліогр.: 3 назв.

UDC 621.396.962.23

The analysis of Influence of Longitudinal Dopler Effect on the Output Signal of the Sodar Antenna Array / A.A.Vasylchenko, V.M.Kurtashov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 145. P. 153-157.

The analysis of the influence of the effect of Dopler frequency deviation of an acoustic signal dissipated on the atmospheric inhomogeneity on the sodar phased antenna array output signal level was made.

4 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.317.335.3

Діагностика діелектриків мікрохвильовим пристроєм / В.В.Сафонов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 158-162.

Представлены результаты диагностики диэлектриков, описания микроволновых устройств с активными резонаторами и алгоритм их анализа, синтеза и оптимизации.

Табл. 2. Ил. 4. Библиогр.: 11 назв.

UDC 621.317.335.3

Діагностика діелектриків мікрохвильовим пристроєм / В.В.Сафонов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 158-162.

Представлені результати діагностики діелектриків, описаних мікрохвильових пристроїв з активними резонаторами і алгоритм їх аналізу, синтезу і оптимізації.

Табл. 2. Іл. 4. Бібліогр.: 11 назв.

UDC 621.317.335.3

The diagnostic of dielectrics by microwave devise / V.V. Safonov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 145. P. 158-162.

The results of diagnostic of dielectrics are given, to described of microwave devises with the active resonators and algorithm there analysis, sintesis and optimization.

2 tab. 4 fig. Ref.: 11 items.

УДК 621.391:621.396

Распознавание негауссовых процессов при наличии аддитивных помех / В.А.Тихонов, К.В.Нетребенко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 163-166.

Рассмотрена задача распознавания негауссовых процессов на фоне аддитивных гауссовых и негауссовых шумов и помех. Для повышения эффективности распознавания предложено использовать статистики высших порядков. В качестве признаков применяются моментные функции третьего порядка или параметры обобщенной модели авторегрессии третьего ранга.

Ил. 3. Библиогр.: 10 назв.

UDC 621.391:621.396

Розпізнавання негаусових процесів в присутності адитивних перешкод / В.А.Тихонов, К.В.Нетребенко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 163-166.

Розглянуто задачу розпізнавання негаусових процесів в присутності адитивних гаусових перешкод та негаусових шумів та перешкод. Для підвищення ефективності розпізнавання запропоновано використання статистик вищих порядків. У якості ознак використовуються моментні функції третього порядку або параметри узагальнених моделей авторегресії третього рангу.

Іл. 3. Бібліогр.: 10 назв.

UDC 621.391:621.396

Non-Gaussian signals recognition in occurrence of additive noises / V.A. Tykhonov, K.V. Netrebenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 145. P. 163-166.

The problem of non-Gaussian signals recognition in occurrence of Gaussian interferences and non-Gaussian noises and interferences is considered. For the purpose of recognition effectiveness increasing higher order statistics implementation is proposed. The third rank moment functions or parameters of the third rank generalized autoregressive models can be used as recognition features.

3 fig. Ref.: 10 items.

УДК 621.372.08

Методы измерения собственных параметров резонатора бегущей волны / Г.А.Лукиянчук // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 167-173.

Рассмотрены методы измерения собственных параметров резонатора бегущей волны: направленности ответвителя, его переходного затухания, добротности без нарушения целостности резонансного кольца.

Ил. 1. Библиогр.: 6 назв.

UDC 621.372.08

Методи вимірювання власних параметрів резонатора рухомої хвилі / Г.А.Лукиянчук // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 167-173.

Розглянуто методи вимірювання власних параметрів резонатора рухомої хвилі: спрямованості відгалужувача, його переходного затухання, добротності без порушення цілості резонансного кільця.

Іл. 1. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 621.317.089

Methods of traveling wave resonator proper parameters measuring / G.A. Lukyanchuk // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 145. P. 167-173.

Measuring methods of own parameters of travelling wave resonator are considered, these are: coupler directivity, coupler's transient damping, quality factor without disturbance of resonant ring integrity.

