

621.396(06)
P15

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ

ISSN 0485-8972

РАДИО- ТЕХНИКА

157/2009



МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

РАДИОТЕХНИКА

Всеукраинский межведомственный
научно-технический сборник

Основан в 1965 г.

ВЫПУСК 157

ХНУРЕ Radyotekhnika



800978

Харків

Харківський національний
університет радіоелектроніки
2009

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

Регистрационное свидетельство КВ № 12098-969 ПР от 14.12.2006.

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. Пищенко*, канд. техн. наук, проф.; *В.М. Ажажа*, академик НАН Украины; *Ю.Б. Гимтлевич*, д-р техн. 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.М. Карташов*, д-р техн. 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. Неклюдов*, 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.; *А.И. Стрелков*, д-р техн. наук, проф.; *К.С. Судучков*, д-р техн. наук, проф.; *П.Т. Токарский*, д-р физ.-мат. наук, проф.; *А.И. Фисун*, д-р физ.-мат. наук, проф.; *Я.С. Шифрин*, д-р техн. наук, проф.

Ответственный за выпуск д-р физ.-мат. наук, проф. *А.И. Лучанинов*

Рекомендовано Ученым советом Харьковского национального университета радиоэлектроники, протокол №49 от 26.06.2009.

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

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

и в Каталог «Газеты. Журналы» Российской Федерации, подписной индекс 98953

СОДЕРЖАНИЕ

<i>А. Н. Олейников, Ю. В. Лыков, В. Д. Кукуш</i> Повышение эффективности разнесенной системы радиолокации метеорных следов	5
<i>Г.Н. Доля, В. А. Романюк, С.А. Горельшев, А. В. Кочкин</i> Принципы использования лазерных систем для предупреждения несанкционированного проникновения на территорию охраняемых объектов	13
<i>E.V. Martinson, I.S. Nevludov, A.M. Tsybmal</i> Evaluation of the Accuracy of Sound Volume Models Created From Robot-Acquired Information	18
<i>И. Е. Антипов, А. А. Костыря, М. А. Шернин</i> Использование метеорного радиоканала для формирования случайной числовой последовательности	25
<i>Д.Ю. Горелов, Н.В. Плащенко</i> Вероятность столкновения гипотетических родительских тел метеорных потоков с землей	30
<i>Г. А. Алексеев, М. В. Белоброва</i> О диагностике тропосферы по радиозаходам УКВ источника	37
<i>А. А. Астраханцев, А. М. Попонин, Е. М. Семашко</i> Анализ качества речевых сигналов в сети IP-телефонии	43
<i>А.Г. Ложковский</i> Модель мультисервисного трафика и метод расчета параметров QoS при его обслуживании	48
<i>А.А. Руткас</i> Нормализованные состояния и дескрипторные нейросетевые модели переходных режимов нелинейных цепей. I	53
<i>И. В. Трофименко, Н. К. Сахненко, А. Г. Нерух</i> Излучение линейного тока вблизи двухслойного цилиндра, составленного из материалов с положительной/отрицательной диэлектрической и магнитной проницаемостями	60
<i>Е. А. Дзигора, В. А. Дорошенко, Ю. Д. Шимук</i> Возбуждение идеально проводящего конуса с тонким слоем покрытия	67
<i>В. И. Вьюнник, А. А. Звягинцев</i> Асимптотический метод решения задач дифракции на выпуклых импедансных цилиндрах	73
<i>I.N. Prudius, I.A. Zahariya, D.O. Mymrikov</i> Метод розрахунку діаграми напрямленості дзеркальної параболоїдної антени з довільно розташованою апертурою опромінювача	80
<i>В. А. Усин, А. В. Усина, В. И. Марков, С. В. Помазанов</i> Настройка, контроль и калибровка АФАР	87
<i>Н. Н. Горобец, Н. П. Елисеєва, Е. А. Антоненко</i> Оптимизация характеристик излучения проволочных антенн с экранами	91
<i>Я. Г. Сидоров, С. Н. Сакало, Н. А. Шевелев</i> Анализ фрактального излучателя реконфигурируемой антенны-аппликатора	98
<i>Ю. А. Панченко</i> Взаимовлияние уголкового вибратора, расположенных вблизи границы раздела двух сред	104
<i>Ю. Е. Гордиенко, Ю. И. Гуд, Д. А. Полетаев</i> Вклад колебательных и излучательных потерь в характеристики СВЧ преобразователей с коаксиальной измерительной апертурой	108
<i>А. И. Костромицкий, А. Н. Демин</i> Особенности расчета активных фильтров второго порядка на неидеальных операционных усилителях	115
<i>О. И. Харченко</i> Определение мгновенной частоты электроэнцефалограммы с помощью фазово-частотного анализа по Гильберту	124
<i>В. Г. Котух, В. И. Степаненко, М. С. Тушева, О. Е. Деменко</i> Технологическая концепция образования многофункционального покрытия на корпусных деталях датчиковой аппаратуры из Al- сплавов лазерной наплавкой	129
<i>В. А. Алексеев</i> Оптоэлектронные сканирующие безэксцентриситетные преобразователи информации «угол-время-код»	135
<i>С. А. Маковецкий, В. В. Маслий, А. И. Цопа</i> Методика и результаты измерений коэффициента экранирования коммуникационных кабелей	142
<i>Р. И. Цехмистро, Р. С. Ратинов</i> Автоматизированный измерительный комплекс для анализа модово-частотного распределения поля прямоугольного волноводного тракта	146
<i>В.А. Посошенко, А.В. Садчиков, А.Ф. Измайлов</i> Дискретный фильтр огибающей узкополосного процесса	152
Поздравляем юбиляра! А.И.Стрелкову – 70 лет.	158
РЕФЕРАТЫ	159

CONTENTS

<i>A. N. Oleynikov, Y. V. Lykov, V. D. Kukush</i> Increase of efficiency in the forward-scattering meteor radar system	5
<i>G. Dolya, V. Romanyuk, S. Gorelushev, A. Kochin</i> Principles of use laser system for prevention of not authorised penetration into protected zone	13
<i>E.B. Martinson, I.S. Nevludov, A.M. Tsybmal</i> Evaluation of the Accuracy of Sound Volume Models Created From Robot-Acquired Information	18
<i>I. E. Antipov, A. A. Kostirja, M. A. Shernin</i> About an opportunity of forming the same keys at two different communicating points	25
<i>D. Y. Gorelov, N. V. Plashenko</i> Probability of collision of hypothetical parental bodies of meteoric streams with the Earth	30
<i>G. A. Alexeev, M. V. Belobrova</i> About troposphere diagnostics on microwave transmitter radiosetting	37
<i>A.A. Astrakhantsev, A.M. Poponin, E.M. Semashko</i> The analysis of quality of speech signals in IP-telephony network	43
<i>A. G. Loshkovskiy</i> Model of multiservices traffic and computational method of parameters QoS at his service	48
<i>A. A. Rutkas</i> Normalized states and descriptor neuronet models of transient regimes of nonlinear circuits. I.	53
<i>I. V. Trofimenko, N. K. Sakhnenko, A. G. Nerukh</i> Radiation of a line current near two-layered cylinder, composed from materials with positive negative permittivity and permeability	60
<i>E. A. Dzigora, V. A. Doroshenko, Y. D. Shimuk</i> Excitation of a perfectly conducting cone with thin covering layer	67
<i>V.I. Vyunnik, A.A. Zvyagintsev</i> Asymptotic method of the decision of diffraction problem on convex impedance cylinders	73
<i>I.N. Prudyus, Y.A. Zakharia, D. O. Mymrikov</i> Field pattern calculation method of paraboloidal reflector antenna with arbitrary located feed aperture	80
<i>V.A. Usin, A.V. Usina, V.I. Markov, S.V. Pomazanov</i> Calibration of phase antenna arrays	87
<i>N.N. Gorobets, N.P. Yeliseyeva, E.A. Antonenko</i> Optimization of radiation characteristics of the wire antennas with the screens	91
<i>Y. G. Sydorov, S. N. Sakalo, N. A. Shevelev</i> The analysis of fractal radiator for reconfigurable antenna-applicator	98
<i>Yu.A. Panchenko</i> Interaction of Two Vee-dipoles Placed over the Interface between Two Media	104
<i>Yu. Ye. Gordienko, Yu. I. Good, D. A. Poletaev</i> The contribution of oscillatory and radiating losses to characteristics of microwave converters with the coaxial measuring aperture	108
<i>A.I. Kostromitsky, A.N. Demin</i> Particularities of the calculation active filter second order on nonideal operating amplifiers	115
<i>O. I. Kharchenko</i> Definition of the instantaneous frequency of an electroencephalogram using the Hilbert phase-frequency analysis	124
<i>V. G. Kotuh, V. I. Stepanenko, M. S. Tusheva, O. E. Demenko</i> The technological vision of education multifunctional to cover the basic parts datchikovoy apparatus of Al-alloy laser-faced	129
<i>V. A. Alexeev</i> The optoelectronic scanning noneccentricital transformers of information "angle-time-code"	135
<i>S.A. Makoverskiyi, V. V. Mastyi, A.I. Tsopa</i> Method and results of measuring of screening coefficient of communication cables	142
<i>R.I. Tsekhmistro, R.S. Ratinov</i> The automated measuring complex for the analysis frequency distributions of a field in rectangular waveguide	146
<i>V.A. Pososhenko, A. V. Sadchikov, A. F. Izmaylov</i> Discrete filtr bending around narrow-band process	152
Поздравляем юбиляра! А.И.Стрелкову – 70 лет.	158
ABSTRACTS	159

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ РАЗНЕСЕННОЙ СИСТЕМЫ РАДИОЛОКАЦИИ МЕТЕОРНЫХ СЛЕДОВ

Введение

В настоящее время продолжают исследования происхождения метеорных роев и их связи с возможными родительскими телами – кометными ядрами и астероидами, траектории которых проходят вблизи орбиты Земли [1, 2].

Для исследования метеорных явлений, как правило, используются совмещенные системы радиолокации, в которых радиопередающее и радиоприемное устройства расположены в одном пункте наблюдения. Одним из перспективных вариантов, который позволяет решить задачу минимизации затрат при наблюдении метеорных следов, является использование сторонних источников радиоизлучения. Для этого могут быть применены сигналы радиослужб мощностью несколько киловатт, в диапазоне 30 – 100 МГц. В качестве таких сигналов целесообразно использовать сигналы уже существующей сети радио- и телевизионных вещательных станций [3, 4].

Постановка задачи

При выборе теле-, радиостанций для радиолокации метеорных следов следует учитывать ряд параметров, основными из которых являются: частоты несущей радиосигнала, мощность и КНД антенны передающей радиостанции и расстояния от нее до точки расположения приемной антенны. Большое количество этих параметров обуславливает необходимость выработки единого критерия, который служил бы для выбора наиболее подходящего для метеорной радиолокации стороннего источника радиоизлучения.

Сигналы от уже существующих теле-, радиостанций могут распространяться в пункт приема по нескольким радиоканалам – земному и метеорному. Земные сигналы представляют собой помехи для разнесенной системе радиолокации метеорных следов (РСРМС) [5]. Следовательно, разветвленные сети теле-, радиовещания, работающие в используемом для метеорной радиолокации частотном диапазоне, создают дополнительные помехи РСРМС. Из-за этих помех повышается пороговый уровень в схемах обнаружения метеорного следа, снижается вероятность правильного обнаружения отраженного от метеорного следа зондирующего сигнала и уменьшается численность обнаруживаемых метеорных следов. Следовательно, действие подобного рода помех уменьшают эффективности РСРМС.

Из сказанного выше следует, что для обеспечения эффективной работы РСРМС необходимо разработать методику выбора стороннего источника радиоизлучения (зондирующего сигнала) и способы минимизации уровня помеховых сигналов.

Методика выбора источника зондирующего сигнала в разнесенной системе радиолокации метеорных следов

Для решения задачи выявления отражений от метеорных следов, которые сопровождаются большим уровнем шумов, необходимо обеспечить достаточное отношение сигнал/шум для их идентификации. Параметры стороннего сигнала, выбранного в качестве зондирующего, невозможно изменять. Для повышения отношения с/ш могут быть изменены только параметры приемной аппаратуры или использованы другие сторонние источники радиоизлучения. Для выбора зондирующего сигнала предлагается использовать следующую методику.

Вначале экспериментальным путем определяются частоты, на которых отсутствуют помехи в точке приема. Необходимо определить сторонние источники радиоизлучения, находящиеся на расстоянии 300...2000 км. Для этого можно воспользоваться электронным ресурсом [6]. Карта с нанесенными телевизионными вещательными станциями, с излучаемой мощностью более 20 кВт, в I и II телевизионном канале, находящимся на расстоянии до 1000 км от г. Харькова, показана на рис. 1.

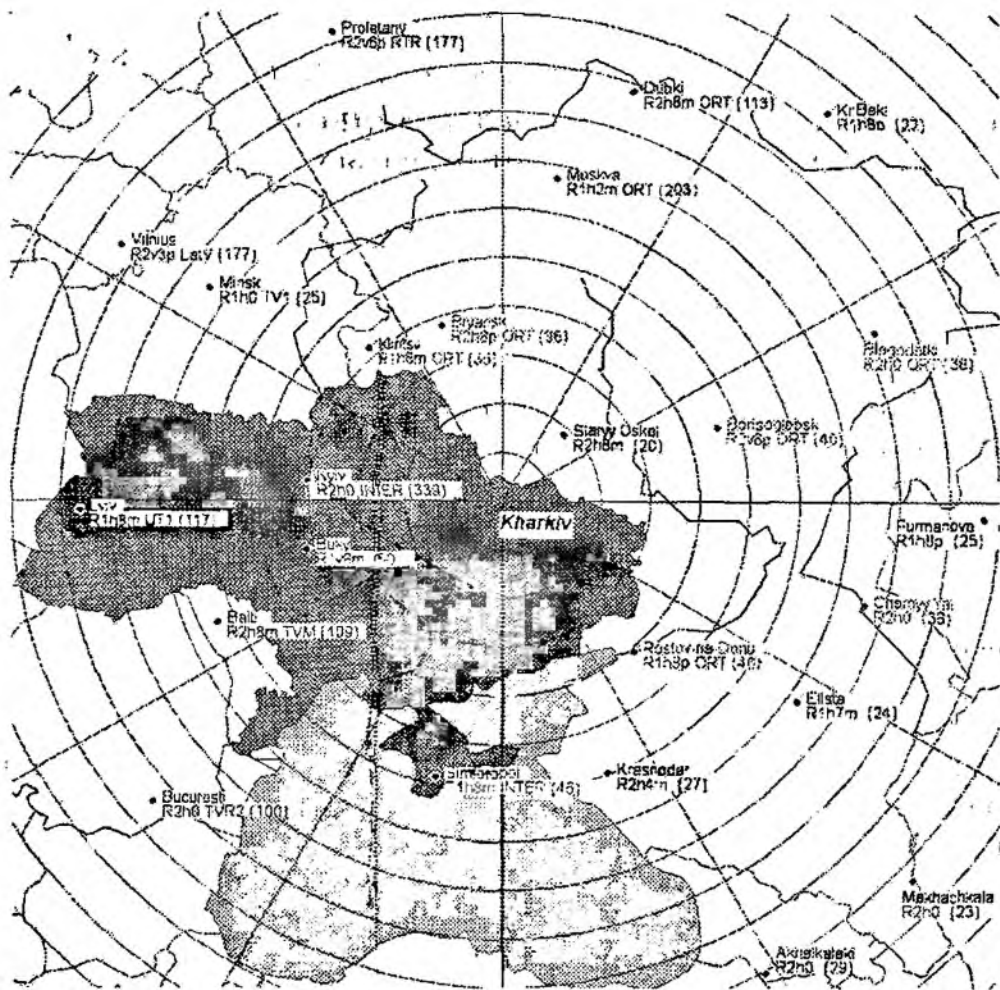


Рис. 1

Для каждого стороннего источника определяем мощность сигнала отраженная от метеорного следа на входе приемника РСРМС.

Максимальная мощность сигнала отраженного от ненасыщенного метеорного следа определяется по формуле [7]:

$$P_2 = P_1 G_1 G_2 \lambda^3 \alpha^2 \sigma \cos^2(\gamma) L, \quad (1)$$

где P_1 – мощность передатчика; P_2 – мощность на входе приемника; G_1 – коэффициент усиления передающей антенны; G_2 – коэффициент усиления приемной антенны; λ – длина волны; α – линейная электронная плотность метеорного следа; σ – эффективная поверхность рассеяния электрона; γ – угол между электрическим вектором падающей волны и лучом зрения на приемник; L – коэффициент затухания.

Затухание сигнала L распространяющегося по метеорному каналу определяется по формуле

$$L = \frac{e^{-\frac{8\pi^2 r_0^2}{\lambda^2 \sec^2(\phi)}}}{(4\pi)^3 R_1 R_2 (R_1 + R_2) (1 - \cos^2(\beta) \sin^2(\phi))}, \quad (2)$$

где R_1 – расстояние от передатчика до точки зеркального отражения; R_2 – расстояние от приемника до точки зеркального отражения; β – угол между следом и плоскостью треугольника передатчик – зеркальная точка – приемник; 2ϕ – угол отражения вперед; r_0 – начальный радиус метеорного следа.

Зададимся следующими значениями: $r_0 = 0.8$ м; $R_1 = R_2$; тогда

$$\phi = \arctg(R/184000), \quad (3)$$

где r – расстояние между приемным и передающим пунктами, $1 - \cos^2(\beta)\sin^2(\phi) \approx 1$.

В результате каждому стороннему источнику можно присвоить весовой коэффициент W_i :

$$W_i = P_i G_i \lambda^3 \left(\frac{R^2}{2} + 8,5 \cdot 10^9 \right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{50}{\lambda^2 \sec^2 \left(\arctg \frac{R}{184000} \right)}}. \quad (4)$$

Мощность шума на входе приемника определяется выражением

$$P_{ш} = k T_3 \Delta F, \quad (5)$$

где k – постоянная Больцмана; ΔF – полоса пропускания приемника; T_3 – эффективная температура шума, отнесенная к входу приемника [8], которая хорошо аппроксимируется выражением $T_3 = 80\lambda^{2,3}$.

Совместный учет выражений (4) и (5) позволяет оценить отношение сигнал/шум на входе приемника, которое будет пропорционально коэффициенту S_i :

$$S_i \sim P_i G_i \lambda^{0,7} \left(\frac{R^2}{2} + 8,5 \cdot 10^9 \right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{50}{\lambda^2 \sec^2 \left(\arctg \frac{R}{184000} \right)}}. \quad (6)$$

При сравнении сторонних источников с разной структурой спектра сигнала необходимо также учитывать используемую полосу пропускания приемных устройств, с помощью коэффициента $1/\Delta F$.

В результате анализа коэффициента S_i для каждого стороннего источника выбирается вещательная станция с большим значением.

Согласно приведенной выше методике выбраны наиболее перспективные сторонние источники (ТВ вещательные станции I – V каналов) для пункта наблюдения с координатами $49^\circ 25'$ с.ш., $36^\circ 54'$ в.д. (Балаклеевский район, Харьковской обл.). Результаты расчета параметра S_i представлены в табл. 1.

Из таблицы видно, что в 95 % случаев излучаемая мощность ТВ вещательных станций более 25 кВт , а расстояние до них меньше 1200 км , поэтому данные значения могут служить предварительным критерием отсортровки существующих сторонних источников. В 77 % случаев ТВ вещательные станции сосредоточены в I – III метровых каналах и в 67 % имеют передающую антенну с поляризацией в горизонтальной плоскости.

Экспериментально подтверждено, что при использовании приемника с чувствительностью не хуже 1 мкВ и приемной антенны типа трехэлементный волной канал для стороннего источника с оценочным параметром $S_i = 4,6 \times 10^{-12}$ возможно получить до 1200 метеорных отложений в сутки [9].

Следует отметить, что для расстояний менее 400 км энергетический потенциал источника будет меньше, чем рассчитанный по выражению (6), так как диаграмма направленности антенны в вертикальной плоскости отлична от круговой.

Минимизации уровня помеховых сигналов при помощи естественных или искусственных экранирующих препятствий.

Отношение сигнал/помеха в разнесенной системе радиолокации метеорных следов так же может быть увеличено за счет экранирования приемной антенны от помех естественными или искусственными препятствиями. Такое экранирующее препятствие вносит различные ослабления на трассах распространения помеховых земных и отраженных от метеорных следов сигналов. Это вызвано различными углами наклона трасс метеорного и земного радиосигналов в приемном пункте РСРМС.

В таблице представлены результаты расчета ослабления уровня помеховых сигналов, распространяющихся по земному радиоканалу. Расчет выполнен для случая экранирования

приемной антенны естественными препятствиями согласно методике определения медианы множителя ослабления для закрытых и полужакрытых трасс для диапазона частот I – III телевизионного каналов (48,5 – 84 МГц) [10]. Модель профиля трассы, используемая при расчете, приведена на рис. 2.

Характеристики наиболее перспективных ТВ вещательных станций

№ ТВ канала	Поляризация антенны	Страна	Название канала	Месторасположение канала	Эффективная излучаемая мощность, кВт	Расстояние до передаточного пункта, км	Азимут	$S_p \times 10^{12}$
3	Г	RUS		Сальск	430	473	132°	52
5	Г	RUS	ORT	Бобров	920	285	49°	46
3	Г	RUS		Камышин	920	615	80°	21
2	Г	UKR	INTER	Киев	338,5	475	290°	19
3	Г	MDA	TVM	Straseni	930	668	251°	17
3	В	RUS		Липецк	150	401	25°	8,2
5	В	RUS		Тула	330	527	5°	7,8
1	Г	RUS	ORT	Ростов на Дону	45,5	319	138°	7,8
4	Г	RUS	ORT	Ставрополь	260	616	141°	5,1
2	Г	RUS		Старый Оскол	20	216	23°	4,8
1	В	UKR		Буки	49,5	427	270°	4,8
1	Г	RUS	ORT	Москва	202,5	728	4°	4,6
5	Г	RUS		Краснодар	165	516	162°	4,1
3	Г	UKR	INTER	Ровно	250	768	284°	3,2
3	Г	RUS	TV Centr	Москва	190	728	4°	2,9
2	В	RUS	ORT	Борисоглебск	40	428	57°	2,9
1	Г	UKR	INTER	Симферополь	45,5	534	202°	2,6
2	Г	MDA	TVM	Balti	109	681	258°	2,5
2	Г	UKR		Луганск	9	200	112°	2,4
2	Г	RUS	ORT	Брянск	36	462	339°	2,2
3	Г	RUS		Новосокольники	240	897	332°	2,1
1	Г	RUS	ORT	Клинцы	35	500	321°	2,1
5	В	RUS		Родники	230	910	19°	1,6
4	В	RUS	ORT	Пролетарий	350	1082	342°	1,6
2	В	LTU	LatV	Vilnius	177	987	311°	1,5
1	В	RUS		Серов	1029	1890	44°	1,5
1	Г	ARM	ArmTV	Yerevan	256	1190	147°	1,4
1	Г	UKR	UTI	Львов	117	923	278°	1,4
2	Г	RUS		Краснодар	27	511	161°	1,3
4	В	LTU	LNK	Vilnius	180	987	311°	1,1
2	В	RUS	RTR	Пролетарий	177	1082	342°	1,1

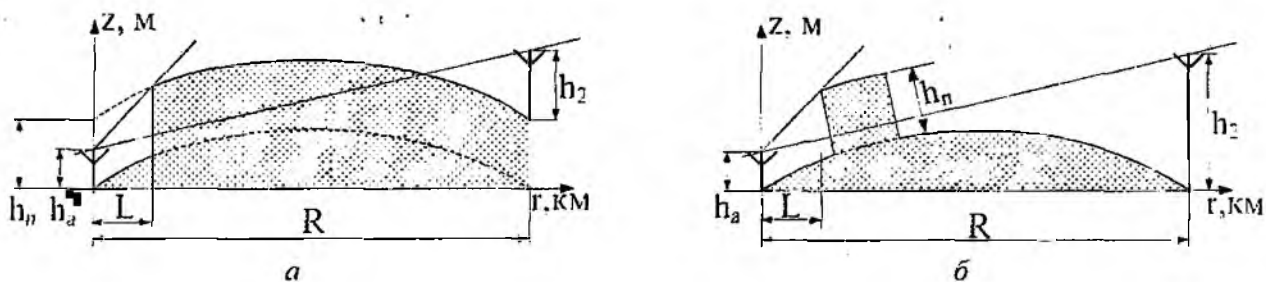


Рис. 2

На рис. 3 изображена зависимость величины ослабления уровня помехового сигнала, распространяющегося по земному радиоканалу, от параметров экранирующего препятствия.

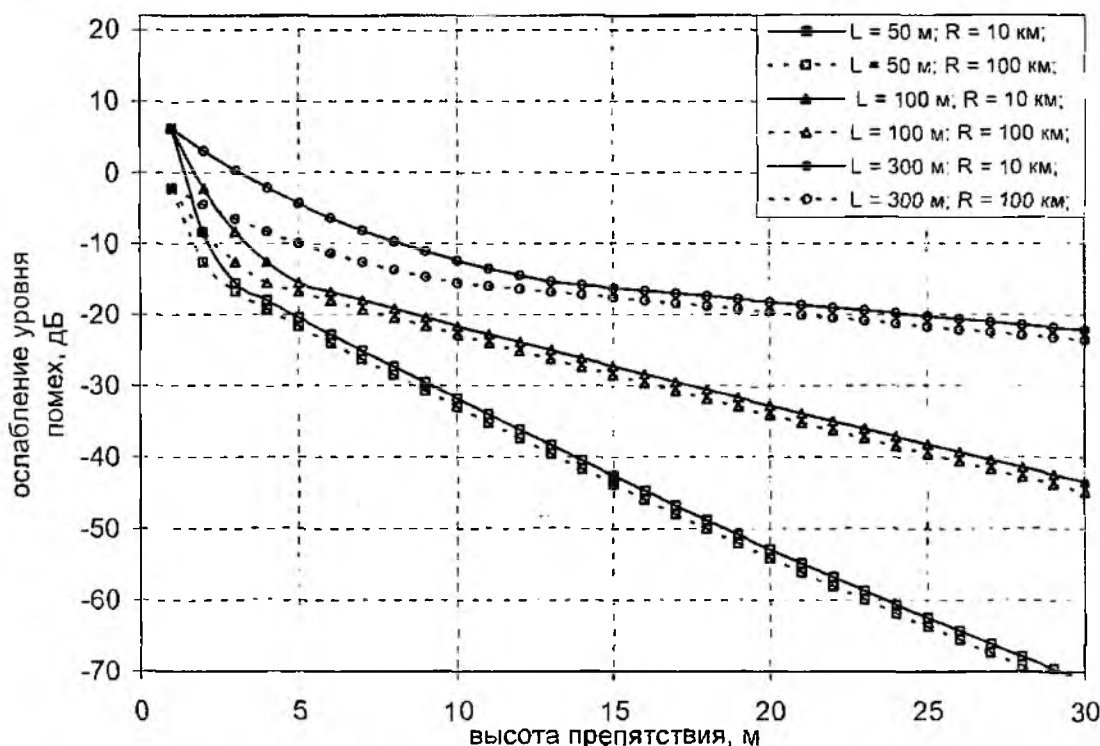


Рис. 3

При расчете были заданы следующие параметры экранирующего препятствия: высота препятствия $h_n = 3 - 30$ м; расстояние от приемной антенны РСРМС до экранирующего препятствия $L = 50 - 300$ м; высота подвеса приемной антенны РСРМС $h_a = 3$ м; высота передающей антенны радиостанции помехового сигнала $h_2 = 50$ м; расстояние между приемной антенной РСРМС и передающей антенной радиостанции помехового сигнала $R = 10 - 100$ км.

Из графиков на рис. 3 следует, что в рабочем диапазоне частот разнесенной системы метеорной радиолокации при вертикальных габаритных размерах экранирующего препятствия 5 – 10 м возможно ослабление на 5 – 30 дБ уровня помеховых радиосигналов, распространяющихся по земному радиоканалу. При этом экранирующее препятствие должно быть расположено на расстоянии 50 – 300 м от приемной антенны РСРМС. Широкий диапазон изменения ослабления уровня помеховых сигналов вызван различным удалением помеховых радиостанций от приемной антенны РСРМС.

Следует отметить, что для экранирования приемной антенны может быть выбрано как естественное препятствие (холм или подобные особенности рельефа местности), так и искусственное (высотное здание, специально изготовленный вертикальный металлический экран и т.п.).

Минимизация уровня помех также может быть осуществлена при помощи автокомпенсатора в приемном тракте РСРМС.

Минимизация уровня помеховых сигналов за счет использования автокомпенсатора в приемном тракте РСРМС

Одной из важнейших тенденций развития современной радиолокации является стремление к получению более полной информации о сигналах и помехах. Для увеличения сведений о помехах используются дополнительные каналы приема, отличающиеся от основного по любому из параметров – частоте, времени задержки сигнала, направлению приема, поляризации [11]. В РСРМС – по направлению приема.

При многоканальном приеме, когда сигнал присутствует только в основном канале, а помехи в основном и дополнительном каналах полностью коррелированы, оптимальная процедура приема заключается в вычитании помехи, принимаемой по дополнительному каналу $\underline{U}_{\text{шт}} = \underline{U}_i$, из аддитивной смеси полезного сигнала и помехи основного канала $\underline{U}_0 = \underline{U}_s + \underline{U}_i$. Для компенсации помехи необходимо обеспечить точное соответствие напряжений \underline{U}_i в основном и дополнительных каналах. Это требование можно выполнить, введя корреляционную обратную связь (рис. 4). Основным приемный канал отличается от дополнительного только диаграммой направленности приемной антенны.

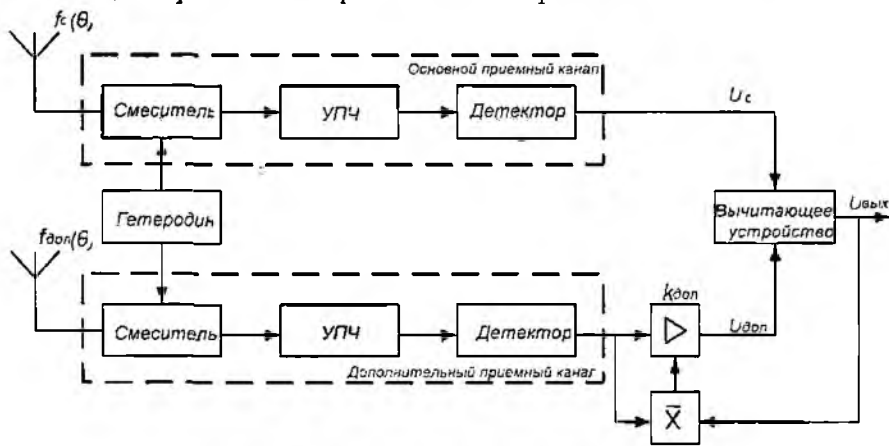


Рис. 4

Коэффициент усиления дополнительного канала автокомпенсатора:

$$k_{\text{доп}} = \frac{k_{\text{рег}} k_0 \overline{U_n^2}}{1 + k_{\text{рег}} \overline{U_n^2}} \cong k_0 \text{ при } k_{\text{рег}} \overline{U_n^2} \gg 1, \quad (7)$$

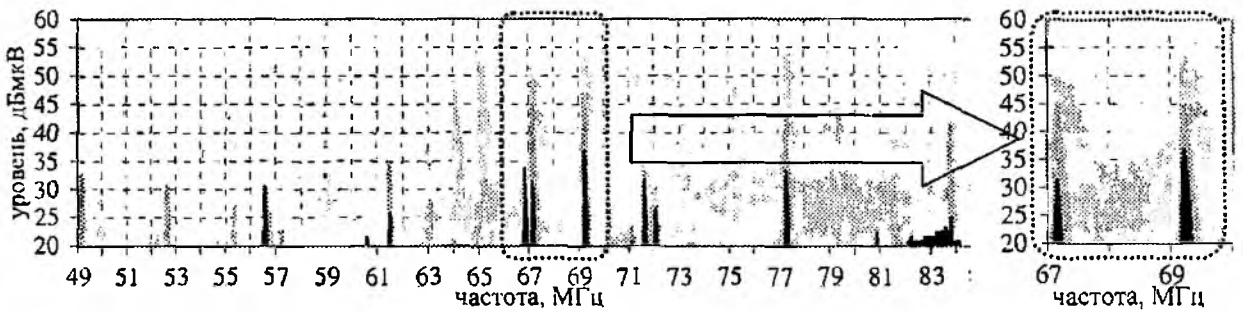
где $k_{\text{доп}}$ – коэффициент усиления дополнительного канала; k_0 – коэффициент усиления основного канала; $k_{\text{рег}}$ – коэффициент усиления цепи регулирования канала; \underline{U}_i – напряжение помехи.

Следовательно, при достаточно большом коэффициенте усиления цепи регулирования $k_{\text{рег}}$ коэффициенты усиления основного и дополнительного каналов равны, что и требуется для компенсации помехи. Если кроме равенства амплитуд для напряжений в основном и дополнительном каналах обеспечить и равенство фаз, то помеху можно скомпенсировать не только после детектора, но и на промежуточной частоте.

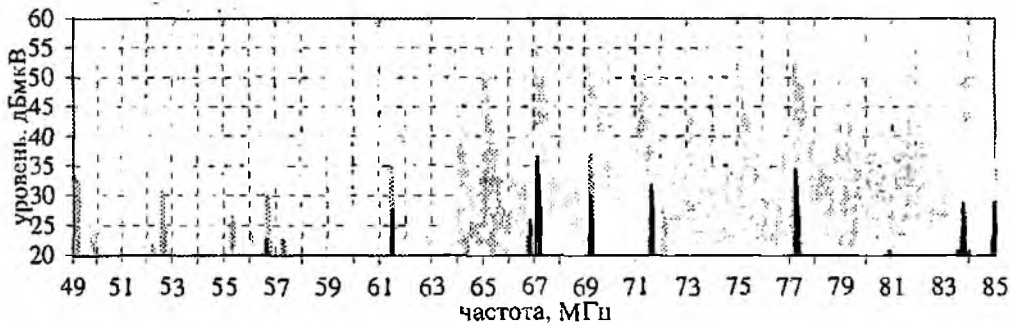
Экспериментальное исследование эффективности методов минимизации уровня помеховых сигналов в РСРМС

Экспериментально исследована помеховая обстановка в диапазоне рабочих частот РСРМС при различных расположениях на местности ее приемной антенны. Для исследования использовался сканирующий приемник IC-PCR-1000 с антенной типа «полуволновой вибратор» типа DP1. С помощью данной аппаратуры были сняты панорамы радиозфира (рис. 5) в следующих пунктах:

- №1 корпус «И», ХНУРЭ (светло-серый цвет на рис. 5);
- №2 с. Тарановка (удаление 50 км. от г. Харькова) (темно-серый цвет на рис. 5);
- №3 с. Тарановка, за экранирующим препятствием с высотой 8 м. (черный цвет на рис. 5).



а



б

Ориентация максимумов диаграммы направленности антенны сканирующего приемника по Странам Света: а – Север-Юг; б – Запад-Восток.

Рис. 5

Результаты эксперимента позволяют оценить эффективность экранирования антенны разнесенной системы метеорной радиолокации естественными складками местности. Показано, что при высоте экранирующего препятствия 8 м, расположенного на расстоянии от приемной антенны в 80 м, уровень помеховых сигналов в диапазоне рабочих частот РСРМС уменьшился на 8...12 дБ. Экспериментально полученная величина ослабления уровня помеховых сигналов находится в пределах расчетных значений для естественных экранирующих препятствий с вертикальными размерами 5 – 10 м.

Исследованы условия приема сигналов по метеорному радиоканалу при экранировании приемной антенны РСРМС от помех естественными препятствиями. Для этого была развернута измерительная аппаратура, аналогичная используемой в [9], в двух пунктах: с. Балаклея и с. Тарановка за экранирующим препятствием высотой 8 м. Одновременные исследования, проведенные в августе 2008 г., показали, что экранирование приемной антенны не препятствовало приему телевизионного сигнала останкинского телецентра с частотой несущей 49,75 МГц по метеорному радиоканалу и способствовало увеличению численности обнаруживаемых метеорных следов в 2 – 3 раза.

Выводы

1. Разработана методика выбора стороннего источника радиоизлучения для использования его в качестве зондирующего сигнала в РСРМС. Использование данной методики позволяет выбрать источник радиоизлучения из действующей вещательной сети радио и ТВ станций с наибольшим отношением сигнал/шум на входе приемника.

2. Уменьшение уровня помех может быть выполнено за счет экранирования приемной антенны РСРМС естественными или искусственными препятствиями или при помощи применения автокомпенсационных схем в приемном тракте.

3. Показано, что экранирующие препятствия с вертикальными размерами 5 – 10 м, расположенные от приемной антенны РСРМС на 5 – 300 м, вносят ослабления уровня помех от окрестных радиостанций на 5 – 30 дБ и способствуют повышению эффективности РСРМС (увеличению численности обнаруживаемых метеорных следов).

4. Полученные результаты могут быть полезны для построения малозатратных систем измерения характеристик метеорных отражений и определения их радианта [12].

Список литературы: 1. Горелов Д.Ю., Волощук Ю.И. Усовершенствование методики учета физического фактора замечаемости при построении истинных распределений параметров радиометеоров // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. Сб. 2006. № 145. С. 71-79. 2. Кащеев Б.Л., Бондарь Б.Г., Горбач В.И., Коваль Ю.А. Метеоры сегодня. Киев: Техника, 1996. 26 с. 3. Олейников А.Н., Лыков Ю.В., Сосновчик Д.М. Исследование притока метеорного вещества с использованием системы разнесенной радиолокации // 1-я Междунар. конф. «Глобальные информационные системы. Проблемы и тенденции развития»: Сб. материалов конференции. Харьков: ХНУРЭ, 2006. С.270. 4. Олейников А.Н., Сосновчик Д.М. Определение высоты отражающей области метеорного следа при использовании телевизионного сигнала в разнесенной системе радиолокации // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. Сб. 2005. №143. С.201-208. 5. Сосновчик Д. М. Совершенствование радиометеорных систем изучения динамики нижней термосферы и методов обработки радиометеорной информации: автореф. дис. ... канд. техн. наук: 05.12.17. Харьков: ХНУРЭ, 2007. 20с. 6. <http://www.ukwlv.de/ftmscan/main.php>. 7. Кащеев Б.Л., Бондарь Б.Г. Метеорная связь. Киев: УМК, 1989. 17 с. 8. МакКинли Д. Методы метеорной астрономии. М.: Мир, 1964. 57с. 9. Лыков Ю.В., Олейников А.Н. Результаты экспериментального исследования характеристик метеорного радиоканала с использованием телевизионных сигналов // 13-й Междунар. молодежный форум «Радиоэлектроника и молодежь в XXI веке»: Сб. материалов форума. Ч1. Харьков: ХНУРЭ, 2009. С.23. 10. Локшин М.Г. и др. Сети телевизионного и звукового ОВЧ ЧМ вещания. М.: Радио и связь, 1988. 144 с. 11. Дулевич В.Е. Теоретические основы радиолокации. М.: Сов. радио, 1978. 608с. 12. Лыков Ю.В. Методика определения радианта индивидуальных метеоров в разнесенной системе метеорной радиолокации при использовании ТВ сигналов // «Современные проблемы радиотехники и телекоммуникаций РГ-2008». Материалы Междунар. науч.-техн. конф. студентов, аспирантов и молодых ученых. Севастополь: СевНТУ, 2008. С. 80-81.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редакцию 13.04.2009

*Г.Н. ДОЛЯ, д-р техн. наук, В. А. РОМАНЮК, канд. техн. наук,
С.А. ГОРЕЛЫШЕВ, канд. техн. наук, А.В. КОЧИН, канд. техн. наук*

ПРИНЦИПЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМ ДЛЯ ПРЕДУПРЕЖДЕНИЯ НЕСАНКЦИОНИРОВАННОГО ПРОНИКНОВЕНИЯ НА ТЕРРИТОРИЮ ОХРАНЯЕМЫХ ОБЪЕКТОВ

Постановка проблемы и анализ литературы

С развитием цивилизации размеры материальных ценностей и охраняемых территорий увеличивались. В связи с тем, что последнее время в мире значительно возросла угроза террористических нападений, значительно повысилась роль первого рубежа охраны территории и находящихся на них объектов (предприятий, аэропортов, АЭС, специальных или военных объектов). В настоящее время наиболее актуальным является комплексирование охранных систем, основанных на разных физических принципах [1]. Это происходит по следующей причине. С ростом периметра охраняемой территории растет длина физического ограждения. Поэтому возможность нарушения такого барьера возрастает. На данный момент современные системы охраны периметра обычно являются совмещением физического барьера со сложной электронной системой охраны (с достаточно малой вероятностью ложных тревог) [2–5].

Специфика отечественных условий проектирования и эксплуатации периметровых систем защиты заключается, прежде всего, в широком разнообразии климатических и почвенно-геологических условий. Большие сезонные колебания температуры, в ряде случаев достигающие до 60–70 градусов, сильные снегопады, метели, мокрый снег, частые плотные туманы, ураганные ветры, сильные дожди, гололед, иней обуславливают большие трудности при выборе соответствующей системы сигнализации и делают практически невозможным использование какой-либо единственной системы.

Идеальное средство должно было бы иметь зону обнаружения в виде сферы, замыкающей в себе защищаемый объект. К сожалению, в настоящее время создание таких средств нереально и все существующие средства имеют зону действия высотой не более 2–3 м по периметру объекта. Обнаружение диверсантов или террористов, использующих вертолеты, воздушные шары или ранцевые ракетные установки, возможно только после их приземления и попадания в зону действия средства сигнализации [6–7].

Перспективным направлением решения данной задачи является метод, основанный на анализе изменения пространственной структуры лазерного излучения на трассе. Это позволит увеличить зону действия средств контроля до высоты десятков метров по периметру объекта. Таким образом, разработка методов и средств обнаружения изменения состояния турбулентной среды при распространении лазерного излучения является актуальной.

Цель статьи – разработка способов обнаружения изменения состояния турбулентной среды, вызванного внешним воздействием, по трассе распространения лазерного излучения.

Изложение основного материала

При использовании лазерного излучения в результате интерференции парциальных лучей, отраженных от различных участков со случайным наклоном и высотой в плоскости наблюдения, формируется так называемая спекл-картина, представляющая собой совокупность отдельных пятен (спеклов). При смещениях такой поверхности, например из-за вибраций, в плоскости наблюдения происходит смещение спекл-картины, что может быть использовано для анализа вибраций объектов. Кроме того, изменения в структуре наблюдаемого распределения происходят также при отражении от неподвижных объектов в случае изменения турбулентных свойств среды распространения.

Существенного увеличения мощности принимаемого сигнала, а значит и расширения возможностей практического применения метода можно достичь при использовании световозвращающих покрытий (СВП) вместо диффузно-отражающих поверхностей [8, 9]. СВП

представляет собой совокупность элементарных световозвращателей в виде микростеклошариков или микропризм, размерами порядка нескольких десятков микрон. Рассеянное излучение имеет также пространственно-неоднородный характер, соответствующий спекл-картине (рис. 1), однако диаграмма направленности шириной всего несколько градусов сориентирована всегда в направлении в сторону излучателя вне зависимости от взаимной ориентации нормали к поверхности и направления падения луча.

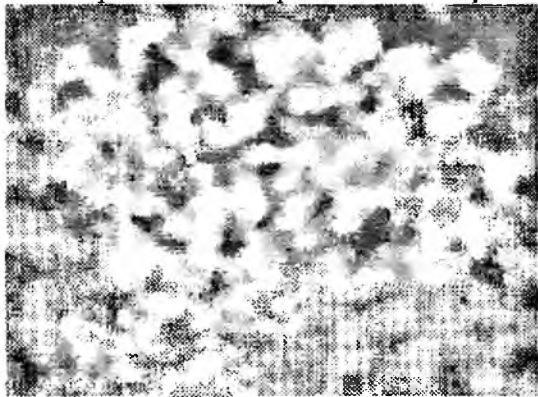


Рис.1. Спекл-картина рассеянного излучения.

Возможным подходом к решению задачи диагностики потоков является анализ влияния фазовых флуктуаций, вносимых турбулентностью в зондирующее излучение [10]. Физической основой метода диагностики турбулентного состояния воздуха является зависимость временного спектра флуктуаций фазы волны от величины поперечной скорости движущегося турбулентного потока и состояния турбулентности, определяемого значением структурной постоянной флуктуаций показателя преломления. Известно [11, 12], что временной спектр фазовых флуктуаций в лазерном пучке ограничен частотой:

$$f_0 = \frac{v_{\perp}}{\sqrt{2\pi\lambda L}}, \quad (1)$$

где v_{\perp} – поперечная к направлению распространения луча составляющая скорости ветра, λ – длина световой волны, L – длина турбулентной трассы.

Это обстоятельство используется, в частности, для определения скорости ветра методами лазерного дистанционного зондирования атмосферы [10]. В случае, когда $f < f_0$, временной спектр флуктуаций параметров луча изменяется мало и описывается соотношением

$$W(f) = 0,85C_n^2 k^{2/3} L^{7/3} / v_{\perp}, \quad (2)$$

где C_n^2 – структурная постоянная флуктуаций показателя преломления, k – волновое число. При $f > f_0$ спектральная плотность мощности быстро убывает в соответствии с зависимостью

$$W(f) = 2,19C_n^2 k^{2/3} L^{7/3} \left(\frac{f}{f_0}\right)^{-8/3} / v_{\perp}. \quad (3)$$

Таким образом, для определения состояния турбулентного слоя необходимо оценить величину f_0 . Реализовать такой подход можно, например, с помощью метода спекл-интерферометрии [13], при котором необходимо анализировать временные изменения сигнала фотоприемника, при регистрации излучения, отраженного от СВП и прошедшего через турбулентный слой. В этом случае закономерности динамики изменения сигнала фотоприемника будут определяться свойствами турбулентного потока.

Данный подход был реализован с помощью макета, схема которого изображена на рис. 2. Приемопередающий блок включал в себя полупроводниковый лазер 1 мощностью 25 мВт, формирователь пучка 2, с помощью которого луч расширялся до 3 см и фокусировался на поверхности СВП 3, удаленной на расстояние 30 м. Часть рассеянного излучения, пройдя диафрагму 4 диаметром 0,5 см, поступала на вход фотоприемного устройства ФУО-138, включающего фотодиод и предусилитель. Далее выходной сигнал подавался на вход звуковой карты компьютера, где оцифровывался и затем анализировался.

Распределение сфокусированного поля в плоскости СВП $U(x_1, y_1)$ можно представить через распределение поля в плоскости излучающей апертуры в виде

$$U(x_1, y_1) = \frac{\exp(jkz)}{j\lambda z} \int \int U(x_0, y_0) T(x_0, x_1, y_0, y_1, t) \exp\left\{-j\frac{2\pi}{\lambda z}(x_0 x_1 + y_0 y_1)\right\} dx_0 dy_0,$$

где множитель $T(x_0, x_1, y_0, y_1, t)$ описывает влияние динамического фазового экрана, создаваемого электронагревателем на трассе распространения луча. После отражения луча от СВП, имеющего комплексный коэффициент отражения $K(x_1, y_1)$, распределение поля в плоскости наблюдения можно записать в виде

$$U_1(x_0, y_0) = \frac{\exp(jkz)}{j\lambda z} \int \int U(x_1, y_1) T(x_0, x_1, y_0, y_1, t) K(x_1, y_1) \exp\left\{j\frac{2\pi}{\lambda z}(x_0 x_1 + y_0 y_1)\right\} dx_1 dy_1.$$

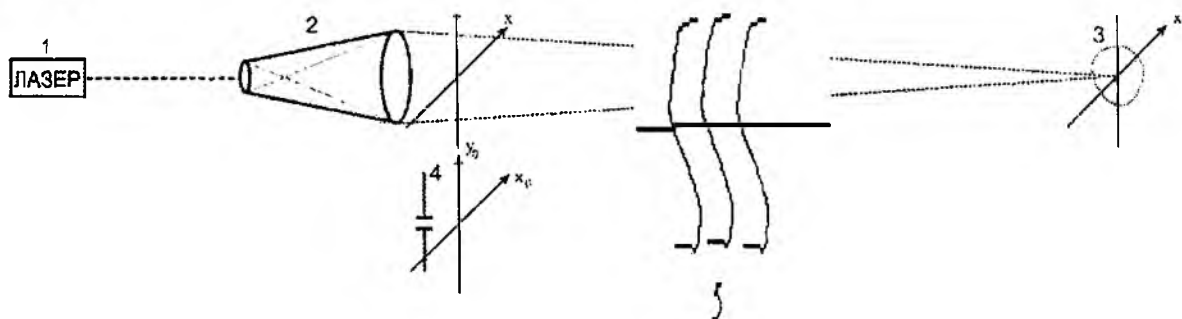


Рис. 2. Схема макета

Поэтому очевидно, что после квадратичного детектирования фрагмента принятого поля в реализации фототока также будут проявляться временные закономерности флуктуаций показателя преломления воздуха, которые можно заметить при анализе принятого сигнала.

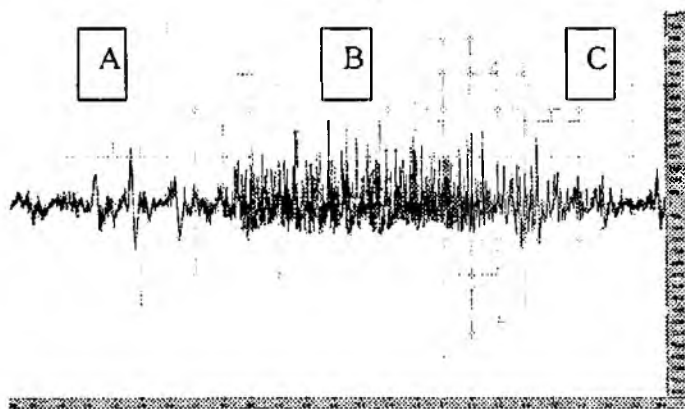


Рис. 3. Временная реализация сигнала фотоприемника

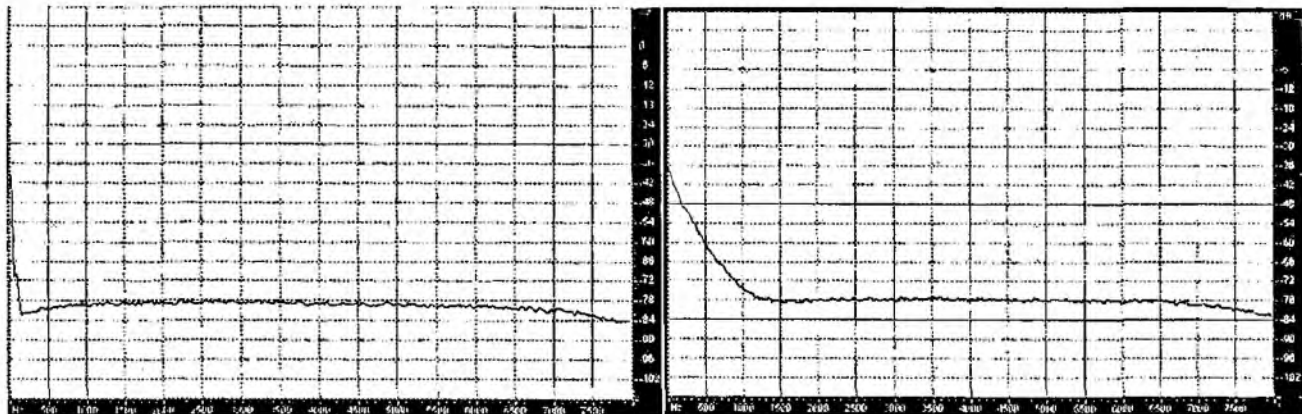
в регистрируемом сигнале (участок В).

Затем тепловой источник убирался и восстанавливалось исходное значение состояния турбулентности (участок С).

На рис. 4 представлена усредненная спектрограмма сигнала, соответствующего интервалам А и С (рис. 4, а), а также спектрограмма, соответствующая временному интервалу В (рис. 4, б). Можно заметить, что в соответствии с соотношением 3, при изменении состояния турбулентности происходит расширение спектра регистрируемого сигнала, что свидетельствует о возможности обнаружения изменения состояния турбулентности.

Другим возможным подходом к обнаружению изменения состояния турбулентности является анализ фрактальных свойств зарегистрированной реализации фототока. Как известно [14], турбулентность была одним из первых физических процессов, у которых были обнаружены фрактальные свойства.

На рис. 3 представлена временная реализация сигнала фотоприемника, зарегистрированная в формате WAV-файла с помощью программы CoolEdit. Записанная реализация содержит три характерных участка. Первый участок А соответствует невозмущенному состоянию турбулентной атмосферы. Затем на трассе распространения луча с помощью теплового источника создавалась область с повышенным состоянием турбулентности, что приводило к возрастанию переменной составляющей



а б
Рис. 4. Усредненная спектрограмма сигнала

Анализируемые последовательности (временные ряды) реализаций фототока носят случайный характер (рис. 3). Для определения фрактальности случайного процесса (временного ряда) используют показатель Херста (H) и фрактальную размерность (D) [15].

Закон Херста для произвольной случайной последовательности может быть записан

$$\frac{R}{S} = \left(\frac{\tau}{2}\right)^H. \quad (4)$$

В данном выражении R – размах (разность максимального и минимального значения) накопленного отклонения $X(t, \tau)$ определяется выражением

$$R(\tau) = \max_{1 \leq t \leq \tau} X(t, \tau) - \min_{1 \leq t \leq \tau} X(t, \tau),$$

выражение для накопленного отклонения $X(t, \tau)$ текущего значения от среднего значения $\langle y \rangle_\tau$ временного ряда $y(t)$ за период исследования τ имеет вид

$$X(t, \tau) = \sum_{u=1}^t \{y(u) - \langle y \rangle_\tau\},$$

среднее значение вычисляется следующим образом: $\langle y \rangle_\tau = \frac{1}{\tau} \sum_{t=1}^{\tau} y(t)$, стандартное отклоне-

ние оценивается выражением $S = \sqrt{\frac{1}{\tau} \sum_{t=1}^{\tau} \{y(t) - \langle y \rangle_\tau\}^2}$, а t принимает дискретные целочисленные значения.

Прологарифмировав соотношение (4), получаем следующее выражение

$$\log\left(\frac{R}{S}\right) = H \cdot \log\left(\frac{\tau}{2}\right).$$

Последнее выражение описывает график зависимости нормированного размаха от периода наблюдения, построенного в двойном логарифмическом масштабе. Как видно, искомым показателем H , который носит название показателя Херста, будет равен коэффициенту угла наклона полученного графика. При некоторых условиях, определенных в [15], фрактальная размерность временного ряда может быть довольно просто вычислена с помощью данного показателя по формуле

$$D = 2 - H.$$

По изложенной выше методике производилась оценка фрактальных свойств зарегистрированного временного ряда (рис. 5). Для этого ряд разбивался на соответствующие временные интервалы «окна», в которых и вычислялась фрактальная размерность. Результаты вычислений представлены на рис. 5. Здесь так же, как и на графике исходной реализации временного ряда, четко видны три характерных участка, соответствующие интервалам А, В, С.

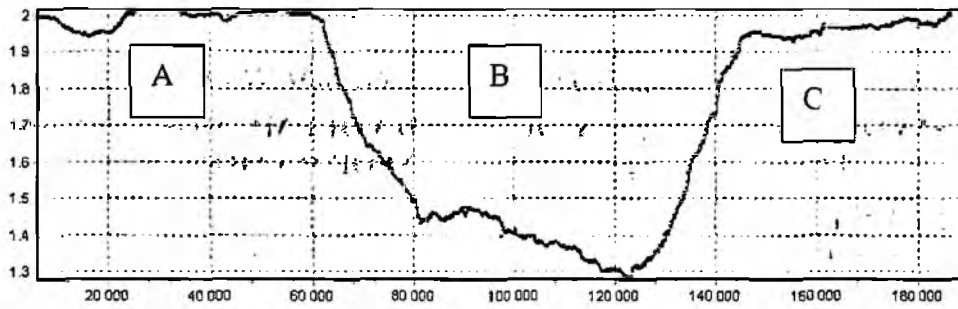


Рис.5. Оценка фрактальных свойств зарегистрированного временного ряда

Временным интервалам, соответствующим моментам времени с невозмущенным состоянием атмосферы, соответствуют значения размерности $D = 2$. На интервале В, соответствующем возмущенному состоянию турбулентности, происходит заметное уменьшение значений фрактальной размерности до уровня 1,3. На основе этого можно сделать вывод, что значения фрактальной размерности временного ряда фотоотчетов могут быть использованы для обнаружения факта изменения состояния турбулентности на трассе распространения луча.

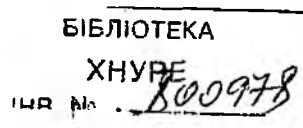
Выводы

Предложены возможные подходы к решению задачи диагностики потоков: анализ влияния фазовых флуктуаций, вносимых турбулентностью в зондирующее излучение и анализ фрактальных свойств зарегистрированной реализации фототока. Кроме того, приведены полученные временные реализации сигнала фотоприемника при наличии и отсутствии турбулентности воздуха. Показана возможность обнаружения факта изменения состояния турбулентности на трассе распространения луча, что может быть положено в основу разработки охранной системы различных объектов.

Список литературы 1. Комплексная охрана объектов: методы и аппаратура. <http://arsenal.nm.ru>. 2. Требования к техническому оснащению объектов средствами охранно-пожарной сигнализации. <http://kiev-security.org.ua/box/3/22.shtml> 3. Оленин Ю.А. Проблемы комплексного обеспечения охранно-территориальной безопасности и физической защиты особо важных объектов РФ // Проблемы объектовой охраны: Сб. науч. трудов. Пенза: Пензенский гос. ун-тет, 2000. Вып. 41. С. 121-125. 4. Оленин Ю.А. Контроль и учет материальных ценностей в системе охраны и физической защиты предприятия // Системы безопасности, связи и телекоммуникаций. Пенза, 2001. №40-41. С. 121-125. 5. Лепешкин В. Оценка защитных свойств периметральной сигнализации // Мир и безопасность. М., 2001. №3. С.10-15. 6. Охрана периметра. <http://www.xvision.ru/?id=15>. 7. Крюков И.Н., Иванов В.А Сравнительный анализ физических полей объектов в целях обнаружения и распознавания нарушителей границы // НМС. № 6. Ч. 4. Калининград, КВИ ФПС, 1999. С. 18-24. 8. Dolya G. N., Zhyvchuk V. The appreciation of the influence of exactness of focusing on the work of the laser homodyne method of measuring the parameters of vibration. Proc. SPIE Vol. 5582, p. 45-52, Sep 2004. 9. Доля Г.Н., Катунин А.Н., Мазанов В.М. Сравнительный анализ возможностей методов интерферометрии для наблюдения фазовых неоднородностей в воздушной среде // Восточно-Европейский журнал передовых технологий. 2006. Вып.2 (20). С.61-64. 10. Беленький М.С. и др. Оптическое зондирование атмосферной турбулентности. Новосибирск: Наука, 1986. 128 с. 11. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.:Наука, 1967. 522с. 12. Воронцов М.А., Шмальгаузен В.И. Принципы адаптивной оптики. М.: Наука, 1985. 334 с. 13. Джоунс Р., Уайкс К. Голографическая и спекл-интерферометрия / Пер. с англ. М.: Мир, 1986. 328с. 14. Мандельброт Б. Фрактальная геометрия природы. М.: Институт компьютерных исследований, 2002. 656 с. 15. Кроневер Р.М. Фракталы и хаос в динамических системах. Основы теории. М.: Постмаркет, 2000. 352с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 13.04.2009



EVALUATION OF THE ACCURACY OF SOUND VOLUME MODELS CREATED FROM ROBOT-ACQUIRED INFORMATION

One of the greatest problems with acoustic sensing is ambient noise. Especially in industrial environments where machinery commonly generate unsafe volume levels, the interference of ambient noise sources breaks many acoustic sensing applications which might otherwise be used to enhance efficiency. Speech recognition technology, for instance, has penetrated deep into mobile phone applications[1], especially for keywords searches, but degrades quickly as noise increases[2]. Similarly, other classification algorithms, such as might be employed for intrusion detection, machinery malfunction [3], or other security related events [4] need high signal-to-noise ratios (SNR) for effective operation. To overcome these problems of ambient noise, the placement of the acoustic sensor (i.e. microphone) becomes important. By intelligently selecting locations that are low in ambient noise relative to the rest of the environment, in combination with other noise reducing techniques such as filtering and beam-formation, we can potentially increase the SNR to acceptable levels for their deployment.

There are at least two problems with selecting ideal locations for sensor deployment: 1) identifying regions with a high SNR, and 2) placing one or more acoustic sensors in that region to listen for the signal of interest. A mobile robot can potentially help with both problems. First, a robot can be used to gather information about common noise sources in the environment autonomously[5]. It can identify sound source locations, volumes, and directivity for both the signal of interest and ambient noise sources, using that information in acoustic sound propagation models like ray-tracing to estimate the SNR. Furthermore, when no map of the environment is available, the robot could also build the necessary maps independently to model acoustic reflections and reverberant noise, all without human intervention.

The second reason for using a mobile robot is placing the acoustic sensor into the region of interest. As the signals of interest may be a person moving through the environment, or unexpected noise from existing machinery, a very large number of stationary microphones would be required to monitor a dense environment. Alternatively, a mobile robot carrying a microphone array could move to the area of interest, dynamically identifying regions of high SNR using the aforementioned sound propagation models, and following the signal as necessary while avoiding regions of particularly high ambient noise.

It is this vision of environmental augmentation that we are pursuing in this work, focusing specifically on the accuracy of the SNR prediction phase. Using knowledge of sound sources gathered by a mobile robot, we compare the volumes collected by a microphone equipped iRobot Create (Figure 1) with the predicted volume from two different sound propagation models: 1) spherical spreading with a constant reverberant field[6], and 2) acoustic ray-tracing[7].

1. Discovering the Auditory Scene

The biggest reason for using a mobile robot to augment acoustic sensing is its ability to autonomously identify features of the acoustic environment. This is important because auditory environments change over time. If the set of sound sources in the environment never changed, then this skill could be replaced by a priori human measurement, but this is not the case in most real environments. In practice, the set of sound sources change unexpectedly, and are often even moved around, so having a robot capable of identifying what has changed and updating its model of active sound sources in the environment is critical for accurate estimation of the SNR.

The set of features that a mobile robot can potentially discover autonomously include:

– *Sound Source Positions* – a variety of methods have been used on mobile robots, including auditory evidence grids[8], steered beamforming[9], and stream separation algorithms[10].

– *Sound Source Directivity and Volume* – the directivity function and maximum volume are estimated together by applying a gaussian smoothing filter to distance adjusted sampled volume data collected in the vicinity of a known sound source [5]

– *Obstacle Maps* – evidence grids [11] are one of the most popular approaches to mapping an environment with a mobile robot, as there exist a variety of freely distributed tools such as *mpmap*[12] for incorporating laser and ultrasonic measurements into the representation.

Using this set of information, a robot can model the effects of any given source on the environment. The SNR is calculated by then estimating the volume of the interesting sound source, and comparing that to the cumulative volume of all other uninteresting “noise” sources.

One piece of information missing from the above set which will greatly impact reverberant field estimation is the classification of obstacle surface materials. The texture of an object influences how much energy is absorbed vs. reflected, as well as impacting non-specular (i.e. diffuse) reflections. The classification of materials using cameras is currently a very active area of research in computer vision, but, unfortunately for us, one still largely limited to laboratory conditions and online database classification[13].

2. Sound Volume Models

There are two methods for modeling environmental noise volume that will be discussed in this paper: 1) the ideal noise map, and 2) ray-tracing. The ideal noise map has been used in previous robotics work [5] as it is easy to implement, but ignores architectural features of the environment. Ray-tracing is a more complicated model, allowing for variability in reverberant sound levels, but requires more environmental information for its effective use.

2.1 Ideal Noise Map

The ideal noise map does not use ray-tracing. Instead, it ignores environmental features, assuming that reverberant sound (R) is constant over the entire room and direct, un-reflected sound (D) varies directly with the distance r and angle θ from the detected sound source location, using the directivity (Q) and maximum volume functions. An example ideal noise map is shown in Figure 1b. The latter assumptions about the direct field are due to its use of spherical point source models, while the constant reverberant field assumption is a common approximation used to simplify problems in architectural acoustics[6]. The resulting sound pressure level (SPL) can be compared to robot samples.

$$\begin{aligned} D(r, \theta) &= V * Q(\theta) - 20 \log_{10}(r) \\ SPL(r, \theta) &= 10 \log_{10} \left(10^{D(r, \theta)/10} + 10^{R/10} \right) \end{aligned} \quad (1)$$

The advantage of the ideal noise map approach is its computational simplicity. It requires minimal knowledge of the environment, and still produces a model that a robot could use for navigational purposes. The biggest drawback to this approach, however, is related to the reverberant field estimate. A good reverberant field volume is acquired with extensive sampling over the entire environment. Sampling in just one location, as might be done for quick mapping applications, may result in very poor overall volume estimates if the location is not representative of the average.

2.2. Acoustic Ray-Tracing

The ray-tracing algorithm used in this work is based on the implementation described in [7]. This algorithm has been adapted, however, for use with a three-dimensional occupancy grid, and to build a map from a large number of sensors distributed about the environment. The inputs for this algorithm are as follows: μ_s = sound source centroid, Q_s = direction of peak volume, Q_d = directivity of the sound source, P_s = power of the sound source, EG = occupancy grid, *map* = discrete map of the environment where each cell corresponds to a simulated auditory sensor, and N = number of rays generated at the source (default = 30000).

Given these inputs, we generated N rays using the method described in Elorza [7] to create an even surface coverage distribution. In tracing the path of the rays, we made several assumptions to allow for speed and the set of available information:

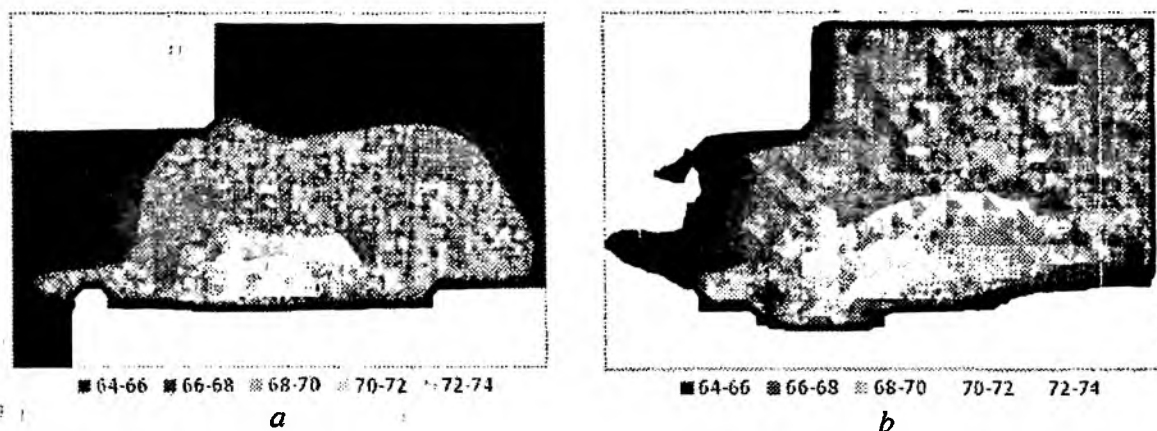


Fig 1. Predicted environmental volume maps of a 67 dBA source, as estimated by an ideal noise map (a) and acoustic ray-tracing with known absorption coefficients (b)

– Rays will always travel in straight lines unless reflected by a surface (i.e. no diffraction). This is a common assumption in room acoustic modeling, as diffraction effects are difficult to estimate with ray-tracing.

– Surface diffusion is assumed to be minimal. As surface scattering is material, texture, and frequency dependent, this magnitude of error introduced by this assumption varies between environments. With further surface information available, which is currently unobtainable without human assistance, ray-tracing can be expanded to include diffusion effects.

– Specular reflections occur at the edges of occupied grid cells (value greater than some threshold) in an occupancy grid. This is a necessary assumption when using an occupancy grid as the obstacle map, as grid cells only indicate the presence of a reflecting surface in some area without further reference to orientation or other surface properties. Surfaces that are not aligned along a major axis will be poorly characterized by the resulting grid and, therefore, reflect incident rays incorrectly.

– The absorption coefficient of every surface is assumed uniform and frequency independent. When the absorption coefficient is unknown, this work assumed a value of 0.2, a little higher than that of wood or concrete [6]. As with surface diffusion, this assumption is not necessary with human assistance in acquiring surface properties.

After all of the rays have been traced through the environment, the next step is to estimate the volume at all positions indicated by map. Therefore, for all cells $\{a,b\}$ in *map*, identify the set of rays $R_{a,b}$ generated by the source or reflections off obstacles that pass through grid cell *map*(a,b). For mathematical simplicity, we will treat one ray that passes through a single cell multiple times due to reflections as multiple rays, each with the same starting power, but otherwise different properties. From these rays and known receiver positions we can calculate the overall volume of sound for any given position:

$$W_i(L) = \frac{P_s Q}{n} e^{-mL} \prod_{j=1}^J (1 - \alpha_j) \quad (2)$$

$$I(a,b) = \sum_i \frac{W_i(L_i) * D_i}{V_{a,b}} \quad (3)$$

$$SPL(a,b) = 10 \log_{10} \left(\frac{I(a,b)}{I_0} \right) \quad (4)$$

Where L_i = total distance travelled by ray i before reaching cell (a,b), n = total number of rays generated from the source, m = air absorption coefficient (0.005 dB/m), α = absorption coefficient of the surface on which the j^{th} reflection occurred, D_i = the distance ray i travels through grid cell (a,b), $V_{a,b}$ = the volume of grid cell (a,b), and I_0 = reference intensity, 10^{-12} W/m². Figure 1b plots SPL for a single 67 dBA sound source using absorption coefficients for 500 Hz found in [6].

3. Environmental Setup

The mobile robotic platform used for gathering information about the auditory scene and evaluating the results of the volume estimation process was an iRobot Create (Figure 2) equipped with a bump sensor, camera, and binaural microphone array. A rear-mounted laptop ran the measurement and control software for navigating the environment, localizing the robot, and gathering regular acoustic measurements from the array. Localization of the robot used a particle filter to combine odometric wheel readings with visual detection of overhead waypoint markers fixed to the ceiling. To insure that localization error remained less than 0.3 m while sampling the auditory environment, the robot was re-localized by hand every 5 m .

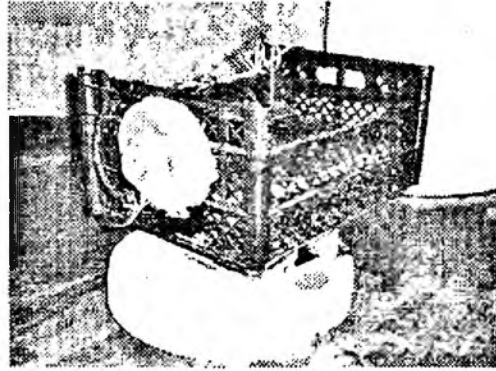


Fig 2. iRobot Create used for gathering auditory scene information

As this robot is not equipped with remote obstacle detection sensors, we were forced to simulate the creation of an evidence grid in three-dimensions. Hand-drawn models were used to build a grid with cell size 0.15 m , a cell size commonly used in two- and three- dimensional evidence grids. Grid cells not visible from a simulated SICK LMS at a height of 0.4 m were left out of the model, leaving empty space. The obstacle map, at a height of 0.3 m , is shown along with a sampled map in Figure 3.

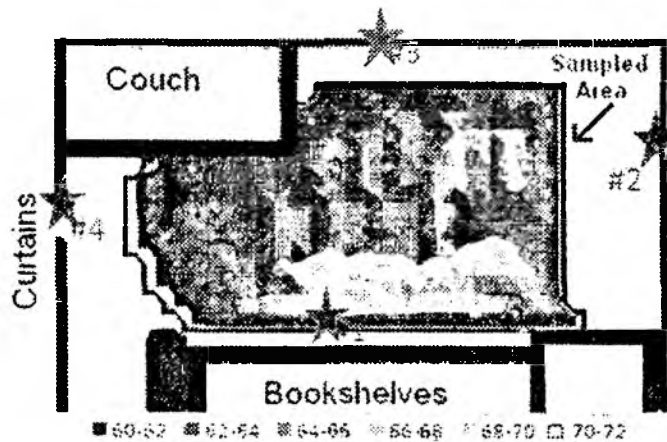


Fig. 3. A contour map of the measured data from a source as position #1. All four tested sound source positions are indicated as stars on this map, while obstacles are gray or black.

The binaural array was mounted on the front top of the robot, and consisted of two Audio-Technica ATR35s lavalier microphones plugged into the stereo microphone port on the laptop. Both microphones were calibrated before use with a 60-dBA source and a type 2 sound pressure level meter. To reduce the effects of robot ego-noise on sampling (the robot generates $\sim 55\text{dBA}$ while moving, not including physical vibrations), the robot stopped every 0.2-m along the way path to collect samples for 5 sec . Samples were not collected while moving. A single sample was 0.5 sec long, with a sampling rate of 11025 Hz per channel, and was first filtered using a high-pass filter to remove vibratory noise below 400 Hz .

4. Results

To evaluate performance of the source detection and ray-tracing results, an air filter generating a maximum 67 dBA volume was placed at each of the four sound source positions indicated in Figure 3. The sound source volume was mostly constant, varying less than 1-dBA over any given sample period. The robot then explored the room, sampling the volume with a binary microphone array at ~100 locations per source position. From this data, the robot estimated sound source location, directivity function, and maximum volume. These data were then used to build ideal noise maps and ray-tracing estimates.

The volume estimation performance was determined by comparing the predicted volume for any given position in the room using either the ray-tracing or ideal map methods with the calibrated sound pressure level (A-weighting) measurements recorded by each of the two microphones on the robot. The error for each position is shown in Table 1. All units are in A-weighted decibels (dBA).

Table 1 Localization and Volume Estimation Error

Source Number	1	2	3	4	Overall
Localization Error	0.09 m	0.10 m	0.09 m	0.37 m	0.13 m
Volume Est. Error	0.5 dB	-0.4 dB	-4.7 dB	2.7 dB	2.1 dB

4.1 Ideal Noise Map Results

When compared to the sampled data, the ideal noise map had the lowest overall error and standard deviation. Table 2 shows the average error for each source position. This, however, is to be expected, as the ideal noise map is created from an average of the same sampled data. Everything outside of 1.5 m from the estimated sound source position is included in the average reverberant sound volume, so the mean error is indicative of how much variation exists in the reverberant field.

Table 2

Ideal Noise Map Performance

Source Position	1	2	3	4	Overall
Mean error	1.5	0.7	2.4	0.9	1.4
Mean Error	1.6	1.2	2.5	1.1	1.6
Std	1.2	1.4	1.7	1.2	1.3

Of greater interest than the averages, however, is the distribution of that error. Figure 4a plots the error for the ideal noise map approach, compared to the measured results. In the open spaces on the right, away from furniture and other absorbent surfaces, the accuracy is high, with the difference between predicted and measured volumes being less than 1 dB. On the left, however, the error rises as high as 5 dB, particularly in the corner regions where reflected sound from absorbent surfaces is less than the high volumes measured on the other side of the room.

4.2 Ray-Tracing Error

Tables 3 and 4 show mixed results for ray-tracing estimates. With or without known absorption coefficients, the mean error was lower using ray-tracing. On average, knowing the absorption coefficients underestimated the volume, while using unknown coefficients overestimated the volume. Looking at the absolute error and standard deviation, however, shows that the difference from the measured values varied substantially across the environment.

Table 3

Ray-Tracing, Unknown Abs Coefficients

Position	1	2	3	4	Overall
Mean error	1.4	-1.7	4.4	1.0	0.8
Mean Error	1.6	2.0	4.4	1.3	2.3
Std	1.3	1.7	2.0	1.5	1.6

Table 4

Ray-Tracing, Known Abs Coefficients

Position	1	2	3	4	Overall
Mean error	0.9	-2.2	2.9	1.6	0.0
Mean Error	1.3	2.5	3.0	1.8	2.1
Std	1.2	1.4	1.7	1.2	1.6

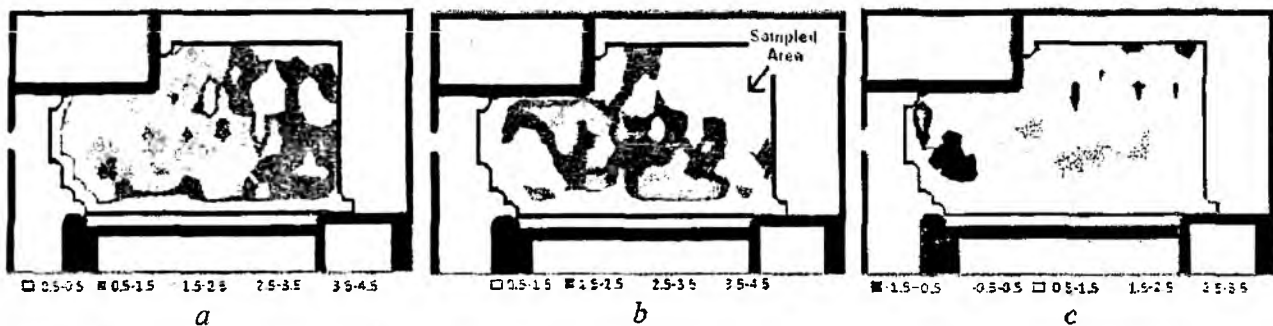


Fig 4. Difference between predicted and measured volumes when using ideal noise maps (a), acoustic ray-tracing without known absorption coefficients (b) and with known absorption coefficients (c).

One way to lower the absolute error of the ray-tracing estimates, both with and without absorption coefficients is to replace one of those robot measured values with the correct value. As shown in Table 5, if the correct maximum volume of the source being mapped is used in the ray-tracing estimate, then average error and standard deviation are significantly reduced, more so for ray-tracing than the ideal map method. Using a known sound source position, but measuring the volume with the robot also reduces ray-tracing error by similar amounts. Using both hand-measured sound source position and maximum volume, however, does not decrease the volume error further, as the error in the obstacle map starts to dominate the result.

Table 5

Performance of All Methods with Known Maximum Source Volume

Source Volume Est. Method	Ray-Tracing, Unkown Abs	Ray-Tracing, Known Abs	Ideal Noise Map
Mean error	0.5	0.4	1.2
Mean Error	1.5	1.5	1.4
Std	1.5	1.6	1.3

As with the ideal source map, the error distributions (Figure 4) highlight what worked and did not work with each prediction method. With unknown absorption coefficients, the regions of the room where the difference between measured and predicted was <1 dB included most of the same area as the ideal source map plus regions on the left side near the curtains. Unfortunately, ray-tracing significantly over-estimated the volume immediately in front of the source, likely due to our treating the source as a point source instead of a more complex model. The big difference in distribution due to the addition of known absorption coefficients is the correct prediction of the volume drop on the left due to a number of absorbent surfaces. Without measuring specific material properties, ray-tracing now under-estimates the volume in some areas, but correctly predicts the volume in the vicinity of the couch.

5. Discussion

Ultimately, the goal of this work is to enable the use of technological and theoretical advances in signal processing in real environments full of ambient noise. Knowing the volumes and types of ambient noise present in the environment allows smarter adaptive filters, or better navigational strategies by mobile sensors (i.e. robots), that can be used to increase the signal-to-noise ratio and improve overall algorithmic performance. Robots are important in this endeavor because they can gather the support information about the auditory scene either a priori or during execution that is required for the construction of auditory scene models to be used in improving SNR. This paper focused on evaluating the accuracy of these models from such robot acquired information.

Two models of the auditory scene were evaluated, ideal noise maps and acoustic ray-tracing. The first model, which ignores environmental obstacle information in favor of increased robot sampling, had the lowest overall error and standard deviation between predicted and measured volume. This performance, however, is highly dependent on the accuracy of the average reverberant sound estimate. If the robot needs to sample the entire room in order to get a reasonable estimate, then it might as well just use the measured volume map instead of the model. Such sampling can take a long time, during which the auditory scene may have changed.

Acoustic ray-tracing, alternatively, only requires sampling in the vicinity of the sound source to estimate position, directivity and volume. As such, such volume models can be created faster than when using ideal noise maps, especially when the robot does not need to also create an obstacle map of the environment. The accuracy of acoustic ray-tracing is limited, however, by the quality of the robot acquired information. Each piece of robot acquired information has its own associated error, which then increases the error of the resulting volume estimate. If the robot knows from a reliable source either the sound source position or its volume, then the acoustic ray-tracing models have similar performance to that of the ideal noise map, but without the required extensive sampling.

This work also examined, as part of acoustic ray-tracing, the importance of having known absorption coefficients for surfaces in the environment. As should be expected, ray-tracing with known absorption more reliably estimated volume changes in regions of the room containing absorbent surfaces like cloth. Without knowledge of material properties, there is no way to predict that the volume should decrease in the presence of thick drapery or furniture. For our particular office environment, however, which is dominated by mostly hard, non-absorbent floors and other surfaces, the lack of absorption coefficients did not result in a large overall change in estimation error. This suggests that even without known material properties, acoustic ray-tracing may be used to predict environmental volume, depending upon the environment and the level of accuracy required.

Overall, this work has demonstrated that either ideal noise maps or acoustic ray-tracing may be used in conjunction with robot acquired information about the auditory scene to predict environmental noise volume. Each method has its own advantages and disadvantages which may limit their use, not the least of which is computational simplicity.

In the future, it is our intention to explore the use of such auditory scene models in a real robotic monitoring system. We know that these noise models are capable of enhancing a number of related robotic tasks, including: 1) searching for objects (or sounds) in a pre-defined space, 2) avoiding obstacles or hazards (e.g. active, audible machinery), 3) schemes to come to or to go away off object of interest (auditory attraction and repulsion), and 4) support for a manipulator installed on the mobile robotic system (enhanced SNR for speech command recognition). The challenge is to build a decision making system that effectively incorporates this environmental noise prediction work into meaningful robotic movement plans. We intend to accomplish this using a first order predicate logic planner, implemented from descriptions of the manipulation and mobile systems, a workspace description, and a knowledge base with schemes of acoustically aware robot actions.

References: 1. *Varga I., Kiss I.* Speech Recognition in Mobile Phones // Automatic Speech Recognition on Mobile Devices and over Communication Networks, Z.-H. T. a. B. Lindberg, Ed. London: Springer-Verlag, 2008. 2. *Barker J., Cooke M., Ellis D.* Decoding Speech in the Presence of Other Sources. *Speech Communication*, vol. 45, pp. 5-25, 2005. 3. *Martinson E.* Using a Mobile Robot to Detect Changes to the Auditory Scene // Thrd International Radio-Electronics Forum, Sudak, Ukraine, 2008. 4. *Liu J., Wang M., Feng B.* iBotGuard: An Internet-Based Intelligent Robot Security System Using Invariant Face Recognition Against Intruder // IEEE Trans. on Systems, Man, and Cybernetics - Part C: Applications and Reviews, vol. 35, pp. 97-105, February 2005, 2005. 5. *Martinson E., Schultz E.* Robotic Discovery of the Auditory Scene // IEEE international conference on robotics and automation, Rome, Italy, 2007, pp. 435 - 440. 6. *Raichel D. R.* The Science and Applications of Acoustics. New York, NY: Springer-Verlag, 2000. 7. *Elorza D. O.* Room Acoustics Modeling Using the Raytracing Method: Implementation and Evaluation // Dept of Physics, Turku, Finland: University of Turku, 2005, p. 110. 8. *Martinson E., Schultz A.* Auditory Evidence Grids // IEEE/RSJ international conference on intelligent robots and systems (IROS). Beijing, China, 2006, pp. 1139 - 1144. 9. *Y. Sasaki, S. Kagami, H. Mizoguchi.* Multiple Sound Source Mapping for a Mobile Robot by Self-motion Triangulation // IEEE/RSJ international conference on intelligent robots and systems, Beijing, China, 2006, pp. 380 - 385. 10. *Valin J. M.* Auditory System for a Mobile Robot // Faculte de genie Sherbrooke, Canada: University of Sherbrooke, 2005. 11. *Elfes A.* Multi-source spatial data fusion using Bayesian reasoning // Data Fusion in Robotics and Machine Intelligence, Abidi M. A., Gonzales R. C., Eds. New York: Academic Press, 1992. 12. *Howard A.* Simple mapping utilities. (pmap), 2004. 13. *Varma M., Zisserman A.* Statistical Approaches to Material Classification // Indian Conf. on Computer Vision, Graphics and Image Processing, Ahmedabad, India, 2002.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТЕОРНОГО РАДИОКАНАЛА ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ СЛУЧАЙНОЙ ЧИСЛОВОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ

Широко известное явление метеор связано с вторжением в атмосферу мелких космических частиц. Благодаря отражению радиоволны от метеорного следа возможна радиосвязь на расстоянии до 2000 км. Связь прерывистая, с небольшой средней скоростью передачи [1].

Использование метеорного радиоканала (МРК) сопряжено со многими случайными факторами. Неизвестными являются момент возникновения следа, его длительность, амплитуда принимаемого сигнала и её поведение в течение времени существования следа. Время распространения сигнала по трассе также является случайным, как и само местоположение следа в пространстве. Для работы систем метеорной связи применяются специальные алгоритмы, позволяющие работать в таких условиях.

Но существует область применения, где эта случайность не только не мешает решению задач, а наоборот, способствует. Это формирование случайной последовательности, которая может быть использована для последующей криптографической защиты информации.

Как известно, криптографические системы в зависимости от типа используемых криптографических алгоритмов подразделяются на 3 класса: симметричные, асимметричные, комбинированные (симметричные + асимметричные). Рассмотрим возможность использования симметричного алгоритма. Его особенностью является то, что ключи, которые используются для шифрования K_3 и для дешифрования K_p , совпадают, т. е. $K_3 = K_p$ (или один из них может быть выражен через другой не более чем с полиномиальной сложностью.) Под ключом подразумевается совокупность случайных значений переменных параметров криптографического преобразования информации. Ключевые данные в симметричных криптосистемах распределяются и распространяются с использованием специальных носителей (ключевых документов) [2].

Формирование случайной последовательности может быть основано на численном анализе какого-либо случайного процесса. Например, существуют физические генераторы шума, в основе которых лежит использование природных шумовых процессов в реальных физических элементах (резисторах, полупроводниках и т. д.). В частности применяется датчик шума на основе полупроводниковых устройств с Зенеровским пробоем (стабилитронов) [3]. Эти генераторы способны формировать случайные числовые последовательности, которые могут быть использованы в качестве ключа.

Уязвимым местом такого способа формирования является то, что сформированную последовательность (ключ) необходимо каким-то образом доставить второму корреспонденту, поскольку сформировать две одинаковые последовательности в приемном и передающем пунктах невозможно.

С этой точки зрения метеорный радиоканал с его многочисленными случайными характеристиками можно представить как случайный природный процесс, наблюдаемый одновременно из двух пунктов. Перечислим, какие именно характеристики МРК являются случайными:

- момент возникновения радиоотражения;
- длительность радиоотражения;
- интервал между радиоотражениями;
- время распространения сигнала по трассе;
- местоположение следа в пространстве;
- форма амплитудно-временной характеристики.

Каждая из этих характеристик в отдельности или их совокупность может быть использована для формирования случайной числовой последовательности.

Идея использования МРК для формирования ключа ранее рассматривалась и другими авторами. В частности, в работах [4, 5] рассмотрена возможность дистанционной генерации

ключа, при которой ключ не передается от одного абонента к другому, а создается на передающей и приемной сторонах метеорного радиоканала одновременно путем измерения одного и того же процесса, который не доступен криптоаналитику. Принцип состоит в том, что в приемном и передающем пунктах системы метеорной связи измеряется случайное для данного метеорного радиотражения время распространения сигнала по трассе. Благодаря высокой стабильности и взаимности канала результаты получаются одинаковыми в обоих пунктах. Производительность такого способа авторы [4] оценивают в 100 бит в час.

Недостатком такого способа является то, что для его реализации и обеспечения указанной производительности в обоих пунктах необходимо иметь высокоточные эталоны времени со шкалами, сведёнными с погрешностью не хуже 1 нс.

В статье предлагается способ формирования случайной числовой последовательности, основанный на определении местоположения следа.

Отражение от метеорного следа может происходить в любой точке пространства, для которой выполняется условие зеркальности [1]. На рис. 1 представлено полученное расчётным путём положение так называемых «горячих зон» – областей, в которых концентрируются полезные для связи метеорные следы для трассы длиной 300 км, по данным работы [6]. В работе [1] приводятся результаты моделирования для трассы длиной 450 км (рис. 2). Следует добавить, что представленные рисунки не отображают высотного диапазона следов, который составляет 80 – 100 км. Следовательно, метеорные следы могут возникать в достаточно большом объёме пространства. При этом определить, в каком месте и в какое время возникнет каждый новый метеор невозможно.

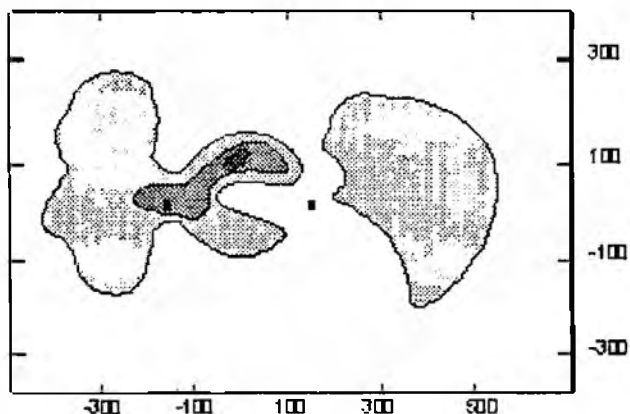


Рис. 1 [6]

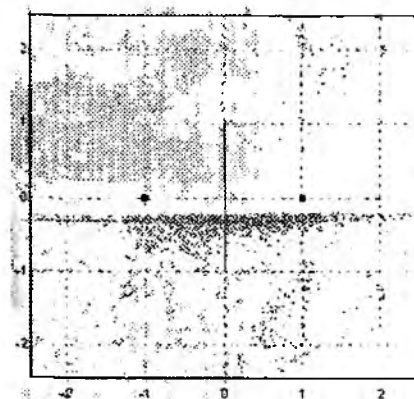


Рис. 2 [1]

Условие зеркальности метеорного отражения не только накладывает ограничение на возможные места возникновения метеорного следа, но и ограничивает область возможного приёма сигнала, отражённого от него. На рис. 3 представлен экспериментально полученный график зависимости вероятности перехвата сообщения, передаваемого по МРК, в зависимости от расстояния от пункта связи [7]. Физически это обусловлено тем, что отражение от метеорного следа подобно отражению от маленького зеркала, расположенного на большой высоте.

Область возможного приёма на земной поверхности в каждом случае можно представить в виде «солнечного зайчика», размеры которого зависят от длины трассы и меняются от положения и ориентации следа в пространстве. По этой причине более или менее уверенный перехват принимаемой информации возможен на расстоянии всего 5 – 10 км от места расположения каждого из корреспондентов.

Можно сказать, что метеорный след, через который осуществляется связь между двумя удалёнными корреспондентами, является их «персональным метеором». Никто посторонний не сможет ни принять передаваемую по нему информацию, ни определить параметры этого метеора, в частности, его координаты.

Авторов публикаций [1, 6] координаты следа интересовали лишь с точки зрения того, куда ориентировать антенны, чтобы получить максимальный коэффициент заполнения МРК.

Для этой задачи многообразие возможных мест возникновения следов даже нежелательно, поскольку вынуждает применять слабонаправленные, а потому, малоэффективные антенны. А с точки зрения задачи, обсуждаемой в статье, это обстоятельство даёт возможность использовать координаты метеорного следа в качестве основы для формирования случайной числовой последовательности, которая не известна никому постороннему.

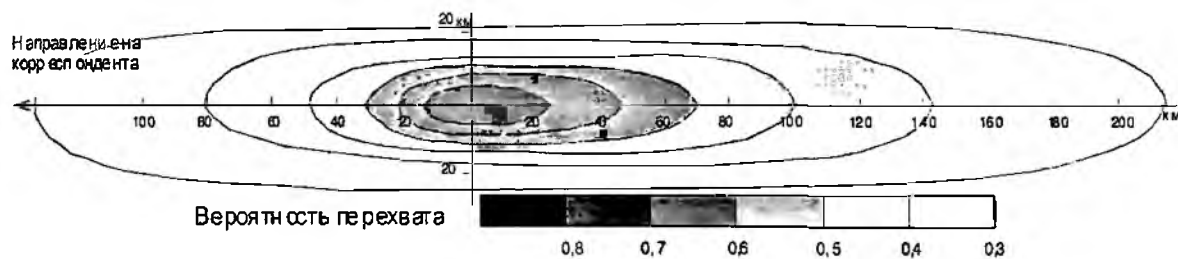


Рис. 3

Для определения координат метеора можно воспользоваться методом, предложенным в работах [8, 9]. В [8] решается задача определения координат отражающей точки метеорного следа в локационном режиме. Для этого пять антенн располагаются в форме «креста», как показано на рис. 4. Изменению направления на метеорный след будет соответствовать изменение разности фаз в приёмных антеннах. Зная расстояние между антеннами и разность фаз, можно рассчитать угловые координаты следа.

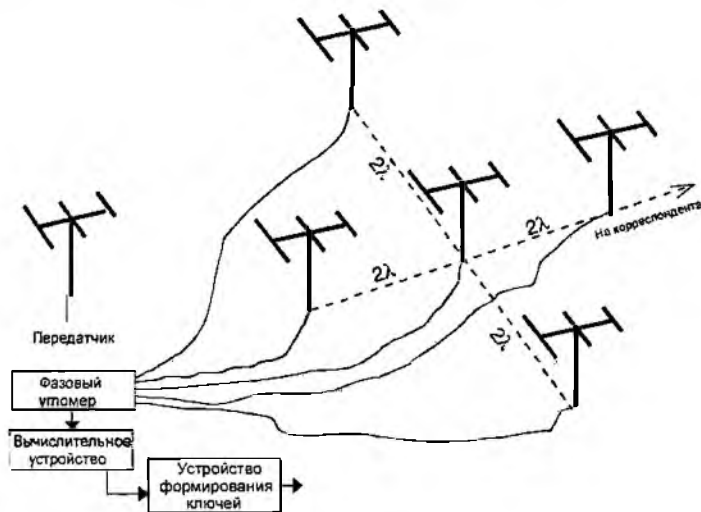


Рис. 4

Погрешность определения угловых координат следа определяется погрешностью измерения разности фаз между сигналами в антеннах и по данным [8] составляет не более 17° . В данном способе для расчетов берется погрешность не превышающая 5° .

В работе [9] рассматривается аналогичная задача, но уже для режима связи. В запатентованном способе авторы предлагают определять координаты метеорного следа по излучению противоположного пункта.

На рис. 5 изображена пространственная схема радиолинии метеорной связи (РМС), где показаны углы $\alpha_1, \beta_1, \alpha_2, \beta_2$, которые измеряются с пунктов связи. Измерение углов происходит при помощи фазово-угломерного способа, используя который, находят угловые координаты метеорного следа в пространстве.

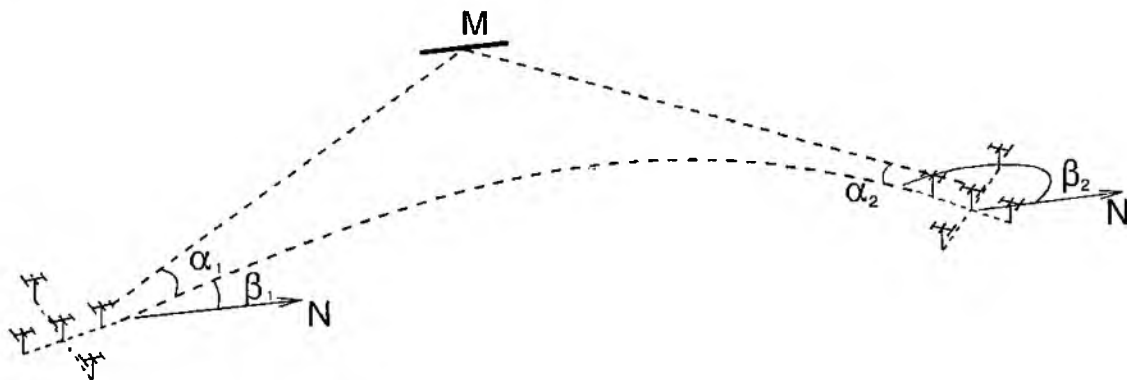


Рис. 5

При расчете угловых координат метеорного следа в пространстве следует учитывать погрешность, т.к. ошибка в определении угловых координат приведет к ошибке нахождения местоположения следа. Рабочая зона (ограниченное пространство в котором возможно появление метеоров) делится на пространственные фрагменты, у каждого три составляющих: длина l , ширина r , высота h .

Найдём одну из составляющих погрешности определения местоположения следа:

$$\delta_u = d \frac{\sin \delta_\alpha}{\sin \alpha}, \quad (1)$$

где d – наклонная дальность; δ_α – погрешность определения α ; α – угол между наклонной дальностью и метеорным следом.

Для трассы длиной 400 при высоте следа 100 км данная погрешность может составлять от 820 м до 3030 м.

Найдём вторую составляющую определения местоположения следа δ_r

$$\delta_r = d \sin \delta_\beta, \quad (2)$$

где δ_β – погрешность определения угла β .

Для данной трассы δ_r может составлять от 640 м до 1150 м.

Найдем третью составляющую δ_h по формуле

$$\delta_h = \frac{d \sin \delta_\alpha}{\cos \alpha}. \quad (3)$$

Для данной трассы δ_h может составлять от 290 м до 570 м.

Если представить все множество вероятных местоположений как V , то

$$V = \frac{l m h}{\delta_u \delta_r \delta_h}, \quad (4)$$

где l – длина, m – ширина трассы, h – высота.

W_{max} – максимально возможное количество пространственных фрагментов, которое можно закодировать N – двоичными разрядами. Применяв оптимизацию, получаем $W_{max} = 461494$ вариантов

$$N = \log_2 W_{max}, \quad (5)$$

где W_{max} – максимальное количество возможных мест определения метеорных следов;

Проведя расчеты по формуле (5), получаем производительность нашего способа равную 14–17 бит на метеорный след.

Данный способ обладает рядом особенностей, которые необходимо учитывать.

Во-первых, существует такое понятие, как суточный ход метеорной активности. Количество метеоров возрастает с 6 часов утра и уменьшается к 6 часам вечера. Вследствие этого скорость формирования ключей может быть неравномерной. Можно решить эту проблему при помощи накопления ключей, а за тем равномерного распределения их по необходимым отрезкам времени.

Во-вторых, локализация по «горящим областям». Криптоаналитику известно местоположение наших пунктов приема и передачи информации. Из этого следует, что он может вычислить наиболее вероятные места для появления метеорных следов и этим облегчить себе задачу перебора возможных координат. Для решения этой проблемы необходимо согласовать свою систему координат в двух пунктах и оптимизировать ее.

В-третьих, для увеличения производительности нашего способа следует снижать погрешность измерения углов фазовым угломером.

Из общей теории стойкости симметричных криптосистем [2] следует, что вычисляемая или безусловная стойкость шифрования обеспечивается в том случае, если ключи в криптосистеме формируются случайно, равновероятно, независимо и однородно. В радиометеорной связи достаточно много случайных характеристик, чем можно воспользоваться для решения поставленных задач.

Главное преимущество способа независимого формирования одинаковой в двух разнесенных пунктах случайной числовой последовательности в том, что нам не нужно передавать ключи каким-либо способом, а они генерируются независимо, прямо на местах их использования.

Данная система является эффективной и универсальной.

В статье показана возможность одновременной генерации одинаковых ключей в разнесенных пунктах. Рассчитана производительность данного способа равная 120 битам в час. Приведены погрешности $\delta_a = 0,818 - 3,03 \text{ км}$, $\delta_r = 0,64 - 1,15 \text{ км}$, $\delta_h = 0,289 - 0,566 \text{ км}$. Наименьшая ошибка определения местоположения метеорного следа по центру трассы и увеличивается к краям.

Список литературы: 1. Антипов И. Е., Коваль Ю. А., Обельченко В. В. Развитие теории и совершенствование радиометеорных систем связи и синхронизации; Учеб. пособие. Харьков: Коллегиум. 2006. 2. Горбенко І. Д., Гріненко Т. О. Захист інформації в інформаційно-телекомунікаційних системах: Учеб. пособие. Харків, 2003. 3. Пасынков В.В., Чиркин Л. К. Полупроводниковые приборы. М.: Высш. шк., 1987. 4. Патент РФ № 2265957 МПК H04B7/22, H04L9/20, опубликованный 10.12.2005 Бюл. №34. 5. Корнеев, Сидоров, Эпиктетов. О возможности защиты информации на основе использования наносекундной синхронизации шкал времени по метеорным радиоотражениям // Инфор. процессы. Т. 8, 2008. № 1. С. 10-23. 6. Weitzen J.A. Communicating Via Meteor Bust at Short Range // IEEE. Trans. on com., vol. COM-35, N 11, November 1987. P. 1217 -1221. 7. Кашеев Б.Л., Бондарь Б.Г. Метеорная связь. Киев: УМК ВО, 1989. 76 с. 8. Дистанционные методы и средства исследования процессов в атмосфере земли / Под ред. Б. Л. Кашеева, Е. Г. Прошкина, М.Ф. Лагутина. Харьков: Харьк. нац. ун-т радиоэлектроники; Бизнес Информ, 2002. 426с. 9. Патент Україна № 67664 МПК G04G7/02, виданий 15.06.2004. Бюл.№6.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 15.03.2009

ВЕРОЯТНОСТЬ СТОЛКНОВЕНИЯ ГИПОТЕТИЧЕСКИХ РОДИТЕЛЬСКИХ ТЕЛ МЕТЕОРНЫХ ПОТОКОВ С ЗЕМЛЕЙ

Введение

Траектория движения Земли вокруг Солнца пронизывает облако астероидов и комет, орбиты которых проходят очень близко к земной поверхности. Совокупность этих объектов NEOs представляет реальную опасность для жизни на Земле в случае, если один из них столкнется с Землей. В связи с этим первым шагом для оценки и предотвращения опасности является создание в ближайшие годы каталога большинства NEOs, размеры которых достаточно велики (порядка 1 км), чтобы вызвать глобальную катастрофу [1]. По современным оценкам только астероидов с размерами около 1 км, орбиты которых пересекают орбиту Земли, в Солнечной системе более 2000. Из них известно только 5 – 6 %. Если не использовать специальные инструменты и программы поиска, для достижения уровня полноты упомянутого каталога до 80 – 90 % потребуется не менее 100 лет. Специальные программы, такие как Space-watch и GEODSS, могут решить эту задачу приблизительно за 10 лет.

Перечисленные выше программы ориентированы на поиск только одного важного, но не единственного подмножества NEOs, а именно: астероидов групп Аполлона, Атона и Амура (AAA-астероидов). Объяснить это можно тем, что данные объекты имеют достаточно большие размеры, а перигелийные расстояния их орбит $q \leq 1.3 \text{ a.e.}$, т.е. AAA-астероиды потенциально сближаются с орбитой Земли. Отметим также, что методы наблюдений обладают избирательностью к характеристикам объектов, следовательно, зарегистрированная выборка не может полностью описывать всю совокупность NEOs.

Одним из возможных методов поиска потенциально опасных астероидов является метод оценки элементов орбит NEOs по известным орбитам метеорных потоков, родительскими телами которых они являются. Если предположить, что у большинства метеорных роев, проявлениями которых являются метеорные потоки, существуют источники, поддерживающие популяцию метеороидов на уровне, позволяющем выявить их на фоне спорадических метеороидов, то отсюда следует, что в каталогах орбит метеорных потоков содержится ценная информация о NEOs, которые пока не обнаружены другими средствами наблюдений. Поскольку данные о метеорных потоках получены наземными методами наблюдений, то средние орбиты потоков всегда пересекаются с орбитой Земли, следовательно, орбита родительского тела и метеорного потока, связанного с потоком, если и не пересекается с орбитой Земли, то расположена вблизи ее и в процессе эволюции может стать таковой.

В статье предложена методика поиска астероидов и короткопериодических комет, орбиты которых совпадают с орбитой Земли на основе каталога метеорных потоков, полученного по результатам радиометеорных исследований в 1972-1978 гг. на комплексе МАРС ХНУРЭ [2]. Данный каталог состоит из 5160 метеорных потоков. Для 796 и 40 из этих потоков найдены родительские тела из числа известных AAA-астероидов и комет соответственно [3].

Оценка вероятности пересечения орбит космических тел с орбитой Земли

Вероятность встречи космического тела с Землей можно представить в виде [4]:

$$v = v_1 v_2, \quad (1)$$

где v_1 – априорная вероятность сближения орбит; v_2 – условная вероятность попадания тела в атмосферу планеты при условии, что сближение орбит состоялось.