1 fig. Ref.: 6 items

УДК 621.396.6-76

К вопросу физико-химической совместимости материалов и элементной базы микроблоков для изделий космической и специальной техники / В. Г. Котух, С. В. Торба, Н. Н. Гора, С. Н. Васильев // Радиотехника. Всеукр межвед. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 145. С. 174-177.

Рассматривается физико-химическая совместимость материалов и элементной базы микроблоков для изделий радиоэлектронной аппаратуры, космической и специальной техники. Даны рекомендации и предложения по применению материалов и покрытий элементов несущих конструкций микроблока

Табл. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396.6-76

До питання фізико-хімічної сумісності матеріалів й елементної бази мікроблоків для виробів космічної та спеціальної техніки / В. Г. Котух, С. В. Торба, М. М. Гора, С. М. Васильєв // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 174-177.

Розглядається фізико-хімічна сумісність матеріалів і елементної бази мікроблоків для виробів радіоелектронної апаратури, космічної та спеціальної техніки. Надані рекомендації та пропозиції по застосуванню матеріалів та покриттів елементів несучих конструкцій мікроблока

Табл. 1. Бібліогр.: 3 назв.

UDC 621.396.6-76

To the question physics-chemical compatibility of materials and element base of microblocks for product of cosmic and special technique. // V. G. Kotukh, S. V. Torba, N. N. Gora, S. N. Vasilev // Radiotechnika All-Ukr. Sci Interdep. Mag. 2006. № 145. P. 174-177.

Physics-chemical compatibility of materials and element base of microblocks for product of radioelektronic equipments, cosmic and special technique is considered. Recommendations and offers on using of materials and covering of elements of carrying constructions of microblok are given.

УДК 621.37:621.391

Обнаружение сигналов в системах технического зрения / А. И. Стрелков, Е. И. Жилин, А. П. Лытюга, А. С. Калмыков, С. А. Лисовенко // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 145. С. 178-184.

Статья посвящена созданию оптимального алгоритма обнаружения сигналов в системах технического зрения телевизионного типа. Решена задача оптимального обнаружения детерминированного сигнала на фоне аддитивного квазиглобального шума с использованием корреляционной обработки изображения на основе классической теории. Получены аналитические выражения для математического ожидания, дисперсии сигнала на выходе корреляционного обнаружителя и вероятностных характеристик обнаружения. Эффективность предложенного алгоритма проверена путем математического моделирования.

Ил. 4. Библиогр.: 11 назв.

УДК 621.37:621.391

Виявлення сигналів в системах технічного зору / О. І. Стрелков, Є. І. Жилин, О. П. Лютюга, О. С. Калмыков, С. О. Лисовенко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 174-177.

Статтю присвячено створенню оптимального алгоритма виявлення сигналів в системах технічного зору телевізійного типу. Вирішено задачу оптимального виявлення детермінованого сигналу на фоні адитивного квазібілого шуму з використанням кореляційної обробки зображення на основі класичної теорії. Отримані аналітичні вирази для математичного сподівання, дисперсії сигналу на виході кореляційного виявителя і ймовірнісних характеристик виявлення. Ефективність запропонованого алгоритму перевірено шляхом математичного моделювання.

Іл. 4. Бібліогр.: 11 назв.

UDC 621.37:621.391

Signal detection in technical vision systems / A. I. Strelkov, E. I. Zhilin, A. P. Lytiuga, A. S. Kalmykov, S. A. Lisovenko // Radiotechnique All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 145. P. 174-177.

The article is devoted to optimal algorithm creation for signal detection in television technical vision systems. The task of determine signal detection in additive quasi white noise is solved with using of correlation images processing on the base of classical detection theory. Analytical expressions for main value and dispersion of correlation detector output signal are obtained. Expressions for detection probability characteristics are obtained too. Efficiency of proposed algorithm is tested by means of mathematical modeling.