При вычислении вероятности встречи Земли с метеорным потоком, когда безразлично какой конкретно метеороид из потока проникает в атмосферу Земли, необходимо учесть только v_1 . Вероятность v_1 рассчитывается по формуле [4]:

$$v_1 = \frac{17.024}{10^5 \pi} \sqrt{\left(1 + \frac{0.141}{3 - a^{-1} - 2e\sqrt{a - a^{-1}} \cos(i)}\right) \left(\frac{a^2(1 - e^2)}{2a - 1 - a^2(1 - e^2)} + \operatorname{cosec}^2(i)\right)}, \quad (2)$$

где a , e и i – большая полуось, эксцентриситет и наклонение орбиты космического тела соответственно. Учет астрономического веса $W_A = v_1^{-1}$ метеорного потока позволяет от «видимых» распределений орбит метеорных потоков, а следовательно, и распределений орбит родительских тел, перейти к оценкам распределений таковых, пересекающих сферу радиусом 1 а.е. вокруг Солнца. Полученные распределения, анализируемые ниже, важны при оценке результатов, получаемых методами наблюдений, где присутствуют объекты, орбиты которых не обязательно пересекаются с орбитой Земли.

На рис. 1 – 3 приведены значения астрономического веса потоков из каталога ХНУРЭ функции наклонения, эксцентриситета и перигелийного расстояния их орбит соответственно. Видно, что наибольшие значения W_A или, наименьшую вероятность пересечения с орбитой Земли имеют потоки (и их родительские тела NEOs), орбиты которых сильно вытянуты ($e > 0.8$), имеют наклонения в диапазоне $50^\circ < i < 140^\circ$, а также очень малые значения перигелийного расстояния ($q < 0.3$ а.е.).

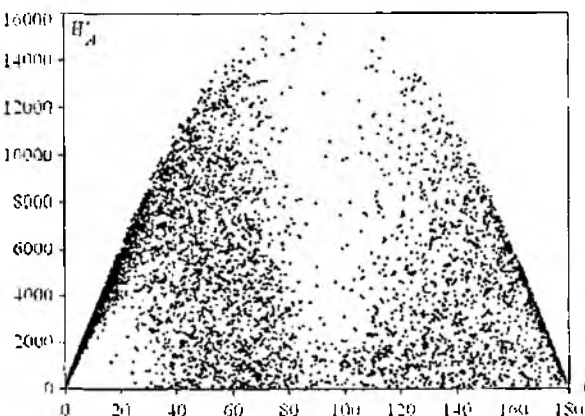


Рис. 1

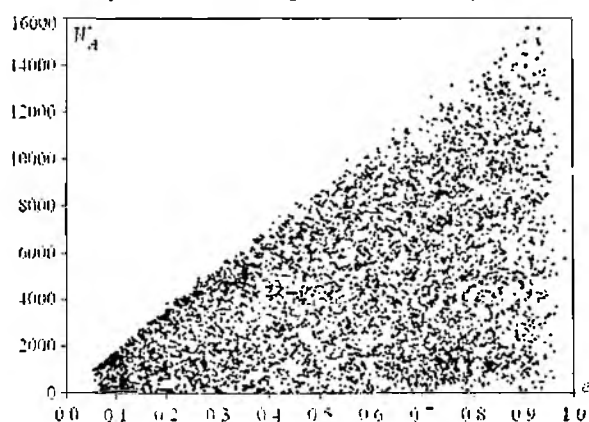


Рис. 2

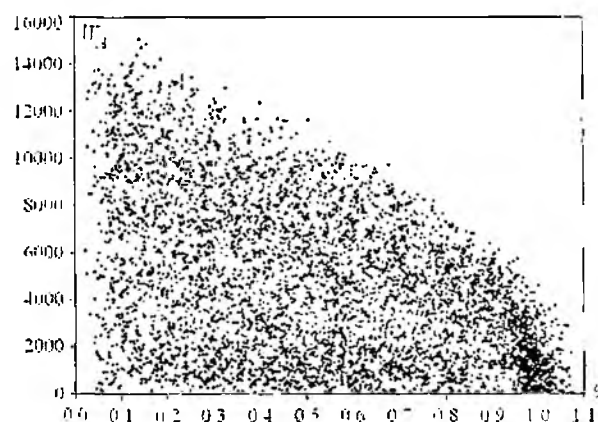


Рис. 3

Наоборот, наибольшую вероятность пересечения с орбитой Земли имеют потоки и их родительские тела, орбиты которых имеют наклонение $i < 20^\circ$ в том числе и ретроградные, эксцентриситеты меньше, приблизительно, 0.3, а перигелийные расстояния больше 0.8 а.е.

На рис. 4 приведены пронормированные исправленные за влияние астрономической селекции распределения эксцентриситетов, наклонений и перигелийных расстояний орбит метеорных потоков. На рис. 5, 6 приведены аналогичные распределения для элементов орбит 5969 ААА-астероидов и 280 комет [5]. На рис. 7 приведены точечные диаграммы (q, i) , (e, i) и (q, e) распределений орбит метеорных потоков. На каждой из диаграмм отмечены области, куда попадает большинство (90%) ААА-астероидов и комет.

Можно отметить, что распределения элементов орбит метеорных потоков, комет и ААА-астероидов существенно отличаются друг от друга. Для метеорных потоков, родительскими телами которых являются астеронды, характерны орбиты с эксцентриситетом $e = 0.3 \div 0.7$, перигелийным расстоянием $q = 0.6 \div 1.1$ а.е. и наклонением $i < 60^\circ$.

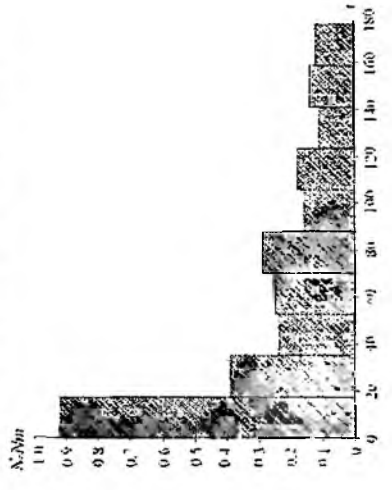
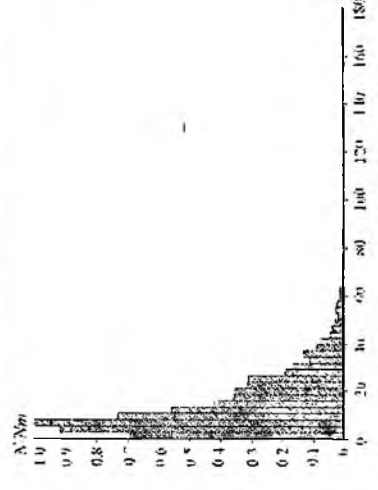
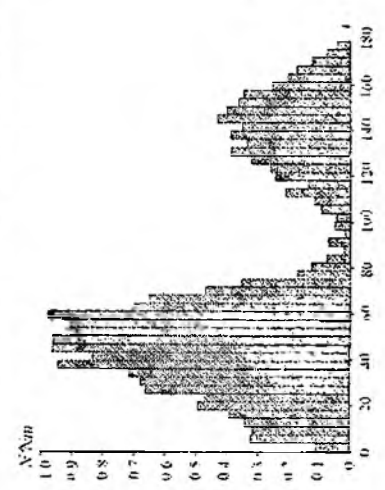
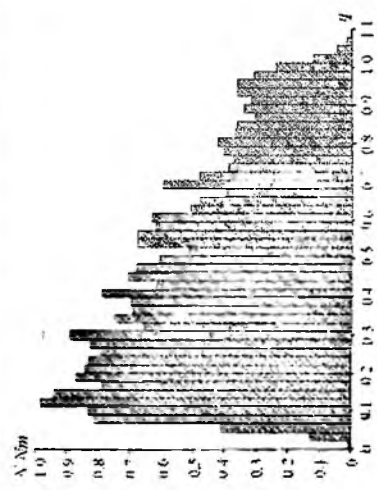
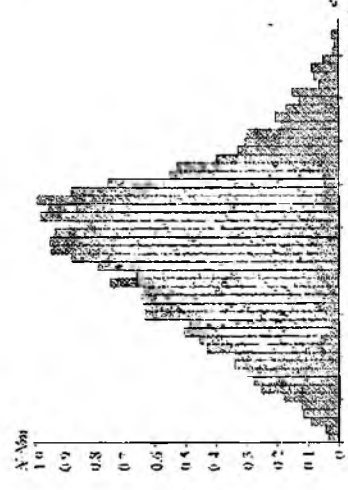


Рис. 4

Рис. 5

Рис. 6

Для метеорных потоков, родительскими телами которых являются кометы, характерны орбиты с эксцентриситетом $e > 0.9$, перигелийным расстоянием $q > 0.8$ а.е. и наклоном $i < 30^\circ$. Большинство же метеорных потоков (около 25 %) с еще неидентифицированными родительскими телами имеют вытянутые орбиты с эксцентриситетом $e > 0.7$ и перигелийным расстоянием $q < 0.3$ а.е., что соответствует короткопериодическим кометам с афелийным расстоянием:

$$Q = \frac{1+e}{1-e} q \rightarrow Q < 1.5 \text{ а.е.} \quad (3)$$

Время жизни комет на подобных орбитах измеряется всего несколькими годами [6], поэтому не известно пока ни одной такой кометы. В то же время известно несколько десятков метеорных потоков с такими орбитами, в том числе такие активные, как Геминиды, Ариетиды, δ Аквариды и др. Последнее говорит в пользу гипотезы об относительной «безопасности» короткопериодических комет. Их ядра расплываются за время, недостаточное для захвата орбиты кометы полем притяжения Земли. Следовательно, на Земле регистрируются лишь следы комет – метеорные потоки.

Отметим также, что приблизительно у четверти «неидентифицированных» метеорных потоков родительские тела имеют ретроградные орбиты, с практически равномерно распределенными эксцентриситетом и перигелийным расстоянием. Последнее говорит об астероидном происхождении данных метеорных потоков.

Оценка вероятности столкновения космических тел с Землей

Вероятность v_1 определяет вероятность сближения орбит метеорного потока тела с орбитой Земли, то есть вероятность того, что соответствующий поток можно будет обнаружить наземными методами. В нашем случае рассматриваются потоки, которые уже обнаружены, следовательно, вероятность $v_1 = 1$, а вероятность встречи космического тела с Землей

$$v = v_2. \quad (4)$$

Вероятность v_2 можно рассчитать по формуле Эпика [4]:

$$v_2 = \frac{R_{sc}}{4a^{3/2}} \sqrt{\frac{3a-1-2a\sqrt{a(1-e^2)}\cos i}{2a-1-a^2(1-e^2)}} = \frac{R_{sc}}{4a^{3/2}} \sqrt{\frac{3a-1-2a\sqrt{a(1-e^2)}\cos i}{q+Q-1-q\cdot Q}}, \quad (5)$$

где q и Q – перигелийное и афелийное расстояния орбиты комического тела.

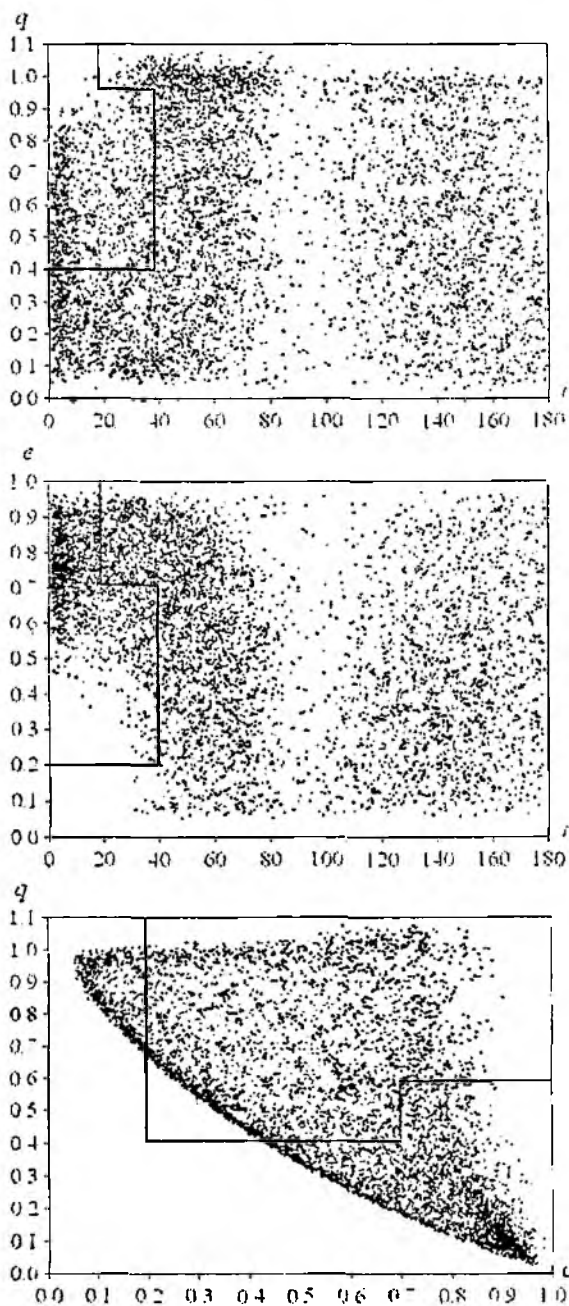


Рис. 7

Функция (5) при $[q = a(1 - e)] \rightarrow 1$ и $[Q = a(1 + e)] \rightarrow 1$ имеет особенности (разрывы), поэтому ею можно пользоваться только в случаях, когда выражение $q + Q - 1 - q \cdot Q \neq 0$. В противном случае вероятность $v_2 \rightarrow \infty$, что противоречит данным наблюдений.

В работе [7] отмечено, при выводе формулы для v_2 Эпик принял, что вековые возмущения практически не изменяют больших полуосей, эксцентриситетов и наклонов орбит космического тела, что справедливо только для полуосей. Чтобы учесть изменения остальных элементов орбиты, можно использовать квазистационарные параметры [8]. К таким параметрам относятся следующие два интеграла, полученных Лидовым [9] и Моисеевым [10]:

$$v = e^2 (0.4 - \sin^2(i) \sin^2(\omega)), \quad (6)$$

$$\mu = \sqrt{p} \cos i = \sqrt{a(1 - e^2)} \cos(i). \quad (7)$$

где ω и p – аргумент перигелия и параметр орбиты космического тела соответственно.

На использовании квазистационарных параметров v и μ основан метод оценки вероятности выпадения на поверхности планет, в частности Земли космических тел, разработанный в [8]. Рассмотрим его и составим алгоритм расчета вероятности v_2 . Вероятность встречи межпланетного тела с Землей определяется значениями параметра p и наклона i его орбиты, соответствующих моменту сближения этих двух небесных объектов, когда должно выполняться условие

$$\frac{p}{1 \pm e \cos(\omega)} = 1. \quad (8)$$

Введем обозначения:

$$A = \frac{0.6}{a} - \mu^2 - 2 \text{ и } B = 0.4 + \left(2 - \frac{1}{a}\right) \mu^2 - v. \quad (9)$$

Решая уравнение встречи космического тела с Землей (8), можно получить уравнение относительно параметра орбиты космического тела:

$$p^2 + Ap + B = 0. \quad (10)$$

Отметим также, что в случае пересечения орбиты данного космического тела с орбитой Земли параметр орбиты p ограничен сверху условием [8]:

$$p_{max} = a(1 - 2.5v). \quad (11)$$

Теперь можно сформулировать алгоритм расчета вероятности столкновения космического тела с Землей. Необходимое условие того, что вероятность столкновения отлична от нуля, как следует из (10), имеет вид

$$A^2 - 4B \geq 0. \quad (12)$$

Если условие (12) выполняется, решением (10) находятся значения параметра p_1 и p_2 орбиты космического тела. Каждый из корней проверяется на выполнение условия (11). Для тех значений параметра орбиты, которые удовлетворяют этому условию, из (7) находим наклонение орбиты тела в момент сближения с Землей.

Получим алгоритм расчета вероятности встречи космического тела с Землей (аналог вероятности v из (1)). При этом возможны 3 случая:

1. Условие (12) не выполняется: орбиты космического тела и Земли никогда не пересекаются и вероятность их встречи равна 0.

2. Условие (12) выполняется, но только одно значение параметра орбиты удовлетворяет условию (11). Вероятность столкновения межпланетного тела с Землей определяется по формуле

$$w = \frac{R_{sc}^2}{\pi a^{3/2} \sin(i)} \sqrt{\frac{3 - a^{-1} - 2\mu}{2 - a^{-1} - p}} \quad (13)$$

3. Условие (12) выполняется и оба значения параметра орбиты тела удовлетворяет условию (11). Вероятность столкновения космического тела с Землей определяется по формуле

$$w = \frac{R_{sc}^2}{\pi a^{3/2}} \sqrt{3 - a^{-1} - 2\mu} \left(\frac{\sin(i_1) \sqrt{2 - a^{-1} - p_1} + \sin(i_2) \sqrt{2 - a^{-1} - p_2}}{\sin(i_1) \sin(i_2) \sqrt{(2 - a^{-1} - p_1)(2 - a^{-1} - p_2)}} \right) \quad (14)$$

В итоге вероятность столкновения космического тела с Землей может быть получена из выражения

$$v'_2 = \frac{w}{v_1} \quad (15)$$

В таблице приведен список 25 наиболее «опасных» метеорных потоков по оценкам вероятности v'_2 . Здесь приняты следующие обозначения: *Sh* – метеорный поток из каталога ХНУРЭ; *e*, *i*, *q*, *Q* – эксцентриситет, наклонение и перигелийное расстояние средней орбиты потока соответственно; *rank*_п – ранг метеорного потока по интенсивности.

<i>Sh</i>	$v'_2 \cdot 10^6$	<i>e</i>	<i>i</i> , град	<i>q</i> , а.е.	<i>Q</i> , а.е.	<i>rank</i> _п
5074	391.8	0.6122	173.78	0.2422	1.0069	5074
5092	358.01	0.9194	171.83	0.0563	1.3407	4173
4687	347.95	0.8808	173.14	0.0817	1.2891	5045
5003	328.95	0.2726	174.87	0.5744	1.0049	3226
4958	315.97	0.4917	174.45	0.3435	1.0081	3269
4033	314.77	0.8746	166.81	0.0746	1.1152	2296
4534	293.71	0.8384	172.35	0.1034	1.1763	4215
3852	276.85	0.2396	174.27	0.6420	1.0466	5148
3613	276.54	0.6532	168.71	0.2230	1.0630	4832
5049	269.03	0.6560	168.69	0.2094	1.0080	4129
4234	262.41	0.7852	170.29	0.1337	1.1112	3567
4058	254.54	0.3096	173.67	0.5520	1.0471	2440
3810	244.14	0.3800	174.87	0.4576	1.0185	4741
5091	231.32	0.6309	174.42	0.2413	1.0662	1942
4826	230.48	0.4677	170.33	0.3671	1.0122	1532
3536	229.63	0.7424	165.20	0.1569	1.0613	3720
4754	227.39	0.7777	173.89	0.1424	1.1388	1265
3610	222.37	0.1461	173.59	0.7612	1.0217	1685
5056	221.59	0.8857	170.15	0.1778	2.9333	1026
4841	219.02	0.7570	162.74	0.1446	1.0455	4142
4002	217.60	0.7280	164.60	0.1710	1.0864	5098
3953	210.15	0.3658	170.18	0.4703	1.0128	1578
3621	208.45	0.8767	148.21	0.0685	1.0426	1554
1792	206.18	0.6461	168.30	0.2234	1.0391	1900
4940	205.28	0.6276	166.62	0.2307	1.0083	2769

Основной вывод, который следует из анализа приведенных данных: по оценкам v'_2 получается, что самыми «опасными» являются родительские тела метеорных потоков, наклонения орбит которых *i* больше 160° , а афелийные расстояния $Q \rightarrow 1$ а.е. К таким относятся 90 % потоков, включенных в таблицу. Отметим также, что 68 % орбит потоков имеют экс-

центриситеты $e > 0.6$ и перигелийные расстояния $q < 0.3 \text{ а.е.}$, что говорит об их кометном происхождении. Остальные 32 % орбит потоков характерны для астероидов с ретроградными орбитами и афелийными расстояниями $Q \rightarrow 1 \text{ а.е.}$

Выводы

1. Известные ААА-астероиды и кометы охватывают только малую часть (порядка 20 % метеорных потоков каталога ХНУРЭ, а следовательно, и их родительских тел. Исследование орбит метеорных потоков позволяет выявить значительное количество потенциально опасных NEOs, вероятность обнаружения которых традиционными прямыми методами в настоящее время мала.

2. Разработана методика расчета вероятности v'_2 столкновения космических тел с Землей, учитывающая изменения элементов орбиты потока в ходе его эволюции. Выявлены наиболее «опасные» метеорные потоки, чьи родительские тела представляют угрозу для Земли.

3. Наиболее «опасными» являются потоки, родительскими телами которых являются короткопериодические кометы и астероиды с наклонениями орбит более 90° и афелийными расстояниями $Q \rightarrow 1 \text{ а.е.}$

Список литературы: 1. Morrison D. The Spaceguard Survey: Report of the NASA International Near-Earth Object Detection Workshop. Jet Propulsion Laboratory, Pasadena, 1992. 2. Волощук Ю.И., Кащеев Б.Л., Подольяк В.А. Метеорный комплекс вблизи орбиты Земли: спорадический фон, потоки, ассоциации. 1. Методика выделения потоков и ассоциаций из выборок орбит индивидуальных метеоров большого объема // Астрон. вестн. 1995. Т. 29. №5. С.439–449. 3. Волощук Ю.И., Соляник О.А. Структура и связи в межпланетных комплексах астероидов, комет и метеорного вещества // 2-й Междунар. радиоэлектронный Форум МРФ-2005: Сб. науч. трудов. Т. 1. Харьков: АН ПРЭ, ХНУРЭ. 2005. С. 165 – 170. 4. Öpik E. Collision probabilities with the planet and the distribution of interplanetary matter // Proc. Roy. Irish. Acad. 1951. N 12. P. 165-169. 5. www.neo.jpl.nasa.gov. 6. Лебединцев В.Н. Пыль в верхней атмосфере и космическом пространстве Ленинград: Гидрометеиздат, 1980. 246 с. 7. Крамер Е.Н., Шеатака И.С. Вероятность выпадения на поверхность планет межпланетных тел типа Аполлона – Амура // Астрон. вестн. 1987. Т. 21, №3. С. 225-232. 8. Крамер Е.Н., Шеатака И.С. Квазистационарные параметры малых тел Солнечной системы // Астрон. вестн. 1987. Т. 21, №1. С. 75-83. 9. Лидов М.Л. Эволюция орбит искусственных спутников под действием гравитационных возмущений тел // Искусств. спутники Земли. 1961. № 8. С. 5-45. 10. Моисеев Н.Д. О некоторых основных упрощенных схемах небесной механики, получаемых при помощи осреднения ограниченной круговой задачи трех тел // Тр. ГАИШ. 1945. Т. 15. № 1. С. 75-79.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 05.05.2009.

О ДИАГНОСТИКЕ ТРОПОСФЕРЫ ПО РАДИОЗАХОДАМ УКВ ИСТОЧНИКА**Введение**

Для экспериментального изучения рефракции радиоволн в атмосфере Земли применяют методы наблюдения радиоисточников, расположенных на ИСЗ, под различными зенитными углами [1-3]. Физической характеристикой, допускающей постановку и решение обратной задачи рефракции при положительных углах места радиоисточника, является угломестная зависимость угла рефракции [4-7]. Модификация метода радиопросвечивания, основанная на идее просвечивания на затменных радиотрассах (при отрицательных углах места источника), получила название спутникового радиозатменного метода мониторинга атмосферы. Экспериментальные исследования показали, что этот метод является эффективным способом диагностики и позволяет получать данные о высотных профилях параметров атмосферы. Особенности и этапы развития радиозатменного метода на радиотрассах «спутник-спутнику» описаны в обзоре [8]. Обращалось внимание на эффективность диагностики параметров атмосферы Земли по характеристикам коротковолнового поля спутникового излучателя в области тени и полутени на радиотрассах «спутник-земля» [5, 9]. Физической характеристикой, обеспечивающей диагностику рефракционных свойств атмосферы Земли, является угломестная зависимость множителя ослабления радиосигнала. В настоящей работе обсуждается возможность использования в качестве признаков распознавания рефракционных свойств пространственных градиентов множителя ослабления. Применительно к радиотрассам, реализуемым при радиозаходе (радиовосходе) коротковолнового излучателя относительно наземного приемника, проведен теоретический анализ дифракционного поля вблизи радиогоризонта с учетом рефракционных явлений. Характеристикой радиосигнала, несущей информацию о среде распространения, является множитель ослабления, а параметром модели, определяющим состояние азимутально-однородной атмосферы, – высотный градиент коэффициента преломления. При радионаблюдении геостационарного ИСЗ переход из области полутени в область тени осуществляется перемещением приемника в вертикальном или горизонтальном направлениях. При радионаблюдении навигационных спутников системы GPS изменение радиотрассы с «открытой» на «закрытую» осуществляется за счет движения радиоисточника. Анализ высотного и дистанционного градиентов множителя ослабления дифракционного поля в точке наблюдения сигнала проведен для случая линейного изменения коэффициента преломления с высотой.

Постановка задачи

Достаточно полное описание влияния рефракционных свойств тропосферы на дифракционное поле было проведено В.А.Фоком, который рассмотрел идеализированную модель дифракции электромагнитных волн на гладкой сфере, получил решение задачи через функции Эйри [10] и обосновал возможность применения концепции эквивалентного радиуса. На практике [3, 5] анализируется радиоизлучение ИСЗ, находящихся на значительном (до 40000 км) удалении от Земли. Численный анализ дифракционного поля по теории [10] при таких дистанциях представляет значительные трудности. Упрощенный анализ можно провести, пренебрегая влиянием верхних слоев атмосферы на распространение радиоволн, рассматривая, например линейную модель сферически-слоистой неоднородной тропосферы. Анализу множителя ослабления дифракционного поля и его пространственных градиентов на основе теории [10] для такого случая при расположении источника вблизи радиогоризонта посвящена работа.

Анализ проведен в независимых переменных R , h_1 , определяющих горизонтальное (вдоль поверхности Земли) расстояние между приемником и источником и высоту приемника над поверхностью Земли. Предполагается, что коротковолновый ($\lambda \approx 3$ см) источник

радиоизлучения (электрический диполь вертикальной поляризации) расположен на высоте $h_2 = 10$ км, соответствующей условной границе тропосферы. Вертикальный профиль коэффициента преломления предполагается линейным с градиентом g_n . Принятые в работе значения g_n допускают (начиная с некоторой высоты) наличие области со значением коэффициента преломления, меньшим единицы. Такой идеализированный характер модели предопределяет высокую методическую погрешность исследования. Однако на начальном этапе анализ линейной модели может быть полезен для выяснения качественных закономерностей радиозахода. В работе рассматривается только случай нормальной рефракции. Местоположение приемника считается заданным в области тени или полутени источника на дистанции $R \geq R_0$, где R_0 – дальность радиогоризонта [9, 10]. В коротковолновом диапазоне при линейном законе убывания коэффициента преломления с высотой, как известно [9, 10],

$$R_0(h_1, h_2, g_n) = \sqrt{2a_s} (\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}), \quad (1)$$

где $a_s = \frac{a}{1 + ag_n}$; a – радиус Земли; a_s – эквивалентный радиус.

Электродинамически строгое решение В.А. Фока выражается бесконечной суммой пространственных гармоник с характеристическими числами, определяемыми собственными функциями краевой задачи [10-12]. Зависимости множителя ослабления $V(R, h_1)$ и градиентов $\frac{\partial V_{об}}{\partial R}$, $\frac{\partial V_{об}}{\partial h_1}$ определялись в работе численно с помощью программ [13]. Количество учтенных при численном расчете гармоник определялось относительной точностью вычисления множителя ослабления, равной 10^{-6} . Индекс *об* здесь и далее означает, что зависимости множителя ослабления рассматриваются в децибелах и градиенты множителя ослабления определены для логарифмических функций.

Численные результаты

Зависимости градиента $\frac{\partial V_{об}}{\partial R}$ от дистанционного смещения приемника относительно радиогоризонта $\Delta = R - R_0$ для двух положений приемника по высоте ($h_1 = 6$ м; 10 м) представлены на рис. 1 для случаев стандартной рефракции $g_n = -4 \cdot 10^{-5} \text{ км}^{-1}$ (сплошные кривые) и суперрефракции $g_n = -1 \cdot 10^{-4} \text{ км}^{-1}$ (штриховые кривые). Положительные значения Δ соответствуют области тени и полутени (при малых значениях Δ). Из рис. 1 видно, что дистанционный градиент практически не зависит от положения приемника в зоне тени и полутени по высоте и слабо зависит от Δ в области глубокой тени. Зависимость дистанционного градиента множителя ослабления от градиента коэффициента преломления g_n выражена существенно.

Высотные зависимости градиента $\frac{\partial V_{об}}{\partial h_1}$ при $\Delta = R - R_0 = 4$ км для значений $g_n = 0; -4 \cdot 10^{-5} \text{ км}^{-1}, -1 \cdot 10^{-4} \text{ км}^{-1}$ представлены на рис. 2. Кривые $\frac{\partial V_{об}}{\partial h_1}(h_1)$, рассчитанные для значений $\Delta = 0; 2$ км, оказались практически совпадающими с кривыми, приведенными на рис. 2.

Из рис. 2 видно, что градиент $\frac{\partial V_{об}}{\partial h_1}$ в области тени и полутени существенно зависит от местоположения приемника по высоте h_1 и от градиента коэффициента преломления g_n . Рис. 2, таким образом, отражает существенное влияние рефракционных свойств атмосферы

на фокусировку дифракционного поля. Чувствительность высотного градиента множителя ослабления к изменению g_n , как видно из рис. 1, 2, в области полутени и глубокой тени на несколько порядков превышает чувствительность дистанционного градиента.

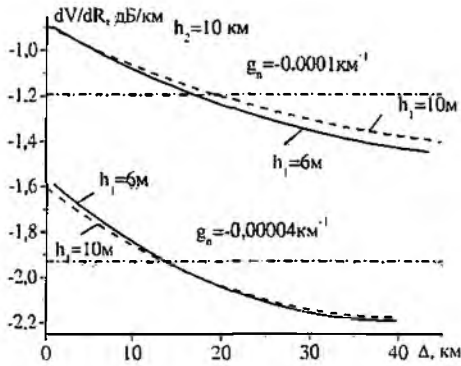


Рис. 1

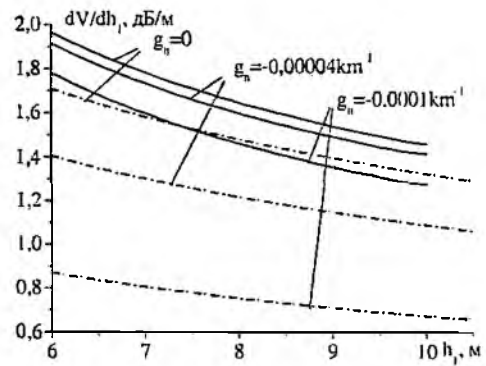


Рис. 2

Зависимости дальности радиогоризонта R_0 от градиента коэффициента преломления, рассчитанные по (1) для двух высот приемника ($h_1 = 6$ м; 10 м) представлены на рис. 3.

Аналогичные зависимости, полученные при численных расчетах по более строгим соотношениям [10], подтверждают применимость геометрикооптического описания в данном случае.

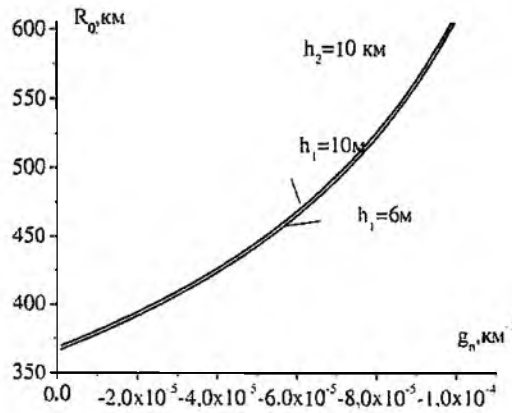


Рис. 3

Зависимости градиента $\frac{\partial V_{\partial \delta}}{\partial R}$ от градиента коэффициента преломления g_n в интервале $0 \div -0,0001 \text{ км}^{-1}$ для четырех случаев расположения приемника относительно радиогоризонта ($\Delta = 0; 10; 15; 20$ км) при фиксированной высоте $h_1 = 10$ м представлены на рис. 4 (штриховые линии). Дистанция $R = R_0 + \Delta$ меняется при изменении градиента g_n и высоты h_1 в соответствии с рис. 3. Рис. 4 отражает слабую зависимость градиента $\frac{\partial V_{\partial \delta}}{\partial R}$ от дистанции в области тени ($\Delta > 10$ км).

Зависимости градиента $\frac{\partial V_{\partial \delta}}{\partial h_1}$ от градиента коэффициента преломления для случаев $h_1 = 6; 10$ м при $\Delta = 4$ км и отрицательных значениях множителя ослабления сигнала представлены на рис. 5 (штриховые линии).

Из рис. 5 видно, что градиент $\frac{\partial V_{об}}{\partial h_1}$ существенно зависит от положения приемника по высоте. Из сравнения штриховых кривых рис. 4 и 5 следует, что чувствительность градиента $\frac{\partial V_{об}}{\partial h_1}$ к изменению градиента коэффициента преломления существенно (более чем на два порядка) превышает чувствительность градиента $\frac{\partial V_{об}}{\partial R}$.

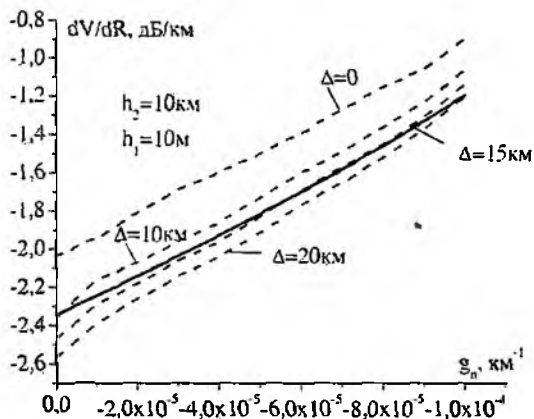


Рис. 4

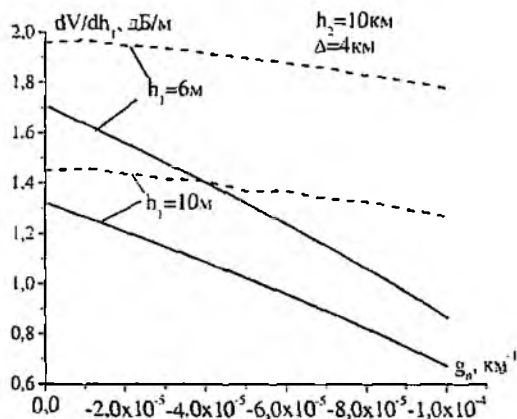


Рис. 5

Высокая чувствительность вертикального градиента множителя ослабления к изменению градиента коэффициента преломления позволяет рассматривать его в качестве информативного признака распознавания линейно стратифицированных моделей земной атмосферы.

Возникает вопрос о возможности оценки градиентов множителя ослабления дифракционного поля с помощью упрощенных соотношений [12, 14], предполагающих экспоненциальный характер дистанционной зависимости множителя ослабления в зонах тени и полутени. Эти соотношения имеют вид

$$V_{об} = V_{об0} - \frac{17,1}{\sqrt{h_0}} (\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}) \frac{R - R_0}{R_0} \quad (2)$$

$$\frac{\partial V_{об}}{\partial R} = -\frac{17,1}{\sqrt{2a_3 h_0}} = -17,1 \left[\frac{\pi^2 (1 + a g_n)^4}{a^4 \lambda^2} \right]^{1/6} \quad (3)$$

$$\frac{\partial V_{об}}{\partial h_1} = \frac{17,1}{2\sqrt{h_1 h_0}} = \frac{17,1}{2\sqrt{h_1}} \left[\frac{8\pi^2 (1 + a g_n)^4}{a \lambda^2} \right]^{1/6} \quad (4)$$

где $V_{об0}$ – множитель ослабления на расстоянии R_0 ; $h_0 = \sqrt[3]{\frac{a_3 \lambda^2}{8\pi^2}}$.

В [12, 14] показано, что соотношение (2) с достаточной для практических целей точностью (до 2 дБ) описывает множитель ослабления в зонах тени и полутени в диапазоне ультракоротких волн при немалых высотах расположения антенн и большом расстоянии между излучателем и приемником. Из (3) следует, что в этом приближении дистанционный градиент не зависит от высот расположения приемника и источника и от расстояния между ними.

Соответствующие зависимости градиентов $\frac{\partial V_{об}}{\partial R}(\Delta)$, $\frac{\partial V_{об}}{\partial h_1}(h_1)$ представлены на рис. 1, 2 штрихпунктирными линиями. Из рис. 1 видно, что аппроксимация (2) с хорошей точностью (до 0,3 дБ/км) определяет усредненный по дистанции дистанционный градиент множителя

ослабления. Погрешность оценки высотного градиента по соотношению (4) достигает 1,0 дБ/м. Зависимости градиентов множителя ослабления от градиента g_n , рассчитанные по (3), (4), представлены на рис. 4, 5 сплошными линиями. Высотный градиент был рассчитан для значений $h_1 = 6$ м; 10 м.

Из рис. 4,5 видно, что соотношения (3), (4) правильно передают качественный характер зависимостей градиентов множителя ослабления от градиента g_n . Формальное решение «обратной» задачи определения коэффициента преломления g_n по дистанционному и высотному градиентам определяется аналитическими соотношениями

$$g_n = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \left(\frac{1}{17.1} \left| \frac{\partial V_{об}}{\partial R} \right| \right)^{3/2}} - \frac{1}{a}, \quad (5)$$

$$g_n = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \left(\frac{1}{17.1} \sqrt{\frac{2h_1}{a}} \frac{\partial V_{об}}{\partial h_1} \right)^{3/2}} - \frac{1}{a}. \quad (6)$$

Отличие значений дистанционного градиента множителя ослабления, полученных приближенным методом [14] и в результате более строгих вычислений, не превышает 0,05 дБ/км в области тени, что позволяет оценивать значение градиента коэффициента преломления тропосферы по соотношению (5) с абсолютной погрешностью $\approx 1 \cdot 10^{-5} \text{ км}^{-1}$. Погрешность определения высотного градиента множителя ослабления приближенным методом составляет ≈ 1 дБ/м. Постановка и решение обратной задачи по соотношению (6) при такой погрешности не имеют практического смысла. Высокая чувствительность вертикального градиента множителя ослабления к изменению градиента коэффициента преломления на начальном этапе, однако, позволяет рассматривать его в качестве информативного признака распознавания линейно стратифицированных моделей земной атмосферы.

Заключение

Проведенный численный анализ пространственных градиентов множителя ослабления радиосигнала УКВ в области тени и полутени спутниковой трассы радиопросвечивания показал, что результаты расчета по упрощенным (в приближении эквивалентного радиуса) соотношениям [12, 14] и по более строгой теории [10, 11] находятся в качественном соответствии. Высотный градиент множителя ослабления радиосигнала в области тени и полутени является более информативным признаком диагностики, поскольку его чувствительность к изменению g_n на два порядка превышает чувствительность дистанционного градиента. Упрощенные соотношения можно использовать только для качественной оценки градиента коэффициента преломления на начальном этапе исследований. Восстановление градиента коэффициента преломления g_n по упрощенным соотношениям для дистанционного градиента множителя ослабления возможно с абсолютной точностью до $1 \cdot 10^{-5} \text{ км}^{-1}$. Восстановление градиента коэффициента преломления g_n по упрощенным соотношениям для высотного градиента множителя ослабления нежелательно. В целом проведенные расчеты подтверждают возможность использования пространственных градиентов множителя ослабления радиосигнала для радиозатменного мониторинга земной атмосферы.

Список литературы: 1. Колосов М.А., Шабельников А.В. Рефракция электромагнитных волн в атмосферах Земли, Венеры и Марса. М.: Сов. радио, 1976, 219с. 2. Яковлев О. И. Распространение радиоволн в космосе. М.: Наука, 1985. 216 с. 3. Колосов М.А., Павельев А.Г. Радиопросвечивание атмосферы при помощи источников искусственного и естественного происхождения // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, №12. С.2310-2317. 4. Павельев А.Г. Решение обратной задачи рефракции // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, №5. С.1037-1039. 5. Синицкий В.Б., Тургенев И.С., Ширманова С.А. Измерение и расчет углов атмосферной рефракции по радиозаходам ИСЗ над морем // Радиотехника. 1992. Вып.96. С.52-60. 6. Алексеев Г.А., Ширманова С.И. О возможностях интерферометрического метода диагностики атмосферы, использующего излучение ИСЗ // Радиотехника. 1993. Вып. 96.

С. 38–49. 7. *Alexeev G.A., Kusaykin A.P. and Poyedinchuk A.Ye.* An analytical numerical method for solution of refraction inverse problem // *Telecommunications and Radio Engineering*. 1999. Vol. 53. No 11, P.1-11. 8. *Яковлев О.И., Павельев А.Г., Матюгов С.С.* Развитие спутникового радиозатменного метода мониторинга атмосферы и ионосферы // *Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники*. 2002. №9. С.8-16. 9. *Аренберг А.Г.* Распространение дециметровых и сантиметровых волн. М.: Сов. радио. 1957. 303с. 10 *Фок В.А.* Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. М.: Сов. радио. 1970. 517с. 11. *Виноградова М.Б., Семенов А.А.* Основы теории распространения ультракоротких радиоволн в тропосфере. М.: Изд-во Академии наук СССР. 1963. 191с. 12. *Калинин А.И.* Распространение радиоволн на трассах наземных и космических радиолиний. М.: Связь. 1979. 296с. 13. *Белоброва М.В., Иванов В.К., Кукушкин А.В. и др.* Пакет программ для диагностики условий распространения ультракоротких радиоволн над морем // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1990.-Т.33, №12. С.1315-1319. 14. *Калинин А.И.* К расчету напряженности поля в зонах тени и полутени при распространении ультракоротких волн вдоль гладкой сферической поверхности Земли / *Радиотехника*. 1956.-Т.11, №6. С.43-49.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 23.03.2009

АНАЛИЗ КАЧЕСТВА РЕЧЕВЫХ СИГНАЛОВ В СЕТИ IP-ТЕЛЕФОНИИ

Введение

В настоящее время широкое распространение получила услуга IP-телефонии. Предоставление телефонных услуг через IP-сеть позволяет поставщику услуг IP получать прибыль и является выгодным для потребителей, за счет более низких по сравнению с традиционными операторами цен.

Несмотря на универсальность протокола IP, пакетная форма передачи речи сопровождается рядом специфических явлений, ухудшающих качество разговора. К ним относятся задержка сигнала при распространении по сети, потеря части пакетов при перегрузках сетевых портов, нестабильность интервала времени между началом обработки двух соседних пакетов в декодере (джиттер), а также эхосигнал, который при задержках выше 50 мс становится ощутимой помехой в трубке говорящего абонента [1].

Формулирование проблемы

В работе ставится задача исследовать составляющие задержки в IP-сети, предложить методы их минимизации, проанализировать существующие и рассмотреть возможность создания новых методов восстановления потерянных пакетов.

Цель работы – решение актуальной задачи повышения эффективности системы передачи речи по сетям с коммутацией пакетов.

Для достижения цели, необходимо провести исследование факторов влияющих на качество речи, выполнить анализ сетевых задержек и оценить качество речи при использовании различных методов заполнения потерянных пакетов.

Основные факторы, влияющие на качество речи в IP-сетях

Рассмотрим наиболее важные факторы, влияющие на качество речи. К данной группе относят следующие факторы качества IP-сети:

- максимальную пропускную способность – максимальное число полезных и избыточных данных, которое она передает;
- задержку – промежуток времени, требуемый для передачи пакета через сеть;
- джиттер – разброс времени доставки пакетов;
- потерю пакетов – пакеты или данные, потерянные при передаче через сеть [1].

Кроме факторов качества сети важную роль играет размер буфера для устранения джиттера – объем памяти, необходимый для упорядочивания пакетов и выравнивания интервалов между пакетами при их декодировании.

Исследуем влияние изменяющихся составляющих задержки в сети и потери пакетов на качество речи.

Величину задержки в сети можно условно представить в виде нескольких компонентов задержки распространения по сети и задержки в промежуточных узлах (маршрутизаторах). Задержка распространения

$$T_3 = 0,004 \cdot L_{n,m} \text{ (км)} \quad (1)$$

вносит незначительный вклад и является практически фиксированной величиной. Задержка в промежуточных узлах зависит от ряда факторов: интенсивности абонентской нагрузки, быстрогодействия маршрутизатора, алгоритма обработки очереди и др.

Для модели M/M/1 теории массового обслуживания задержка в промежуточном маршрутизаторе может быть оценена по формуле

$$T_{n,m} = \frac{\rho t_n}{2(1-\rho)} + t_n \quad (2)$$

где $\rho = \alpha \cdot \frac{B}{H+B}$ – коэффициент использования канала; $\alpha = \frac{R}{C}$; $t_0 = \frac{H+B}{C}$ – время передачи (обслуживания) пакета; H – длина заголовка пакета; B – длина информационной части пакета; C – пропускная способность канала связи.

Определим допустимое отношение информационной части пакета к служебной из расчета максимально возможной величины задержки в промежуточном маршрутизаторе (рис. 1, а) и оценим максимально возможное (для обеспечения сквозной задержки на уровне 250 мс) количество промежуточных маршрутизаторов при разном количестве речевых кадров в пакете. На рис. 1, б приведена зависимость суммарной задержки пакетов T , от числа промежуточных узлов m , при различном числе кадров в пакете n , для кодека G.729.

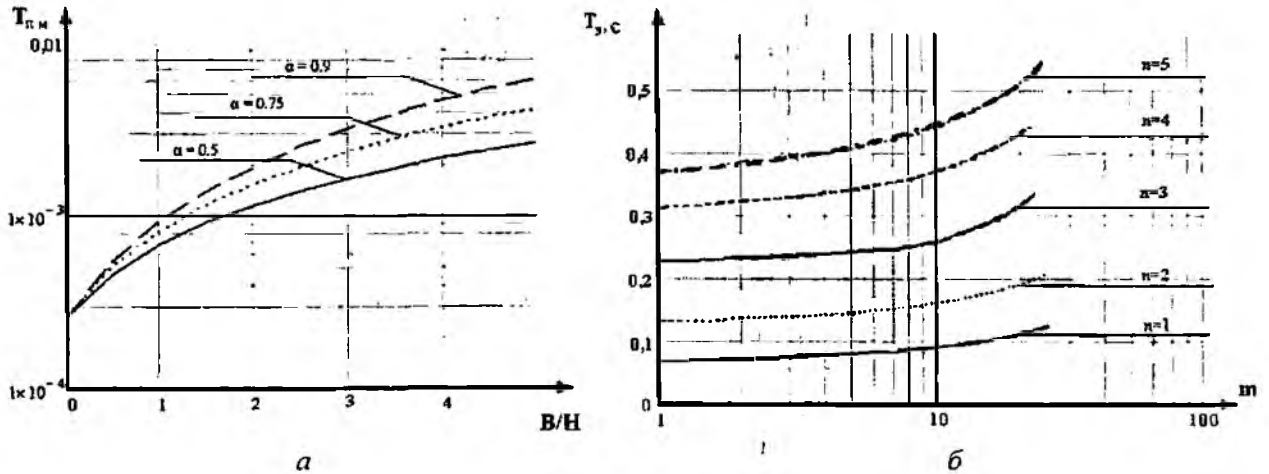


Рис. 1. Влияние информационной части пакета на задержку в промежуточном узле (а) и полную сетевую задержку при изменяющемся числе маршрутизаторов (б)

Следовательно, для обеспечения времени задержки в промежуточном узле в пределах 5 мс при использовании высокоскоростных кодеков, необходимо выдерживать соотношение информационной части пакета к служебной на уровне $B = (4...5)H$.

Разработка программного обеспечения

Для моделирования основных методов восстановления качества речи, на языке Delphi 7.0 было разработано программное обеспечение, позволяющее моделировать основные преобразования над сигналом при прохождении через сеть IP-телефонии, потери пакетов при передаче данных по сети и алгоритмы заполнения потерянных пакетов.

Используемые критерии оценивания качества речи

В настоящее время в IP-телефонии применяются субъективные методы, наибольшее распространение среди которых получил метод MOS (Mean Opinion Score), определяющий для конкретного кодека среднюю оценку качества большой группой слушателей по пятибалльной шкале. Оценки интерпретируются так:

- 4-5 – высокое качество аналогично качеству передачи речи в ISDN или выше;
- 3,5-4 – качество ТфОП аналогично качеству речи, переданной при помощи кодека АДИКМ при скорости 32 Кбит/с;
- 3-3,5 – качество речи удовлетворительно, но ее ухудшение явно заметно на слух;
- 2,5-3 – речь разборчивая, но требует концентрации внимания для понимания.

Для оценивания качества речи данным методом использовались информационные рифмованные тесты [2] в виде 50 слов, которые произносились мужским диктором на скорости приблизительно одно слово за 1,5 с. Качество речи оценивалось для двух сценариев соединения в IP-телефонии – «компьютер-компьютер» и «телефон-телефон» и различных алгоритмов восстановления.

Результатом данного метода является словесная разборчивость, оцениваемая по формуле

$$Q = \frac{N - N_w}{N} \cdot 100, \quad (3)$$

где N_R – число правильно принятых фрагментов; N_w – число ошибочных фрагментов; N – общее число использованных слов.

Методы объективной оценки качества речи в системе IP-телефонии, на сегодняшний день, широкого распространения не получили. В работе ставилась задача оценки объективных характеристик и анализа возможности их применения в IP-телефонии. Для количественной оценки качества речевого сигнала используем 2 критерия [3]:

– нормированный показатель погрешности (величина, обратная отношению сигнал/шум, ОСШ), характеризующий средний квадрат ошибки воспроизведения σ_w^2 , усредненный по времени и приведенный к дисперсии сообщения σ_s^2 :

$$\bar{\delta}^2 = \sigma_w^2 / \sigma_s^2, \quad (4)$$

где σ_w^2 – дисперсия шумов;

– среднеквадратичная ошибка (MSE – Mean square error), определяемая как

$$d[x, y] = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (x_k - y_k)^2, \quad (5)$$

где x_k – вектор отсчетов исходного сигнала, y_k – вектор отсчетов восстановленного сигнала.

Исследуемые алгоритмы заполнения потерянных пакетов

На сегодняшний день могут использоваться несколько алгоритмов заполнения потерянных пакетов такие, как

- заполнение потерянного блока нулями (рис. 2, а);
- линейное сглаживание потерянного участка речевого сигнала (рис. 2, б);
- заполнение потерянного фрагмента предыдущим блоком.

Ниже приведены временные диаграммы работы алгоритмов заполнения потерянных пакетов, полученные при помощи созданного программного обеспечения.

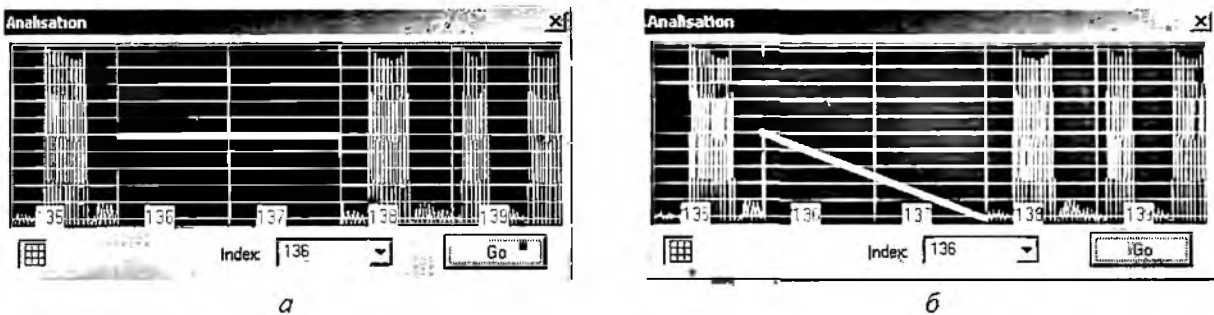


Рис. 2. Временная диаграмма работы алгоритмов заполнения нулями и линейного сглаживания

Результаты исследований

Результаты исследования качества речи для различных методов заполнения потерянных пакетов при субъективных (рис. 3, а, б) и объективных методах оценки качества речи (рис. 4 а, б; рис. 5, а, б) приведены ниже.

Субъективные оценки, выполнены неопытными операторами. Проведенные тесты показали, что наименьшая вероятность ошибки возникает при использовании алгоритма повторения предыдущего блока. Результат справедлив для двух рассмотренных сценариев соединения в сети IP-телефонии – «компьютер – компьютер» и «телефон – телефон».

Для сценария соединения «компьютер – компьютер» (рис. 3, а) наибольшая вероятность ошибки при малом количестве потерянных блоков k (3–6 %) при использовании метода ли-

нейной интерполяции. При увеличении k худший результат обеспечивает использование алгоритма заполнения потерянного блока нулями.

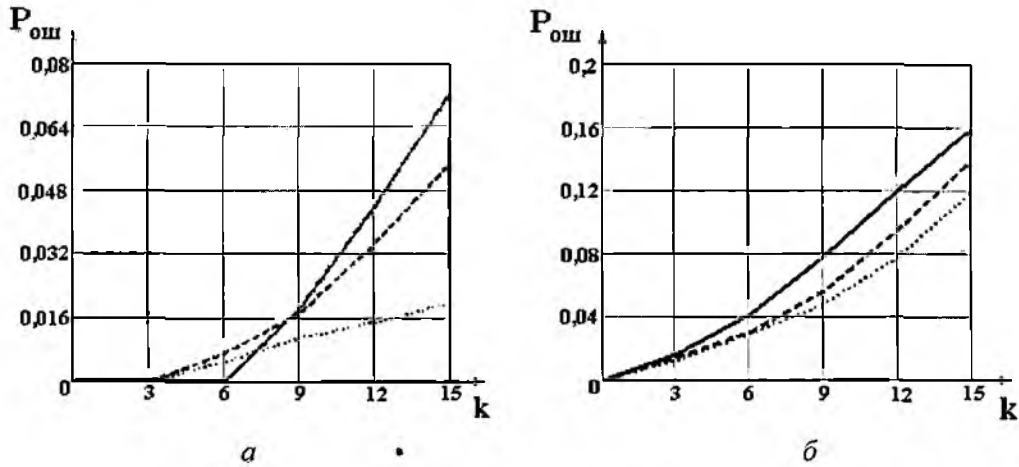


Рис. 3. Зависимость вероятности ошибки от количества потерянных блоков k (а – сценарий «компьютер-компьютер», б – сценарий «телефон-телефон»)

На рис. 3 введены следующие обозначения: — – метод заполнения потерянного блока нулями; --- – метод повторения предыдущего блока; ... – метод линейного сглаживания.

Для сценария «телефон – телефон» (рис. 3, б) наибольшая вероятность ошибки при использовании алгоритма заполнения нулями. При использовании этого сценария величины вероятности ошибки возрастает, что обусловлено возникновением дополнительных задержек и шумами в абонентских линиях и телефонной сети общего пользования.

В случае оценки качества речевого сигнала при помощи ОСШ (рис. 4, а, б) наилучшее отношение сигнал-шум обеспечивается при использовании алгоритма повторения предыдущего пакета, наихудшее – при использовании метода заполнения пропущенного блока нулями, что дает результаты, аналогичные субъективным критериям оценки.

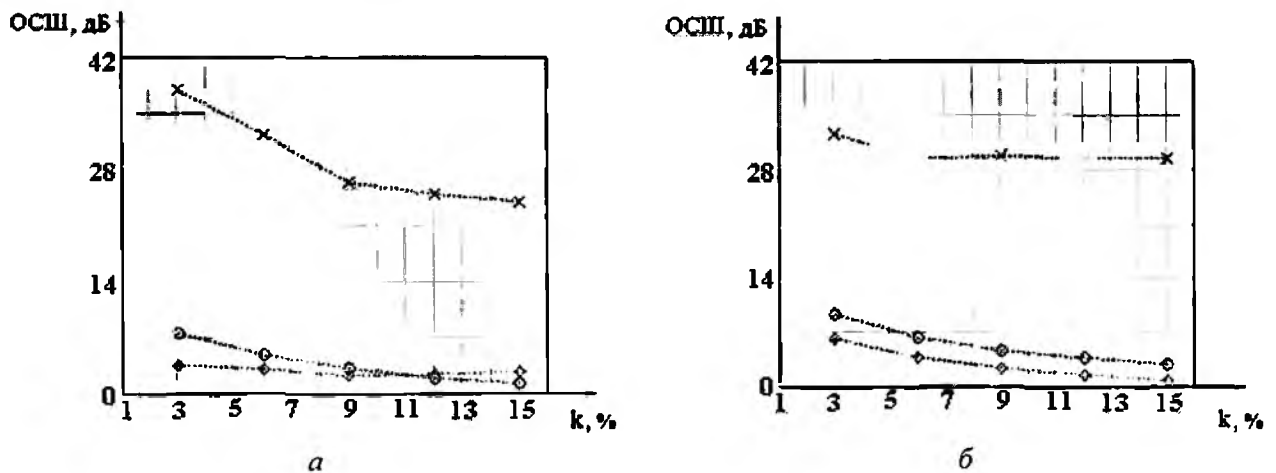


Рис. 4. Зависимость ОСШ от количества потерянных блоков (а – сценарий «компьютер-компьютер», б – сценарий «телефон-телефон»)

На рис. 4 и 5 введены следующие обозначения: \diamond , ... – метод заполнения потерянного блока нулями; \times , ... – метод повторения предыдущего блока; \circ , – метод линейного сглаживания; — – исходный сигнал. На рис. 4 приведены результаты сравнения алгоритмов восстановления по критерию СКО. Анализ рис. 5, а, б показывает, что заполнение потерянного пакета предыдущим блоком практически не нарушает структуры сигнала – давая нулевые отклонения от сигнала эталона. Однако следует отметить, что данная зависимость характерна только для речевых пакетов малой длины (содержащих 1 речевой кадр). Также следует отметить меньшее

Влияние на этот критерий шумов телефонных сетей общего пользования, что делает его практически независимым от сценария соединения и, следовательно, более удобным в использовании.

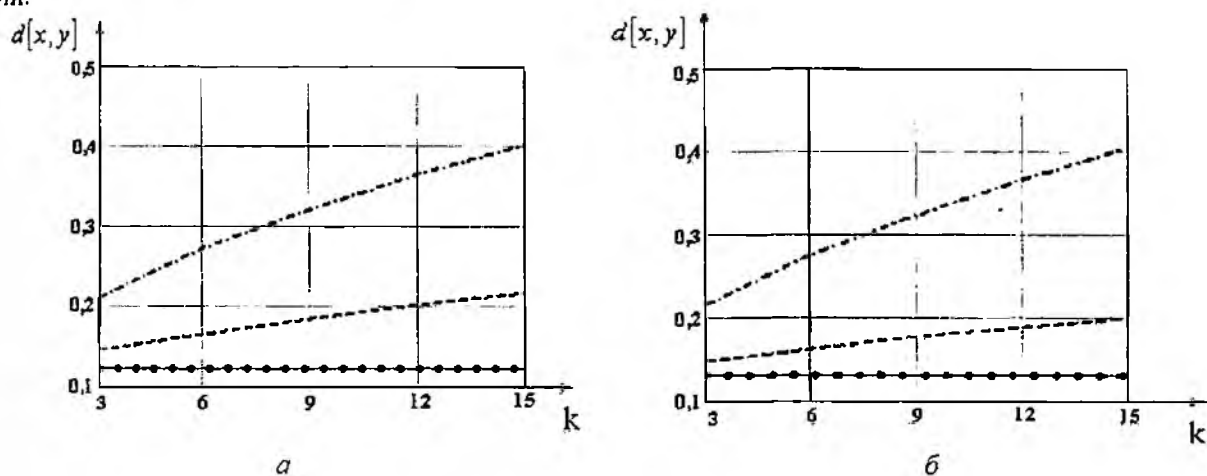


Рис. 5. Зависимость СКО от количества потерянных блоков (а – сценарий «компьютер-компьютер», б – сценарий «телефон-телефон»)

Заключение

Для анализа влияния основных составляющих задержки и методов восстановления языковых пакетов была разработана программная модель сети IP-телефонии, включающая основные преобразования над речевым сигналом и потери пакетов в сети.

Исследована зависимость задержки пакетов от количества кадров в пакете. При небольшом числе кадров задержка минимальна, но сеть загружена служебной информацией. Полученные результаты показывают, что оптимальная длина информационной части пакета должна лежать в диапазоне 300 – 500 байт, в зависимости от кодека.

Полученные зависимости времени задержки при различном числе промежуточных маршрутизаторов от числа речевых кадров в пакете позволяют формировать рекомендации по формированию речевых пакетов с максимальным коэффициентом использования сети и задержкой, не оказывающей существенного влияния на качество речи.

Оценено качество речи при различных алгоритмах заполнения потерянных пакетов. Наилучшее качество среди исследованных алгоритмов показывает метод повторения предыдущего блока. Исследование методов оценки качества речи показали четкое соответствие между широко используемыми субъективными методами (типа MOS) и объективными методами, которые анализируются в данной работе, что показывает возможность применения данных методов для оценки качества речи в IP-телефонии.

Список литературы: 1. Гольдштейн Б. С., Пинчук А. Б., Суховицкий А. Л. IP-телефония. М.: Радио и связь, 2001. 336 с. 2. Шелухин О.И., Лукьянцев Н.Ф. Цифровая обработка и передача речи / Под ред. О.И. Шелухина. М.: Радио и связь, 2000. 456 с. 3. Беллами Дж. Цифровая телефония. М.: Радио и связь, 1986. 482 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 18.05.2009

МОДЕЛЬ МУЛЬТИСЕРВИСНОГО ТРАФИКА И МЕТОД РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ QOS ПРИ ЕГО ОБСЛУЖИВАНИИ

Точность расчета систем распределения информации в значительной мере зависит от правильной оценки модели потока заявок, обслуживаемого этой системой. Выбранная модель и соответствующий ей метод расчета должны быть адекватными реальному трафику телекоммуникационных сетей. Однако в процессе обслуживания параметры исходных потоков претерпевают значительные изменения. Практические измерения параметров поступающих на обслуживание потоков заявок в мультисервисных сетях свидетельствуют о том, что реальный трафик существенно отличается от общепринятой модели пуассоновского потока [1]. Основное отличие состоит в том, что дисперсия количества заявок в условную единицу времени (дисперсия интенсивности трафика) σ^2 может в десятки раз превышать её математическое ожидание Y , а для пуассоновского распределения $\sigma^2 \equiv Y$.

В сугубо телефонных сетях предоставление единственной услуги телефонной связи обеспечивает однородность трафика и простейшая модель пуассоновского потока адекватна таким условиям, а значения интенсивности и дисперсии трафика достаточно близки. С расширением спектра предоставляемых услуг сеть становится мультисервисной, а трафик – разнородным, и поэтому очень сильно изменяются его параметры и математическая модель. Мультисервисному трафику свойственна повышенная неравномерность, из-за которой отклонение σ^2 / Y может достигать значений в пределах от 2 до 15. Иногда оно бывает и больше, но происходит это или за пределами часа наибольшей нагрузки, или на небольших пучках каналов [1]. На структуру трафика также оказывают влияние развитие телекоммуникационных технологий, внедрение новых принципов построения сетей связи, изменение структурного состава абонентов и другие факторы, но в меньшей степени, чем многообразие предоставляемых услуг. Объясняется это тем, что каждая услуга поддерживается определённой службой сети и передачу потоков разных служб обеспечивает одна и та же мультисервисная сеть с едиными протоколами и законами управления, а интенсивности потоков запросов на обслуживание, длительности обслуживания и требования к качеству обслуживания QoS каждой службы, как правило, различны.

Поток заявок, поступающий на обслуживание в систему, описывается вероятностной функцией распределения длин промежутка времени между соседними заявками. В математической модели, описывающей пуассоновский поток заявок, длительность промежутка времени между заявками Z распределена по экспоненциальному закону, для которого математическое ожидание рассматриваемой величины $M_z = 1 / \lambda$, а дисперсия $D_z = 1 / \lambda^2$, где λ – параметр потока. Степень отклонения иных потоков от модели пуассоновского потока можно оценить по коэффициентам вариации Var , асимметрии Sk и эксцесса Ex функции распределения длительности Z . Для экспоненциального распределения $VarZ \equiv 1$, $SkZ \equiv 2$ и $ExZ \equiv 6$. Известно, что если интервалы времени между событиями (заявками) имеют экспоненциальное распределение, то количество таких событий в условную единицу времени однозначно подчинено распределению Пуассона. Поскольку модель пуассоновского потока не всегда позволяет адекватно описать реальные потоки заявок, то необходимо выбирать иные распределения для их описания, позволяющие достаточно широко варьировать формой кривой плотности вероятности и обеспечивать лучшее согласие с данными измерений. Действительно хотя гипотеза об экспоненциальном распределении и даёт большие математические удобства при аналитических исследованиях, но весьма сомнительно, чтобы для реального потока заявок вероятность событий нулевого промежутка между вызовами были максимальной. Замена же экспоненциального распределения какими-либо иным функциями приводит к значительному усложнению математической модели, а сложные модели не всегда поддаются аналитическому решению.

Реальные потоки заявок в мультисервисных сетях формируются множеством источников с различной удельной интенсивностью нагрузки. В процессе создания потока заявок участвуют источники, принадлежащие к той или иной службе (группе) с близкими значениями интенсивности нагрузки. Значение параметра результирующего потока заявок в каждый момент времени зависит от того, к какой группе по интенсивности нагрузки принадлежит источник и каково соотношение численности этих источников с остальными. Следовательно, более адекватно описать такой поток или распределение промежутков времени между заявками можно не экспоненциальным распределением, а их смесью, называемой гиперэкспоненциальным распределением. Ему подчиняется прерывистый пуассоновский поток n -го порядка. Практические измерения показали, что достаточно хорошо реальные потоки аппроксимируются уже при $n = 2$. Плотность гиперэкспоненциального распределения при этом задается выражением

$$p(Z) = p_1 \lambda_1 e^{-\lambda_1 z} + p_2 \lambda_2 e^{-\lambda_2 z}. \quad (1)$$

Это значит, что с вероятностью p_1 промежуток времени между заявками имеет экспоненциальное распределение с параметром λ_1 , а с вероятностью p_2 – с параметром λ_2 ($p_1 + p_2 = 1$). Такое распределение позволяет моделировать большие разбросы величины промежутка времени между заявками и обеспечивает значения коэффициентов $Var \geq 1$, а это, в свою очередь, позволяет получать потоки с дисперсией интенсивности нагрузки (количества заявок в единицу времени), превышающей её математическое ожидание в десятки раз. Отношение этих первых двух центральных моментов интенсивности нагрузки определяет пик-фактор (скученность) интенсивности нагрузки S :

$$S = \frac{\sigma^2}{\mu}. \quad (2)$$

По результатам статистического моделирования, выполненном при помощи имитационной модели [2], установлено, что в случае гиперэкспоненциального распределения промежутка времени между заявками коэффициент вариации длительности промежутка времени $VarZ$ и пик-фактор интенсивности нагрузки S находятся в следующей зависимости:

$$(VarZ)^2 = \left(\frac{\sigma_z}{M_z} \right)^2 = S. \quad (3)$$

Кроме того, гиперэкспоненциальное распределение промежутка времени между заявками приводит к нормальному распределению количества заявок на интервале времени, равном средней длительности обслуживания этих заявок. Статистическая обработка результатов измерений параметров трафика в мультисервисных сетях и исследование его математической модели также подтверждают, что реальное распределение интенсивности нагрузки лучше согласуется с нормальным (Гаусса) законом распределения [1], которое можно получить, как видно, при использовании гиперэкспоненциального распределения промежутка времени между заявками.

Для определения основной характеристики качества обслуживания – вероятности отказа в обслуживании из-за занятости всех устройств системы – необходимо знать отдельные значения вероятностной функции распределения состояний системы P_i . Например, в случае пуассоновского потока заявок вероятность занятия всех обслуживаемых устройств (линий, каналов, серверов, портов) полностью доступной системы соответствует вероятности отказа в обслуживании $P_{отк}$. Поскольку экспоненциальное распределение является частным случаем гиперэкспоненциального, то модель потока с гиперэкспоненциальным распределением промежутка времени между заявками является его обобщением. Более широким обобщением большого класса потоков является рекуррентный поток Пальма. В таком обобщённом рекуррентном потоке функция распределения длительности промежутка времени между заявками $P(z \leq t) = F(t)$ может быть произвольной, а не только экспоненциальной, как у простейшего потока (пуассоновского потока первого рода). Таким образом, в случае рекуррентного потока заявок вероятность отказа в обслуживании также находится исходя из распределения вероятностей состояний системы, однако метод их расчёта значительно сложнее.

Для упрощения доказательства метода расчёта вероятностей состояний системы принято время обслуживания заявок постоянным. Рассматривается модель $H/D/m$ – полнодоступная система ёмкостью m обслуживающих устройств, в которую поступает гиперэкспоненциальный поток заявок. Состояние системы определяется количеством занятых устройств. Случайный процесс поступления заявок модифицирует состояния системы со скоростью, определяемой интенсивностью нагрузки Y . Интенсивность нагрузки Y – это суммарное количество поступивших заявок j за время, равное средней длительности занятий устройств T . Таким образом, интенсивность перехода системы из одного состояния в другое зависит от свойств потока заявок, который описывается соответствующим распределением вероятностей поступающих заявок Q_j , где j – количество заявок за время T , принимающее значения от 0 до ∞ . Все события поступления заявок принадлежат пространству состояний Q . События занятий устройств образуют новое дискретное подпространство P и описываются распределением вероятностей P_i , где i – количество занятых устройств, принимающее значения от 0 до m . Пространство P , несомненно, меньше пространства Q , поскольку состояния $i > m$ для системы невозможны, а j может быть сколь угодно велико.

Так как система обслуживания с отказами, то независимо от её текущего состояния для любого из случаев поступления $j > m$ заявок происходит событие «отказ в обслуживании». Это очевидно, поскольку за время T , равное постоянной длительности занятия устройств, поступит $j > m$ заявок, и ни одно из вновь занявшихся устройств за это же время не освободится. Если система находится в начальном состоянии $i = 0$ (все устройства свободны), то в этом случае для любого из вариантов поступления за тот же отрезок времени $j \leq m$ заявок событие «отказ в обслуживании» не происходит. События, состоящие в поступлении за время T точно j заявок, образуют полную группу несовместных гипотез H_0, H_1, \dots, H_j с априорными вероятностями $Q(H_0), Q(H_1), \dots, Q(H_j)$ и поэтому $\sum_{j=0}^{\infty} Q(H_j) = 1$. Событие A , состоящее в «отсутствии отказа

в обслуживании» может происходить только вместе с одной из гипотез группы H_0, H_1, \dots, H_m . Условные вероятности гипотез поступления $j \leq m$ заявок (апостериорные), при условии осуществления события A (отсутствие потерь заявок) вычисляются по формуле Байеса:

$$Q(H_j | A) = \frac{Q(H_j)Q(A|H_j)}{\sum_{k=0}^m Q(H_k)Q(A|H_k)} \quad (4)$$

Поскольку событие A (отсутствие отказа в обслуживании), появляющееся с любой из гипотез группы H_0, H_1, \dots, H_m , является достоверным, то условные вероятности $Q(A|H_j) = 1$. Поэтому, если для осуществления события возможна только часть гипотез, а остальные невозможны, то для получения апостериорных вероятностей надо каждую из априорных вероятностей этой части возможных гипотез разделить на их сумму. Следовательно:

$$Q(H_j | A) = \frac{Q(H_j)}{\sum_{k=0}^m Q(H_k)} \quad (5)$$

Для системы, находящейся в начальном состоянии (все устройства свободны), условные вероятности $Q(H_j|A)$ соответствуют вероятностям занятия $i = j$ устройств системы, т.е. вероятностям P_i . Они также образуют полную группу несовместных событий подпространства P и поэтому $\sum_{i=0}^m P_i = 1$. Таким образом, вероятности занятия устройств P_i выражены через вероятности поступления заявок $Q(H_j)$, т.е.

$$P_i = \frac{Q(H_i)}{\sum_{k=0}^m Q(H_k)} \quad (6)$$

Условием стационарности полученного распределение является эргодичность процесса обслуживания заявок. Это значит, что полученные вероятности состояний системы (количества занятых устройств) не должны зависеть от того, в каком состоянии система была в начальный момент (было принято, что в начальный момент все устройства свободны). Известно, что свойством эргодичности обладают марковские процессы и для любого такого процесса после достаточно длительного времени функционирования системы обязательно наступит стационарный режим, где вероятность того, что система будет в i -м состоянии, не зависит от того, в каком состоянии она находилась в начальный момент времени. Согласно теореме Маркова любой транзитивный (из любого состояния можно перейти в любое другое) однородный (вероятности перехода из состояния в состояние не зависят от того, в какой момент времени начало перехода) процесс с конечным числом состояний обладает эргодическим свойством. Согласно указанному в эргодической теореме достаточному критерию эргодичности марковского процесса, процесс будет эргодичен, если выполняется условие

$$Y = \frac{\lambda}{\mu} < m, \quad (7)$$

где Y – поступающая нагрузка, λ – интенсивность поступления заявок, μ – интенсивность обслуживания заявок. Это значит, что в среднем должно поступать меньше заявок, чем их может обслужиться, или среднее количество заявок за время $T = 1 / \mu$ не должно превышать количества устройств, тогда при этом система работает в состоянии статистического равновесия.

Если подставить в (6) вместо вероятностей $Q(H_i)$ плотность распределения Пуассона $Q_i = \frac{Y^i}{i!} \cdot e^{-Y}$, то получим известное первое распределение Эрланга, справедливое для модели $M/G/m$ и позволяющее рассчитать вероятности всех состояний системы. Однако в этом случае, непременно, математическое ожидание случайного процесса поступления заявок с интенсивностью Y равно её дисперсии σ^2 . Но если при расчетах (6) вместо вероятностей $Q(H_i)$ и $Q(H_k)$ использовать плотности вероятности нормального закона, то получим формулу расчета состояний системы в модели $H/D/m$:

$$P_i = \frac{\frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-(i-Y)^2/2\sigma^2}}{\sum_{k=0}^m \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\int (k-Y)^2/2\sigma^2}} = \frac{1}{\sum_{k=0}^m \exp\left[\frac{-(k-2Y+i)(k-i)}{2\sigma^2}\right]}. \quad (8)$$

При $\sigma^2 = Y$ нормальный случайный процесс является марковским и в этом случае в соответствии с (7) при $Y < m$ расчетные значения, получаемые по формулам распределения Эрланга и (8) весьма близки – расхождение не более 1%.

При $\sigma^2 > Y$ распределение промежутков времени между заявками уже не экспоненциально и поток заявок теряет свойство отсутствия последействия. При этом процесс обслуживания становится сложнее и возникает зависимость вероятностей состояний системы от её начального состояния. Кроме того, появляется зависимость и от вида распределения длительности обслуживания заявок, в отличие от распределения Эрланга, справедливом при любом законе распределения длительности обслуживания с конечным средним значением длительности обслуживания. Из-за этого вероятность занятия всех устройств системы уже не совпадает с вероятностью отказа в обслуживании, как это наблюдается при пуассоновском потоке. В модели $H/D/m$ вероятность отказа в обслуживании зависит от пик-фактора интенсивности нагрузки ξ :

$$P_{отк} = \frac{1}{\sum_{k=0}^m \exp\left[\frac{-(k-2Y+m)(k-m)}{2\sigma^2}\right]} \frac{\sigma^2}{Y}. \quad (9)$$

В работе [3] показано, что регулярный закон распределения длительности обслуживания – точки зрения качества обслуживания является наилучшим и поэтому формула (9) есть ни что иное, как верхняя оценка возможных значений вероятности отказа в обслуживании.

В работе [3] обосновано, что при $S > 1$ лучшее качество обслуживания для других законов распределения длительности обслуживания оказывается в том случае, когда в законе распределения больше коротких по длительности заявок (больше их вероятность).

С целью учета кроме пик-фактора нагрузки S еще и закона распределения длительности обслуживания заявок для формулы расчета вероятности отказа в обслуживании за основу взято выражение (9) и полученная по результатам имитационного моделирования [2] аппроксимирующая функция, учитывающая вид закона распределения длительности обслуживания:

$$P_{\text{отк}} = \frac{S}{\sum_{k=0}^m \exp \left[\frac{-(k - 2Y + m)(k - m)}{2YS} \right]} \left[1 - \frac{(S^2 - 1)(\sigma - Y + m)}{\sigma(S^2 h - h + 5)} \right], \quad (10)$$

где h – коэффициент, равный 4.25, 3.55 и 2.85 для равномерного, экспоненциального и логарифмически нормального (при $\text{var} = 3$) законов распределения длительности обслуживания соответственно. Как видно, при $S = 1$ (т.е. $\sigma^2 = Y$) данное выражение превращается в формулу (8) для случая $i = m$ – состояние системы m (заняты все устройства).

Выводы

Обосновано применение гиперэкспоненциального распределения длительности промежутка времени между заявками на обслуживание для описания математической модели мультисервисного трафика.

Для модели $H/D/m$ предложено распределение, позволяющее рассчитывать стационарные вероятности состояний полнодоступной системы P_n , обслуживающей рекуррентный поток вызовов с параметрами нагрузки Y и σ^2 при постоянной длительности обслуживания заявок T .

Для модели $H/G/m$ предложен метод расчета вероятности отказа в обслуживании из-за занятости всех устройств системы, учитывающий пик-фактор интенсивности нагрузки и вид закона распределения длительности обслуживания заявок.

Список литературы: 1. Ложковский А.Г., Захарченко Н.В., Горюхов С.М. Экспериментальная оценка модели потока вызовов на современных телефонных сетях // Наукові праці ОНАЗ ім. О.С. Попова. 2001. №2. С. 40–43. 2. Ложковский А.Г. Статистическое моделирование полнодоступного пучка с потерями // Наукові праці ОНАЗ ім. О.С. Попова. 2003. №1, С. 75–82. 3. Ложковський А.Г. Вплив закону розподілу тривалості зайняття на якість обслуговування реального потоку викликів // Наукові праці ОНАЗ ім. О.С. Попова. 2003. №4. С.26–28.

Одесская национальная академия связи им. А.С. Попова

Поступила в редколлегию 05.05.2009

НОРМАЛИЗОВАННЫЕ СОСТОЯНИЯ И ДЕСКРИПТОРНЫЕ НЕЙРОСЕТЕВЫЕ МОДЕЛИ ПЕРЕХОДНЫХ РЕЖИМОВ НЕЛИНЕЙНЫХ ЦЕПЕЙ.- I

Введение

Трудность теоретического и численного анализа переходных процессов в нелинейных радиотехнических цепях часто приводит к тому, что для каждой конкретной цепи индивидуально выбираются метод исследования и переменные состояния. Здесь предлагается некоторый общий метод исследования нелинейных цепей с любым числом сосредоточенных элементов определенного класса – емкостей, индуктивностей, в том числе взаимных многополюсных, нелинейных сопротивлений и нелинейных проводимостей. Основные шаги метода излагаются в двух частях, из которых состоит данная работа. В первой части после некоторого унифицированного выбора переменных состояния и исключения остальных токов и напряжений, получаются уравнения переходных процессов в виде системы полулинейных дифференциально-алгебраических уравнений. Производные переменных присутствуют только в линейных частях уравнений, однако в общем случае систему нельзя разрешить относительно производных. В векторной записи системы при векторе производных может стоять необратимая (вырожденная) квадратная матрица. Далее делается эквивалентная замена переменных, существенно упрощающая линейную часть уравнений и приводящая их к нормальной (канонической) форме К. Вейерштрасса. При такой нормализации уравнений аналитическая сложность нелинейных частей не возрастает, так как замена линейна.

Во второй части работы производится нормализация разностно-алгебраической системы уравнений, полученной путем конечно-разностной аппроксимации уравнений состояний. На следующем шаге нормализованные разностно-алгебраические уравнения моделируются с помощью дескрипторной нейронной сети, которая представляет собой определенное соединение динамических и статических нейронов. Анализируются структурные, динамические и функциональные свойства нейронной сети. Преобразования этих свойств путем обратной замены переменных позволяют указать некоторые «базисные» нелинейные зависимости в терминах переменных состояний исходной цепи. Указывается алгоритм последовательного вычисления состояний цепи в дискретные моменты времени, а в ряде случаев – явные аналитические формулы для состояний. Все шаги предлагаемого метода излагаются на примере модельной цепи с четырьмя линейными дифференциальными элементами и четырьмя нелинейными элементами.

Полулинейные дескрипторные динамические уравнения переходных режимов

Модельная цепь на рисунке представляет собой двухполюсник с заданным входным напряжением $U(t)$, двумя емкостями C_j , двумя нелинейными утечками g_j , взаимной индуктивностью и двумя нелинейными потерями $\varphi_j, j = 1, 2$:

$$\left. \begin{aligned} I_{C_j} &= C_j \frac{dU_{C_j}}{dt}, \quad I_{g_j} = g_j(U_{g_j}); \quad U_{\varphi_j} = \varphi_j(I_{\varphi_j}) \\ U_1 &= L_1 \frac{dI_1}{dt} + L_{12} \frac{dI_2}{dt}; \quad L_j > 0, \quad L_{12} > 0 \\ U_2 &= L_{12} \frac{dI_1}{dt} + L_2 \frac{dI_2}{dt}; \quad L_{12}^2 = L_1 L_2; \quad L_1 \neq L_2 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

В качестве переменных динамического состояния цепи выбираются токи на индуктивностях и напряжения на емкостях. Для цепи на рисунке вектор состояния $x(t)$ является четырехмерным:

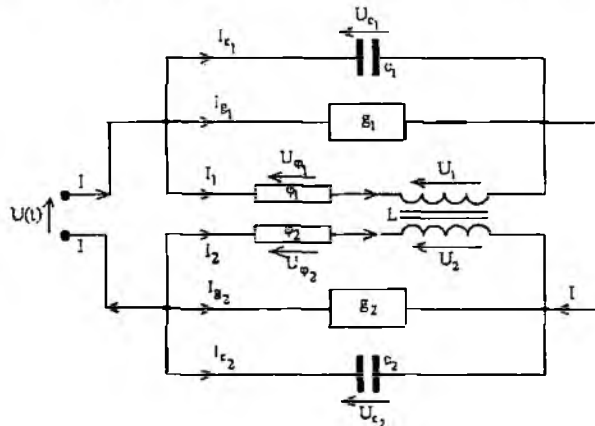
$$x(t) = (I_1(t), I_2(t), U_{C_1}(t), U_{C_2}(t))^T, \quad (2)$$

в то время как общее количество токов и напряжений всех девяти ветвей цепи равно 18. В общем случае полную систему уравнений Кирхгофа можно записать, например, с помощью фундаментальных матриц циклов и сечений графа цепи. В модельной цепи получится 9 уравнений Кирхгофа. Исключая из них внешний ток I , токи I_{φ_j} , напряжения U_{g_j} , получим следующие четыре уравнения законов сохранения ($j = 1, 2$):

$$U_j - U_{C_j} = -U_{\varphi_j}, \quad U_{C_1} - U_{C_2} = U(t), \quad I_{C_1} + I_{C_2} + I_1 + I_2 = -I_{g_1} - I_{g_2}.$$

Подставляя в них выражения для $U_j, I_{C_j}, U_{\varphi_j}, I_{g_j}$ из (1), получаем искомую систему дифференциально-алгебраических уравнений относительно динамических переменных (2):

$$\left. \begin{aligned} L_1 \frac{dI_1}{dt} + L_{12} \frac{dI_2}{dt} - U_{C_1} &= -\varphi_1(I_1) \\ L_{12} \frac{dI_1}{dt} + L_2 \frac{dI_2}{dt} - U_{C_2} &= -\varphi_2(I_2) \\ U_{C_1} - U_{C_2} &= U(t) \\ C_1 \frac{dU_{C_1}}{dt} + C_2 \frac{dU_{C_2}}{dt} + I_1 + I_2 &= -g_1(U_{C_1}) - g_2(U_{C_2}) \end{aligned} \right\} \quad (3)$$



Двухполюсник с нелинейными сопротивлениями φ_k и проводимостями $g_k, k = 1, 2$.

Система дифференциально-алгебраических уравнений (3) имеет векторную форму:

$$A \frac{dx}{dt} + Bx(t) = f(t) + \psi(x) \quad (4)$$

относительно вектора состояний $x(t)$ (2). Здесь

$$A = \begin{bmatrix} L_1 & L_{12} & 0 & 0 \\ L_{12} & L_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & C_1 & C_2 \end{bmatrix}, \quad B = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & -1 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad \psi(x) = \begin{bmatrix} -\varphi_1(x_1) \\ -\varphi_2(x_2) \\ 0 \\ -g_1(x_3) - g_2(x_4) \end{bmatrix}, \quad f(t) = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ U(t) \\ 0 \end{bmatrix}.$$

Обе матрицы A, B необратимы: $\det A = 0, \det B = 0$. При этом $\text{rang} A = 2$ вследствие соотношения параметров в (1).

Замечание 1. Мы не исключаем из переменных состояния (2) одно из напряжений U_{C_j} с помощью третьего уравнения в (3) по двум причинам. Во-первых, возможность этого исключения присуща именно конкретной цепи на рисунке, а наша цель – описать универсальный алгоритм анализа рассматриваемого класса цепей. Во-вторых, исключение третьего

уравнения из системы (3) и переход к трехкомпонентному вектору состояний не изменит тип системы уравнений: она останется неразрешимой относительно производных состояний и в ее векторной форме (4) новая матрица $A(3 \times 3)$ также будет необратимой.

Динамические системы вида (3) с уравнениями, не разрешимыми относительно производных, в теории управления называются *дескрипторными* [1].

Резонансно-частотные и резольвентные характеристики уравнений состояний

Анализ переходных режимов в цепи сводится к исследованию решений задачи Коши для уравнения (4) с начальным условием

$$x(0) = x_0, \quad x_0 = (x_{01}, x_{02}, x_{03}, x_{04})^T. \quad (5)$$

Вследствие вырожденности матрицы A такая задача Коши *может не иметь решения* при сколь угодно гладкой нелинейной функции $\psi(x)$, и даже при $\psi = 0$, (см. пример цепи в [2]). Для разрешимости задачи (4, 5) необходимо, чтобы начальный вектор x_0 принадлежал некоторому многообразию D_0 в пространстве решений \mathbf{R}^4 , причем D_0 определяется матрицами A, B и функциями f, ψ в (4). В общем случае n -мерного пространства состояний \mathbf{R}^n многообразие D_0 допустимых начальных векторов может иметь любую размерность: $0 \leq \dim D_0 \leq n$. Для *линейного* векторного уравнения вида (4) с $\psi = 0$ многообразие D_0 *допустимых начальных векторов* фактически описывается через нормальную форму К. Вейерштрасса для регулярного пучка матриц $\lambda A + B$, когда *характеристический многочлен*

$$a(\lambda) = \det(\lambda A + B) \quad (6)$$

не является тождественным нулем для всех λ : $a(\lambda) \neq 0$.

Размерность начального многообразия линейной дескрипторной системы в \mathbf{R}^n равна степени характеристического многочлена: $\dim D_0 = \deg a(\lambda)$. Более того, в каждый момент времени t многообразие $\Lambda(t) = \{x(t), \forall x(0) \in D_0\}$ значений всех возможных траекторий системы имеет такую же размерность:

$$\dim \Lambda(t) = \deg a(\lambda), \quad t \geq 0. \quad (7)$$

Конечные резонансные частоты λ_k линейной части уравнения состояний вида (4) есть корни характеристического многочлена $a(\lambda)$. В отличие от случая явного дифференциального уравнения при $A = E$, здесь сумма кратностей v_k корней λ_k может быть существенно меньше размерности пространства состояний \mathbf{R}^n за счет вырождения матрицы A : $\sum v_k = \deg a(\lambda) < n$. Тогда соответствующая *линейная система* имеет *бесконечную резонансную частоту* $\lambda = \infty$, алгебраическая кратность которой v_∞ согласно теории К. Вейерштрасса

$$v_\infty = n - \sum v_k = n - \deg a(\lambda). \quad (8)$$

Таким образом, для переходных режимов *линейной цепи* с дескрипторным уравнением состояний справедлив следующий *принцип фазового дефекта*.

В пространстве состояний \mathbf{R}^n коразмерность t -сечения $\Lambda(t)$ фазового многообразия всех траекторий равна алгебраической кратности v_∞ бесконечной резонансной частоты $\lambda = \infty$:

$$\text{Codim } \Lambda(t) = v_\infty. \quad (9)$$

Замечание 2. Практически кратность v_∞ бесконечной резонансной частоты дескрипторной системы $A \frac{dx}{dt} + Bx(t) = 0$ может быть вычислена как алгебраическая кратность собствен-

ного числа $\mu = 0$ инверсного пучка $\mu B + A$, то есть как алгебраическая кратность нулевой резонансной частоты инверсной системы $B \frac{dy}{dt} + Ay(t) = 0$.

Кроме параметра размерности $\dim \Lambda(t)$, конкретная структура фазового многообразия $\Lambda(t)$ и, в частности, начального многообразия $D_0 = \Lambda(0)$, существенно зависит от *корневой кратности p бесконечной резонансной частоты $\lambda = \infty$* . В терминологии К. Вейерштрасса число p есть максимальная из степеней q бесконечных элементарных делителей μ^q пучка матриц $\lambda A + B$ [3, гл. XII, § 2]. В современной теории DAEs число p называется *индексом пучка $\lambda A + B$* [4,6]. Важность индекса p для характеристики переходных процессов в линейной дескрипторной системе объясняется связью индекса с точной степенной оценкой роста частотной резольвенты $(\lambda A + B)^{-1}$ левой части (4) при возрастании частоты $\lambda \rightarrow \infty$ [3,4]:

$$\|(\lambda A + B)^{-1}\| \leq C \cdot |\lambda|^{p-1}, \quad |\lambda| > r = \max_k |\lambda_k| + \varepsilon. \quad (10)$$

Здесь λ_k – конечные собственные числа пучка $\lambda A + B$ и $\varepsilon > 0$. Обратное, наименьшее целое p в оценке нормы резольвенты (10) может служить определением индекса регулярного пучка. Индекс равен нулю ($p = 0$) тогда и только тогда, когда матрица A обратима ($\det A \neq 0$). В этом случае частотная резольвента убывает при возрастании частоты с гиперболической оценкой $\|(\lambda A + B)^{-1}\| \leq \frac{C}{|\lambda|}$, $|\lambda| > r$, а уравнение (4) после умножения на матрицу

A^{-1} превращается в явное уравнение, разрешенное относительно производной $\frac{dx}{dt}$. При единичном индексе ($p = 1$) резольвента ограничена на высоких частотах и для линейной системы принцип фазового дефекта (9) уточняется:

$$v_\infty = n - \text{rang} A \Rightarrow \dim \Lambda(t) = \text{rang} A. \quad (11)$$

Для более высоких индексов $p > 1$ размерность фазового многообразия $\Lambda(t)$ может быть как угодно меньше ранга матрицы A :

$$0 \leq \dim \Lambda(t) \leq \text{rang} A. \quad (12)$$

Например, пусть в (4) функция $f(t)$ является n раз непрерывно дифференцируемой, $\psi(x) \equiv 0$, $B = E$ и нильпотентная матрица A имеет элементы $a_{i,i+1} = 1$ и $a_{i,k} = 0$ при $k \neq i+1$. Тогда $\text{rang} A = n - 1$, однако уравнение (4) имеет единственное решение $x(t)$, фазовое многообразие $\Lambda(t)$ состоит из единственного вектора $x(t)$, так что $\dim \Lambda(t) = 0$.

Для *нелинейного уравнения* (4) описание фазового многообразия $\Lambda(t)$ и, в частности, предыдущие утверждения о его размерности, получаются лишь при специфических ограничениях на компоненты нелинейной векторной функции $\psi(x)$, см., например, [5]. Локальные теоремы существования и единственности решения полулинейных уравнений вида (4) получены в [5, 7, 8], глобальная теорема для индекса $p \leq 2$ приведена в [9].

Опишем резонансно-частотные и резольвентные характеристики уравнения (4) для модельной цепи на рисунке. Характеристический многочлен здесь

$$a(\lambda) = \det(\lambda A + B) = \lambda \cdot \Delta, \quad \Delta = L_1 - 2L_{12} + L_2 = \left(\sqrt{L_1} - \sqrt{L_2}\right)^2. \quad (13)$$

Следовательно, при условии $L_1 \neq L_2$ на индуктивности пучок $\lambda A + B$ является регулярным. Существует единственный конечный резонанс на нулевой частоте: $\lambda_1 = 0$. Соответствующее собственное подпространство $\{v_0 : (0 \cdot A + B)v_0 = 0\}$ одномерно и задается собственным вектором пучка $v_0 = (1, -1, 0, 0)^T$. Вектор v_1 , присоединенный к собственному вектору v_0 , ол-

ределяется равенством $(0 \cdot A + B)v_1 = -Av_1$, (см. [10, с. 319]). Легко проверяется, что это равенство возможно только при условии $\Delta = 0$, где число Δ определено в (13). Однако, $\Delta \neq 0$, поэтому присоединенных векторов v_1 нет. Следовательно, собственное число $\lambda_1 = 0$ пучка $\lambda A + B$ имеет кратность $v_1 = 1$, алгебраическая кратность v_∞ бесконечной резонансной частоты равна $v_\infty = 3$ и может вычисляться по любой из двух формул (8).

Вычисление обратной матрицы дает следующий вид частотной резольвенты:

$$(B + \lambda A)^{-1} = \frac{1}{\Delta} \begin{bmatrix} \frac{1}{\lambda} + \lambda L_2 (C_1 + C_2) & -\frac{1}{\lambda} - \lambda L_{12} (C_1 + C_2) & \frac{1}{\lambda} + \lambda (L_{12} C_1 + L_2 C_2) & L_2 - L_{12} \\ -\frac{1}{\lambda} - \lambda L_{12} (C_1 + C_2) & \frac{1}{\lambda} + \lambda L_1 (C_1 + C_2) & -\frac{1}{\lambda} - \lambda (L_1 C_1 + L_{12} C_2) & L_1 - L_{12} \\ L_{12} - L_2 & L_{12} - L_1 & L_1 - L_{12} & 0 \\ L_{12} - L_2 & L_{12} - L_1 & L_{12} - L_2 & 0 \end{bmatrix}$$

Очевидно, при больших частотах λ имеет место неуклучшаемая оценка

$$\|(\lambda A + B)^{-1}\| \leq C|\lambda|, \quad |\lambda| > r > 0. \quad (14)$$

Следовательно, индекс матричного пучка $\lambda A + B$ равен 2: $p = \text{ind}(\lambda A + B) = 2$.

Нормальная форма дескрипторных уравнений состояний

Преобразуем общее уравнение вида (4) к *нормальной форме*, используя приведение матричного пучка $\lambda A + B$ к *канонической форме К. Вейерштрасса*. Согласно [3, гл. XII, § 2] существуют две обратимые квадратные матрицы P, W , приводящие семейство матриц $\lambda A + B$ к блочно-диагональной форме:

$$P(\lambda A + B)W = \lambda A_0 + B_0, \quad A_0 = \begin{bmatrix} E_m & 0 \\ 0 & H \end{bmatrix}, \quad B_0 = \begin{bmatrix} J & 0 \\ 0 & E_{n-m} \end{bmatrix}. \quad (15)$$

Здесь E_m – единичная матрица размерности $m \times m$, J – матрица размерности $m \times m$, H – блочно-диагональная матрица, диагональные блоки которой есть нильпотентные клетки Жордана N_i размеров s_i . При этом

$$N_i = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & 1 & \dots & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 1 \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 0 \end{bmatrix}, \quad \sum_i s_i = n - m, \quad N_i^{s_i} = 0, \quad N_i^{s_i - 1} \neq 0.$$

Легко проверить, что индекс p пучка $\lambda A + B$ совпадает с индексом канонического пучка $\lambda A_0 + B_0$ и равен $p = \max_i s_i$. Следовательно, индекс пучка $\lambda A + B$ совпадает с индексом нильпотентного матричного блока H в канонической форме (15): $H^p = 0, H^{p-1} \neq 0$.

После умножения на матрицу P и замены

$$x(t) = Wy(t), \quad y(t) = W^{-1}x(t) \quad (16)$$

уравнение (4) преобразуется к следующей нормальной форме:

$$A_0 \frac{dy}{dt} + B_0 y(t) = Pf(t) + P\psi(Wy). \quad (17)$$

В соответствии с блочной структурой (15) матриц A_0, B_0 канонической формы разобьем произвольный вектор $y = (y_1, \dots, y_n)^T \in \mathbf{R}^n$ на две части:

$$y = y_a \oplus y_b, \quad y_a = (y_1, \dots, y_m)^T, \quad y_b = (y_{m+1}, \dots, y_n)^T. \quad (18)$$

Тогда нормализованное уравнение (17) записывается как пара уравнений, связанных через нелинейные функции:

$$\frac{dy_a}{dt} + Jy_a(t) = (Pf)_a(t) + (P\psi)_a(Wy). \quad (19)$$

$$H \frac{dy_b}{dt} + y_b(t) = (Pf)_b(t) + (P\psi)_b(Wy). \quad (20)$$

Уравнение (19) является разрешенным относительно производной $\frac{dy_a(t)}{dt}$, а вся «дескрипторность» исходной системы (4) перенесена на уравнение (20), не разрешенное относительно производной $\frac{dy_b(t)}{dt}$. Здесь матрица H нильпотентна и имеет стандартную жорданову форму, описанную выше.

Для уравнения (4) модельной цепи на рисунке характеристический пучок матриц $\lambda A + B$ приводится к канонической форме (15) с помощью матриц

$$P = \frac{1}{\Delta} \begin{bmatrix} -1 & 1 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_1^{-1}\Delta \\ \left(1 + \frac{C_2}{C_1}\right)(L_{12} - L_2) & \left(1 + \frac{C_2}{C_1}\right)(L_{12} - L_1) & L_1 - L_{12} + \frac{C_2}{C_1}(L_{12} - L_2) & 0 \\ \frac{C_2}{C_1}(L_2 - L_{12}) & \frac{C_2}{C_1}(L_1 - L_{12}) & -\Delta + \frac{C_2}{C_1}(L_2 - L_{12}) & 0 \end{bmatrix},$$

$$W = \begin{bmatrix} -1 & \frac{C_1 L_2}{L_2 - L_{12}} & 0 & 0 \\ 1 & \frac{C_1 L_1}{L_1 - L_{12}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \frac{C_2}{C_1} & -\frac{C_2}{C_1} \\ 0 & 0 & 1 & 1 \end{bmatrix}. \quad (21)$$

Эти приводящие матрицы вычислены в пакете Matlab с использованием аналитических свойств частотной резольвенты $(\lambda A + B)^{-1}$, спектральных проекторов пучка [2] и методов, развитых в [4]. Матрицы P, W можно также получить чисто алгебраическими методами, вычисляя базисный набор собственных и присоединенных (корневых) векторов пучка [3, гл. XII]. Матрицы $A_0 = PAW, B_0 = PBW$ канонической формы

$$A_0 = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad B_0 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (22)$$

Следовательно, в блочной структуре (15) $m=1$, блоки $E_m=1, J=0$ есть скаляры $E_{n-m}=E_3$, трехмерная нильпотентная матрица H состоит из двух нильпотентных клеток Жордана:

$$H = N_1 \oplus N_2; N_1 = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} (s_1 = 2); N_2 = 0 (s_2 = 1).$$

Уравнение (17) есть векторная форма системы скалярных уравнений

$$\left. \begin{aligned} 1. \frac{dy_1}{dt} &= -\Delta^{-1}u(t) + \Delta^{-1}[\varphi_1(x_1) - \varphi_2(x_2)] \\ 2. \frac{dy_3}{dt} + y_2(t) &= -C_1^{-1}[g_1(x_3) + g_2(x_4)] \\ 3. y_3(t) &= \Delta^{-1} \left[L_1 - L_{12} + \frac{C_2}{C_1}(L_{12} - L_2) \right] u(t) + \\ &+ \Delta^{-1} \left(1 + \frac{C_2}{C_1} \right) \cdot \varphi(x_1, x_2) \\ 4. y_4(t) &= \left[\frac{C_2(L_2 - L_{12})}{C_1 \Delta} - 1 \right] u(t) - \frac{C_2}{C_1 \Delta} \cdot \varphi(x_1, x_2) \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

Здесь введено обозначение

$$\varphi(x_1, x_2) = (L_2 - L_{12})\varphi_1(x_1) + (L_1 - L_{12})\varphi_2(x_2). \quad (24)$$

и вместо переменных x_k в правые части равенств (24) следует подставить их выражения через y_k (см. (16, 21)):

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= \frac{C_1 L_2}{L_2 - L_{12}} \cdot y_2 - y_1; x_2 = y_1 + \frac{C_1 L_1}{L_1 - L_{12}} \cdot y_2 \\ x_3 &= \left(1 - \frac{C_2}{C_1} \right) y_2 - \frac{C_2}{C_1} y_4; x_4 = y_3 + y_4. \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

Список литературы: 1. *Bender D.J., Laub A.* The linear-quadratic optimal regulator for descriptor systems // *IEEE Transactions on Automatic Control*. 1987. V. AC-32, № 6. P. 2062-2077. 2. *Руткас А.Г.* Задача Коши для уравнения $Ax'(t) + Bx(t) = f(t)$ // *Дифференц. уравнения*. 1975. Т. 11, № 11. С. 1996-2010. 3. *Гаитмахер Ф.Р.* Теория матриц. М.: Наука, 1966. 576 с. 4. *Власенко Л. А.* Эволюционные модели с неявными и вырожденными дифференциальными уравнениями. Днепропетровск: Системные технологии, 2006. 272 с. 5. *Rutkas A.* The solvability of a nonlinear differential equation in a Banach space // *Spectral and evolutionary problems. Proceedings of Sixth Crimean Fall Mathematical School-Symposium (Simferopol)*. 1996. V. 6. P. 317-320. 6. *Kunkel P., Mehrmann V.* Differential-Algebraic Equations. Analysis and Numerical Solution. Zürich: European Mathematical Society Publishing House, 2006. 377 p. 7. *Favini A., Rutkas A.* Existence and uniqueness of solutions of some degenerate nonlinear equations // *Differential and Integral Equations*. 1999. V. 12, № 3. P. 373-394. 8. *Rutkas A.G., Vlasenko L.A.* Existence of solutions of degenerate non-linear differential operator equations // *Nonlinear Oscillations*. 2001. V. 4, № 2. P. 252-263. 9. *Руткас А.Г., Худошин И.Г.* Глобальная разрешимость одного вырожденного дифференциально-операторного уравнения // *Нелінійні коливання*. 2004. Т.7, № 3. С. 414-429. 10. *Гохберг И.Ц., Крейн М.Г.* Введение в теорию линейных несамосопряженных операторов. М.: Наука, 1965. 448 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 01.04.2009

ИЗЛУЧЕНИЕ ЛИНЕЙНОГО ТОКА ВБЛИЗИ ДВУХСЛОЙНОГО ЦИЛИНДРА, СОСТАВЛЕННОГО ИЗ МАТЕРИАЛОВ С ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ/ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ И МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЯМИ

Введение

В последнее время наблюдается значительный интерес к эффектам, возникающим при взаимодействии электромагнитных волн со средами, относительная диэлектрическая ϵ и магнитная μ проницаемости которых одновременно являются отрицательными величинами.

Впервые такие среды теоретически исследовал еще в 60-е годы прошлого века российский физик В. Веселаго [1], хотя идеи о возможности разнонаправленности фазовой и групповой скоростей высказывались и раньше [2 – 5]. Веселаго показал, что в такой среде электрическое поле \vec{E} , магнитное поле \vec{H} и волновой вектор \vec{k} образуют левую тройку, поэтому он назвал такие среды «левыми», в отличие от обычных «правых» сред, где векторы \vec{E} , \vec{H} и \vec{k} образуют правую тройку. В левых средах фазовая и групповая скорости направлены в противоположные стороны, собирающие линзы становятся рассеивающими и наоборот; доплеровский сдвиг происходит в противоположную сторону; черенковское излучение от движущейся заряженной частицы происходит не вперед, а назад; на границе раздела сред луч преломляется в противоположную сторону.

Однако материалы с отрицательными ϵ и μ в природе не встречаются. Именно по этой причине работы В. Веселаго долгое время не привлекали должного внимания. Возможность искусственного построения таких материалов изучалась в связи с созданием искусственных диэлектриков в работах Н. Хижняка [6], в которых были предложены и исследованы различные структуры, диэлектрическая и магнитная проницаемость которых могла быть подобрана как за счет рассеивающих центров, так и за счет самой структуры. Толчком, вызвавшим резкий всплеск работ в этой области, послужило создание в конце 90-х годов искусственных сред, диэлектрическая и магнитная проницаемости которых отрицательные [7, 8]. Такие среды получили название метаматериалов.