Pic. 4. Ref.: 11 items.

УДК 621.314.26

Обобщенная математическая модель гомодинного метода преобразования частоты при периодическом изменении фазового сдвига зондирующего сигнала / Ю. Б. Гимплевич, И. Б. Широков // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 145. С. 185-189.

Рассмотрена математическая модель и разработана методика обобщенного анализа гомодинного преобразователя частоты при любом виде периодического изменения фазового сдвига зондирующего сигнала. Получены аналитические соотношения для расчетов частоты, а также амплитуды и начальной фазы первой гармоники разностного тока

Ил. 3. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.314.26

Узагальнена математична модель гомодинного методу перетворення частоти при періодичній зміні фазового зрушення зондувального сигналу / Ю. Б. Гимплевич, І. Б. Широков // Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 145. С. 185-189.

Розглянуто математичну модель і розроблено методику узагальненого аналізу гомодинного перетворювача частоти при будь-якому виді періодичної зміни фазового зрушення зондувального сигналу. Отримано аналітичні співвідношення для розрахунків частоти, а також амплітуди й початкової фази першої гармоніки різницевого струму.

Іл.3 Бібліогр.: 3 назв

UDC 621.314.26

Generalized Mathematical Model of Homodyne Frequency Transfer Method with Periodical Changing of Testing Signal Phase Shift / Ju B. Gimpilevich, I B. Shirokov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci Interdep. Mag. 2006. № 145. P. 185-189.

In a paper the mathematical model of homodyne frequency translator is considered and the methodology of generalized analysis of one with any type of phase shift periodical changing of testing signal is discussed. There was obtained the mathematical equations for calculating of frequency, amplitude and phase of first harmonic of difference current.

3 fig. Ref.: 3 items

УДК 681.04

Метод реализации криптографических преобразований с открытым ключом / В.А. Краснобаев // Радиотехника. Всеукр. міжвед. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 145. С. 190-198

Рассматривается метод реализации криптографических преобразований с открытым ключом на основе использования в непозиционной системе счисления в остаточных классах. При этом существенно повышается производительность обработки криптографических преобразований.

Табл. 12. Библіогр.: 11 назв.

УДК 681.04

Метод реалізації криптографічних перетворень з відкритим ключем / В.А. Краснобаєв // Всеукр. міжвед. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 145. С. 190-198

Розглядається метод реалізації перетворень з відкритим ключем на підставі використання непозиційної системи числення у залишкових класах. При цьому суттєво підвищується продуктивність обробки криптографічних перетворень.

Табл. 12. Бібліогр.: 11 назв.

UDC 681.04

Methods for realization of modulus operations in the system of digital work on information / V.A. Krasnobaev // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci Interdep. Mag. 2006. № 145. P. 190-198

The method for cryptosystem transformations realization with an open key is considered on the basis of the basis of using notation in a not item in residual classes. Thus productivity of cryptosystem transformations processing raises essentially.

Tabl. 12. Ref.: 11 items

**ЗБІРНИК НАУКОВИХ ПРАЦЬ
РАДІОТЕХНІКА**
Випуск 145
Російською, українською та англійською мовами

**СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ
РАДИОТЕХНИКА**
Выпуск 145
На русском, украинском и английском языках

Коректор П.І. Сащенко

Підп. до друку 25.05.2006. Формат 60х90/8. Папір офсет. Гарнітура Таймс. Друк. ризограф.
Ум. друк. арк. 11.9. Обл.-вид. арк. 12.7. Тираж 300 прим. Зам. № 71. Ціна договір.

Харківський національний університет радіоелектроніки (ХНУРЕ)
Просп. Леніна, 14, Харків, 61166.

Оригінал-макет підготовлено і збірник надруковано у ПФ „Колегіум”, тел. (057)703-53-74.
Свідомство про внесення суб'єкта видавничої діяльності до Державного реєстру видавців.
Сер. ДК №1722 от 23.03.2004