Метаматериалы – это композитные материалы, свойства которых обусловлены не столько индивидуальными физическими свойствами их компонентов, сколько микроструктурой. Термин «метаматериалы» особенно часто применяют по отношению к тем композитам, которые демонстрируют свойства, нехарактерные для объектов, встречающихся в природе. Одним из наиболее горячо обсуждаемых в последнее время типов метаматериалов и являются объекты с отрицательным показателем преломления. Огромный интерес к ним вызван их уникальными электродинамическими свойствами, а также возможности управления их параметрами. Среди возможных применений метаматериалов – создание «суперлинз», обладающих разрешением, сильно превосходящим то, которое может быть достигнуто по ныне существующим технологиям [7]; создание маскирующих оболочек, делающих объект невидимым, причем как в случае согласования свойства оболочки с маскируемым объектом [9], так и в случае произвольного объекта, помещенного внутри оболочки [10 – 14]. Практическое использование таких материалов, в первую очередь, связано с возможностью создания на их основе терагерцевой оптики, что, в свою очередь, приведет к развитию метеорологии и океанографии, появлению радаров с новыми свойствами, средств всепогодной навигации, устройств дистанционной диагностики качества деталей и систем безопасности, позволяющих обнаружить скрытое, а также уникальных медицинских приборов.

В данной работе исследуется задача рассеяния поля нитевидного тока на круговом двухслойном цилиндре, состоящем из материалов с положительными или отрицательными ϵ и μ . Решение такой задачи для однородного цилиндра из метаматериала известно [15]. Целью дан-

ной работы является определение отличительных особенностей поведения поля на структуре, состоящей из веществ с материальными параметрами противоположных знаков, а также исследование полей в структуре, состоящей из двух различных метаматериалов.

Постановка задачи и метод решения

Рассмотрим, расположенный в вакууме (ϵ_0, μ_0) , состоящий из двух концентрических слоев, круговой цилиндр. Обозначим радиус внешнего цилиндра a , а внутреннего b . Геометрия поперечного сечения структуры представлена на рис. 1. Обозначим ϵ_1, μ_1 диэлектрическую и магнитную проницаемости оболочки, а ϵ_2, μ_2 проницаемости сердцевинки. Поле в структуре возбуждается внешним нитевидным током, ориентированным вдоль оси цилиндра, которая направлена вдоль оси z . В плоскости поперечного сечения введем полярную систему координат. На рис. 1 положение источника определяется точкой (ρ_1, φ_1) . Обозначим координаты точки наблюдения (ρ, φ) . Предположим, что диэлектрическая и магнитная проницаемости материалов могут быть как положительными, так и отрицательными.

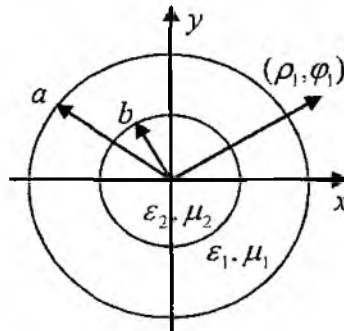


Рис. 1

Зависимость от времени источника поля предполагается гармонической $\sim e^{i\omega t}$. Тогда поле нитевидного тока имеет только z -компоненту, которая в вакууме определяется формулой

$$E_0 = -\frac{\omega\mu_0}{4} H_0^{(2)}(k_0|\bar{\rho} - \bar{\rho}_1|). \quad (1)$$

где $k_0 = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0} = 2\pi/\lambda$ – волновое число свободного пространства, а λ – длина волны.

Задача состоит в нахождении электромагнитного поля в каждой из областей при стандартных условиях: поле удовлетворяет уравнениям Максвелла, условиям непрерывности тангенциальных составляющих при переходе через каждую границу, и условию излучения на бесконечности для рассеянного поля во внешнем пространстве.

В силу геометрии задачи все поля будут иметь только z -компоненты, которые в каждой из областей могут быть представлены в виде:

$$E_1 = -\frac{\omega\mu_0}{4} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} a_k J_k(k_2\rho) H_k^{(2)}(k_0\rho_1) e^{ik(\varphi-\varphi_1)}, \quad \rho < a, \quad (1)$$

$$E_2 = -\frac{\omega\mu_0}{4} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} (b_k J_k(k_1\rho) + c_k H_k^{(2)}(k_1\rho)) H_k^{(2)}(k_0\rho_1) e^{ik(\varphi-\varphi_1)}, \quad b < \rho < a, \quad (2)$$

$$E_3 = -\frac{\omega\mu_0}{4} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} d_k H_k^{(2)}(k_0\rho) H_k^{(2)}(k_0\rho_1) e^{ik(\varphi-\varphi_1)}, \quad \rho > a, \quad (3)$$

где $k_1 = \omega\sqrt{\epsilon_0\epsilon_1\mu_0\mu_1}$; $k_2 = \omega\sqrt{\epsilon_0\epsilon_2\mu_0\mu_2}$.

Падающее поле E_0 , с учетом теорем сложения для цилиндрических функций, также можно представить в виде следующих рядов:

$$E_0 = -\frac{\omega\mu_0}{4} \begin{cases} \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k(k_0\rho) H_k^{(2)}(k_0\rho_1) e^{ik(\varphi-\varphi_1)}, \rho < \rho_1 \\ \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k(k_0\rho_1) H_k^{(2)}(k_0\rho) e^{ik(\varphi-\varphi_1)}, \rho_1 < \rho \end{cases} \quad (4)$$

Следует принять во внимание, что во внешнем пространстве электрическое поле есть суперпозиция падающей волны (4) и отраженной (3). Граничные условия для полей дают систему линейных уравнений относительно неизвестных коэффициентов a_k, b_k, c_k, d_k :

$$Ax = b. \quad (5)$$

$$A = \begin{pmatrix} J_k(k_2b) & -J_k(k_1b) & -H_k^{(2)}(k_1b) & 0 \\ k_2/\mu_2 J_k'(k_2b) & -k_1/\mu_1 J_k'(k_1b) & -k_1/\mu_1 H_k^{(2)'}(k_1b) & 0 \\ 0 & J_k(k_1a) & H_k^{(2)}(k_1a) & -H_k^{(2)}(k_0a) \\ 0 & k_1/\mu_1 J_k'(k_1a) & k_1/\mu_1 H_k^{(2)'}(k_1a) & k_0 H_k^{(2)'}(k_0a) \end{pmatrix}; x = \begin{pmatrix} a_k \\ b_k \\ c_k \\ d_k \end{pmatrix}; b = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ J_k(k_0a) \\ k_0 J_k'(k_0a) \end{pmatrix}$$

Полученные выражения для полей имеют вид бесконечных рядов. При численных расчетах верхний индекс суммирования N_{max} выбирается так, чтобы обеспечить 3–4 верных знака после запятой. Это достигается выбором $N_{max} > k_0\rho' + 20$ [15].

Для расчета поля в дальней зоне используем асимптотические представления для функции Ханкеля при больших значениях аргумента:

$$H_n^{(2)}(x) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi x}} e^{-ix + \frac{\pi}{2}(n + \frac{1}{2})}. \quad (5)$$

Тогда полное поле в дальней зоне может быть представлено в виде

$$E_0 + E_3 \approx -\frac{\omega\mu_0}{2\sqrt{2}} \sqrt{\frac{1}{\pi k_0\rho}} e^{-ik_0\rho} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} (d_k H_k^{(2)}(k_0\rho_1) + J_k(k_0\rho_1)) e^{i\frac{\pi}{2}(k + \frac{1}{2})} e^{ik(\varphi-\varphi_1)} \quad (6)$$

Результаты

Полученные формулы позволяют рассчитывать электрические поля во всех трех областях для любого соотношения между размерами областей и длиной волны излучения, генерируемого током. В данной работе проведены расчеты для двух случаев: малого объекта дифракции ($\lambda = 10a$) и большого объекта ($\lambda = 0.1a$). В обоих случаях рассмотрено поле как в ближней зоне объекта, так и в дальней зоне.

Поле в ближней зоне. Результаты расчета представлены на рис. 2, 3, где показано распределение в пространстве величины логарифма амплитуды электрического поля $\ln|E|$, рассчитанного по формулам (1), (2). На рис. 2 представлено распределение модуля поля источника для случая, когда длина волны в 10 раз превосходит радиус объекта дифракции ($\lambda = 10a$).

Рис. 2, *a* соответствует распределению поля на объекте из однородного «правого» материала. В силу того, что длина волны намного больше размеров искажение поля незначительное. При появлении кольцевой неоднородности из «левого» материала (рис. 2, *b, c*), т.е. когда объект представляет собой цилиндрическую структуру с «правой» сердцевинной и «левой» оболочкой, усиливается влияния объекта дифракции на поле излучения с утолщением оболочки. Рис. 2, *d* демонстрирует проявление резонансного поведения поля в однородной структуре из метаматериала.

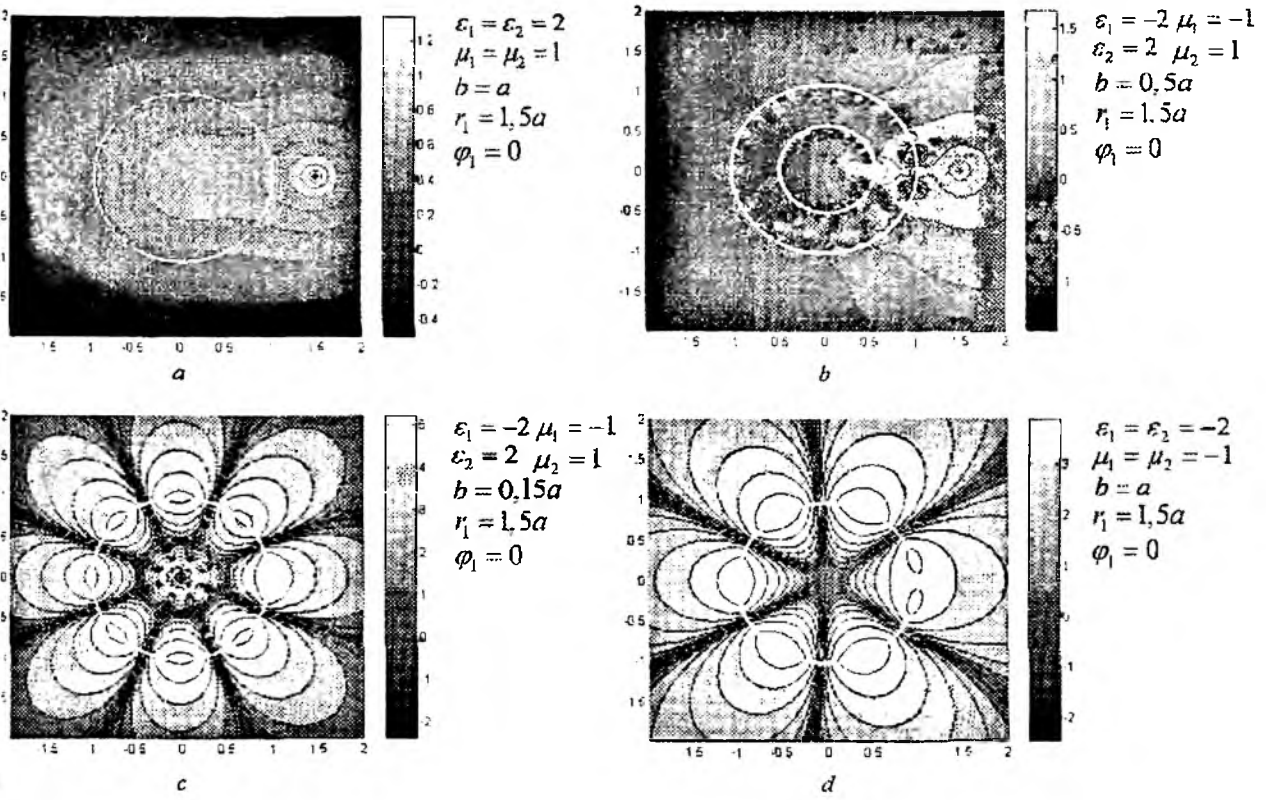


Рис. 2

Различие между рассеивающими свойствами объектов из «правых» и «левых» материалов существенно и в случае коротковолнового излучения ($\lambda = 0.1a$), рис. 3.

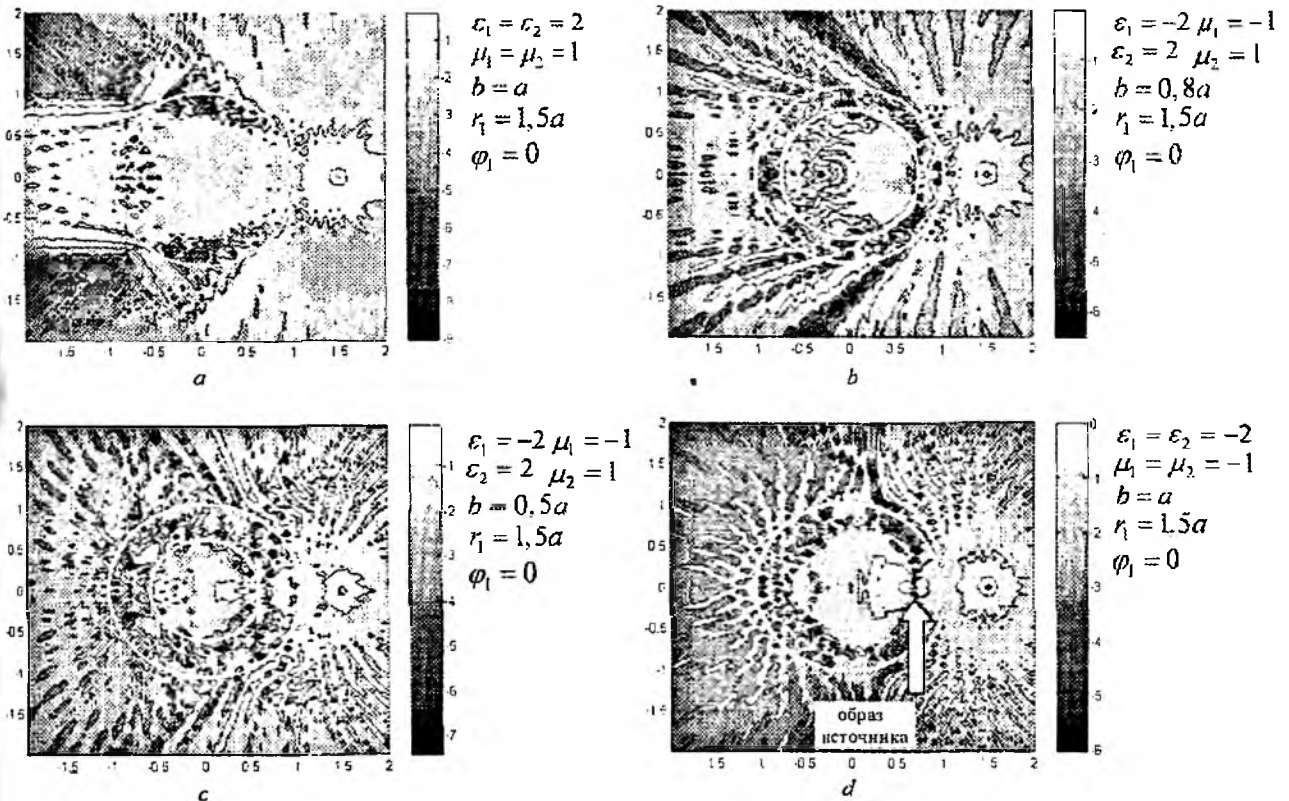


Рис. 3

На рис. 3, *a* представлен случай однородного диэлектрического цилиндра с положительными диэлектрической и магнитной проницаемостями. Наблюдается прохождение электромагнитного излучения и формирование ярко выраженного луча за структурой. Наличие кольцевой оболочки из «левого» материала приводит к перефокусировке рассеянного излучения и формированию образа источника внутри объекта. Рис. 3, *b*, *c* отображает поведение поля на двухслойном объекте с «правым» материалом в сердцевине и «левым» в оболочке и формированию размытого образа источника внутри объекта. Рис. 3 *d*, на котором показано распределение поля в случае однородного «левого» материала, демонстрирует способность метаматериалов превращать рассеивающие объекты в собирающие, и наоборот. Образ источника стягивается в точку.

Поле в дальней зоне. Поле в дальней зоне рассчитано по формуле (6). На рис. 4, 5 приведены графики величины $|E_0 + E_3|/N$ как функции угловой координаты φ . Нормирующий множитель $1/N = 2\sqrt{2\pi k_0 r} e^{ik_0 r} / \omega \mu_0$. Численное моделирование проводилось для тех же значений параметров, что и для результатов, представленных на рис. 2 и 3, рис. 4 соответствует длинноволновому излучению ($\lambda = 10a$), рис. 5 – коротковолновому ($\lambda = 0.1a$).

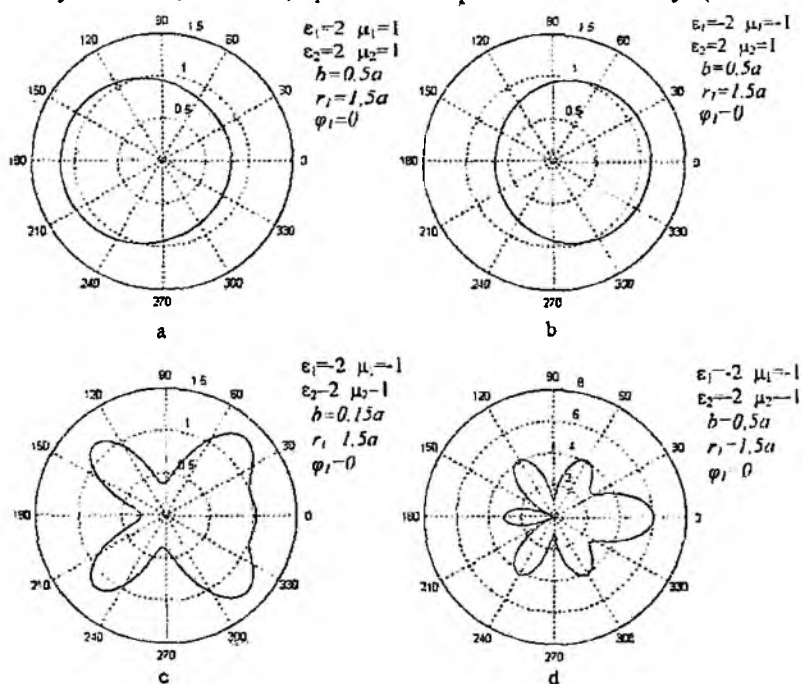


Рис. 4

Для длинноволнового излучения наблюдается практически круговая диаграмма рассеяния в случае однородного «положительного» цилиндра и двухслойного с «отрицательной» оболочкой (рис. 4, *a*, *b*). Однако для двухслойного цилиндра наблюдается смещение в противоположную сторону максимума диаграммы направленности. С увеличением толщины метаматериала наблюдается появление резонанса (рис. 4, *c*) и более выраженное резонансное распределение поля для однородного «отрицательного» цилиндра (рис. 4, *d*).

В случае коротковолнового излучения «правый» цилиндр хорошо фокусирует излучение и формирует остронаправленный луч, в сторону, противоположную источнику (рис. 5, *a*). Появление «левого» кольца усиливает отражение и размывает острую направленность диаграммы (рис. 5, *b*, *c*). В крайнем случае однородного «левого» материала диаграмма направленности является остроугольной с преимущественным направлением в сторону от источника.

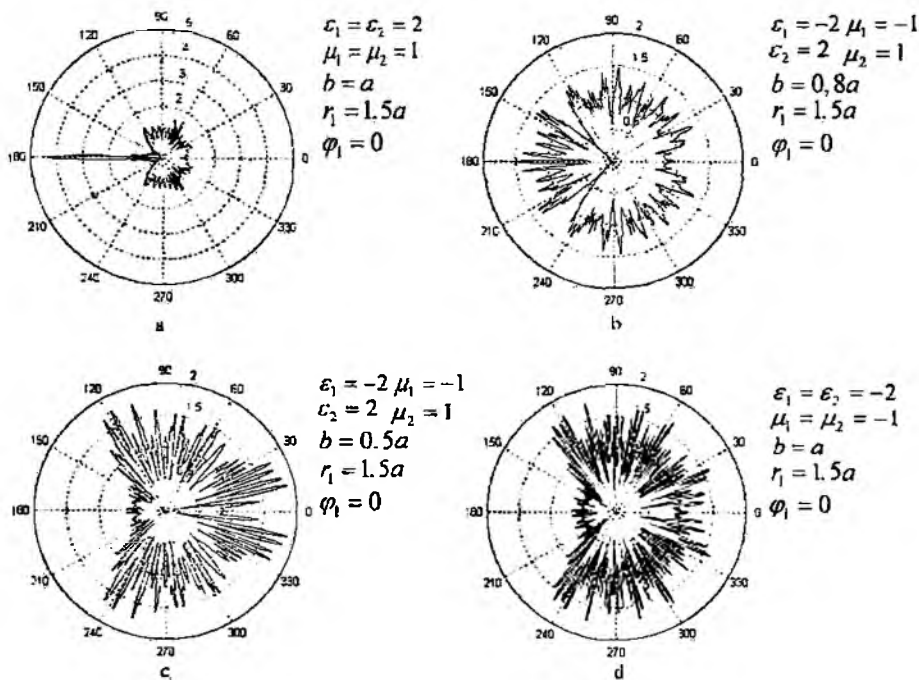


Рис. 5

«Туннельный эффект». Численные исследования продемонстрировали наличие «туннельного эффекта» для структуры, составленной из двух различных метаматериалов, т.е. продолжение поля сквозь отражающее препятствие. На рис. 6 представлено распределение нормированной величины поля в дальней зоне $|E_0 + E_1|/N$ как функции угловой координаты φ в декартовой прямоугольной системе координат. Длина волны источника равна радиусу рассеивающего объекта ($\lambda = a$). Величины параметров, для которых проводилось моделирование, представлены ниже:

- а) $\epsilon_1 = \epsilon_2 = -1, \mu_1 = \mu_2 = -1, r_1 = 1.5a, \varphi_1 = 0$;
- б) $\epsilon_1 = \epsilon_2 = -2, \mu_1 = \mu_2 = -1, r_1 = 1.5a, \varphi_1 = 0$;
- в) $\epsilon_1 = -1, \mu_1 = -1, \epsilon_2 = -2, \mu_2 = -1, b = 0.5a, r_1 = 1.5a, \varphi_1 = 0$;
- д) $\epsilon_1 = -2, \mu_1 = -1, \epsilon_2 = -1, \mu_2 = -1, b = 0.5a, r_1 = 1.5a, \varphi_1 = 0$.

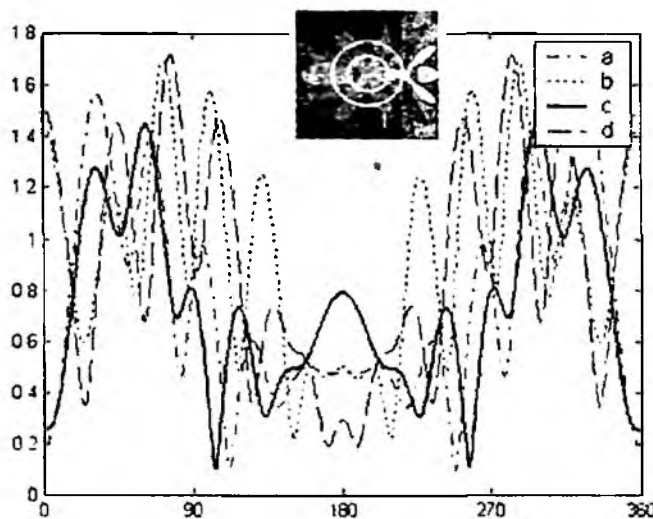


Рис. 6

Наблюдается усиленное отражение и невозможность прохождения поля сквозь объект для однородного цилиндра из метаматериала, линия *a* и *b*. Аналогичное явление наблюдается и для двухслойного цилиндра, составленного из различных метаматериалов, если абсолютная величина диэлектрической проницаемости оболочки больше, чем сердцевины *d*. Туннельный эффект наблюдается для двухслойной «левой» структуры, если модуль диэлектрической проницаемости сердцевины больше, чем оболочки (максимум поля при $\varphi = 180^\circ$, линия *c*). Такая структура становится прозрачной для излученного поля. На вставке в рис. 6 представлено распределение поля в ближней зоне и формирование прошедшего луча. С ростом контраста между средами эффект усиливается.

Выводы

Получено аналитическое решение задачи дифракции поля гармонического нитевидного тока на двухслойном цилиндре, составленном из материалов с положительными и отрицательными значениями диэлектрической и магнитной проницаемостей. Численный анализ полученных решений демонстрирует фокусировку излучения выпуклым объектом из метаматериала, проявление резонансных свойств структур, содержащих метаматериалы, на длине волны, во много раз превышающей размеры структуры. Аналогичные свойства наблюдаются и на структуре из разных материалов, однако их проявления менее яркие, фокальное пятно размыто, резонансные свойства не столь заметны. Обнаружен туннельный эффект для структуры, состоящей из двух метаматериалов с разными параметрами.

Список литературы: 1. *Веселаго В.Г.* Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ . // УФН. Т. 92, вып. 3. С. 517-526, 1967. 2. *Schuster A.* An Introduction to the Theory of Optics (Arnold, London, 1904). 3. *Lamb H.* On group-velocity. Proc. Lond. Math. Soc. 1, 473-479 (1904). 4. *Mandel'shtam L. I.* Group velocity in a crystal lattice. Zh. Eksp. Teor. Fiz. 15, 475-478 (1945). 5. *Sivukhin D. V.* The energy of electromagnetic waves in dispersive media. Opt. Spektrosk. 3, 308-312 (1957). 6. *Хижняк Н.А.* Искусственные анизотропные диэлектрики // ЖТФ. Т. 27, № 9. Ч.1-3. С. 2006-2038 (1957). 7. *Pendry J.B., Holden A.J., Robbins D.J., Stewart W.J.* Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena. IEEE Trans. on MTT, vol. 47, 2075 (1999). 8. *Smith D.R., Padilla W.J., Vier D.C., Nemat-Nasser S.C., Schultz S.* Composite Medium with Simultaneously Negative Permeability and Permittivity, Physical Review Letters 84 (2000) 4184. 9. *Alu, N. Engheta.* Achieving transparency with plasmonic and metamaterial coating // Phys. Rev. E, 95, 016623, 2005. 10. *Pendry J.B., Schurig D., & Smith D.R.* Controlling electromagnetic fields, Science, 312, 1780-1782 (2006). 11. *Leonhardt U.* Optical conforming mapping, Science, 312, 1777-1780 (2006). 12. *Leonhardt U.* Notes on conformal invisibility devices // New J. Phys., 8, 118 (2006). 13. *Schurig D. et al.* Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies. Science, 314, 977-980 (2006). 14. *W. Cai, U.K. Chettiar, A.V. Kildishev & V.M. Shalaev.* Optical cloaking with metmaterials, Nature Photonics, 1, 224-227 (2007). 15. *S. Arslanagic, O. Breinbjerg.* Electric-Line-Source Illumination of a Circular Cylinder of Lossless Double-Negative Material: An Investigation of a Near Field, Directivity, and Radiation Resistance. AP Magazine, V. 48, N. 3, 2006, pp. 38-54.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 14 04 2009

ВОЗБУЖДЕНИЕ ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕГО КОНУСА С ТОНКИМ СЛОЕМ ПОКРЫТИЯ

Введение

Рассеяние электромагнитных волн на сплошных идеально проводящих неограниченных канонических структурах (лента, сфера, цилиндр, клин, конус) относится к хорошо исследованным задачам электродинамики [1, 2]. Во многих практических приложениях, в частности в микроволновой технике [3], большой интерес вызывает исследование модельных задач, связанных с рассеянием волн на неидеально проводящих телах [4]. Одним из способов учета поверхностных особенностей тела является использование усредненных краевых условий (УКРУ), самыми распространенными из которых являются граничные условия Леонтовича – Щукина импедансного типа [5]. Применение УКРУ к решению модельных задач электродинамики положило начало исследованию задач дифракции волн на проволочных решетках [6, 7], полупрозрачных и импедансных поверхностях [8, 9], сверхпроводящих структурах [3]. Авторам [10] удалось найти решение задачи дифракции электромагнитных волн в высокочастотной области на импедансном полубесконечном сплошном конусе, на котором заданы краевые условия Леонтовича – Щукина, не учитывающие кривизну конической поверхности.

Цель работы – исследование модельной задачи возбуждения точечным источником неидеально проводящего полубесконечного конуса, на поверхности которого заданы односторонние краевые условия импедансного типа с учетом кривизны конуса и его поверхностных свойств.

Постановка задачи

Одной из моделей конической антенны, на поверхность которой нанесен тонкий слой, является идеально проводящий конус с тонким слоем покрытия (рис. 1), учет которого осуществляется путем использования УКРУ на конической поверхности. Электрический ($\chi = 1$) или магнитный ($\chi = 2$) радиальный диполь с единичным моментом, поле \vec{E}_0, \vec{H}_0 которого меняется по гармоническому закону $e^{i\omega t}$, $a = \pm 1$, расположен в точке B_0 и возбуждает с точной круговой полубесконечный идеально проводящий конус Σ с тонким слоем покрытия. Во введенной сферической системе координат r, θ, φ с началом в вершине конуса поверхность конуса Σ определяется уравнением $\theta = \gamma$.

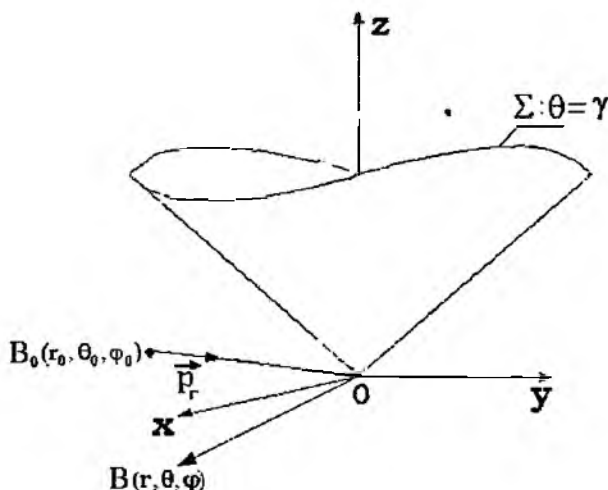


Рис. 1. Одиночный сплошной конус с тонким слоем покрытия

Присутствие конической структуры приводит к появлению рассеянного поля \vec{E}_1 и \vec{H}_1 , которое и требуется найти. Полное электромагнитное поле \vec{E} и \vec{H} :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_1, \quad (1)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}_1, \quad (2)$$

удовлетворяет:

- системе уравнений Максвелла;
- одностороннему краевому условию на поверхности конуса:

$$\vec{n} \times \left\{ \vec{n} \times [\vec{E}^+ + \vec{E}^-] \right\} = -\zeta_0^{(\chi)} \vec{n} \times \vec{H}^+ \quad (3)$$

$$\vec{E}^\pm = \vec{E}|_{\theta=\gamma \pm 0}; \quad \zeta_0^{(\chi)} = w R_0^{(\chi)} (\sin \gamma)^{\beta(\chi)},$$

$$R_0^{(\chi)} = R_{0,1}^{(\chi)} + ia R_{0,2}^{(\chi)}, \quad R_{0,1}^{(\chi)} \geq 0,$$

w – волновое сопротивление однородной и изотропной среды с параметрами ϵ, μ , в которую помещён конус, $\vec{\rho}(\chi) = (-1)^{\chi-1} \vec{n}$ – внешняя нормаль к поверхности конуса;

- условию на бесконечности;
- условию ограниченности энергии.

Электродинамическая краевая задача в такой постановке имеет единственное решение [11]. Для решения этой задачи используем потенциалы Дебая $v^{(\chi)}$ для полного поля (1), (2), $v_0^{(\chi)}$ для поля источника, $v_1^{(\chi)}$ для рассеянного поля, через которые выражаются составляющие электромагнитного поля [11]. Вследствие этого решение исходной электродинамической задачи сводится к решению внешней третьей краевой задачи математической физики для уравнения Гельмгольца относительно потенциалов $v^{(\chi)}$, удовлетворяющих принципу предельного поглощения, условию ограниченности энергии, а на поверхности конуса таким краевым условиям, которые получаются из (3):

$$L^{(\chi)} v^{(\chi)}|_{\Sigma} = -R_0^{(\chi)} (q \sin \gamma)^{\beta(\chi)} L^{(\chi+\beta)} v^{(\chi)} \quad (4) \quad L^{(1)} v = \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} - q^2 \right) (rv), \quad v^+ = v|_{\theta=\gamma+0},$$

$$L^{(2)} v = \frac{\partial v}{\partial \theta}, \quad v^- = v|_{\theta=\gamma-0},$$

$$q = iak, \quad k = \omega \sqrt{\epsilon \mu}.$$

В соответствии со структурой полного поля (1), (2) потенциал для полного поля представим в виде

$$v^{(\chi)} = v_0^{(\chi)} + v_1^{(\chi)}.$$

Неизвестный потенциал $v_1^{(\chi)}$ ищем с помощью интегрального преобразования Контроричи-Лебедева [12], в связи с чем представим его в виде

$$v_1^{(\chi)} = \frac{2}{\pi^2} \int_0^{+\infty} \tau \operatorname{sh} \pi \tau \hat{v}_1^{(\chi)} \frac{K_{i\tau}(qr)}{\sqrt{r}} d\tau, \quad (5)$$

$$\hat{v}_1^{(\chi)} = - \sum_{m=-\infty}^{+\infty} a_{m\tau}^{*(\chi)} b_{m\tau}^{(\chi)} (\gamma, \theta_0) \hat{U}_{m,i\tau}^{(\chi)} (\theta, \varphi),$$

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

$$b_{m\tau}^{(\chi)} (\gamma, \theta_0) = \frac{d^{\chi-1}}{d\gamma^{\chi-1}} P_{-1/2+i\tau}^m (-\cos \gamma) P_{-1/2+i\tau}^m (\cos \theta_0), \quad \theta_0 < \gamma$$

$$b_{m\tau}^{*(\chi)}(\gamma, \theta_0) = \frac{d^{\chi-1}}{d\gamma^{\chi-1}} P_{-1/2+i\tau}^m(\cos \gamma) P_{-1/2+i\tau}^m(-\cos \theta_0), \quad \gamma < \theta_0$$

$$\hat{U}_{m,\tau}^{*(\chi)} = \begin{cases} \hat{\alpha}_{m\tau}^{(\chi)} P_{-1/2+i\tau}^m(\cos \theta) e^{im\varphi}, & 0 < \theta < \gamma. \\ \hat{\beta}_{m\tau}^{(\chi)} P_{-1/2+i\tau}^m(-\cos \theta) e^{im\varphi}, & \gamma < \theta < \pi. \end{cases} \quad (6)$$

где $K_{\tau}(qr)$ – функция Макдональда, $\Gamma(z)$ – гамма-функция. Следует отметить, что неизвестные коэффициенты $\hat{\alpha}_{m\tau}^{(\chi)}$, $\hat{\beta}_{m\tau}^{(\chi)}$ функции $\hat{U}_{m,\tau}^{*(\chi)}$ (6) не зависят от волнового числа k и находятся из краевого условия. Рассмотрим импедансный параметр как функцию расстояния от вершины конуса:

$$R_0^{(\chi)} = \zeta_0^{(\chi)}(qr)^{-\hat{\rho}(\chi)}, \quad (7)$$

где $\zeta_y^{(\chi)} = \zeta_0^{(\chi)} + i\zeta_0^{(\chi)*} \in \mathbb{C}$ – постоянная величина. Рассеивающие структуры, поверхностные свойства которых определяются подобными импедансными параметрами, характеризуются тем, что вдоль них могут распространяться поверхностные волны, обусловленные переменным импедансом [13]. В случае импедансного параметра (7) потенциал Дебая (5) принимает вид

$$v_1^{(\chi)} = -\frac{2}{\pi^2} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} e^{im\varphi} \int_0^{+\infty} \tau \text{sh} \pi \tau \alpha_{m\tau}^{*(\chi)} b_{m\tau}^{*(m)} \bar{y}_m^{(\chi)} \frac{P_{-1/2+i\tau}^m(\pm \cos \theta) K_{\tau}(qr)}{\frac{d^{\chi-1}}{d\gamma^{\chi-1}} P_{-1/2+i\tau}^m(\pm \cos \gamma) \sqrt{r}} d\tau, \quad (8)$$

$$\bar{y}_m^{(\chi)} = \frac{(\tau^2 + 1/4)^{\hat{\rho}(\chi)} T_{m\tau}^{(\chi)}(\gamma) - \zeta_0^{(\chi)}(\sin \gamma)^{\hat{\rho}(\chi)} \Delta_{\tau}^{(m, 1-\chi)}(\gamma)}{(\tau^2 + 1/4)^{\hat{\rho}(\chi)} T_{m\tau}^{(\chi)}(\gamma) - \zeta_0^{(\chi)}(\sin \gamma)^{\hat{\rho}(\chi)} \Delta_{\tau}^{(m, \chi)}}. \quad (9)$$

$$T_{m\tau}^{(\chi)}(\gamma) = \frac{d^{\chi-1}}{d\gamma^{\chi-1}} P_{-1/2+i\tau}^m(\cos \gamma) \frac{d^{\chi-1}}{d\gamma^{\chi-1}} P_{-1/2+i\tau}^m(-\cos \gamma),$$

$$\Delta_{\tau}^{(m, \chi)}(\gamma) = \frac{d^{2-\chi}}{d\gamma^{2-\chi}} P_{-1/2-i\tau}^m(-\cos \gamma) \frac{d^{\chi-1}}{d\gamma^{\chi-1}} P_{-1/2-i\tau}^m(\cos \gamma).$$

Верхние знаки у подынтегральной функции (8) соответствуют области $0 < \theta < \gamma$, а нижние $-\gamma < \theta < \pi$. В случае осесимметричного возбуждения конуса с тонким слоем покрытия ($\theta_0 = \pi$, $m = 0$) представления (8), (9) упрощаются и принимают вид ($\chi = 1$)

$$v_1^{(1)} = -\frac{2}{\pi^2} \int_0^{+\infty} \tau \text{sh} \pi \tau \alpha_{0\tau}^{*(1)} b_{0\tau}^{*(0)} \bar{y}_0^{(1)} \frac{P_{-1/2+i\tau}(\pm \cos \theta) K_{\tau}(qr)}{P_{-1/2+i\tau}(\pm \cos \gamma) \sqrt{r}} d\tau, \quad (10)$$

$$\bar{y}_0^{(1)} = \frac{(\tau^2 + 1/4) P_{-1/2+i\tau}(\cos \gamma) - \zeta_0^{(1)} \sin \gamma \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}(\cos \gamma) P_{-1/2+i\tau}(-\cos \gamma)}{(\tau^2 + 1/4) P_{-1/2+i\tau}(-\cos \gamma) - \zeta_0^{(1)} \sin \gamma \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}(-\cos \gamma) P_{-1/2-i\tau}(\cos \gamma)}.$$

Отсюда нетрудно заключить, что $0 \leq \bar{y}_0^{(1)} \leq 1$. Для наглядности влияния наличия тонкого слоя покрытия удобно представить $v_1^{(1)}$ (10) так:

$$v_1^{(1)} = v_{1,ид}^{(1)} + v_{1,покр}^{(1)}, \quad (11)$$

где $v_{1,ид}^{(1)}$ – является потенциалом Дебая в случае возбуждения идеально проводящего конуса электрическим радиальным диполем [14], а $v_{1,покр}^{(1)}$ – поправочное слагаемое, учитывающее влияние тонкого покрытия. причём

$$v_{1, \text{покр}}^{(1)} = -\frac{2}{\pi^2} \int_0^{+\infty} \tau \operatorname{sh} \pi \tau a_{0\tau}^{*(1)} \frac{P_{-\nu/2+i\tau}(\cos \gamma)}{P_{-\nu/2+i\tau}(-\cos \gamma)} P_{-\nu/2+i\tau}(-\cos \theta) \frac{K_\tau(qr)}{\sqrt{r}} d\tau, \quad \gamma < \theta < \pi,$$

$$v_{1, \text{покр}}^{(1)} = \zeta_0^{(1)} \frac{4}{\pi^3} \int_0^{+\infty} \frac{\tau \operatorname{sh} 2\pi \tau a_{0\tau}^{*(1)}}{\Delta_{i\tau}} \frac{P_{-\nu/2+i\tau}(-\cos \theta)}{P_{-\nu/2+i\tau}(-\cos \gamma)} \frac{K_\tau(qr)}{\sqrt{r}} d\tau, \quad \gamma < \theta < \pi$$

$$\Delta_{i\tau} = (\tau^2 + 1/4) P_{-\nu/2+i\tau}(-\cos \gamma) - \zeta_0^{(1)} \sin \gamma \frac{d}{d\gamma} P_{-\nu/2+i\tau}(-\cos \gamma).$$

В предельном случае идеально проводящего конуса, который получается в результате исчезновения покрытия ($\zeta_0^{(1)} = 0$), $v_1^{(1)}$ (11) превращается в потенциал Дебая для идеально проводящего конуса [14]. Коэффициент $\tilde{y}_0^{(1)}$ в (10) запишем в виде

$$\tilde{y}_0^{(1)} = 1 - \zeta_0^{(1)} g_{i\tau}^{(1)}(\zeta_0^{(1)}, \gamma). \quad (12)$$

$$g_{i\tau}^{(1)} = \frac{2}{\pi P_{-\nu/2+i\tau}(\cos \gamma)} \frac{\operatorname{ch} \pi \tau}{(\tau^2 + 1/4) P_{-\nu/2+i\tau}(-\cos \gamma) - \zeta_0^{(1)} \sin \gamma \frac{d}{d\gamma} P_{-\nu/2+i\tau}(-\cos \gamma)}. \quad (13)$$

В случае действительного импедансного параметра ($\zeta_0^{(1)} \geq 0$) с учётом свойств функции Лежандра [15] заключаем, что $g_{i\tau}^{(1)}(\zeta_0^{(1)}, \gamma) \geq 0$. Следует отметить, что в предельном случае идеально проводящего конуса $\tilde{y}_0^{(1)} = 1$. Коэффициент $\tilde{y}_0^{(1)}$ (12) найден в результате использования краевого условия (3) с учётом кривизны конуса (множитель $(\sin \gamma)^{\bar{\beta}(x)}$). Выясним влияние учёта кривизны конуса в краевых условиях на $\tilde{y}_0^{(1)}$, который входит в подынтегральное выражения потенциала $v_1^{(1)}$ (10). Для этого рассмотрим краевое условие вида

$$\bar{n} \times \left\{ \bar{n} \times [\bar{E}^+ + \bar{E}^-] \right\} = -\omega \bar{R}_0^{(x)} \bar{n} \times \bar{H}^+, \quad (14)$$

$$\bar{R}_0^{(x)} = Z_0^{(x)}(qr)^{-\bar{\beta}(x)}, \quad \bar{R}_0^{(z)} = \bar{R}_{01}^{(z)} + ia \bar{R}_{02}^{(z)}, \quad \bar{R}_{01}^{(z)} \geq 0.$$

В случае осесимметричного возбуждения конуса с покрытием электрическим радиальным диполем получаем

$$\tilde{y}_0^{(1)*} = 1 - Z_0^{(1)} \tilde{g}_{i\tau}^{(1)}(Z_0^{(1)}, \gamma). \quad (15)$$

$$\tilde{g}_{i\tau}^{(1)} = \frac{2}{\pi \sin \gamma P_{-\nu/2+i\tau}(\cos \gamma)} \frac{\operatorname{ch} \pi \tau}{(\tau^2 + 1/4) P_{-\nu/2+i\tau}(-\cos \gamma) - Z_0^{(1)} \frac{d}{d\gamma} P_{-\nu/2+i\tau}(-\cos \gamma)}. \quad (16)$$

Для удобства сравнения считаем, что $Z_0^{(1)} = \zeta_0^{(1)}$, $0 \leq \zeta_0^{(1)}$, тогда $0 \leq g_{i\tau}^{(1)} \leq \tilde{g}_{i\tau}^{(1)}$ и $0 \leq \tilde{y}_0^{(1)*} \leq \tilde{y}_0^{(1)} \leq 1$. Отсюда заключаем, что учёт кривизны конуса в краевых условиях (3), (14) влечёт уменьшение потерь на конусе. О характере зависимости коэффициентов $\tilde{y}_0^{(1)}$ и $\tilde{y}_0^{(1)*}$ от импедансных параметров и угла полуоткрыва конуса γ можно видеть из (12), (13), (15), (16). В случае малых значений параметра $\zeta_0^{(1)}$ ($\zeta_0^{(1)} \ll 1$) коэффициент $\tilde{y}_0^{(1)}$ можно представить так:

$$\tilde{y}_0^{(1)} = 1 - \zeta_0^{(1)} \frac{2}{\pi P_{-\nu/2+i\tau}(\cos \gamma) (\tau^2 + 1/4) P_{-\nu/2+i\tau}(-\cos \gamma)} + O\left(\left(\zeta_0^{(1)}\right)^2\right),$$

а для узкого конуса ($\gamma \ll 1$) этот коэффициент имеет вид

$$\tilde{y}_0^{(1)} = 1 - \frac{1}{\ln(2/\gamma)} \frac{\zeta_0^{(1)}}{(\tau^2 + 1/4)} + O(1/\ln^2(2/\gamma)).$$

При осесимметричном возбуждении электрическим радиальным диполем узкого конуса асимптотическое разложение потенциала $u_1^{(1)}$ (11) записывается в виде

$$u_1^{(1)} = -\frac{1}{\pi} \frac{1}{\ln(2/\gamma)} \int_0^{+\infty} \tau i h \pi a_{0\tau}^{*(1)} P_{-1/2+i\tau}(-\cos\theta) \frac{K_\pi(qr)}{\sqrt{r}} d\tau + \\ + \frac{1}{\pi} \frac{1}{\ln^2(2/\gamma)} \int_0^{+\infty} \tau i h \pi \Phi_{i\tau} a_{0\tau}^{*(1)} P_{-1/2+i\tau}(-\cos\theta) \frac{K_{i\tau}(qr)}{\sqrt{r}} d\tau + O(1/\ln^3(2/\gamma)), \quad \gamma < \theta < \pi,$$

$$\Phi_{i\tau}(\zeta_0^{(1)}) = \frac{\zeta_0^{(1)}}{(\tau^2 + 1/4)} - \psi(-1/2 + i\tau) - C + \frac{1}{2} \pi i h \pi \tau,$$

где $\psi(z)$ – пси-функция [15], $C = -\psi(1)$.

На рис. 2 приведены зависимости модуля радиальной составляющей плотности поверхностного тока от величины qr , $qr \in \mathbb{R}$, при фиксированных значениях импедансного параметра ($\theta_0 = \pi$). Кривые соответствуют различным значениям действительной части импедансного параметра при фиксированной мнимой части. Анализ этих зависимостей показал, что при увеличении действительной части импедансного параметра кривые зависимостей опускаются вниз, что свидетельствует об уменьшении плотности поверхностного тока по мере увеличения потерь покрытия.

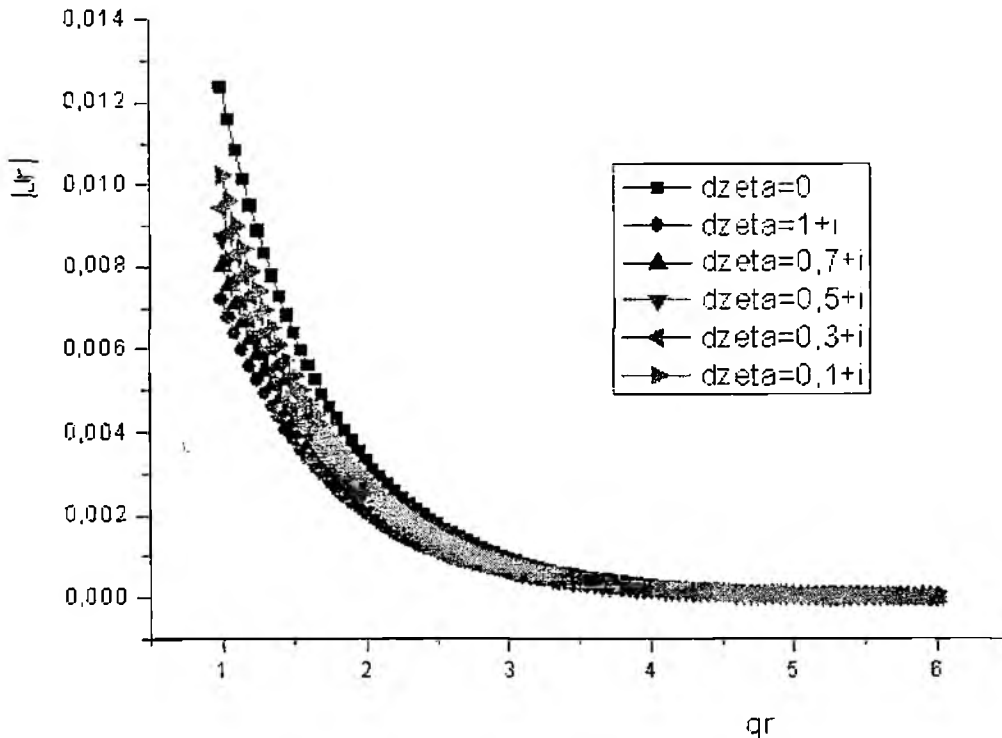


Рис. 2. Модуль плотности поверхностного тока

на идеально проводящем конусе с покрытием $\left(\gamma = \frac{\pi}{8}, |qr_0| = 1 \right)$.

Из приведенных графиков можно сделать вывод о том, что на расстояниях от вершины конуса меньших трёх длин волн полученные результаты для полубесконечного конуса могут быть использованы при анализе плотности поверхностного тока, наведенного на поверхности конечного конуса в осесимметричном случае его возбуждения.

Заключение

Проведено исследование в строгой постановке задачи возбуждения гармоническим точечным источником полубесконечного кругового идеально проводящего конуса с тонким

слоем покрытия. Моделирование тонкого покрытия проводилось с использованием усреднения односторонних краевых условий импедансного типа, в которых впервые учитывается кривизна конической поверхности. Решение краевой электродинамической задачи проводилось с привлечением потенциалов Дебая и интегральных преобразований Конторовича – Лебедева. В работе рассмотрен специальный тип импедансного параметра, зависящий от расстояния до вершины конуса, получено аналитическое решение в случае возбуждения конуса радиальным диполем. Для изучения влияния учета кривизны конуса в УКРУ приведено аналитическое решение, найденное без учета множителя кривизны. Проведено сравнение решений и сделан вывод о влиянии учета этого множителя на решение задачи и потери, обусловленные наличием тонкого слоя покрытия. На основе приведенных графических зависимостей модуля радиальной составляющей плотности поверхностного тока, наведенного на поверхности тонкого слоя, от соотношения длины волны и расстояния до вершины конуса, показано возможное использование полученного строгого решения в случае осесимметричного возбуждения полубесконечного идеально проводящего конуса с тонким слоем для изучения поля, рассеянного конечным конусом.

Список литературы: 1. Хенл Х., Мауэ А., Вестпфаль К. Теория дифракции: Пер с нем./ Под ред. Г.Д. Малюжинца. М.: Мир, 1964. 428с. 2. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М: Радио и связь 1988. 440с. 3. Кравченко В.Ф. Электродинамика сверхпроводящих структур. Теория, алгоритмы и методы вычислений. М: ФИЗМАТЛИТ. 2006. 280с. 4. Senior T.B.A., Volakis J.L. Approximate boundary conditions in electromagnetics // The institution of Electrical Engineers, London, United Kingdom, 1995 353 p. 5. Леонтович М.А. Исследования по распространению радиоволн. 1948. Сб.2. М.: Изд-во АН СССР. С.5-12. 6. Гошин Г.Г. Граничные задачи электродинамики в конических областях. Томск: Изд-во Томск. ун-та. 1987. 127с. 7. Конторович М.И., Астрахан М.И., Акимов В.П. и др. Электродинамика сетчатых структур. М.: Радио и связь, 1987. 136с. 8. Войтович Н.Н., Каценеленбаум Б.З., Коршунов Е.Н. и др. Электродинамика антенн с полупрозрачными поверхностями: Методы конструктивного синтеза. М.: Наука, 1989. 176с. 9. Звездина М.Ю. Рассеяние электромагнитного поля импедансной цилиндрической поверхностью произвольного сечения // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2003. Т.6. №4. С.38-40. 10. Bernard J. M. L., Lyalinov M. A. Spectral domain solution and asymptotics for the diffraction by an impedance cone // IEEE Trans. on Antennas & Propagat. 2001 V.AP-49, №.12. P.1633-1637. 11. Ильинский А.С., Кравцов В.В., Свейников А.Г. Математические модели электродинамики. М.: Высш. шк., 1991. 224с. 12. Doroshenko V.A., Kravchenko V.F. The scattering of plane electromagnetic waves from a cone with longitudinal slots // Journal of Communications Technology and Electronics. 2001. Vol.46, №3. P.271-278. 13. Felsen L.B. Electromagnetic properties of wedge and cone surfaces with a – linearly varying surface impedance // IRE Trans. on Antennas & Propagat. 1959..AP-7, №.12. P.231-243. 14. Колодий Б.И., Куриляк Д.Б. Осесимметричные задачи дифракции электромагнитных волн на конических поверхностях. Киев: Наук. думка, 1995. 167с.(на укр. яз). 15. Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции: В 3 т. М.: Наука, 1973. Т.1. 407с.

Харьковский национальный
университет радиозлектроники

Поступила в редакцию 14.04.2009

АСИМПТОТИЧЕСКИЙ МЕТОД РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ДИФРАКЦИИ НА ВЫПУКЛЫХ ИМПЕДАНСНЫХ ЦИЛИНДРАХ

Введение

Широко известен подход к решению задач дифракции на выпуклых телах, предложенный Фокком [1]. Фокк показал, что в полутеневой зоне поле на поверхности тела имеет локальный характер и для любой точки полутеневой зоны определяется (помимо величины падающего поля) исключительно свойствами поверхности в данной точке.

Решая задачу дифракции плоской электромагнитной волны на параболоиде, Фокком были получены универсальные формулы, связывающие значение поля на поверхности тела с полем падающей волны. Указанные формулы справедливы и в теневой зоне, а в освещенной зоне (где угол падения луча к поверхности мал) переходят в обобщенные отражательные формулы Френеля.

Также было показано [2], что формулы для полутеневой зоны путем асимптотических представлений могут быть преобразованы в выражения, пригодные для вычисления полей как в теневой, так и в глубине освещенной зоны. Однако полученные выражения различаются для теневой и освещенной зоны, что неудобно для вычислений.

В работе [3] получены интерполяционные формулы, позволяющие вычисление рассеянного круговым идеально-проводящим цилиндром поля как в теневой, так и в освещенной зоне. В то же время вывод этих формул предполагает нулевой поверхностный импеданс.

В настоящей работе показано, что данные формулы справедливы и для импедансных круговых цилиндров (отличаются только более общей формой входящих в них интегралов). Кроме того показано, что формулы могут быть трансформированы в универсальные формулы, пригодные для выпуклых цилиндров с переменным радиусом кривизны, в частности эллиптических.

Асимптотическое решение для поля, рассеянного импедансным круговым цилиндром

Геометрия задачи изображена на рис. 1.

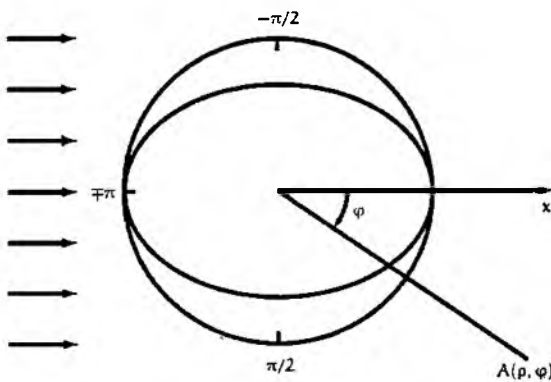


Рис. 1. Геометрия задачи

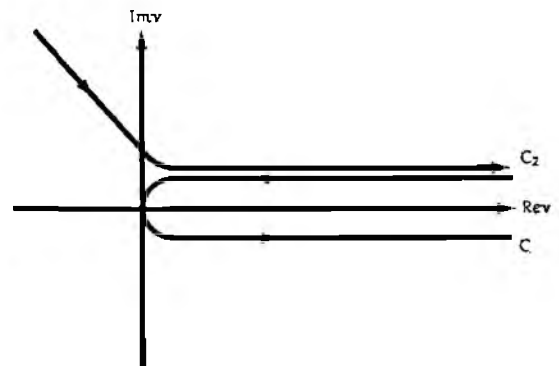


Рис. 2. Контуры интегрирования

Плоская электромагнитная волна, распространяющаяся в направлении оси x падает на бесконечно протяженный круговой цилиндр радиуса a , а ось z совпадает с осью цилиндра.

Как известно, потенциал поля при дифракции плоской электромагнитной волны на импедансном круговом цилиндре может быть представлен как

$$u = \frac{E_0}{k^2} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n (i)^n \times \left[J_n(k\rho) - \frac{J_n(ka) + QJ_n'(ka)}{H_n^{(1)}(ka) + QH_n^{(1)'}(ka)} H_n^{(1)}(k\rho) \right] \cos n\varphi, \quad (1)$$

где k – волновое число, $\epsilon_0 = 1$, $\epsilon_n = 2$, $J_n, J'_n, H_n^{(1)}, H_n^{(1)'}$ – функции Бесселя и Ханкеля и их производные соответственно, E_0 – амплитуда падающего поля. Входящий в выражение коэффициент

$$Q = \begin{cases} i\delta & \text{в случае } H\text{-поляризации;} \\ i\frac{1}{\delta} & \text{в случае } E\text{-поляризации.} \end{cases} \quad (2)$$

где δ представляет собой приведенный поверхностный импеданс. Преобразуем сумму (1) в интеграл, посредством преобразования Ватсона. Получим

$$u = -\frac{iE_0}{k^2} \int_C \frac{e^{-i\sqrt{v}} \cos v\varphi}{\sin \pi v} \left[J_v(k\rho) - \frac{J_v(ka) + QJ'_v(ka)}{H_v^{(1)}(ka) + QH_v^{(1)'}(ka)} H_v^{(1)}(k\rho) \right] dv. \quad (3)$$

Контур интегрирования C охватывает положительную часть вещественной оси v (см. рис. 2). В силу четности подынтегрального выражения в (3) контур интегрирования C может быть заменен контуром C_2 .

Интеграл (3) может быть записан в виде двух интегралов

$$u = \frac{iE_0}{k^2} \int_{C_2} \frac{e^{-i\sqrt{v}} \cos v\varphi}{\sin \pi v} J_v(k\rho) dv - \frac{iE_0}{k^2} \int_{C_2} \frac{e^{-i\sqrt{v}} \cos v\varphi}{\sin \pi v} \left[\frac{J_v(ka) + QJ'_v(ka)}{H_v^{(1)}(ka) + QH_v^{(1)'}(ka)} H_v^{(1)}(k\rho) \right] dv = u_0 + u_1. \quad (4)$$

Первый из них представляет падающее поле, а второй – рассеянное. Будем рассматривать рассеянное поле.

В дальней зоне ($k\rho \rightarrow \infty$) и мы можем заменить функцию Ханкеля ее асимптотикой

$$H_v^{(1)}(k\rho) = \sqrt{\frac{2}{\pi k\rho}} e^{i(k\rho - \frac{\pi v}{2} - \frac{\pi}{4})} = \sqrt{\frac{2}{\pi k\rho}} e^{i(k\rho - \frac{\pi}{4})} e^{-i\frac{\pi v}{2}}. \quad (5)$$

Тогда потенциал рассеянного поля запишется в виде

$$u_1 = \frac{iE_0}{k^2} \sqrt{\frac{2}{\pi k\rho}} e^{i(k\rho - \frac{\pi}{4})} \int_{C_2} \frac{e^{-i\sqrt{v}} \cos v\varphi}{\sin \pi v} \left[\frac{J_v(ka) + QJ'_v(ka)}{H_v^{(1)}(ka) + QH_v^{(1)'}(ka)} \right] dv. \quad (6)$$

Для случая нормального падения электромагнитной волны поле не зависит от координаты z , и $E_z = k^2 u_1$. Отсюда (принимая $E_0 = 1$) получим

$$E_z = -i \sqrt{\frac{2}{\pi k\rho}} e^{i(k\rho - \frac{\pi}{4})} \int_{C_2} \frac{e^{-i\sqrt{v}} \cos v\varphi}{\sin \pi v} \left[\frac{J_v(ka) + QJ'_v(ka)}{H_v^{(1)}(ka) + QH_v^{(1)'}(ka)} \right] dv. \quad (7)$$

Известно (см., например, [3]), что E_z может быть представлена в виде

$$E_z = -M^{\frac{3}{2}} \frac{e^{ik\rho}}{\sqrt{k\rho}} A(\varphi, ka), \quad (8)$$

где $M = \left(\frac{ka}{2}\right)^{\frac{1}{3}}$, а $A(\varphi, ka)$ – амплитудная функция рассеянного поля.

Из (7) и (8) получим

$$A(\varphi, ka) = i \sqrt{\frac{4}{ka}} e^{-i\frac{\pi}{4}} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{C_2} \frac{e^{-i\sqrt{v}} \cos v\varphi}{\sin \pi v} \left[\frac{J_v(ka) + QJ'_v(ka)}{H_v^{(1)}(ka) + QH_v^{(1)'}(ka)} \right] dv. \quad (9)$$

Представим (9) в виде суммы

$$A(\varphi, ka) = A_1(\varphi, \int ka) + A_2(\varphi, ka), \quad (10)$$

где

$$A_1(\varphi, ka) = 2\sqrt{\frac{4}{ka}} e^{-i\frac{\pi}{4}} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{c_2} \cos v\varphi \cdot \left[\frac{J_\nu(ka) + QJ'_\nu(ka)}{H_\nu^{(1)}(ka) + QH_\nu^{(1)'}(ka)} \right] dv, \quad (11)$$

и

$$A_2(\varphi, ka) = i\sqrt{\frac{4}{ka}} e^{-i\frac{\pi}{4}} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{c_2} \frac{e^{i\nu\pi} \cos v\varphi}{\sin \pi\nu} \cdot \left[\frac{J_\nu(ka) + QJ'_\nu(ka)}{H_\nu^{(1)}(ka) + QH_\nu^{(1)'}(ka)} \right] dv. \quad (12)$$

Запишем (11) в виде

$$A_1(\varphi, ka) = \sqrt{\frac{4}{ka}} e^{i\frac{\pi}{4}} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{c_2} e^{i\nu\varphi} \cdot \left[\frac{J_\nu(ka) + QJ'_\nu(ka)}{H_\nu^{(1)}(ka) + QH_\nu^{(1)'}(ka)} \right] dv + \\ + \sqrt{\frac{4}{ka}} e^{-i\frac{\pi}{4}} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{c_2} e^{-i\nu\varphi} \cdot \left[\frac{J_\nu(ka) + QJ'_\nu(ka)}{H_\nu^{(1)}(ka) + QH_\nu^{(1)'}(ka)} \right] dv. \quad (13)$$

Так как

$$J_\nu(ka) \approx \frac{1}{M\sqrt{\pi}} v(t), \quad J'_\nu(ka) \approx -\frac{1}{M^2\sqrt{\pi}} v'(t); \quad (14)$$

$$H_\nu^{(1)}(ka) \approx -\frac{i}{M\sqrt{\pi}} w_1(t), \quad H_\nu^{(1)'}(ka) \approx \frac{i}{M^2\sqrt{\pi}} w_1'(t), \quad (15)$$

где $v = ka + Mt$, то

$$\frac{J'_\nu(ka) + QJ'_\nu(ka)}{H_\nu^{(1)}(ka) + QH_\nu^{(1)'}(ka)} \approx i \frac{v'(t) - qv(t)}{w_1(t) - qw_1(t)}. \quad (16)$$

Здесь $q = QM$. Осуществляя подстановку (16) в (13) и переходя к интегрированию по t (с учетом того, что $dv = Mdt$), получим

$$A_1(\varphi, ka) = \sqrt{\frac{2}{M}} e^{i\frac{\pi}{4}} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{\Gamma} e^{iM\varphi} \cdot \left[\frac{v'(t) - qv(t)}{w_1(t) - qw_1(t)} \right] dt + \\ + \sqrt{\frac{2}{M}} e^{-i\frac{\pi}{4}} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{\Gamma} e^{-iM\varphi} \cdot \left[\frac{v'(t) - qv(t)}{w_1(t) - qw_1(t)} \right] dt. \quad (17)$$

Рассмотрим теперь выражение (12). Разлагая входящий в подынтегральное выражение множитель

$$\frac{e^{i\nu\pi} \cos v\varphi}{\sin \pi\nu} = -i(e^{i\nu(2\pi+\varphi)} + e^{i\nu(2\pi-\varphi)} + \dots), \quad (18)$$

и подставляя указанное выше разложение в (12), получим

$$A_2(\varphi, ka) = \sqrt{\frac{4}{ka}} e^{-i\frac{\pi}{4}} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{c_2} e^{i\nu(2\pi+\varphi)} \cdot \left[\frac{J_\nu(ka) + QJ'_\nu(ka)}{H_\nu^{(1)}(ka) + QH_\nu^{(1)'}(ka)} \right] dv + \\ + \sqrt{\frac{4}{ka}} e^{-i\frac{\pi}{4}} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{c_2} e^{i\nu(2\pi-\varphi)} \cdot \left[\frac{J_\nu(ka) + QJ'_\nu(ka)}{H_\nu^{(1)}(ka) + QH_\nu^{(1)'}(ka)} \right] dv. \quad (19)$$

Производя замену функций Ханкеля и Бесселя их асимптотическими представлениями через функции Эйри – Фока подобно тому как это было сделано для $A_1(\varphi, ka)$, имеем

$$A_2(\varphi, ka) = \sqrt{\frac{2}{M}} e^{ika(2\pi+\varphi)} e^{i\frac{\pi}{4}} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{\Gamma} e^{iM(2\pi+\varphi)t} \left[\frac{v'(t) - qv(t)}{w_1'(t) - w_1(t)} \right] dt + \sqrt{\frac{2}{M}} e^{ika(2\pi-\varphi)} e^{i\frac{\pi}{4}} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{\Gamma} e^{iM(2\pi-\varphi)t} \left[\frac{v'(t) - qv(t)}{w_1'(t) - w_1(t)} \right] dt. \quad (20)$$

Вводя обозначение

$$\hat{g}(\xi) = \frac{e^{i\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{\pi}} \int_{\Gamma} e^{i\xi t} \left[\frac{v'(t) - qv(t)}{w_1'(t) - w_1(t)} \right] dt, \quad (21)$$

получим следующее выражение для амплитудной функции рассеянного поля

$$A(\varphi, ka) = \sqrt{\frac{2}{M}} [e^{ika\varphi} \hat{g}(M\varphi) + e^{-ika\varphi} \hat{g}(-M\varphi) + e^{ika(2\pi+\varphi)} \hat{g}(M(2\pi+\varphi)) + e^{ika(2\pi-\varphi)} \hat{g}(M(2\pi-\varphi)) + \dots]. \quad (22)$$

Полученное нами выражение для амплитудной функции рассеянного поля в виде (22) неприменимо в освещенной области. Для получения универсальной формулы применим подход изложенный в [3]. Для этого примем, что

$$-M\varphi = -2M \sin \frac{\varphi}{2}. \quad (23)$$

Из (23) следует, что

$$\frac{\varphi}{2} = \arcsin \left(\frac{M\varphi}{2M} \right). \quad (24)$$

Раскладывая арксинус в ряд, приходим к выражению

$$\varphi = \frac{M\varphi}{M} + \frac{1}{3} \frac{(M\varphi)^3}{(2M)^3} = 2 \sin \frac{\varphi}{2} + \frac{1}{3} \frac{(M\varphi)^3}{(2M)^3}. \quad (25)$$

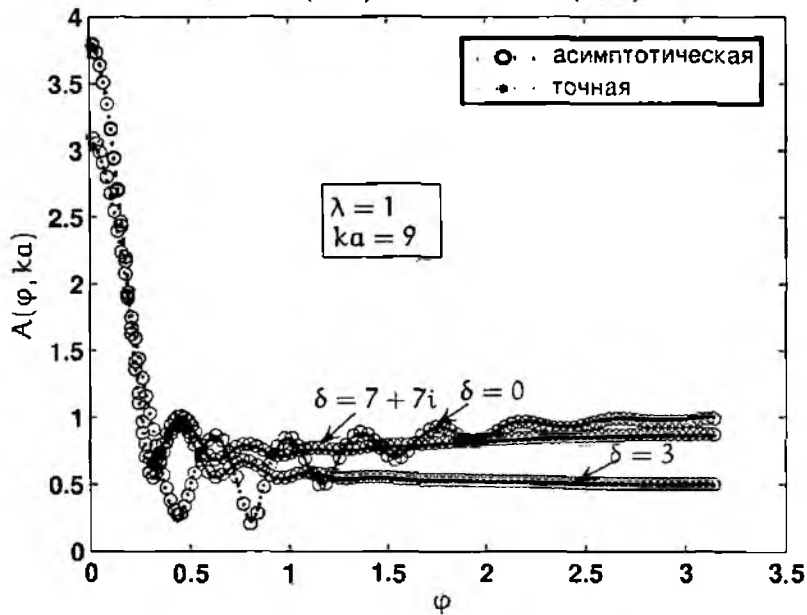


Рис. 3. Амплитудная функция рассеяния импедансным круговым цилиндром, H -поляризация

С учетом (23) и (25) можем записать

$$e^{-ika\varphi} = e^{-ika 2 \sin \frac{\varphi}{2}} e^{\frac{i}{12} (-2M \sin \frac{\varphi}{2})^3}. \quad (26)$$

Ограничиваясь в выражении (22) первыми двумя членами, подставляя в него выражение (26) и заменяя аргумент $-M\varphi$ на $-2M \sin \frac{\varphi}{2}$, получим интерполяционную формулу амплитудной функции, которая применима как для теневой так и для освещенной зоны

$$A(\varphi, ka) = \sqrt{\frac{2}{M}} \left[e^{ika\varphi} g(M\varphi) + e^{-ika2 \sin \frac{\varphi}{2}} e^{\frac{i}{12}(-2M \sin \frac{\varphi}{2})^3} g(-2M \sin \frac{\varphi}{2}) \right]. \quad (27)$$

Эта формула полностью совпадает с подобной формулой в [3], выведенной в предположении идеально-проводящей поверхности кругового цилиндра.

На рис. 3 приведено сравнение диаграмм направленности поля, рассеянного импедансным круговым цилиндром, вычисленных по асимптотической формуле (27) и по формуле строгой теории (амплитудная функция представлена в виде разложения по собственным функциям кругового цилиндра) для случая H -поляризации при различных значениях импеданса.

Асимптотическое решение для поля, рассеянного импедансным эллиптическим цилиндром

Полученная выше формула (27) может быть распространена на случай импедансного выпуклого цилиндра с произвольной кривизной. Рассмотрим данную процедуру на примере эллиптического цилиндра (см. рис. 1).

Как показано в работе [4], параметр ξ характеризует набег фазы волны по поверхности тела произвольной кривизны и может быть записан как

$$\xi = \int_{t_1}^{t_2} \frac{1}{\rho_g} \left(\frac{k\rho_g}{2} \right)^{\frac{1}{3}} dt, \quad (28)$$

где t – длина дуги, ρ_g – радиус кривизны. Несложно заметить, что аргумент $M\varphi$ в формулах (22), (27) и есть параметр ξ . В самом деле, в случае кругового цилиндра ρ_g представляет собой константу, равную радиусу цилиндра a , и уравнение (28) может быть представлено в виде

$$\xi = \int_0^{t_2} \frac{1}{a} \left(\frac{ka}{2} \right)^{\frac{1}{3}} dt = \frac{1}{a} \left(\frac{ka}{2} \right)^{\frac{1}{3}} \int_0^{t_2} dt = \frac{1}{a} \left(\frac{ka}{2} \right)^{\frac{1}{3}} t = \frac{1}{a} Ma\varphi = M\varphi. \quad (29)$$

Длина же дуги поверхности определяется как

$$t = \int_{t_1}^{t_2} dt \quad (30)$$

и в случае кругового цилиндра равна $a\varphi$.

Интерполяционную формулу можно получить исходя из следующих соображений. Рассмотрим интеграл вида

$$\int_{t_1}^{t_2} \frac{1}{\rho_g} dt = \alpha. \quad (31)$$

Выделим малый участок дуги Δt , заключенный между t_1 и t_2 и вычисляемый по формуле (30). Можно показать, что величина α представляет собой угол между радиусами кривизны, на которые опирается участок дуги, поскольку произведение α на радиус кривизны участка дуги Δt (при $\Delta t \rightarrow 0$) представляет собой длину этой самой дуги.

Также можно заметить, что угол α , при стремлении эллипса к окружности, будет стремиться к углу φ .

Таким образом, разделив интегралы (28) и (30) на α , выделяя, тем самым, ρ_g и M компоненты соответственно и умножая результат на $2 \sin \frac{\alpha}{2}$, запишем

$$\frac{\int_0^t \frac{1}{\rho_g} \left(\frac{k\rho_g}{2} \right)^{\frac{1}{3}} dt}{\alpha} 2 \sin \frac{\alpha}{2} = \frac{\xi}{\alpha} 2 \sin \frac{\alpha}{2}, \quad \frac{\int_0^t dt}{\alpha} 2 \sin \frac{\alpha}{2} = \frac{t}{\alpha} 2 \sin \frac{\alpha}{2}. \quad (32)$$

Помимо этого, необходимо учесть (см. [2]), что для поля в теневой области

$$M = \sqrt{M(t_1)M(t_2)}, \quad (33)$$

где $t_1 - t_2$ длина дуги от границы свет-тень до точки отрыва луча от поверхности.

Подставляя (32), (33) в (27), получим амплитудную функцию

$$A(\varphi, ka) = \sqrt{\frac{2}{\sqrt{M(t_1)M(t_2)}}} M e^{ikl} g(\xi) + \sqrt{\frac{2}{M}} e^{-ik \frac{t}{\alpha} 2 \sin \frac{\alpha}{2}} e^{\frac{i}{12} (t - \frac{\xi}{\alpha} 2 \sin \frac{\alpha}{2})} g(-\frac{\xi}{\alpha} 2 \sin \frac{\alpha}{2}). \quad (34)$$

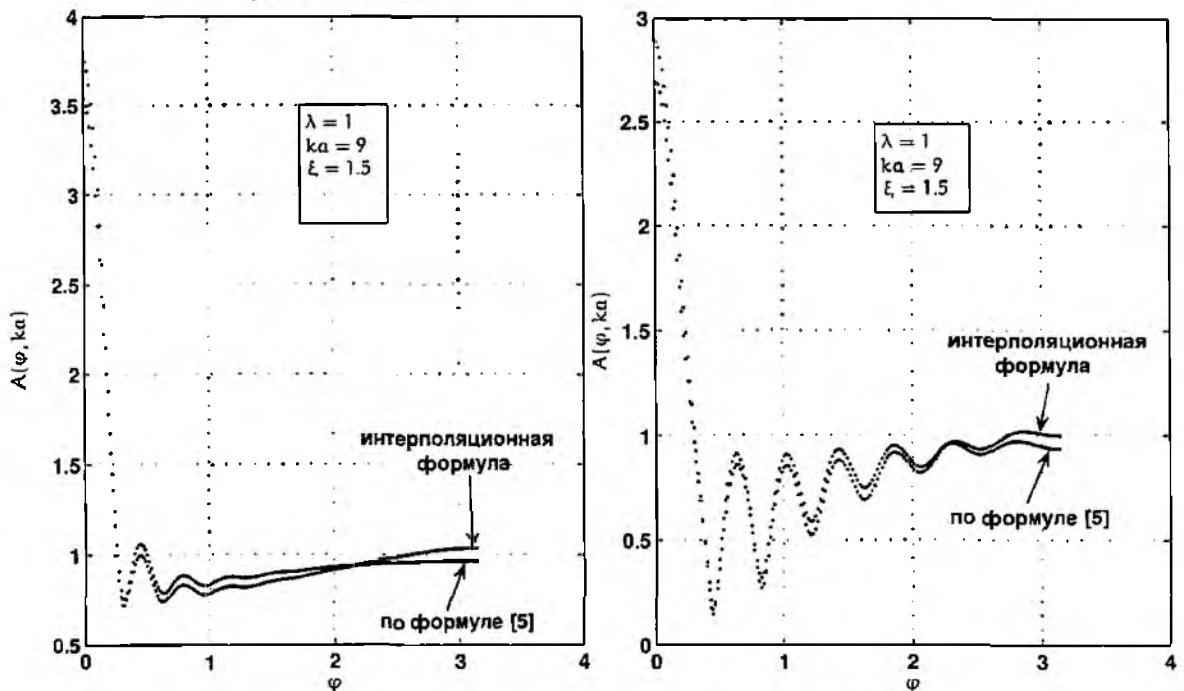


Рис. 4. Амплитудные функции рассеяния идеально проводящим эллиптическим цилиндром: а – E -поляризация, б – H -поляризация

На рис. 4 приведено сравнение диаграмм направленности идеально-проводящего эллиптического цилиндра, рассчитанных соответственно по формуле (34) и по данным, приведенным в [5] (амплитудная функция представлена в виде разложения по функциям Матье) для случая E - и H -поляризации.

Необходимо отметить, что формула, приведенная в [5], дает корректные результаты для случая небольших размеров цилиндров и эллиптичностей, а формула (34) – для эллиптических цилиндров с минимальным радиусом кривизны большим чем длина волны, поэтому сравнение возможно в достаточно узком диапазоне размеров и эллиптичностей.

Заключение

Получены интерполяционные формулы для вычисления амплитудных функций рассеяния для кругового и эллиптического импедансных цилиндров, пригодные для расчетов в теневой и в освещенной областях.

Проведено сравнение амплитудной функции рассеяния при различных значениях поверхностного импеданса, вычисленной по интерполяционной формуле и по формулам строгой теории для кругового цилиндра, которое показало практически полное совпадение результатов.

Для идеально-проводящего эллиптического цилиндра проведено сравнение амплитудной функции рассеяния, вычисленной по интерполяционной формуле и по формуле, выражающей поле через собственные функции эллиптического цилиндра, и получено хорошее совпадение, с учетом диапазона применимости указанных формул.

Список литературы: 1. Фок В.А. Проблемы диффракции и распространения электромагнитных волн. М.: Сов. радио, 1970. 517 с. 2. Syed, H., Volakis, J. An asymptotic analysis of the plane wave scattering by a smooth convex impedance cylinder // Tech. Rep. 025921-9-T: University of Michigan Radiation Laboratory, 1990. January. 31 pp. 3. Горяинов А.С. Асимптотическое решение задачи о диффракции плоской электромагнитной волны на проводящем цилиндре. // *Радиотехника и электроника*. 1958. Т. 3, № 5. С. 603–614. 4. Pathak, P. A uniform geometrical theory of diffraction for an edge in a perfectly conducting surface // *Proc. IEEE*. 1974. Vol. 62, No. 11. Pp. 1438–1447. 5. Батраков Д.О. Рассеяние электромагнитных волн эллиптическим цилиндром, поверхность которого обладает разнородными электрическими свойствами: Дис... канд. физ.-мат. наук: 01.04.03. Харьков, 1985. 216 с.

*Харьковский национальный
университет радиозлектроники*

Поступила в редколлегию 17.02.2009

МЕТОД РОЗРАХУНКУ ДІАГРАМИ НАПРЯМЛЕНОСТІ ДЗЕРКАЛЬНОЇ ПАРАБОЛОЇДНОЇ АНТЕНИ З ДОВІЛЬНО РОЗТАШОВАНОЮ АПЕРТУРОЮ ОПРОМІНЮВАЧА

Вступ

Широке застосування в радіолокації і зв'язку на міліметрових хвилях останнім часом знаходять дзеркальні антени багатоцільового призначення. В [1] приведена параболоїдна дзеркальна антена (ПА) з декількома опромінювачами, розташованими у фокальній площині.

Кожний опромінювач може відрізнятися від інших робочою частотою або параметрами діаграми напрямленості (ДН) – найчастіше напрямом максимального випромінювання, або шириною ДН. При більшій кількості опромінювачів виникає необхідність зміщувати їх з осі ПА. Однак, чим більше зміщення, тим слабше проявляються основні властивості параболоїда: паралельність і синфазність відбитих променів, тобто погіршуються параметри ДН антени. Розрахунок антени із зміщеним опромінювачем розглянутий в [2 – 4] для дуже малих зміщень ($f \ll F$, де F – фокусна відстань, f – величина зміщення перпендикулярно до осі параболоїда дзеркала). При достатньо великих зміщеннях f стають непридатні рекомендовані формули. В літературі не знаходимо також аналізу ПА при одночасному поперечному зміщенні опромінювача відносно осі антени, так і при зміщенні опромінювача паралельно осі параболоїда.

Дана робота присвячена пристосуванню апертурного методу до аналізу опромінювання дзеркала зміщеним опромінювачем. Пропонований геометричний підхід дає можливість точно врахувати розподіл амплітуди і фази в апертурі антени при довільному радіальному і осьовому зміщенні опромінювача.

Метод розрахунку діаграми напрямленості дзеркальної параболоїдної антени

Параболоїдна антена має, як відомо, дві частини: опромінювач параболоїдного дзеркала (ОА) і саме дзеркало. На основі апертурного методу аналізу можливо провести розрахунок поля випромінювання опромінювача, якщо такий є антеною дифракційного типу, наприклад у вигляді рупора, і аналогічно виконати розрахунок поля, відбитого в простір параболоїдним дзеркалом. Апертуру опромінювача вважаємо прямокутною з розмірами $A_p \times B_p$ ($A_p > B_p$, (рис. 1). Відомими вважаємо також відстані від центра апертури ОА до точки фазового центра в E -площині – R_E , і аналогічно в H -площині – R_H . Точки апертури ОА розглядаємо в прямокутній системі координат (x, y, z) . Поле колової апертури дзеркала записуємо у сферичній системі координат (r, φ, θ) .

Відповідно до методу геометричної оптики, оперуємо променями, не враховуючи взаємодії цих променів, коли дзеркало ПА знаходиться в далекій зоні ОА, тобто на відстані D (рис. 1), що задовольняє нерівність [5]:

$$D \geq (1 + 2) \cdot \frac{A_p^2 + B_p^2}{\lambda_0} \quad (1)$$

Звичайно ДН опромінювача записують як ДН еквівалентного точкоподібного джерела, розташованого у фокусі ПА [2]. В апертурному методі аналізу, як відомо [2, 3], площу апертури ОА ділять на елементи величиною $dx dy$, випромінювання яких виражають полем еквівалентних елементів Гюйгенса (ЕГ). При цьому промені поля окремих ЕГ вважаються паралельними. Результуюче поле випромінювання ОА в даній точці поверхні дзеркала ПА записують поверхневим інтегралом по площі апертури ОА. Такий алгоритм дає можливість врахувати як зміщення точки апертури ОА з фокуса ПА, так і врахувати непаралельність променів, що може мати помітний вплив в міліметровому діапазоні хвиль.

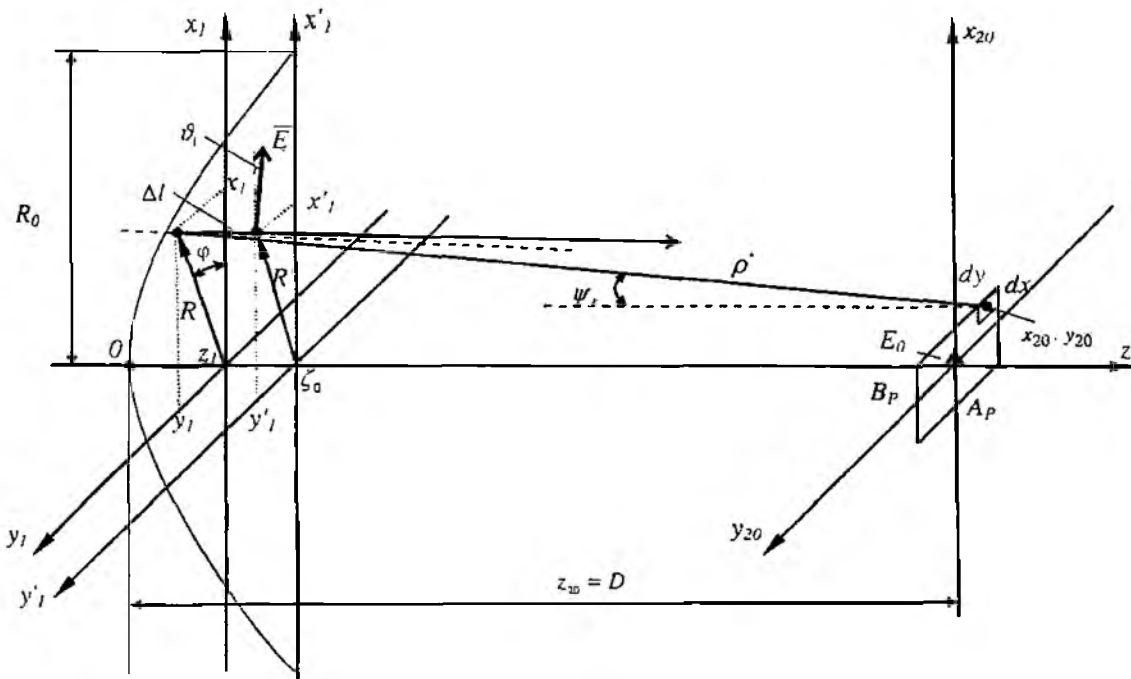


Рис. 1

Апертурний метод застосовано нижче і до визначення поля випромінювання апертури ІА за умови паралельності усіх променів. Однак тут виникає необхідність розрахунку фази поля відбитого дзеркалом променя в апертурі ПА. Таким чином, загальна формула розрахунку ненормованої ДН ПА має вигляд:

$$f(\theta) = \int_0^{2\pi} \int_0^{R_0} \int_{-\frac{B_p}{2}}^{\frac{B_p}{2}} \int_{-\frac{A_p}{2}}^{\frac{A_p}{2}} \cos(\vartheta) \cdot \frac{1 + \cos(\psi_p)}{\rho' + \Delta l} \cdot e^{-j\beta(\rho' - \Delta l)} \cdot \cos\left(\frac{\pi \cdot y_{20}}{A_p}\right) \cdot e^{-j\frac{\pi}{\lambda_p} \frac{y_{20}^2}{R_0}} \times$$

$$\times e^{-j\frac{\pi}{\lambda_p} \frac{x_{20}^2}{R_0}} \cdot e^{+j\beta R' \sin(\theta) \cos(\varphi - \Delta)} \cdot R' dy_{20} dx_{20} dR' d\varphi \quad (2)$$

Розподіл поля в апертурі ОА описують в прямокутній системі координат (x_{20}, y_{20}) (рис. 1) функцією амплітудного розподілу $\cos\left(\frac{\pi \cdot y_{20}}{A_p}\right)$, а також функціями фазового розподілу:

$e^{-j\frac{\pi}{\lambda_p} \frac{y_{20}^2}{R_0}}$; $e^{-j\frac{\pi}{\lambda_p} \frac{x_{20}^2}{R_0}}$, де λ_p – довжина хвилі поля в апертурі ОА. Множник $(1 + \cos(\psi_p))$ враховує ДН кожного ЕГ, незалежну від поперечної кутової координати. Фаза поля в апертурі ПА визначається відстанню $(\rho' + \Delta l)$, тобто відповідне запізнення фази дорівнює $\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_0} \cdot (\rho' + \Delta l) = \beta \cdot (\rho' + \Delta l)$, де λ_0 – довжина робочої хвилі у вільному просторі. Кут нахилу вектора електричної напруженості до площини апертури ПА вище позначено як ϑ ($\cos(\vartheta) = \frac{\zeta}{\Delta l}$). При зміщеному ОА цей кут ϑ може мати помітний вплив. Усі інші множники у виразі (2) є стандартними при інтегруванні по площі апертури ПА [2, 3]. Додамо, що кут φ є кутовою координатою в площині апертури ПА, а кут Δ – визначає напрям вектора напруженості електричного поля стосовно осі x . Напрямок променя поля, випромінюваного ЕГ в апертурі ПА стосовно осі параболоїда (z), дано як θ .

Названі вище геометричні параметри променів в структурі ПА знаходимо в єдиній системі координат (рис. 1). При цьому поперечні координати (x, y) для площі апертури ОА позначимо як (x_{20}, y_{20}) , для площі апертури ПА – як (x'_1, y'_1) , для точок на поверхні дзеркала – як (x_1, y_1, z_1) . Таким чином, відповідно до рис. 1 отримуємо:

$$\rho^* = \sqrt{(x' - x_1)^2 + (y' - y_1)^2 + (D - z_1)^2}; \quad (3)$$

$$\Delta l = \sqrt{(x'_1 - x_1)^2 + (y'_1 - y_1)^2 + (\zeta_0 - z_1)^2}; \quad (4)$$

$$\operatorname{tg}(\psi_p) = \frac{\sqrt{(x' - x_1)^2 + (y' - y_1)^2}}{D - z_1}. \quad (5)$$

Для дзеркала радіусом $R = R_0$, з рівняння профілю параболоїди дзеркала $\left(z_1 = \frac{R^2}{4 \cdot F} = \frac{x_1^2 + y_1^2}{4 \cdot F} = \zeta \right)$, отримаємо: $z_1 = \zeta_0 = \frac{R_0^2}{4 \cdot F}$. При наявності зміщення центра площі апертури ОА з осі ПА ($f_x, f_y \neq 0$; рис. 2) змінюються координати (x', y') :

$$x' = x_{20} + f_x; \quad y' = y_{20} + f_y. \quad (6)$$

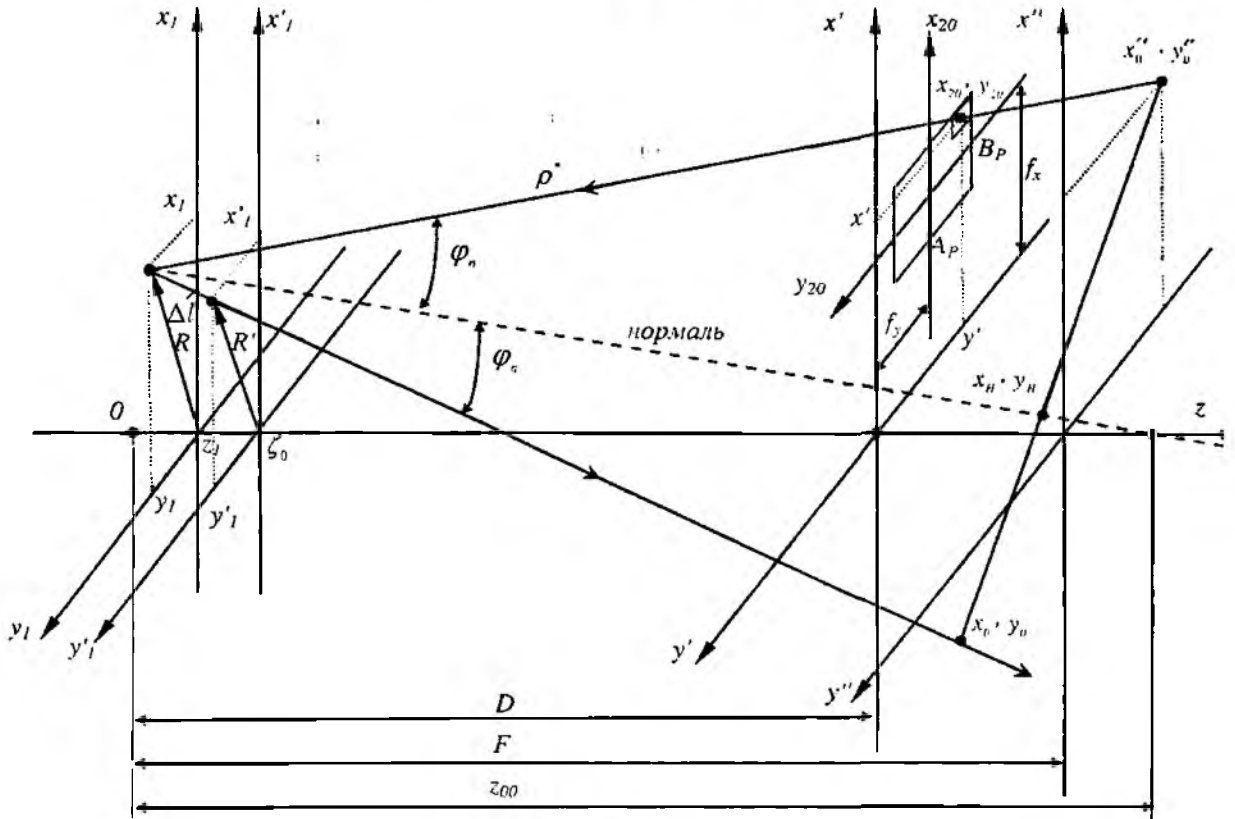


Рис. 2

Для визначення координат точки в апертурі антени (x'_1, y'_1, ζ_0) доцільно знайти координати точки (x_0, y_0, F) , у якій відбитий від дзеркала промінь проходить фокальну площину. Нерівність $D \neq F$ дозволяє враховувати вплив зміщення апертури вздовж осі дзеркала. Випадок $D = F$ відповідає розташуванню апертури ОА в фокусі дзеркала.

Для параболоїдного дзеркала знаходимо рівняння нормалі до дзеркала і кут падіння променя φ_n . Враховуючи, що кут відбиття $\varphi_s = \varphi_n$, визначаємо рівняння відбитого променя і точки його проходження через фокальну площину (x_0, y_0, F) , а також точку проходження

через площину апертури ПА (x'_1, y'_1, z_0). Кожна нормаль до параболоїдного дзеркала проходить через вісь параболоїда на відстані z_{00} :

$$z_{00} = \frac{\sqrt{x_1^2 + y_1^2}}{\sqrt{\frac{z_1}{F}}} + z_1 = \frac{R}{\sqrt{\frac{z_1}{F}}} + z_1. \quad (7)$$

Враховуючи, що нормаль проходить через дві точки: $(0, 0, z_{00})$ – на осі, і точку (x_1, y_1, z_1) на поверхні дзеркала, рівняння нормалі має вигляд:

$$\frac{x - x_1}{l_1} = \frac{y - y_1}{m_1} = \frac{z - z_1}{n_1}, \quad (8)$$

де $l_1 = -x_1$, $m_1 = -y_1$, $n_1 = z_{00} - z_1$.

Так само виглядає рівняння променя падаючої хвилі на дзеркало, що проходить через точки (x_1, y_1, z_1) , та (x', y', D) :

$$\frac{x - x_1}{l_2} = \frac{y - y_1}{m_2} = \frac{z - z_1}{n_2}, \quad (9)$$

де $l_2 = x' - x_1$, $m_2 = y' - y_1$, $n_2 = D - z_1$; x' , y' подано виразами (6).

Косинус кута падіння (φ_n) визначається формулою

$$\cos(\varphi_n) = \frac{l_1 \cdot l_2 + m_1 \cdot m_2 + n_1 \cdot n_2}{\sqrt{l_1^2 + m_1^2 + n_1^2} \cdot \sqrt{l_2^2 + m_2^2 + n_2^2}}, \quad (10)$$

Точку проходження нормалі через фокальну площину (x_H, y_H, F) знаходимо з рівняння (8), підставляючи $x = x_H$, $y = y_H$, $z = F$. Таким чином:

$$x_H = x_1 + \frac{l_1}{n_1} \cdot (F - z_1); \quad y_H = y_1 + \frac{m_1}{n_1} \cdot (F - z_1). \quad (11)$$

У фокальній площині ($z = F$) знайдемо точку (x''_0, y''_0, F), яка виникає як точка перетину продовження прямої променя падаючої хвилі і фокальної площини:

$$\frac{x''_0 - x_1}{x' - x_1} = \frac{y''_0 - y_1}{y' - y_1} = \frac{F - z_1}{D - z_1}. \quad (12)$$

Звідси

$$x''_0 = x_1 + (x' - x_1) \cdot \frac{F - z_1}{D - z_1}; \quad y''_0 = y_1 + (y' - y_1) \cdot \frac{F - z_1}{D - z_1}. \quad (13)$$

Зауважимо, що пряма нормалі і пряма променя падаючої і відбитої від дзеркала хвиль лежать в площині падіння, тому точки (x_H, y_H, F) , (x''_0, y''_0, F) і (x_0, y_0, F) лежать на спільній прямій. Нахил цієї прямої у фокальній площині визначається виразом

$$k_0 = \frac{x_H - x''_0}{y_H - y''_0} = \frac{x_0 - x''_0}{y_0 - y''_0} \quad (14)$$

Відповідно до рівняння згаданої спільної прямої має вигляд:

$$x_0 = x''_0 + k_0 \cdot (y_0 - y''_0) = k_0 \cdot y_0 + b; \quad b = x''_0 - k_0 \cdot y''_0 \quad (15)$$

Рівняння прямої відбитого променя визначаємо за допомогою координат двох точок (x_1, y_1, z_1) та (x_0, y_0, F) :

$$\frac{x - x_1}{L} = \frac{y - y_1}{M} = \frac{z - z_1}{N}, \quad (16)$$

де $L = x_0 - x_1$; $M = y_0 - y_1$; $N = F - z_1$.

За формулою (10) знайдемо кут відбиття φ_0 :

$$\cos(\varphi_0) = \frac{l_1 \cdot L + m_1 \cdot M + n_1 \cdot N}{\sqrt{l_1^2 + m_1^2 + n_1^2} \cdot \sqrt{L^2 + M^2 + N^2}}. \quad (17)$$

З умови, що кут відбиття дорівнює куту падіння, ($\varphi_0 = \varphi_n$) отримуємо квадратичне рівняння для y_0 :

$$y_0^2 \cdot \alpha + y_0 \cdot \delta + \gamma = 0. \quad (18)$$

Коефіцієнти α , δ , γ отримуємо з рівняння $\cos(\varphi_n) = \cos(\varphi_0)$ після елементарних математичних перетворень.

Для двох значень y_0 , отриманих з рівняння (18), знаходимо відповідні значення x_0 за формулою (15). Один із розв'язків визначає відому координату точки (x_0'' , y_0'') (рис. 2), другий – координати точки (x_0 , y_0) у фокальній площині.

Точку перетину прямої відбитого променя з площею апертури ПА (x_1' , y_1' , ζ_0) знайдемо з рівняння цієї прямої (16), підставляючи $z = \zeta_0$; $x = x_1'$; $y = y_1'$:

$$x_1' = x_1 + \frac{x_0 - x_1}{F - z_1} \cdot (\zeta_0 - z_1), \quad y_1' = y_1 + \frac{y_0 - y_1}{F - z_1} \cdot (\zeta_0 - z_1). \quad (19)$$

Тепер можна розрахувати відстань Δl за формулою (4).

Відзначимо, що у випадку зміщених ОА відомий наближений аналіз [4] не враховує додаткових змін фази поля в апертурі ПА. Замість відрізка Δl в розрахунках використовують проекцію цього відрізка на вісь z : $\xi(R) = \frac{R_0^2 - R^2}{4 \cdot F}$. Очевидно, Δl і $\xi(R)$ залежать від величини зміщення f_x і координат точки відбиття ((x_1, y_1) : $R^2 = x_1^2 + y_1^2$). Тому для $R_0 = 0,45 \text{ м}$, $F = 1 \text{ м}$, розраховано залежності різниці $\partial l = \Delta l - \xi(R)$ від f_x для різних значень радіусів R , показані на рис. 3. Як видно, в міліметровому діапазоні хвиль така величина ∂l може дати помітну зміну фази ($\beta_0 \partial l$) особливо, якщо точка відбиття знаходиться в центрі дзеркала ПА ($R = 0$).

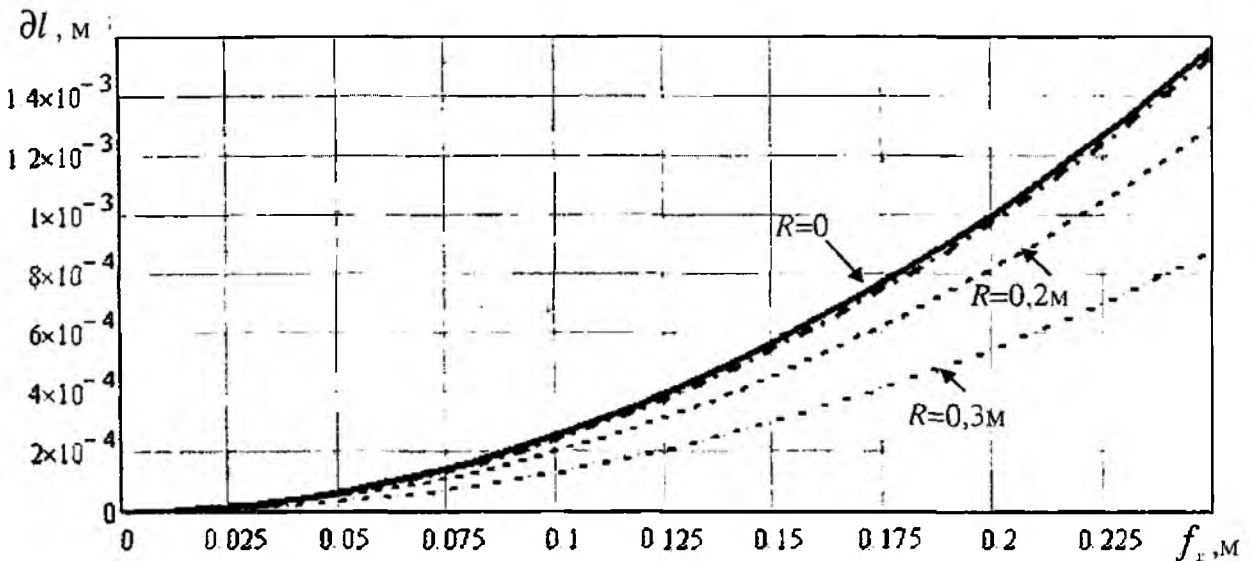


Рис. 3

За допомогою розглянутого вище методу перевірено точність наближених розрахунків ДН, рекомендованих в [4]. Використане там наближення передбачає $\frac{f_x}{F} \ll 1$. Можливо,

однак, використовувати перше наближення, коли підставляється $\frac{f_x}{F}$ в першій степені, або друге наближення, коли підставляти $\frac{f_x}{F}$ і $\left(\frac{f_x}{F}\right)^2$.

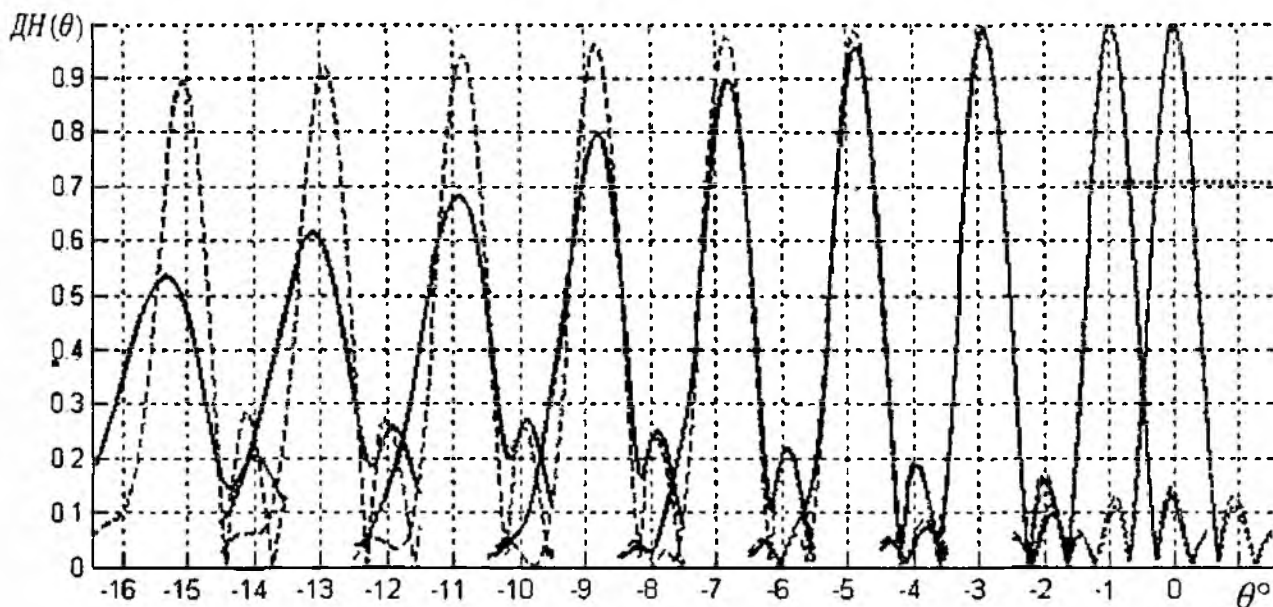


Рис. 4

На рис. 4 показано результати розрахунку ДН у випадку першого наближення в залежності від величини зміщення $f_x = \text{tg}(\alpha_0) \cdot D$, де α_0 – відповідний кут зміщення набуває дискретних значень: $\alpha_0 = 0^\circ, 1^\circ, 3^\circ \dots 15^\circ$. Переривчастою лінією представлено ДН в E -площині для першого наближення, суцільною – ДН розраховані розглянутим вище методом. Розрахунки виконано для ідентичних даних: $R_0 = 0,45 \text{ м}$; $D = F = 1 \text{ м}$; $\lambda_0 = 8,571 \text{ мм}$ ($f = 35 \text{ ГГц}$); $A_p = 2 \text{ см}$; $B_p = 1 \text{ см}$; $R_E = R_H = 2,85 \text{ см}$. Як видно перше наближення придатне для $\alpha_0 \leq 5^\circ$.

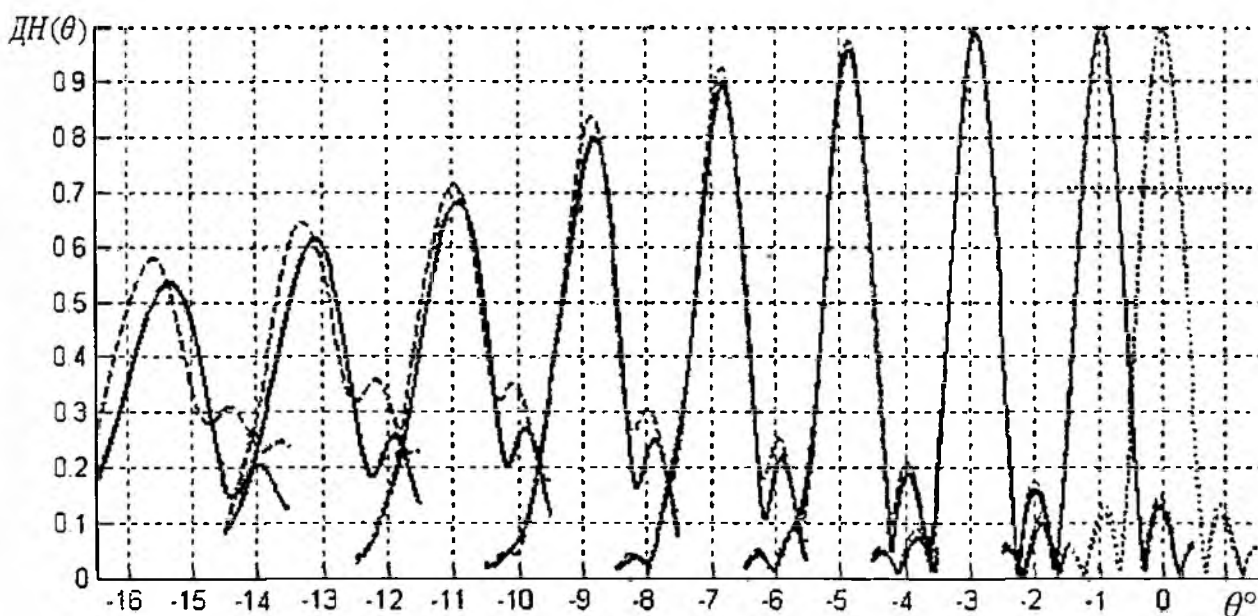


Рис. 5

Аналогічний розрахунок, проведений для другого наближення, подано на рис. 5. Задовільний результат тепер отримуємо $\alpha_0 \leq 7^\circ + 9^\circ$.

Висновки

Запропоновано точний числовий метод розрахунку ДН ПА з довільно зміщеним опромінювачем, за умови, що відносно дзеркала опромінювач розташований в далекій зоні. Метод доцільно використовувати в діапазоні сантиметрових і міліметрових хвиль.

Порівняння результатів розрахунку з даними, отриманими іншими методами, підтверджує точність методу.

Пропонований метод дає можливість аналізувати двоапертурні структури, враховувати розташування і нахил апертури ОА, а також тіньовий ефект, розраховувати вхідний імпеданс ПА, взаємозв'язки між випромінювачами в інтегрованій антені, інші параметри ПА.

Недоліком методу є деяка громіздкість розрахункового алгоритму, яка при використанні сучасної обчислюваної техніки практично не проявляється.

Список літератури: 1. Горшиняк В.П., Денисов А.Г., Кузьмин С.Е., Радзиховський В.Н., Шевчук Б.М. Пассивная многоканальная система формирования изображений в миллиметровом диапазоне длин волн // Мат. 14-й Междунар. Крымской конф. «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (КрыМиКо'2004). Севастополь, Украина, 2005. С. 693 - 694. 2. Айзенберг Г.З., Ямпольский В.Г., Терешин О.Н. Антенны УКВ. М.: Связь, 1977. Т.1, с. 377; Т.2, с. 287. 3. Кочержевский Г.Н. Антенно-фидерные устройства. М.: Связь, 1972. 472с. 4. Jacob W.M. Vaars. The paraboloidal reflector antenna in radio astronomy and communication. Theory and Practice. European Southern Observatory Swisttal / Bonn, Germany. Springer Science+Business Media, LLC., 2007. 253p. 5. Хансен Р.К. Сканирующие антенные системы СВЧ: В 3 т.: Пер. с англ. / Под ред. Г.Т. Маркова и А.Ф. Чаплина. М.: Сов. радио, 1966. Т. 1. 536с.

Національний університет
«Львівська політехніка»

Надійшла до редколегії 02.04.2009

НАСТРОЙКА, КОНТРОЛЬ И КАЛИБРОВКА АФАР

Введение

Современные активные фазированные антенные решетки (АФАР) включают в себя различные электронные компоненты (излучатели, фазовращатели, переключатели, вентили, усилители и т.д.) и специализированные вычислительные устройства. Такие элементы объединяются в приемопередающие модули (ППМ) [1]. Задачи диагностики технического состояния и калибровки ППМ АФАР, т. е. классификации неисправностей ППМ и их элементов, определение реального амплитудно-фазового распределения (АФР) на апертуре и расчет калибровочных поправок, являются приоритетными в процессе разработки, настройки и эксплуатации АФАР.

Постановка задачи

Используемые АФР поля в апертуре АФАР должны обеспечивать уровни боковых лепестков (УБЛ) приёмных диаграмм направленности (ДН) от минус 35 дБ до минус 60 дБ. Технологические допуски на изготовление ППМ, трактов передачи СВЧ сигналов и конструкции АФАР приводят к случайным ошибкам реализации АФР на апертуре и к существенному росту УБЛ. Требуемые технические характеристики (ТХ) АФАР можно обеспечить при настройке и поддерживать в течение срока эксплуатации с помощью встроенной системы контроля и калибровки (ВСКК), не предъявляя жесткие требования к элементам, входящим в ППМ [2].

Цель работы – анализ и решение проблемных вопросов, возникающих при создании ВСКК для контроля технического состояния и оценки интегральных характеристик АФАР, решение задач отслеживания изменения параметров элементов в каналах ППМ и проведения калибровки для коррекции параметров АФАР на уровне системы в процессе эксплуатации.

Основная часть

Виды контроля АФАР. Для обеспечения контроля и диагностики технического состояния АФАР целесообразно использовать три вида контроля:

- тестовый (контроль прохождения кодов на систему управления лучом (СУЛ) и проверка результатов расчета кодов фазовых сдвигов, выдаваемых на фазовращатели);
- низкочастотный (контроль обрывов и коротких замыканий в цепях управления фазовращателями и аттенуаторами);
- определение комплексных коэффициентов передачи каналов (ККПК) для всех рабочих частот.

Для своевременного обнаружения возникающих неисправностей и их устранения или алгоритмической компенсации влияния на характеристики антенны используется процедура калибровки ККПК, которую необходимо проводить как в режиме ПРИЕМ, так и режиме ПЕРЕДАЧА с использованием ВСКК. Необходимое качество настройки и калибровки АФАР обеспечивается комплексным подходом, включающим в себя входной контроль элементов, учет их характеристик при изготовлении и сборке модулей, соответствующими методиками выполнения измерений и программами корректировки систематических ошибок, вносимых ППМ, аппаратурой измерительного стенда и ВСКК.

Решение поставленных задач было обеспечено за счет размещения системы неподвижных зондов (НЗ) вблизи апертуры для ввода контрольного сигнала в ближней зоне излучения АФАР. Такое размещение НЗ дало возможность исключить затенение апертуры АФАР и резко снизить уровень суммарного сигнала за счет несинфазного суммирования сигналов отдельных каналов, а также обеспечить возможность проведения контроля и калибровки в режимах ПРИЕМ и ПЕРЕДАЧА. Следует отметить, что в режиме ПЕРЕДАЧА проведение

настройки и измерений параметров АФАР могут иметь свои особенности, обусловленные требованиями безопасности. Так, в ряде случаев нашли применение «метод перемещающегося пятна» и «техника наложения» [3, 4].

Методы получения информации об АФАР. Для настройки, контроля и диагностики АФАР наибольшее распространение получили амплифазометрический и коммутационный методы.

Заводскую настройку целесообразно начинать с проверки технического состояния АФАР: контроль прохождения сигналов управления; тесты каналов управления СУЛ по токам ФВ, индикаторным панелям и обратной связи (запись/чтение управляющих сигналов); выявление технологических дефектов сборки; контроль ККПК по СВЧ сигналу и определение реальных фазовых сдвигов и вносимых потерь при переключении состояний ФВ. Необходимо оценить стабильность работы СУЛ (оценить разброс параметров ФВ при многократных переключениях состояний) и сравнить характеристики ФВ и аттенюаторов, полученные на специализированном стенде при проведении индивидуальной проверки и подборе оптимальных кодовых комбинаций с данными контроля ККПК (в режимах прием/передача).

Первоначальная настройка АФАР проводится с помощью автоматизированного измерительного комплекса ближней зоны. Затем производится измерение комплексных коэффициентов передачи (ККП) между измерительным зондом, каждым из контрольных излучателей (КИ) и излучателями АФАР в режимах ПРИЕМ и ПЕРЕДАЧА. Далее проводится расчет нормирующих коэффициентов (НК), которые связывают ККП каналов при облучении плоской волной (измерительный зонд – излучатели АФАР) с ККП контролируемого канала при использовании контрольного излучателя (КИ – излучатели АФАР).

Полученные НК являются калибровочным стандартом (эталонными) для данной АФАР и обеспечивают поддержку требуемых параметров АФАР в процессе эксплуатации [5].

Методические погрешности получаемых оценок значений ККПК обусловлены приближениями, принятыми в математических моделях АФАР и фазовращателя (ФВ). В модели АФАР поле излучения представляется в виде суперпозиции полей излучения каналов АФАР, каждый из которых независимо управляется ФВ своего канала и не зависит от состояния соседних излучателей. Предположение о независимости поля излучения канала от состояния других каналов является достаточно сильным, а ухудшение характеристик АФАР при широугольном сканировании является одним из признаков нарушения этого требования.

Методическая погрешность оценки ККПК связана с предположением о независимости вносимого затухания от реализуемого фазового сдвига в модели ФВ. Для повышения точности оценки ККПК необходимо использовать априорную информацию о модуле коэффициента передачи каждого фазовращателя в зависимости от его состояния на всех рабочих частотах. При отсутствии такой априорной информации (хотя бы о среднем по ансамблю изменении модуля коэффициента передачи от состояния фазовращателей данного типа) оценки ККПК ФАР оказываются смещенными.

Методика расчета ККПК АФАР. Для выделения сигнала контролируемого канала и определения вносимых реальных фазовых сдвигов и потерь при переключении дискретов фазовращателя при наличии отказов и зависимости вносимого затухания от реализуемого фазового сдвига разработан алгоритм, который обеспечивает высокую эффективность и точность за счет максимального использования априорной информации, полученной на этапе входного контроля параметров ППМ.

Рассмотрим суть предлагаемого метода. Пусть \dot{A}_ℓ – результат измерений (амплитуда и фаза) комплексного коэффициента передачи между излучающим элементом приемопередающих каналов ППМ АФАР и контрольным излучателем, где $|\dot{A}_\ell| = \sqrt{A_{\ell \sin}^2 + A_{\ell \cos}^2}$, $\varphi_\ell = \arctg(A_{\ell \sin} / A_{\ell \cos})$.

Представим \dot{A}_ℓ в виде $\dot{A}_\ell = \dot{P}_0 + \dot{p}_0 \dot{q}_\ell$,

где \dot{P}_0 – вектор суммарного сигнала всех неконтролируемых каналов (комплексная подставка); $\dot{p}_0 \dot{q}_\ell$ – вектор сигнала контролируемого канала при l -м состоянии ФВ, для которого измеряется \dot{A}_ℓ ; $\ell = \overline{0, L-1}$, L – возможное число состояний ФВ, $L = 2^p$, p – число разрядов ФВ; $\dot{p}_0 = \dot{A}_0 - \dot{P}_0$ – комплексный масштабирующий множитель, согласующий фазу и амплитуду контролируемого ФВ при $\ell=0$ и $q_0=1$; \dot{q}_ℓ – значения ККП контролируемого ППМ, $|\dot{q}_\ell| = q_1 \dots q_{N-1}$ – значения модулей вносимых потерь на рабочих частотах при переключении состояний фазовращателя относительно $|\dot{q}_0| = 1$ (нулевой дискрет ФВ). Величины $|\dot{q}_\ell|$ известны из протоколов предварительных испытаний (входной контроль ФВ) или из справочных данных фирмы изготовителя [6].

Процесс определения \dot{q}_ℓ^k является итерационным, где $k = 0, 1, 2, \dots$ – номер итерации. Итерационная оценка величины \dot{P}_0^k при наличии ошибок измерений δ_ℓ должна обеспечить минимум отклонений оценок \dot{A}_ℓ^k от реальных значений \dot{A}_ℓ для всех состояний фазовращателя в которых измеряется \dot{A}_ℓ :

$$\dot{A}_\ell - \dot{A}_0 \dot{q}_\ell - \dot{P}_0 (1 - \dot{q}_\ell) = \delta_\ell, \quad \sum_{\ell=0}^{L-1} |\delta_\ell|^2 = \sum_{\ell=0}^{L-1} |\dot{A}_\ell - \dot{A}_0 \dot{q}_\ell - \dot{P}_0 (1 - \dot{q}_\ell)|^2 \rightarrow \min.$$

Итерационный процесс начинается с расчета $\dot{q}_\ell^0 = |\dot{q}_\ell| e^{j\varphi_\ell^0}$. Для выбора начального приближения можно использовать $\varphi_\ell^0 = \frac{2\pi\ell}{L}$ (начальное приближение реализации заданных фазовых сдвигов), затем расчет ведется по формулам:

$$\dot{P}_0^{k+1} = \frac{\sum_{\ell=0}^{L-1} (\dot{A}_\ell - \dot{A}_0 \dot{q}_\ell^k) (1 - \dot{q}_\ell^k)^*}{\sum_{\ell=0}^{L-1} |1 - \dot{q}_\ell^k|^2},$$

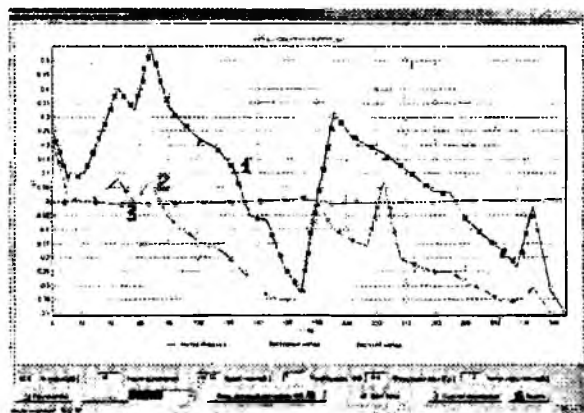
$$e^{j\varphi_\ell^{k+1}} = \frac{\dot{A}_\ell - \dot{P}_0^{k+1}}{(\dot{A}_0 - \dot{P}_0^{k+1}) |\dot{q}_\ell|}, \quad \dot{q}_\ell^k = |\dot{q}_\ell| e^{j\varphi_\ell^k}.$$

Итерационный процесс заканчивается при выполнении условия

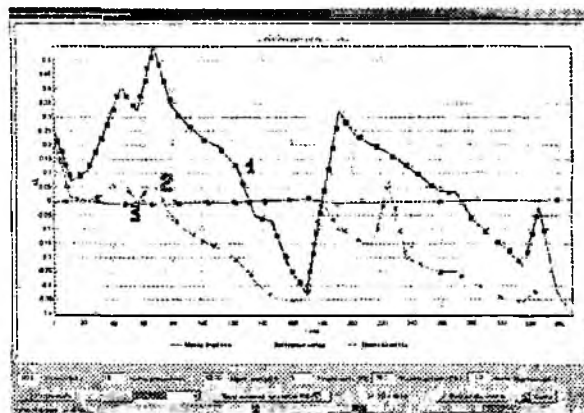
$$|\dot{P}_0^{k+1} - \dot{P}_0^k| \leq \varepsilon, \quad (\varepsilon \approx 10^{-3} \dots 1 \cdot 10^{-13}).$$

Результаты моделирования. Результаты моделирования и экспериментальной проверки предложенного алгоритма для контроля, диагностики технического состояния и калибровки ФАР показали, что учет априорной информации, полученной при входном контроле фазовращателей, позволяет существенно повысить точность калибровки и получить несмещенные оценки ККПК.

На рисунке приведены полученные тремя методами оценки модуля (*a*) и фазы ККП (*б*) пятиразрядного ФВ с погрешностью установки заданного фазового сдвига $\pm 5^\circ$ и изменением вносимых потерь ± 1 дБ при переключении дискретов [6]. Кривые 1 получены при обработке измеренных данных в соответствии с методикой, изложенной в [7], кривые 2 – по методу, предложенному в [8], кривые 3 – по алгоритму, учитывающему априорную информацию, рассмотренному в данной работе.



а



б

Выводы

При разработке ВСКК были решены следующие задачи:

- выбрано место размещения источников контрольного сигнала, обеспечивающих эффективное выделение сигнала контролируемого канала из суммарного сигнала на выходе АФАР при работе в режимах ПРИЕМ и ПЕРЕДАЧА;

- решена задача определения реальных ККПК при изменении величины вносимых потерь, наличия ошибок отработки заданных фазовых сдвигов, полных и частичных отказов фазовращателей (ФВ) в процессе переключения дискретов;

- обеспечена калибровка ККПК АФАР при облучении апертуры неплоской волной;

- получены оценки интегральных параметров АФАР с учетом взаимного влияния излучающих их элементов.

Следует отметить, что проблемы, возникающие при диагностике технического состояния, измерении параметров, настройке, калибровке и поддержании технических параметров АФАР в заданных пределах, могут быть решены только при реализации ВСКК, которая во многом определяется технологическими особенностями контролируемой АФАР.

Список литературы: 1. *Активные фазированные антенные решетки* / Под ред. Д.И. Воскресенского, А.И. Канащенкова. М.: Радиотехника, 2004, 488 с. 2. *Markov V.I. Built-In Performance Monitoring System For Active Phased-Array Antennas* // Proc. of the 6-th International Conference on Antenna Theory and Techniques, 17-21 September, 2007, Sevastopol, Ukraine. P. 483-485. 3. *Couper P.; Thompson K.; Davis R.; Barnes T. Active Array High-Power Superposition Near-Field Measurement Technique: Results, Analysis, and Practical Considerations.* // Proc. of the AMTA 2000, p. 198, 2000-06-07. 4. *Hoffman J.; Galebach B.L.; Thompson K. High power superposition for active array transmit pattern measurement.* // Proc. of the AMTA 1995. p. 300, 1995-09-02. 5. Марков В.И. Встроенная система контроля АФАР // Вісник Київ. Нац. ун-ту ім. Тараса Шевченка. Київ: Київ. ун-тет, 2006. Вип. 2 С.94-100. 6. <http://www.hitite.com/products/view.html/view/НМС643LC5>. 7. *Коммутационный метод измерения характеристик ФАР* / Г.Г.Бубнов, С.М. Никулин, Ю.Н. Серяков, С.А. Фурсов. М.: Радио и связь. 1988. 120с. 8. *Markov V. I., Kozlov A.F. 2003-16-06 - A03-063. Built-In Performance Monitoring Systems for Phased-Array Antennas with Binary Phase Shifters.* AMTA 2003. P. 560-565.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники,
Харьковский государственный
университет питания и торговли,
ОАО Холдинговая компания «Укрспецтехника»

Поступила в редколлегию 13.04.2009

ОПТИМИЗАЦИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧЕНИЯ ПРОВОЛОЧНЫХ АНТЕНН С ЭКРАНАМИ

Введение

За последнее время в результате научно-технической революции XX века значительно увеличилось количество излучающих радиотехнических систем и суммарная мощность электромагнитного излучения в глобальных масштабах. Это привело в техническом плане к возникновению и дальнейшему обострению проблемы электромагнитной совместимости радиосистем различного функционального назначения, работающих в различных частотных диапазонах. Возникла проблема и в социальной области: увеличивающаяся электромагнитная нагрузка на организм человека привела к проблеме электромагнитной экологии. При этом мощность излучения радиосистем постоянно увеличивается, особенно в связи с расширением сетей мобильной связи и их функциональных возможностей. Очевидно, что этот процесс необратим и радикально разрешить возникшие проблемы невозможно, но в значительной степени облегчить их решение можно оптимальным распределением электромагнитного излучения в пространстве за счет использования направленных антенн.

Из всех известных типов и вариантов антенн наиболее широко и в наибольшем числе диапазонов радиоволн используются проволочные антенны и их различные модификации. Для обеспечения однонаправленного излучения и повышения коэффициента усиления таких антенн используются экраны. Для приближенного расчета характеристик направленности обычно предполагается, что экран имеет бесконечные размеры и можно использовать метод зеркальных изображений. На практике же используют экраны, размеры которых сравнимы с длиной волны, когда необходимо учитывать эффекты дифракции электромагнитного излучения на кромках экрана.

Проведенные теоретические исследования показали, что при использовании экранов конечных размеров, сравнимых с длиной волны, за счет эффектов дифракции волн и отличия граничных условий электродинамики для ортогональных компонент векторов электромагнитного поля на кромках экрана имеют место следующие эффекты:

- увеличение или уменьшение коэффициента усиления антенны в направлении нормали к экрану по сравнению с расчетным для бесконечного экрана;
- увеличение сопротивления излучения антенны;
- изменение активной и реактивной части входного сопротивления проволочной антенны, облучающей экран;
- изменение условия настройки антенны в резонанс;
- увеличение коэффициента защитного действия антенны за счет подавления излучения в заднем полупространстве;
- обеспечение диаграммы направленности секторной формы;
- подавление излучения в заданном секторе углов, особенно в заднем полупространстве.

Еще раз подчеркнем, что эти эффекты обеспечиваются не только выбором размеров сторон экрана, но, главным образом, надлежащим выбором отношения сторон экрана прямоугольной формы.

Отмеченные физические эффекты исследованы асимптотическим методом равномерной геометрической теории дифракции (РГТД), развитым для коротковолнового диапазона волн, т.е. в предположении, что электрические размеры экрана намного больше длины волны, дифрагирующей на них.

Цель статьи – теоретическая и экспериментальная проверка точности расчета указанных эффектов, позволяющих оптимизировать характеристики направленности антенны, методом РГТД и определение границ его применимости при использовании экранов прямоугольной формы, размеры которых сравнимы с длиной волны.

Границы применимости асимптотического метода равномерной геометрической теории дифракции

В теоретическом плане для определения точности и границ применимости разработанного алгоритма на основе метода РГТД вычислены ДН поля диполя Герца, расположенного параллельно плоскому прямоугольному экрану с теми же геометрическими размерами, что и диаграммы в [1], рассчитанные путем численного решения интегро-дифференциальных уравнений и методом физической оптики. На рис. 1 приведены результаты расчетов этими методами ДН основной компоненты поля в главных плоскостях наблюдения E ($\varphi=0^\circ$) – рис. 1, а, б, в и H ($\varphi=90^\circ$) – рис. 1, г, д, е при размерах экрана $W=L=0,5\lambda$ (а, г); λ (б, д) и $1,5\lambda$ (в, е) и удалении диполя от экрана на $h=0,25\lambda$. ДН представлены в сферической системе координат θ, φ, R , где угол θ отсчитывается от оси Z , параллельной большей кромке экрана, а угол φ – от оси X , перпендикулярной плоскости экрана. Здесь же показаны угловые области света для геометрических ($E_{го}$) и краевых волн с кромок 1 и 2 длиной W ($E_{1,2}$) и с кромок 3 и 4 длиной L ($E_{3,4}$). Из рис. 1 и других расчетов следует, что приемлемая точность РГТД во всем пространстве наблюдения, включая область тени, обеспечивается при минимальных размерах сторон экрана около $0,5 \dots 1,0$ длины волны λ и высоте симметричного вибратора над экраном $0,1\lambda \leq h \leq 0,35\lambda$. Именно для таких размеров экрана кроме расчета проведены экспериментальные исследования.

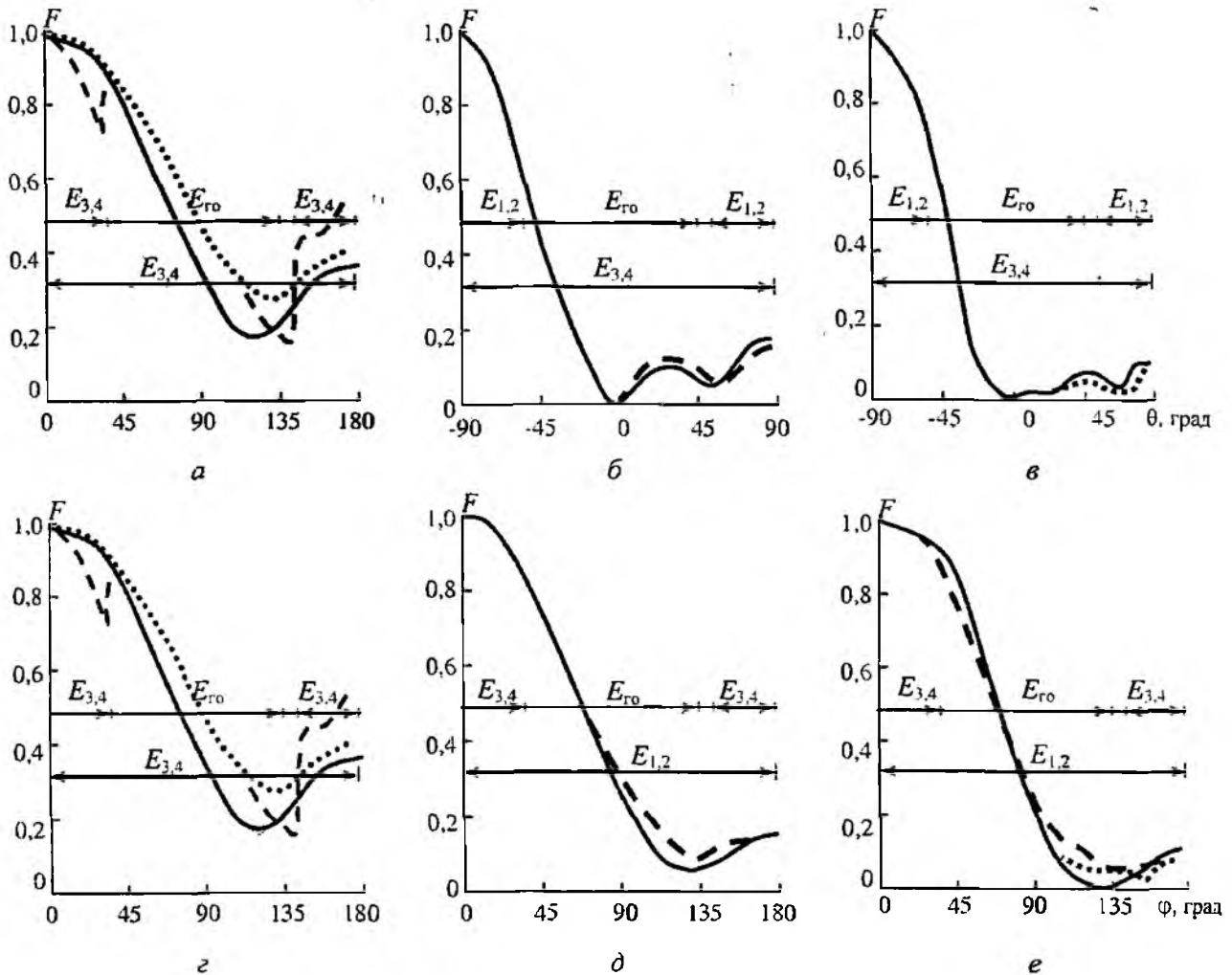


Рис. 1

Результаты теоретических и экспериментальных исследований

Решение поставленных задач требует обеспечения высокой точности измерений, поэтому все эксперименты проводились в безэховой камере кафедры прикладной электродинамики Харьковского национального университета им. В.Н. Каразина. Методика эксперимента не отличается от общепринятой в технике антенных измерений [2].

Прежде всего панорамным измерителем КСВН и затухания измерялось согласование вибраторной антенны с экраном и без него с коаксиальным кабелем. По минимуму КСВН определялась резонансная частота антенны. Затем испытываемая антенна устанавливалась на испытательный поворотный стенд и измерялись ее ДН в дальней зоне. Для снятия ДН в автоматическом режиме с последующей компьютерной обработкой данных была создана установка, блок-схема которой приведена на рис. 2. Основным управляющим элементом является персональный компьютер, который осуществляет контроль модулей установки. Блок управления обеспечивает формирование импульса синхронизации записи данных в LPT порт компьютера, запуск и остановку двигателя поворотного стола. Он включает в себя генератор стробирования и источник опорного напряжения АЦП, а также обеспечивает гальваническую развязку между выходом измеряемого сигнала и аналоговым входом АЦП. Отсчет градусов осуществляется с помощью специального лимба, имеющего прорези с шагом в один градус. Датчиком угла служит оптопара, срабатывающая на прорези в лимбе.

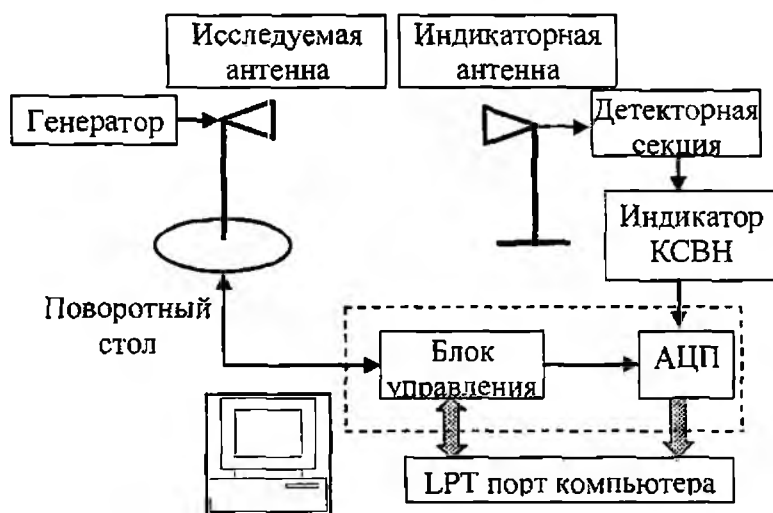


Рис. 2

Данные измерений записывались в двумерный массив, причем столбцу углов ориентации антенны в точности соответствует столбец амплитуд измеренных сигналов. Математические операции с массивом включали нормировку измеренных данных к максимальному значению и вычисление относительных амплитуд полей в децибелах.

В экспериментах в качестве передающей и приемной антенн использовались два идентичных симметричных вибратора длиной $2l=290$ мм и диаметром $2a=22,5$ мм. Экраны выполнялись из дюралюминиевого листа и имели разные размеры. Обозначим большую сторону экрана W , меньшую – L , а высоту установки вибратора над экраном – h . Исследуемая антенна, как видно из рис. 2, работала в режиме передачи. Эксперименты проводились в дециметровом диапазоне электромагнитных волн. Исследовались прежде всего условия настройки антенны в резонанс. Как известно [3], для настройки цилиндрического вибратора конечного радиуса a в резонанс длина его плеча должна быть меньше четверти длины волны в соответствии с соотношением $l_0/\lambda = 0,25 - 0,225/4 \ln(2l/a\pi)$.

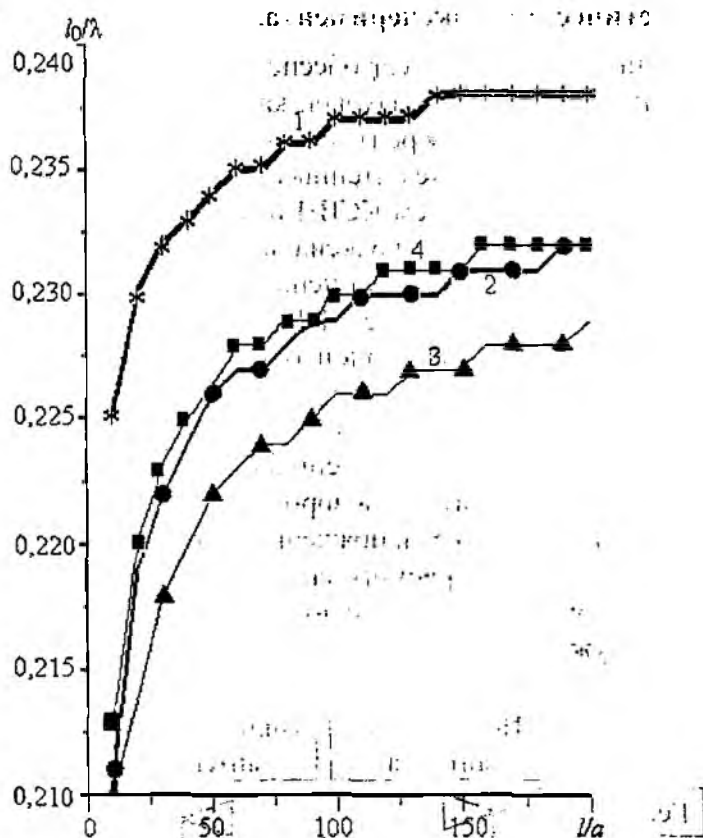


Рис. 3

На рис. 3 представлена зависимость электрической длины плеча резонансного вибратора (l_0/λ) в свободном пространстве от отношения длины плеча к его радиусу (l/a), рассчитанная по приведенной выше формуле (кривая 1). Здесь же представлены такие же зависимости для вибратора с экраном: кривая 2 – расчет для случая бесконечного экрана методом зеркальных изображений и наведенных ЭДС; кривые 3 и 4 – расчет методом РГТД и наведенных ЭДС для квадратного экрана со сторонами $0,5\lambda \times 0,5\lambda$ (кривая 3) и $\lambda \times \lambda$ (кривая 4). Видно, что наличие экрана приводит к большему укорочению резонансного вибратора по сравнению с вибратором в свободном пространстве. В случае экрана меньших размеров (кривая 3) величина укорочения больше, так как амплитуды дифрагировавших на кромках экрана волн в этом случае больше. Укорочение резонансного вибратора с экраном с размерами $\lambda \times \lambda$ практически такое же, как и в случае бесконечного экрана (кривые 2 и 4).

Для экспериментальной проверки этих эффектов измерялось согласование антенны с коаксиальным фидерным трактом в диапазоне частот. Оказалось, что при неизменной длине вибратора его резонансная частота уменьшается и по расчету, и в эксперименте. В случае прямоугольного экрана с размерами $0,47\lambda \times 0,627\lambda$ и высоте подвеса вибратора $h=0,25\lambda$ смещение резонансной длины волны за счет экрана составляет 11,1 %. При этом отличие рассчитанной методом РГТД резонансной частоты экспериментального вибратора заданной длины с отношением длины его плеча к толщине $l/a=13$ и измеренной составляет всего 1,2 %.

Рассмотрим далее расчетные и экспериментальные ДН вибраторной антенны с экраном в сферической системе координат θ', φ', R' , где угол θ' отсчитывается от оси Z' , направленной вдоль нормали к плоскости экрана, а угол φ' – оси X' , параллельной большей кромке экрана. На рис. 4 представлены ДН полуволнового вибратора, расположенного на высоте $h=0,25\lambda$ над квадратным экраном с размерами сторон $L=W=0,96\lambda$ (рис. 4 а, в, д) и $L=W=1,36\lambda$ (рис. 4 б, г, е). Здесь на рис. 4, а, б представлены диаграммы в плоскости вектора \vec{E} ($\theta'=0^\circ$); на рис. 4, в, г – в плоскости \vec{H} ($\varphi'=90^\circ$), на рис. 4, д, е – по полю поперечной поляризации ($\varphi'=90^\circ$, сплошные

линии – расчет, точки – эксперимент). Видно, что до уровня половины мощности поля в главном максимуме расчетные и экспериментальные ДН совпадают. До уровня поля -20 дБ отличие расчетных и экспериментальных данных не превышает -3 дБ.

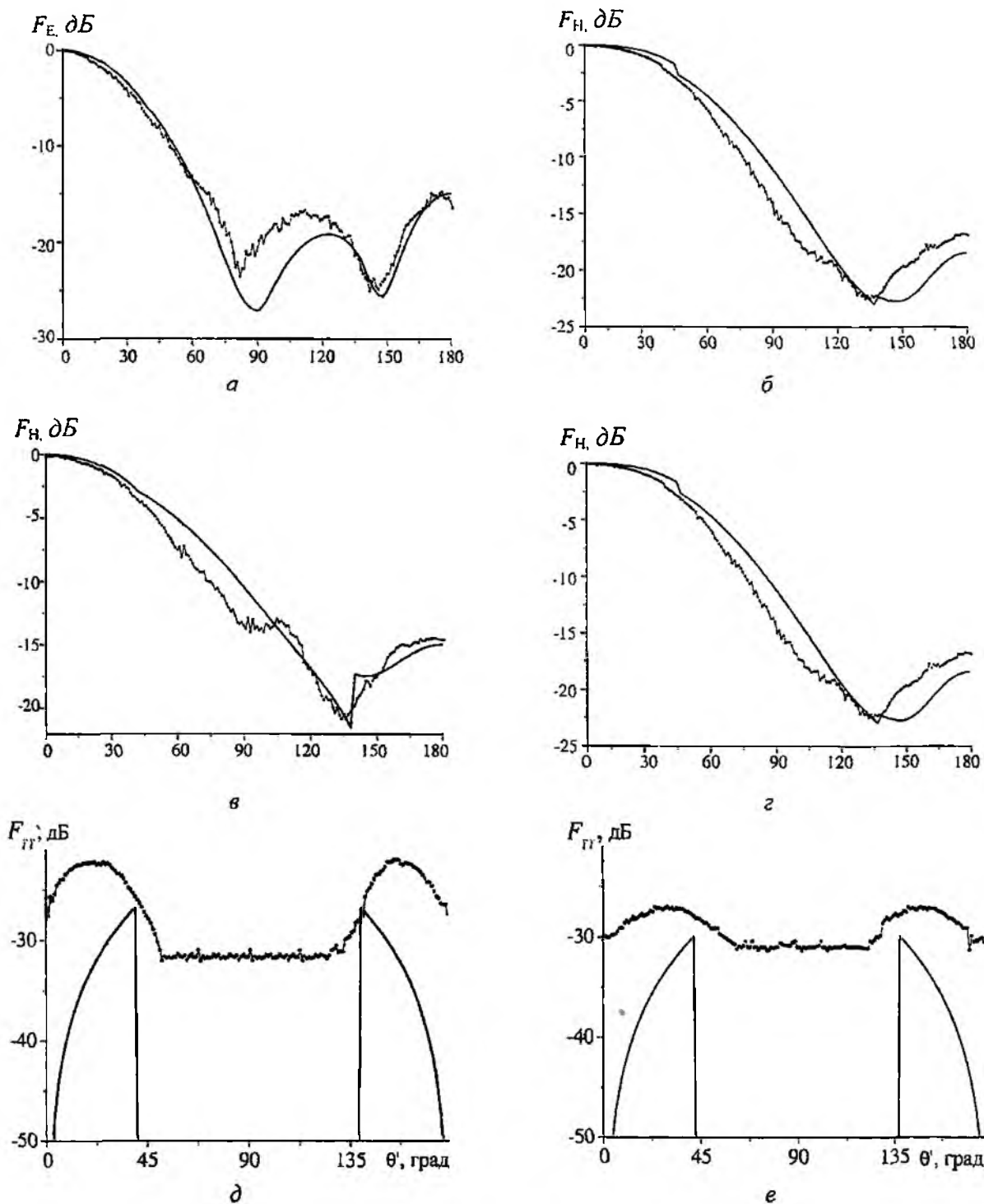


Рис. 4

Эксперимент подтверждает и расчеты методом РГТД диаграммы направленности исследуемых антенн по кроссполяризованному излучению. Различия расчетных и экспериментальных ДН на рис. 4, д, е объясняются ухудшением точности измерений характеристик направленности антенн при малых уровнях поля.

Проведены также расчеты и измерения ДН полуволнового вибратора с экранами меньших размеров квадратной и прямоугольной формы. Все эти многочисленные эксперименты подтвердили полученные ранее выводы о том, что метод РГТД обеспечивает достаточную для практики точность расчетов для экранов с размерами вплоть до половины длины волны.

Важным показателем качества излучающих систем является коэффициент защитного действия V , который характеризуется отношением амплитуд вектора напряженности электрического поля, излученного в направлении нормалей «назад» (E_3 при $\theta'=180^\circ$) и «вперед» (E_n при $\theta'=0^\circ$) к экрану

$$V = 20 \lg |E_3 / E_n|.$$

Минимум отношения V означает максимум коэффициента защитного действия антенны. Проведенные расчеты ДН показали, что в случае возбуждения прямоугольного экрана с отношением сторон $W/L > 1$ диполем, ориентированным параллельно большей стороне экрана, в направлении нормали «назад» от экрана наблюдается существенная зависимость амплитуды излучения от величины отношения большей стороны экрана к меньшей W/L .

В рамках метода РГТД в [4] проведен анализ уровня излучения диполя, расположенного параллельно большей стороне экрана на высоте h над его серединой, в зависимости от размеров и формы экрана с целью минимизации излучения в направлении нормали «назад» от экрана. Рассмотрим влияние отношения сторон экрана W/L на значения V излучающей системы. Очевидно, что поле излучения в направлении нормали «вперед» к экрану E_n состоит из ГО поля $E_{го}$, а также дифрагированных полей от боковых продольных $E_{1,2}$ и поперечных $E_{3,4}$ кромок. Поле излучения назад E_3 определяется интерференцией дифрагированных полей $E_{1,2}$ и $E_{3,4}$. Расчеты показали, что амплитуды полей, дифрагированных на кромках 1 и 2, параллельных диполу, от высоты экрана не зависят и уменьшаются с увеличением L . Амплитуды дифрагированных полей от поперечных кромок 3 и 4 уменьшаются с увеличением высоты экрана W . В соответствии с проведенным анализом имеют место четкие положения резонансных минимумов V при оптимальных W/L . Получены зависимости $V_{мин}$ и $(W/L)_{опт}$ от L/λ , с помощью которых можно оптимизировать коэффициент защитного действия вибраторной антенны с экраном при $h=0,05...0,25\lambda$. Графики зависимостей $V_{мин}$ для случая, когда вибратор находится на расстоянии от экрана $h = 0,25\lambda$ и ориентирован параллельно большей стороне (кривая 1) и меньшей (кривая 2) приведены на рис. 5, а. Оптимальные отношения сторон экрана $(W/L)_{опт}$, обеспечивающие $V_{мин}$, представлены на рис. 5, б (кривая 3). Из рис. 5, а видно, что при фиксированном положении вибратора над прямоугольным экраном и ориентации его параллельно большей стороне экрана, для каждого значения ширины экрана существуют оптимальное отношение сторон экрана, обеспечивающие минимум излучения назад. В случае, когда вибратор параллелен меньшей из сторон, значения $V_{мин}$ плавно изменяются от -20дБ до -50дБ без резонансных минимумов. На рис. 5, б приведена также зависимость отношения $(W/L)_{опт}$ обеспечивающего максимально достижимое значение КНД исследуемой антенны от L/λ (кривая 4).

Для проверки полученных расчетных зависимостей был поставлен эксперимент по выбору оптимального отношения сторон экрана при заданной ширине экрана $L=0,96\lambda$ и $h=0,25\lambda$, обеспечивающие $V_{мин}$. Из расчетной кривой 1 на рис. 5, б следует, что для обеспечения $V_{мин}$ при ширине экрана $L=0,96\lambda$ необходимо выбрать $(W/L)_{опт} = 1,9$. В ходе эксперимента были измерены ДН антенны с экраном $L=0,96\lambda$ при разных отношениях сторон, в том числе и для оптимального. На рис. 5 приведены расчетные (ϑ) и экспериментальные (z) ДН вибратора над прямоугольным экраном с размерами $L=0,96\lambda$, $W=0,72\lambda$ (кривая 1); $L=W=0,96\lambda$ (кривая 2) и $L=0,96\lambda$, $W=1,84\lambda$ (кривая 3) при $h=0,25\lambda$ в плоскости наблюдения $\varphi' = 0^\circ$. Сравнение уровней излучения назад в экспериментальных ДН (z) доказывает эффект оптимального выбора отношения сторон экрана, что убедительно подтверждает теоретические исследования (ϑ).

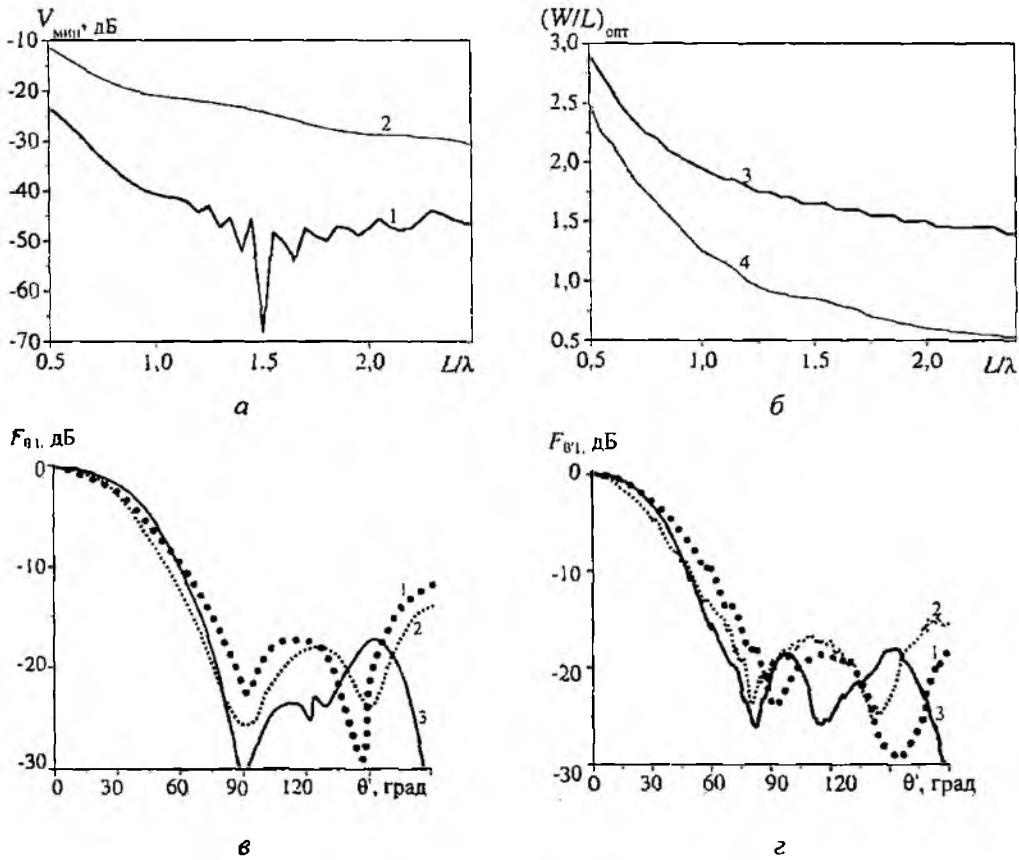


Рис. 5

Заключение

Таким образом, учет явления дифракции электромагнитных волн на кромках экрана прямоугольной формы позволяет путем выбора электрических размеров и отношения сторон экрана существенно улучшить характеристики направленности резонансных проволочных антенн.

Список литературы: 1. Пименов Ю.В., Ходьков Д.А. Излучение элементарного электрического вибратора, расположенного параллельно плоскому прямоугольному экрану // Радиотехника (Москва). 1991. №7. С. 61-63. 2. Шубарин Ю.В., Зоркин А.Ф. Антенные измерения на сверхвысоких частотах. Харьков: Изд-во Харьков. гос. ун-та, 1962. 170с. 3. Леонтович М.А., Левин М.Л. К теории возбуждения колебаний в вибраторных антеннах // ЖТФ. 1944. Т. XIV, Вып. 9. С.481. 4. Горбеев Н.Н., Елисеева Н.П. Коэффициент защитного действия электрического диполя с плоским и уголковым рефлектором // Антенны. М., 1999. Вып. 2 (43). С.57-61.

Харьковский национальный
 университет им. В.Н. Каразина,
 Харьковский национальный
 университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 06.05.2009

АНАЛИЗ ФРАКТАЛЬНОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ РЕКОНФИГУРИРУЕМОЙ АНТЕННЫ-АППЛИКАТОРА

Введение

Создание антенн-аппликаторов для медицинского применения – задача специфическая, требующая применения нестандартных инженерных решений. Значительные трудности возникают, например, при конструировании антенн-аппликаторов для целей радиотермометрии биологических объектов. Если абстрагироваться от чисто медицинских требований, то суть заключается в следующем. Если антенна работает на одной частоте, то радиотермометрические измерения внутренней температуры возможно проводить только с определенной глубины, соответствующей этой частоте и условиям распространения электромагнитной волны в биологическом объекте. А для того, чтобы получить профиль глубинной температуры, необходимо проводить моделирование расчетным путем, решая при этом заранее некорректно поставленную задачу (используя при этом методы регуляризации решения по А.Н. Тихонову [1]). Если антенна работает на нескольких частотах, то задача по определению глубинного профиля температуры приобретает четко выраженную экспериментальную окраску и не требует решения некорректных задач, а значит результаты измерений будут достоверны. Для реализации таких систем требуются многочастотные антенны.

Большой интерес, который в последние годы вызывают фракталы [2 - 5], связан с широкой областью их применения в самых различных сферах науки и техники. Существование электродинамических фрактальных структур не вызывает сомнений, более того, стало ясно, что характеристики таких структур имеют особый характер. Среди множества типов излучателей, используемых в средствах связи, фрактальный излучатель является новым, и его характеристики в значительной мере отличаются от характеристик известных решений. В настоящее время теория фрактальных излучателей находится на этапе становления. Перспективной областью использования таких излучателей являются реконфигурируемые антенны [6].

В статье рассматривается вариант двухдиапазонной реконфигурируемой антенны-аппликатора с фрактальной излучающей системой, у которой одна из рабочих частот фиксированная, а вторая может перестраиваться в довольно широких пределах. Использование такой антенны в качестве элемента системы радиотермометрии биологических объектов позволит достаточно точно определить не только месторасположение температурной аномалии на плоскости, но и ее глубину залегания.

Постановка задачи

Цель работы – исследование свойств фрактальной излучающей системы, которая может быть использована в реконфигурируемых антеннах-аппликаторах. Для этого вначале было проанализировано влияние угла раскрытия на резонансную частоту, входное сопротивление и направленные свойства излучателя типа «бабочка». Затем осуществлен переход к фрактальной структуре на основе модифицированного ковра Серпинского путем добавления вырезов в излучающую систему типа «бабочка» и оценено влияние формы вырезов и угла раскрытия излучателя на частотные характеристики и направленные свойства такой структуры, исследовано влияние разрывов на характеристики излучателя. Также было проанализировано влияние формы и размеров вырезов второго порядка на частотные характеристики излучателя такого типа. Для решения поставленной задачи был выбран метод конечных разностей во временной области (finite-difference time-domain (FDTD) method) [7], который базируется на представлении моделируемого объема в виде совокупности некоторых элементарных ячеек. В настоящее время данный метод является одним из наиболее перспективных для решения электродинамических задач, обладающих достаточной универсальностью.

Анализ излучателей типа «бабочка»

В качестве исходного варианта выбран широкополосный вибратор в виде «бабочки» (рис. 1) и определены его частотные свойства в зависимости от угла раскрыва α . Для анализа такой топологии выбраны следующие параметры сетки FDTD: $\Delta x = 0,4$ мм, $\Delta y = 0,4$ мм и $\Delta z = 0,4$ мм, что позволяет рассчитывать частотные зависимости модуля коэффициента отражения и входного сопротивления излучателя вплоть до частоты 75 ГГц. Размер l выбран равным 30 мм. Полуволновый симметричный вибратор с такими размерами имеет резонансную частоту около 5 ГГц. Были рассчитаны частотные характеристики излучателей для трех случаев – $\alpha = 30^\circ$, 60° и 90° .

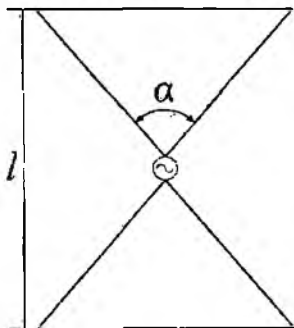


Рис. 1

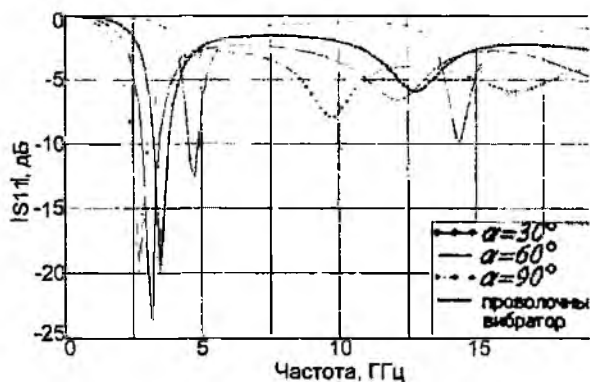


Рис. 2

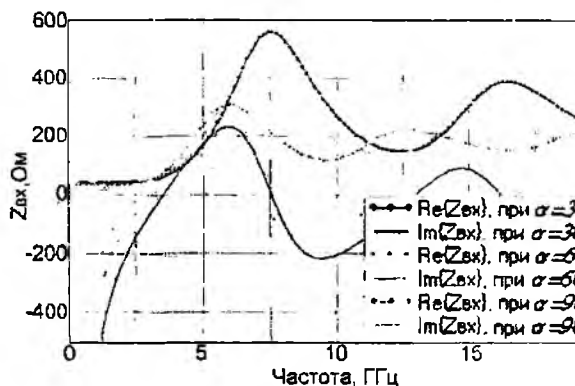


Рис. 3

На рис. 2 и 3 представлены частотные зависимости модуля коэффициента отражения и входного сопротивления. Здесь также для сравнения приведены результаты расчета частотных характеристик симметричного проволочного вибратора той же длины l . Получены резонансные частоты, равные 3,5; 3,17 и 2,7 ГГц для углов раскрыва $\alpha = 30^\circ$, 60° и 90° соответственно. Как и следовало ожидать, основной резонанс смещается вниз по частоте с увеличением угла раскрыва α вследствие увеличения эквивалентной длины вибратора за счет емкости верхней кромки (аналогично укорачивающей емкости симметричного вибратора). Как видно из рис. 2 и 3, минимум $|S_{11}|$ находится вблизи последовательного резонанса структуры, с увеличением

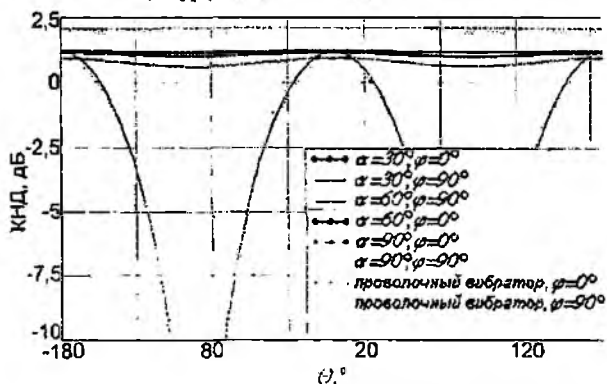


Рис. 4

угла раскрыва α сглаживается частотная зависимость мнимой и действительной части входного сопротивления, что, в свою очередь, говорит об увеличении ширины полосы пропускания. Последовательные резонансы более высокого порядка являются менее выраженными и их частоты практически кратны частоте основного резонанса, т.е. определяются общей длиной этого вибратора и ими нельзя варьировать. Анализ направленных свойств излучателей на резонансных частотах показал, что с увеличением угла раскрыва α уменьшается

коэффициент направленного действия (КНД) излучателей (рис. 4).

Перейдем к анализу фрактальных излучателей на основе ковра Серпинского. Исследуем возможность изменения диапазонных свойств за счет включения в их структуру переключающих элементов. Эти элементы могут быть в состояниях включено или выключено, что соответствует соединению или разрыву участков излучающей структуры.

Анализ излучателей построенных на основе модифицированного ковра Серпинского

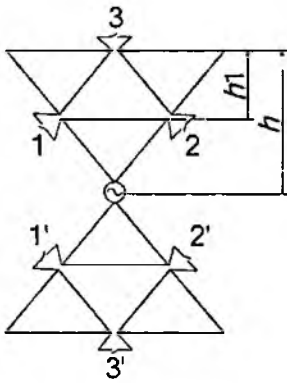


Рис. 5

Были исследованы двухчастотные излучатели, построенные на основе модифицированного ковра Серпинского (рис. 5), в которых переключатели 1, 2, 3 и 1', 2', 3' замкнуты, для характеристики формы вырезов использован коэффициент фрактальности k , определяемый как $k = h1/h$. При анализе данной топологии были выбраны следующие параметры сетки FDTD: $\Delta x = 0,4 \text{ мм}$, $\Delta y = 0,4 \text{ мм}$ и $\Delta z = 0,4 \text{ мм}$. Расчеты проводились для трех случаев – $k = 0,33$, $0,5$ и $0,66$ для каждого угла $\alpha = 30^\circ$, 60° и 90° . Результаты расчета частотных зависимостей модуля коэффициента отражения при разных значениях k и α , приведенные на рис. 6 – 8 совместно с результатами, полученными при расчете излучателей типа «бабочка» и проволочного полуволнового вибратора, показали, что с появлением выреза помимо первого резонанса, частота которого остается неизменной, более отчетливо

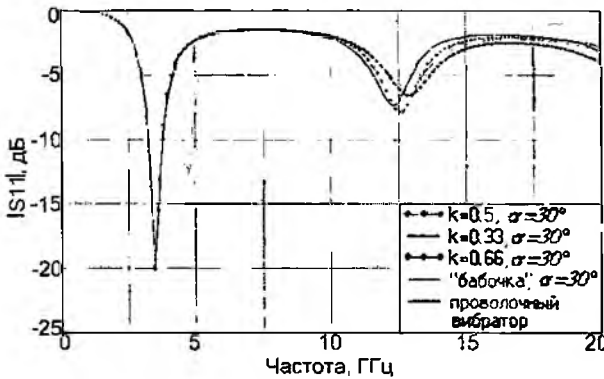


Рис. 6

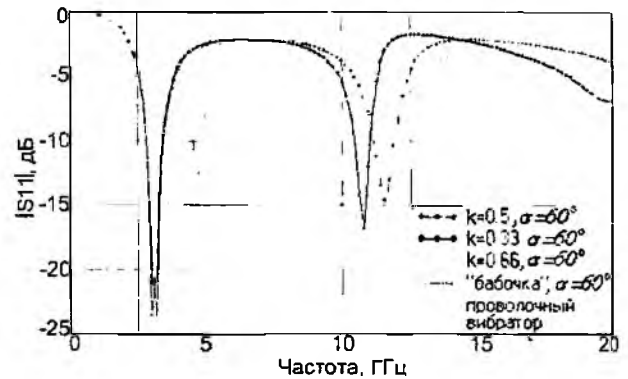


Рис. 7

проявляется и второй резонанс, частотой которого можно варьировать за счет изменения угла при основании α и коэффициента фрактальности k , причем, чем больше α , тем в большем диапазоне можно изменять эту резонансную частоту.

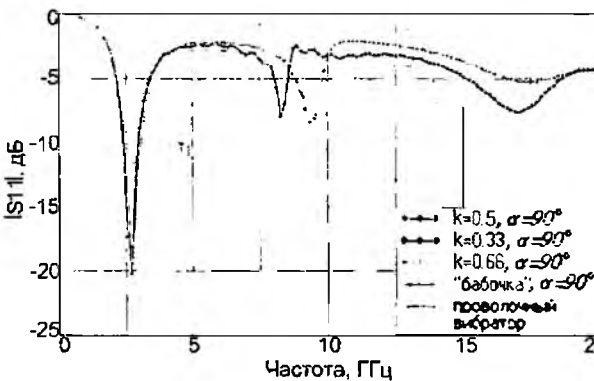


Рис. 8

Результаты анализа направленных свойств рассматриваемых излучателей на резонансных частотах показали, что форма угловых зависимостей КНД излучателей не меняется (исключением является излучатель с параметрами $\alpha = 90^\circ$ и $k = 0,33$), для излучателей с одинаковым углом раскрыва α увеличение коэффициента фрактальности k приводит к снижению уровня КНД, что обусловлено уходом резонанса вниз по частоте с увеличением коэффициента фрактальности.

Анализ влияния разрывов в узлах соединения резонирующих элементов

Анализ структуры на основе модифицированного ковра Серпинского, в котором последовательно разрывались связи между участками излучателя (рис. 9), был проведен на примере излучателя с параметрами $\alpha = 60^\circ$ и $k = 0,5$. Габаритные размеры излучателя остались такими же, как и у излучателя, рассмотренного ранее, ширина разрыва была сделана равной размеру ячейки сетки FDTD, т.е. $0,4 \text{ мм}$. На рис. 10 и 11 приведены частотные зависимости модуля коэффициента отражения и входного сопротивления для такого излучателя.

В результате частотного анализа было определено:

а) в случае с двумя разрывами (рис. 9, а) излучатель имеет два последовательных резонанса, причем частота второго резонанса значительно ниже по сравнению со второй резонансной частотой для случая излучателя без разрывов.

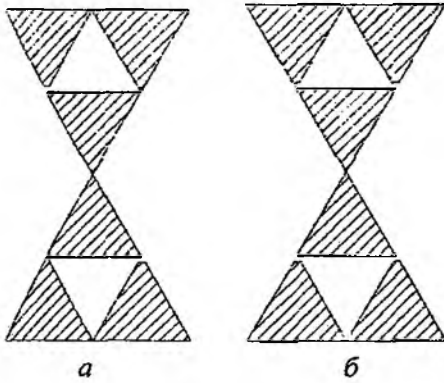


Рис. 9

Из результатов, представленных на рис. 10, видно, что добавленные вырезы сблизили резонансы по частоте, тем самым увеличив крутизну зависимости мнимой части входного сопротивления от частоты, что уменьшает ширину полосы пропускания;

б) при наличии четырех разрывов (рис. 9, б) излучатель имеет один резонанс, расположенный выше по частоте относительно первого резонанса соответствующей структуры без вырезов (рис. 10). Это свидетельствует о незначительной взаимосвязи между отключенными треугольниками, и как следствие, об уменьшении электрической длины вибратора, приводящему к увеличению резонансной частоты.

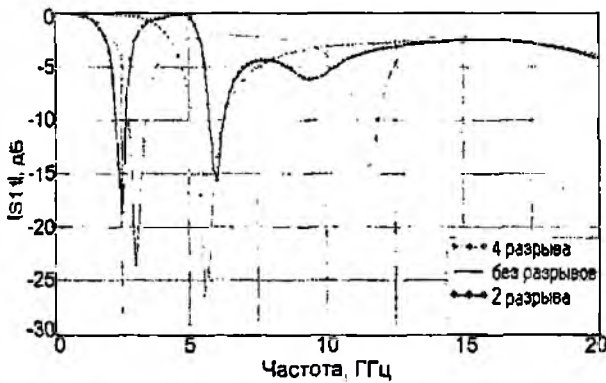


Рис. 10

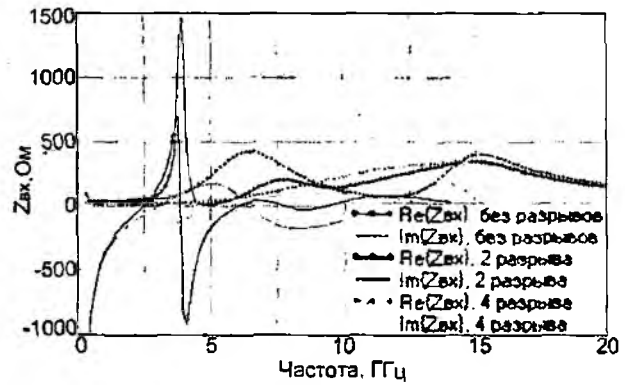


Рис. 11

Был также проведен анализ излучателей, выполненных в виде модифицированного ковра Серпинского с двумя вырезами, для трех случаев – $k = 0,33, 0,5$ и $0,66$ для каждого угла $\alpha = 30^\circ, 60^\circ$ и 90° . Полученные частотные зависимости модуля коэффициента отражения представлены на рис. 12–14 для углов $\alpha = 30^\circ, 60^\circ$ и 90° соответственно. Результаты расчета угловых зависимостей КНД излучателей показали, что их форма остается практически неизменной при любых значениях параметров k и α .

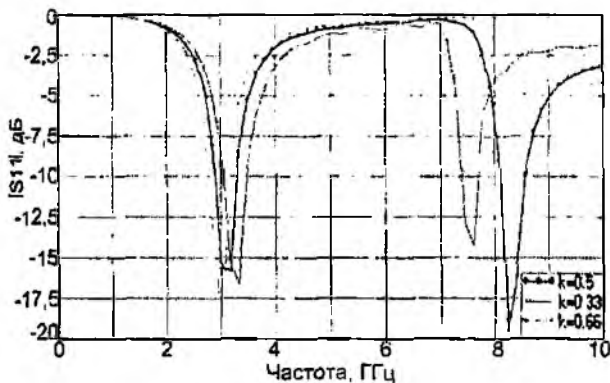


Рис. 12

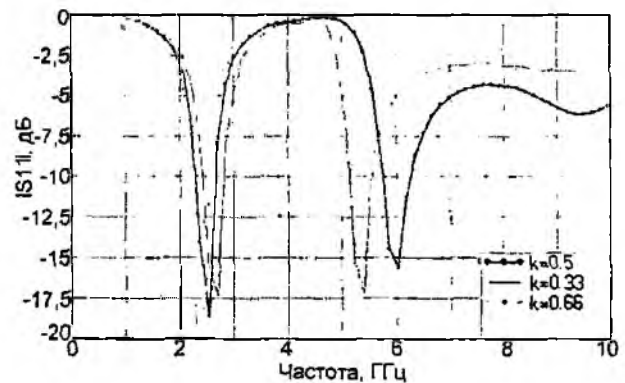


Рис. 13

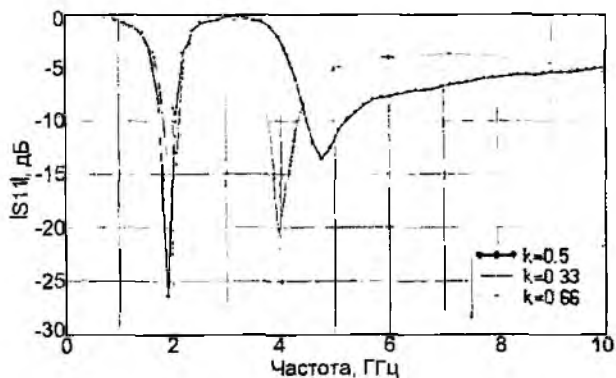


Рис. 14

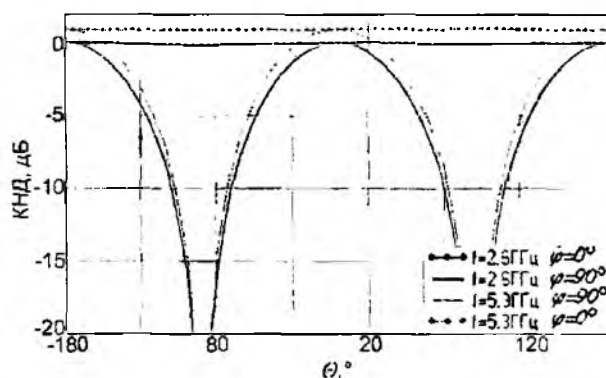


Рис. 15

На рис. 15 представлена угловая зависимость КИД излучателя при $\alpha = 30^\circ$ и $k = 0,33$ (кривые с точками соответствуют плоскости постоянных углов $\varphi = 0^\circ$, а непрерывные кривые – плоскости постоянных углов $\varphi = 90^\circ$). Таким образом, переключение конфигураций излучающей структуры расширяет диапазон перестройки частоты второго резонанса.

Анализ влияния вырезов второго порядка на частотную характеристику излучателя

При анализе излучателей, построенных на основе модифицированного ковра Серпинского с добавлением вырезов второго уровня (рис. 1, б), было исследовано влияние этих вырезов на частотные характеристики структуры. Расчеты были выполнены на основе топологии с параметрами $\alpha = 60^\circ$ и $k = 0.33$. Было определено, что дополнительные вырезы не влияют на частоты первых двух резонансов (рис. 17). В структурах, изображенных на рис. 16, б и рис. 16, г появляется третий резонанс, обусловленный большим вырезом, резонансная частота которого определяется периметром выреза.

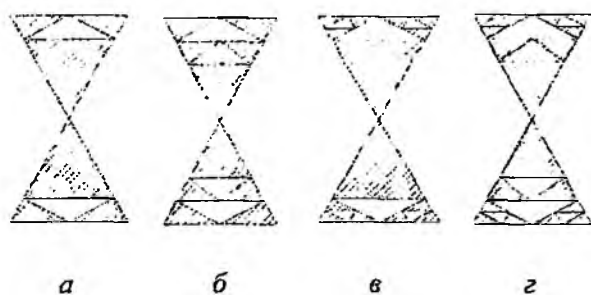


Рис. 16

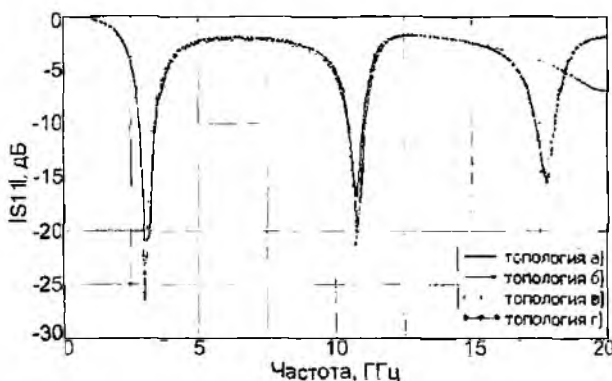


Рис. 17

Заключение

На основе излучателей типа «бабочка» был произведен переход к фрактальной структуре модифицированного ковра Серпинского путем добавления вырезов в излучатель. Как было показано, добавление вырезов в излучатель приводит к появлению более явно выраженного второго резонанса, причем первая резонансная частота остается практически неизменной. Вторая резонансная частота определяется периметром выреза – чем больше периметр выреза, тем ниже вторая резонансная частота. При этом чем больше угол раскрыва, тем в большем диапазоне можно изменять частоту второго резонанса за счет изменения периметра выреза. Исследования структуры на основе модифицированного ковра Серпинского, в которой были реализованы различные варианты включения элементов излучателя данного типа, показали, что такая структура также имеет два последовательных резонанса, причем

частота второго резонанса значительно ниже по сравнению с излучателем без разрывов. Добавленные разрывы сблизили резонансы по частоте, тем самым увеличив крутизну частотной зависимости мнимой части входного сопротивления, что уменьшает широкополосность. Согласно приведенным результатам расчетов форма угловых зависимостей КНД излучателей остается практически неизменной для любых значений коэффициентов фрактальности и для любого угла раскрытия.

При добавлении вырезов второго порядка показано, что дополнительные вырезы не влияют на частоты первых двух резонансов. Однако, появляется третий резонанс, обусловленный вырезом второго порядка, резонансная частота которого определяется периметром выреза. Данный результат подтверждает одно из важнейших свойств излучателя на основе ковра Серпинского – данный тип излучателя является многополосным, причем количество полос напрямую зависит от количества выполненных итераций при формировании ковра Серпинского. Значения резонансных частот зависят от положения переключателей, соединяющих различные участки излучателя. Вследствие этого применение фрактальных излучателей в виде ковра Серпинского представляется весьма перспективным в качестве излучающих структур реконфигурируемых антенн, в частности, антенн-аппликаторов.

Список литературы: 1. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1986. 288 с. 2. Werner D.H., Werner P.L., Church K. H. et al. Genetically engineered dual-band fractal antennas // Antennas and Propagation Society International Symposium. 2001. Vol. 3. P. 628-631. 3. Anagnostou D.E., Chryssomallis M.T., Lyke J.C., Christodoulou C.G. Re-configurable Sierpinski gasket antenna using RF-MEMS switches // Antennas and Propagation Society International Symposium. 2003. P. 375-378. 4. Petko J.S., Werner D.H. Reconfigurable miniature three dimensional fractal tree antennas // Antennas and Propagation Society International Symposium. 2003. P. 371-374. 5. Pantoja M.F., Ruiz F.G., Bretones A.R. et al. GA design of small thin-wire antennas: comparison with Sierpinsky-type prefractal antennas // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2006. Vol. 54, N 6. P. 1879-1882. 6. Сидоров Я.Г., Лучанинов А.И. Современное состояние техники реконфигурируемых антенн // Прикладная радиоэлектроника. 2008. Т. 7, №1. С. 2-10. 7. Taflov A. Computational electrodynamics: Finite Difference Time Domain Method. Boston, London: Artech House, 1995. 852 p.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 08.04.2009

ВЗАИМОВЛИЯНИЕ УГОЛКОВЫХ ВИБРАТОРОВ, РАСПОЛОЖЕННЫХ ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ДВУХ СРЕД

Введение

В современных радиотехнических комплексах в качестве излучающих систем часто используются вибраторные антенны, плечи которых расходятся из точки питания под углом (т.е. V-образные, или уголковые вибраторы). Они применяются в длинноволновой радиоастрономии [1], в подповерхностной радиолокации [2], в качестве элементов антенных решеток систем РЛС дальнего обнаружения [3], в качестве антенн для приема-передачи СШП сигналов [4] и ряде других областей. Широкому использованию V-образных вибраторных излучателей способствует их малая стоимость и относительная простота конструкции. В работе [1] показано, что такие излучатели имеют более широкую полосу частот, чем прямой вибратор, и обеспечивают лучшее согласование с питающей линией.

Исследования уголковых вибраторов ведутся достаточно давно. Одной из первых работ, в которых были рассмотрены свойства одиночного симметричного уголкового вибратора, размещенного в свободном пространстве, является работа [5]. В работе [6] теоретические зависимости для такого вибратора, полученные методом моментов, сравнивались с экспериментальными результатами. Система из двух излучателей в свободном пространстве рассмотрена в работе [7]. В ней представлены зависимости взаимных проводимостей между полуволновыми уголковыми вибраторами от расстояния между ними. При этом параметром выступает угол между плечами. Соотношения для расчета собственных и взаимных сопротивлений V-образных вибраторов приведены в работе [8]. Определению взаимных сопротивлений вибраторных антенн в составе решетки над идеально проводящим экраном посвящена работа [9]. Наряду с этим, такие излучатели часто располагаются в непосредственной близости от поверхности земли. Однако вопрос о том, как влияет наличие реальной земли на взаимосвязь уголковых излучателей, остается открытым.

В работе сделана попытка восполнить этот пробел, для чего использовалась методика учета влияния границы раздела двух сред на параметры линейных антенн, описанная в [10, 11].

Постановка задачи

Рассмотрим излучающую систему из двух горизонтальных V-образных вибраторов, расположенную вблизи границы раздела двух сред (рис. 1). Верхняя среда, в которой располагаются излучатели, представляет собой идеальный диэлектрик с параметрами вакуума; а нижняя среда – диэлектрик с произвольными параметрами $\epsilon_2, \mu_2, \sigma_2$.

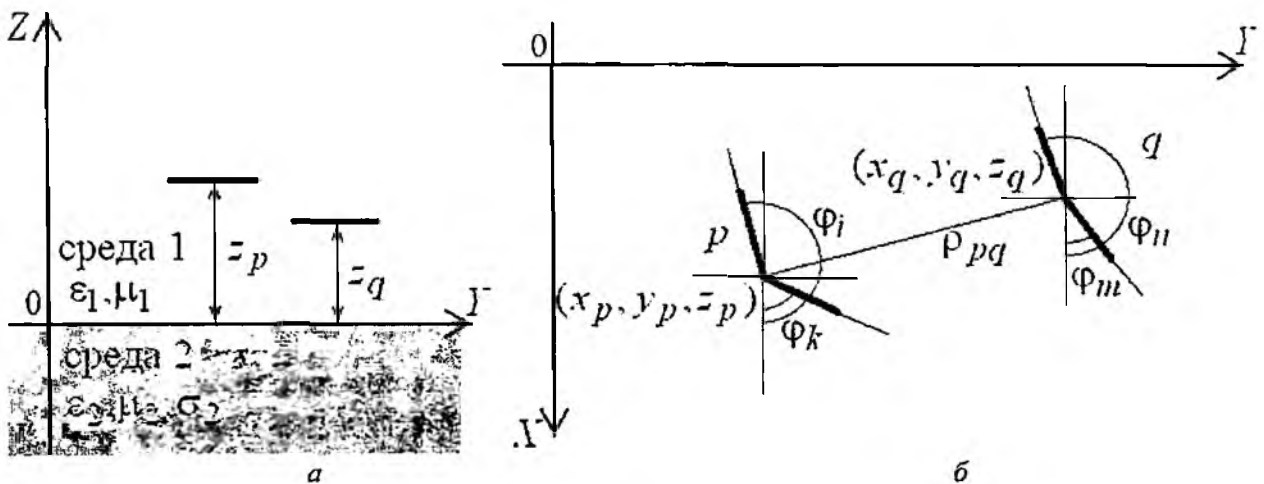


Рис. 1

Входы p -го и q -го вибраторов находятся в точках с координатами (x_p, y_p, z_p) и (x_q, y_q, z_q) , соответственно. Расстояние между ними – ρ_{pq} . Углы $\varphi_i, \varphi_k, \varphi_m, \varphi_n$ – произвольные. Определим взаимные сопротивления между этими вибраторами.

Основные соотношения

Для определения взаимного сопротивления между уголковыми вибраторами представим их в виде излучающей системы, в которой плечи вибраторов считаются самостоятельными излучателями. Распределение тока на n -м плече представим кусочно-синусоидальной функцией [12]:

$$g_n(\ell) = \begin{cases} \frac{\sin k_1(l_n - \ell)}{\sin k_1 l_n}, & 0 \leq \ell \leq l_n; \\ 0, & \ell > l_n \end{cases} \quad (1)$$

где l_n – длина излучателя; ℓ – координата, проходящая вдоль его оси; $k_{1,2} = \omega \sqrt{\tilde{\epsilon}_{1,2} \mu_{1,2}}$ и $\tilde{\epsilon}_{1,2} = \epsilon_{1,2} (1 - j\sigma_{1,2}/\omega\epsilon_{1,2})$ – волновое число и комплексная диэлектрическая проницаемость среды (первой и второй, соответственно).

Расчет взаимных сопротивлений между плечами вибраторов выполним по методике, изложенной в работах [10, 11], суть которой заключается в том, что при определении взаимных сопротивлений методом наведенных ЭДС [13], используется разложение полей в спектр плоских волн [14], где спектральная функция связана с распределением тока на излучателе соотношением

$$s_n(\kappa, \alpha) = \frac{1}{l_{on} l_n} \int_0^{l_n} g_n(\ell) e^{j\ell \kappa \cos(\alpha - \varphi_n)} d\ell, \quad (2)$$

где $l_{on} = \frac{1 - \cos k_1 l_n}{k_1 \sin k_1 l_n}$ – действующая длина n -го излучателя; $\kappa_x = \kappa \cos \alpha$, $\kappa_y = \kappa \sin \alpha$, и

$\gamma_{1,2} = \sqrt{\kappa^2 - k_{1,2}^2}$ – поперечные и продольные волновые числа (среда 1 и 2, соответственно); φ_n – угол поворота оси излучателя относительно оси X . В случае, когда распределение тока удовлетворяет выражению (1), спектральная функция будет иметь вид

$$s_n(\kappa) = \frac{\exp \left[jk_1 l_n \left(\frac{\kappa}{k_1} \cos(\alpha - \varphi_n) \right) \right] - \cos k_1 l_n - j \left(\frac{\kappa}{k_1} \cos(\alpha - \varphi_n) \right) \sin k_1 l_n}{(1 - \cos k_1 l_n) \left[1 - \left(\frac{\kappa}{k_1} \cos(\alpha - \varphi_n) \right)^2 \right]} \quad (3)$$

Для удобства определения взаимного сопротивления между плечами вибраторов представим его в виде двух слагаемых, первое из которых соответствует случаю идеально проводящего экрана, а второе – учитывает свойства реальной земли [10]:

$$Z_{mn} = Z_{mn}^\infty + \Delta Z_{mn}. \quad (4)$$

Взаимное сопротивление для вибраторов над экраном можно вычислить по известным формулам (приведенным, например, в [9]), а для определения добавки, воспользуемся результатами, полученными в работе [11]:

$$\Delta Z_{mn} = -j \frac{Z_{01} l_{cm} l_{cn}}{4\pi} \int_0^\infty \left(\gamma_1 T_\epsilon \cdot I_\epsilon(\kappa) - \frac{1}{\gamma_1} \tilde{T}_\mu \cdot I_\mu(\kappa) \right) e^{-\gamma_1(z_n + z_m)} \kappa d\kappa, \quad (5)$$

где

$$\left. \begin{aligned} I_\epsilon(\kappa) \\ I_\mu(\kappa) \end{aligned} \right\} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} s_m^*(\kappa, \alpha) s_n(\kappa, \alpha) \begin{cases} \cos(\alpha - \varphi_m) \cos(\alpha - \varphi_n) \\ \sin(\alpha - \varphi_m) \sin(\alpha - \varphi_n) \end{cases} e^{j\kappa \rho_{mn} \cos(\alpha - \varphi_{mn})} d\alpha;$$

$$T_\epsilon = \frac{2\gamma_2 \bar{\epsilon}_1}{\gamma_1 \bar{\epsilon}_2 + \gamma_2 \bar{\epsilon}_1}; \quad \tilde{T}_\mu = \frac{2\gamma_1 \mu_2}{\gamma_1 \mu_2 + \gamma_2 \mu_1}; \quad Z_{01} = \sqrt{\mu_1 / \epsilon_1}.$$

Использование метода наведенных ЭДС позволит представить напряжение на входах плеч с помощью уравнений Кирхгофа:

$$\begin{aligned} U_k &= Z_{kk} I_k + Z_{ki} I_i + Z_{km} I_m + Z_{kn} I_n \\ U_i &= Z_{ik} I_k + Z_{ii} I_i + Z_{im} I_m + Z_{in} I_n \\ U_m &= Z_{mk} I_k + Z_{mi} I_i + Z_{mm} I_m + Z_{mn} I_n \\ U_n &= Z_{nk} I_k + Z_{ni} I_i + Z_{nm} I_m + Z_{nn} I_n \end{aligned} \quad (6)$$

После подстановки в уравнения (6) соотношений $U_k + U_i = U_p$, $U_m + U_n = U_q$, $I_k = I_i = I_p$, $I_m = I_n = I_q$, взаимные сопротивления между уголковыми вибраторами (рис. 1, б) можно представить в виде

$$Z_{pq} = Z_{ni} + Z_{mi} + Z_{mk} + Z_{nk}. \quad (7)$$

Соотношение (7) позволяет определить взаимное влияние уголкового вибратора, расположенных вблизи границы раздела двух сред.

Численные результаты

Приведем примеры расчета взаимных сопротивлений, между двумя идентичными уголковыми вибраторами с различной ориентацией на плоскости, в зависимости от расстояния между их центрами (рис. 2). Взаимные сопротивления нормированы к действительной части собственного сопротивления уголкового вибратора в свободном пространстве. Расчеты проводились на частоте $f = 6$ МГц. Параметры земли принимались равными $\epsilon_r = 10$, $\mu_r = 1$, $\sigma = 0,01$ [1/Ом·м]. Вибраторы располагались в одной плоскости на высоте $0,25 \lambda$.

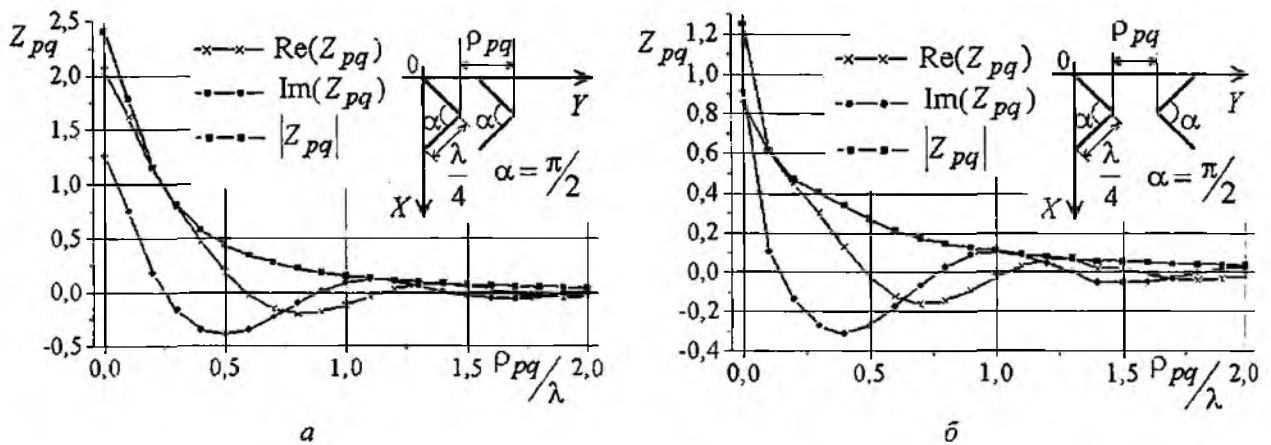


Рис. 2

Из графиков, приведенных на рис. 2, видно, что взаимное сопротивление между уголковыми вибраторами быстро убывает, и составляет по модулю примерно 2-3% от собственного сопротивления уже на расстоянии 2λ . Сравнение полученных зависимостей с взаимными сопротивлениями между прямыми ($\alpha = 180^\circ$) параллельными полуволновыми вибраторами [15] показывает, что в случае уголкового вибратора взаимное влияние меньше.

Это объясняется тем, что взаимное сопротивление между вибраторами, согласно (6) является суммой взаимных сопротивлений между отдельными плечами. Величина наведенной ЭДС, а следовательно, и взаимное влияние между проволочными излучателями максимально только в том случае, когда эти излучатели размещены параллельно друг другу. Взаимосвязь между ортогональными излучателями будет минимальной. Таким образом, видим, что взаимные сопротивления между уголковыми излучателями всегда будут меньше, чем между прямыми параллельными вибраторами.

Заключение

Представленная методика расчета взаимного сопротивления позволяет корректно учитывать влияние границы раздела двух сред на взаимные сопротивления между горизонтальными уголковыми вибраторами. Показано, что величина взаимного сопротивления между уголковыми излучателями будет меньше, чем между прямыми параллельными вибраторами. Полученные результаты могут быть использованы при разработке излучающих систем, состоящих из уголковых вибраторов, расположенных в непосредственной близости от плоской границы раздела двух сред.

Список литературы: 1. *Ellingson S. W.* Antennas for the Next Generation of Low-Frequency Radio Telescopes // *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on.* 2005. V. 53, I. 8, P. 1. P.2480 – 2489. 2. *Montoya T.P., Smith G.S.* Resistively-loaded Vee antennas for short-pulse ground penetrating radar // 1996 IEEE AP-S Intern. Symp. Dig. 1996. V. 3. P. 2068 – 2071. 3. *Брукнер Э.* Радиолокационные станции с фазированными антенными решетками // *В мире науки.* 1985. Вып. 4. С. 54-65. 4. *Mohamed A., Shafai L.* Investigation on Vee Dipole Antennas for Ultra Wideband Applications // ANTEM/URSI 2009. 13th International Symposium. 2009. P. 1-4. 5. *Щелкунов С., Фриис Г.* Антенны. Теория и практика. М.: Сов. радио. 1955. 604 с. 6. *Jones J.* A parametric study of the center-fed vee dipole antenna // *Antennas and Propagation Society International Symposium.* 1972. V. 10. P. 69-72. 7. *Richmond J. H.* Admittance matrix of coupled V-antennas // *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on.* 1970. V. 18, I. 6. P. 820 – 821. 8. *Лавров Г.А.* Взаимное влияние линейных вибраторных антенн. М: Связь, 1975. 128 с. 9. *Кудин В.П.* Двухканальная ФАР из турникетных вибраторов V типа // *Антенны.* 2006. Вып. 11 (114). С. 56-62. 10. *Токарский П.Л., Панченко Ю.А.* КПД решеток магнитных излучателей, расположенных над границей раздела двух сред // *Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб.* 2006. Вып. 146. С. 83-88. 11. *Токарский П.Л.* Энергетические характеристики решеток горизонтальных вибраторов над границей раздела двух сред // *Электромагнитные волны и электронные системы (Москва).* 2004. Т.9. №3-4. С.59-65. 12. *Вычислительные методы в электродинамике /* Под ред. Р. Митры; Пер. с англ.; Под ред. Э.Л. Бурштейна. М.: Мир, 1977. 485 с. 13. *Коротковолновые антенны /* Г.З. Айзенберг, С.П. Белоусов, Э.М. Журбенко и др.; Под ред. Г.З. Айзенберга. М.: Радио и связь, 1985. 536с. 14. *Марков Г.Т., Чанлин А.Ф.* Возбуждение электромагнитных волн. 2-е изд. М.: Радио и связь, 1983. 296 с. 15. *Tokarsky P.L.* Mutual resistances between horizontal wire antennas near an interface // *International Conference on Antenna Theory and Techniques, 9-12 September, 2003, Sevastopol, Ukraine* pp.161-164.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редакцию 08.05.2009

ВКЛАД КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ И ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ ПОТЕРЬ В ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЧ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ С КООКСИАЛЬНОЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ АПЕРТУРОЙ

Введение

Резонаторные измерительные преобразователи с коаксиальной измерительной апертурой (РИП КИА) находят широкое применение в микроволновой сканирующей микроскопии (МСМС) и СВЧ влагометрии [1 – 3]. В каждой из этих областей оптимальное проектирование таких преобразователей связано с различными критериями, однако практика показала что необходимость учета излучательных потерь имеет место в обоих случаях.

Обычно при моделировании характеристик резонаторных измерительных преобразователей (РИП) исходят из колебательного характера электромагнитного поля в резонаторе и воздействующем на него объекте. Для закрытых (неизлучающих) систем это вполне допустимо. Однако в РИП КИА воздействие объекта на поле резонатора изменяет излучательные свойства измерительной апертуры. Так, в случае идеального четвертьволнового коаксиального РИП излучение через открытый торец в свободное пространство отсутствует.

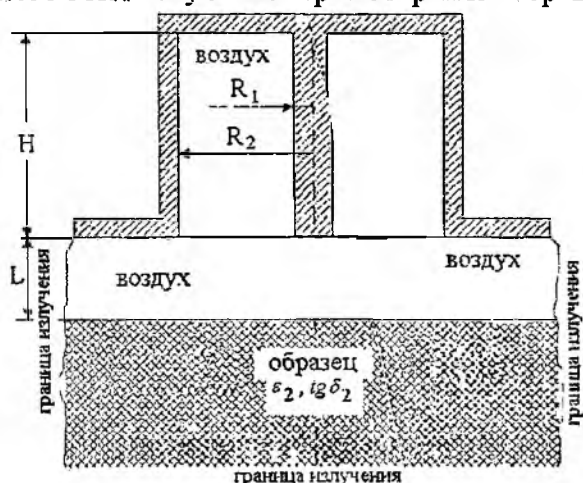


Рис. 1. Четвертьволновый коаксиальный РИП

Внесение в область апертуры объекта (рис. 1) изменяет условия на открытом торце резонатора и появляется не только «выход» поля резонансного колебания в объект, но и волновое излучение в него. Для теоретического исследования такого РИП необходимо находить полное распределение электромагнитного поля в резонаторе и объекте из решения уравнений Максвелла. Вклад излучательной компоненты в изменение добротности РИП при воздействии объекта зависит от электродинамических свойств объекта и геометрии апертуры. При общей постановке решения такой задачи невозможно разделить указанные аспекты (излучательные и колебательные потери).

Физические предпосылки моделирования РИП КИА

Рассмотрим схематическую модель коаксиального РИП с параметрами (рис. 1):

$$H/\lambda = 2,75, R_2/\lambda = 0,1, R_1/\lambda = 0,01,$$

где λ – длина волны СВЧ колебания.

В зависимости от выбора рабочей частоты подобный РИП является основой резонаторного микронзонда в МСМС, приемим в методе влагометрии для определения влагосодержания в биологических средах и др.

На рис. 2 показаны результаты численного исследования добротности коаксиального РИП при выборе рабочей частоты в окрестности $f_0 = 1,3$ ГГц и наличии воздушного зазора L между преобразователем и образцом. Добротность при этом определялась из частотной зависимости параметра S_{11} , вычисленной с использованием прямых численных методов решения уравнений Максвелла для распределения поля, основанных на методе конечных элементов [4, 5] без учета активных потерь в стенках резонатора.

Графики иллюстрируют сильное влияние величины зазора L и относительной диэлектрической проницаемости ϵ_2 объекта контроля на величину добротности. При этом влияние тангенса относительных диэлектрических потерь $ig\delta_2$ оказывается небольшим.

Добротность исходного РИП ограничена реальными потерями на излучение из открытого торца ($Q_0=3250$).

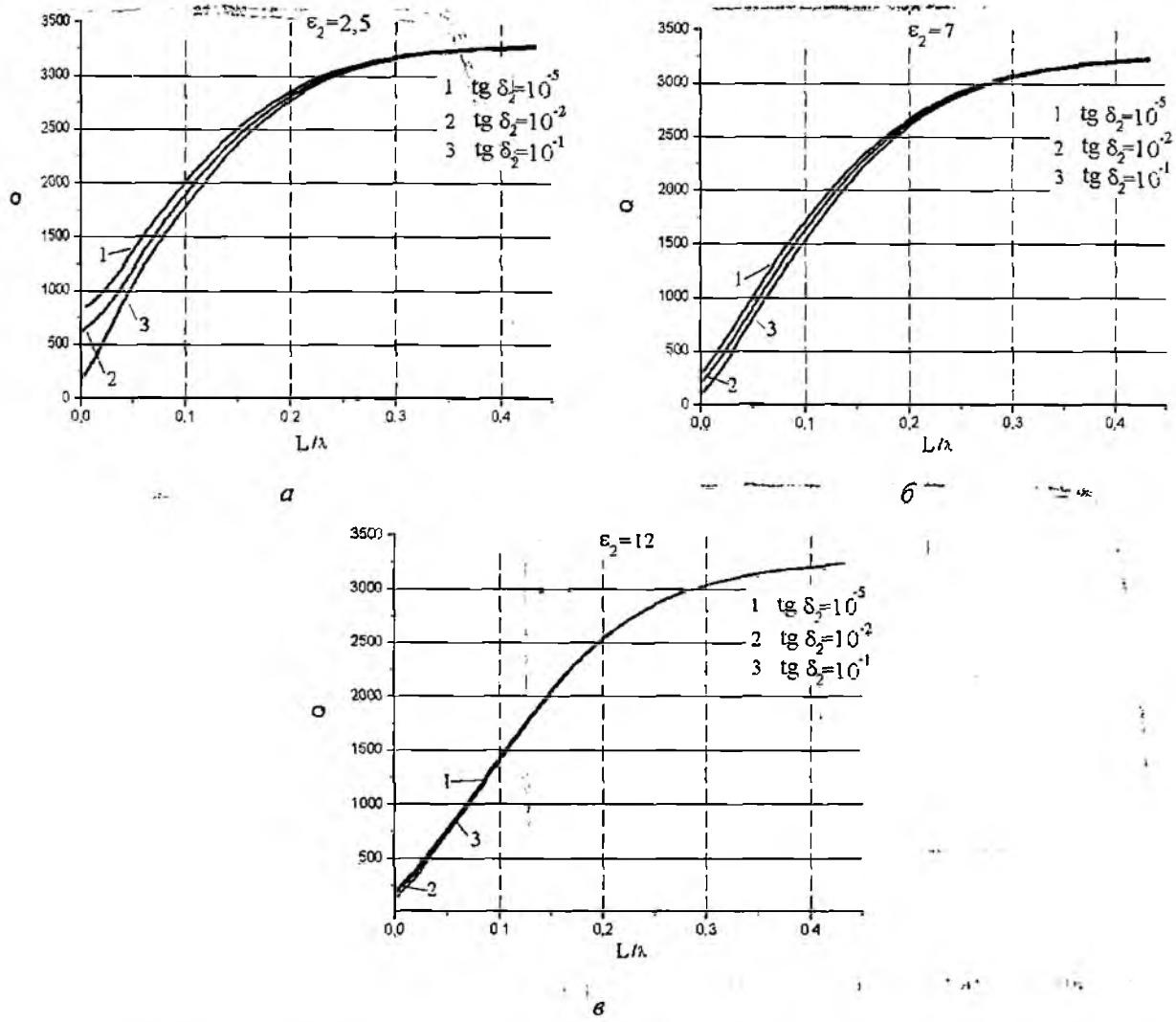


Рис. 2. Зависимость добротности от величины зазора при различных параметрах объекта контроля

Влияние излучательных потерь на параметры РИП КИА

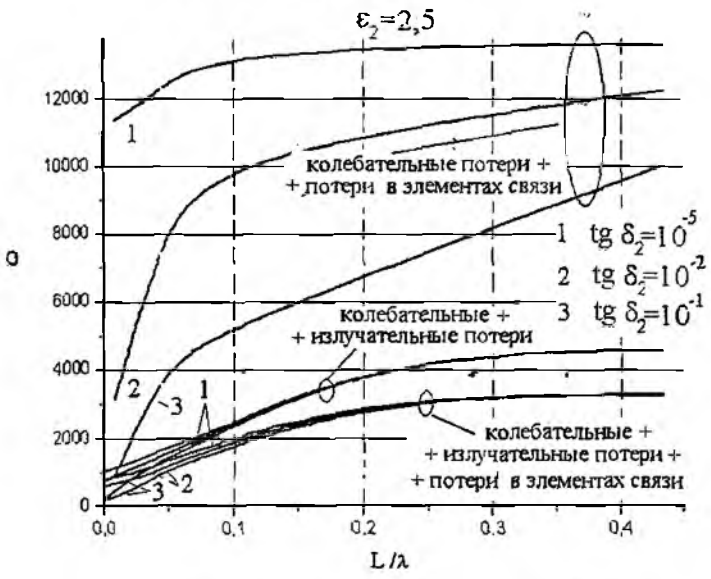


Рис.3. Зависимость добротности от величины зазора

Существенный вклад излучательных потерь подтверждается сравнением с аналогичными зависимостями, полученными из решения волнового уравнения без учета активных потерь в стенках резонатора (рис. 3).

Обратим внимание на то, что при вполне физическом объяснении зависимости резонансной частоты от величины зазора L и ϵ_2 объекта контроля (рис. 4), полученной без учета активных потерь в стенках резонатора, зависимость от $\text{tg } \delta_2$ при $\epsilon_2 = 2,5$ и $\epsilon_2 = 7$ не вполне объяснима.

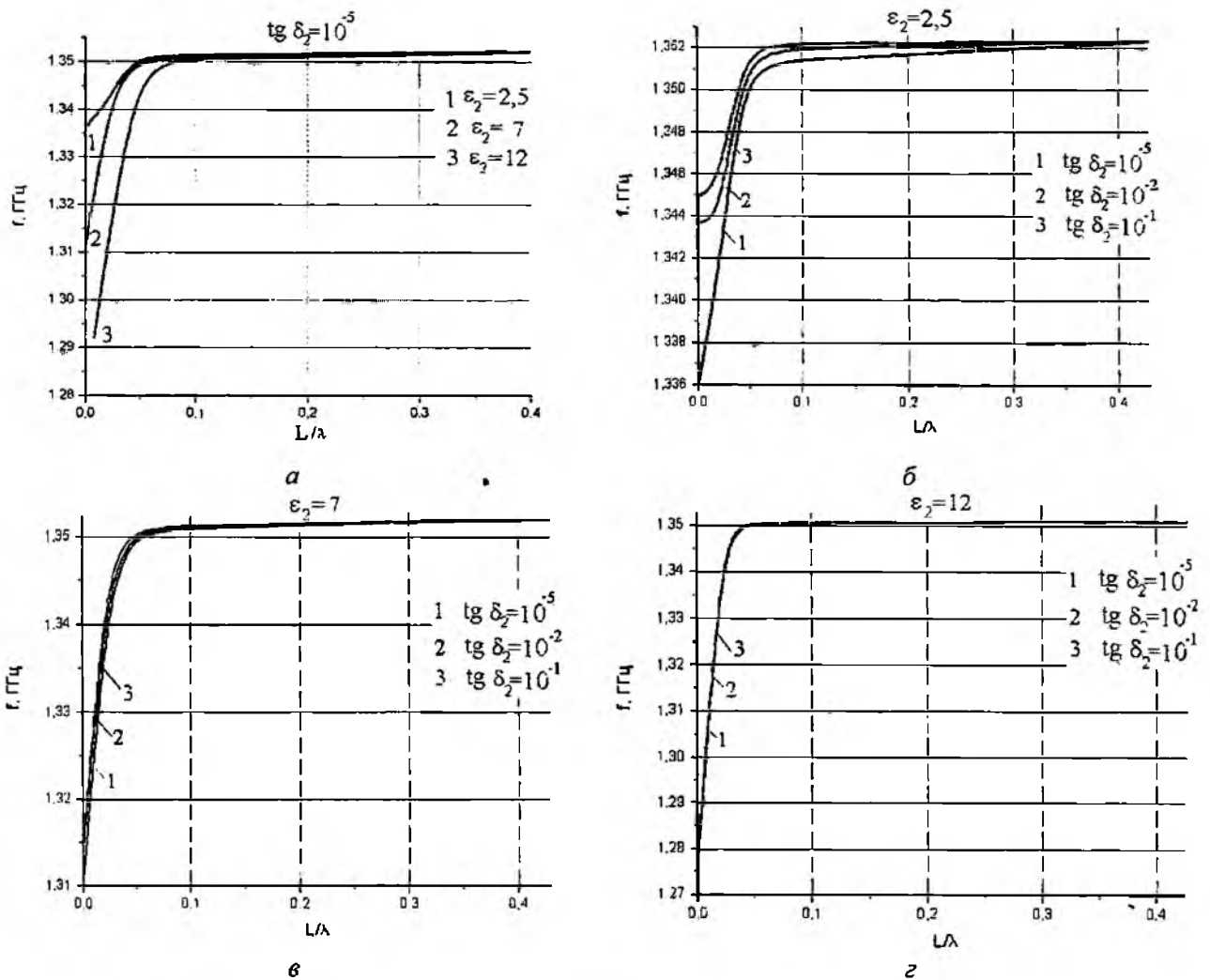


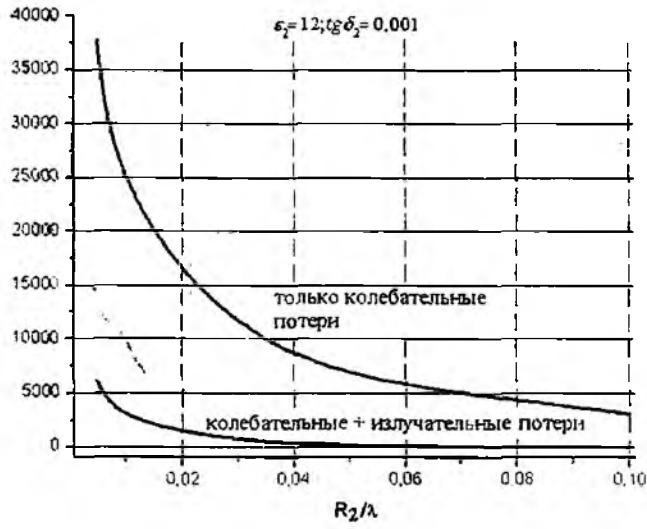
Рис. 4. Зависимость частоты от величины зазора при различных параметрах объекта контроля

На графиках отчетливо просматривается нивелирование зависимости частоты от величины зазора при $L/\lambda > 0,1$, в отличие от графика изменения добротности. Этот факт обусловлен учетом излучательных потерь в зазор.

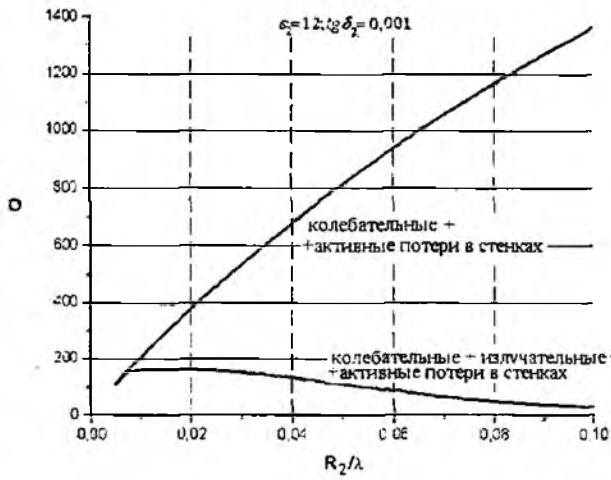
В целом эти результаты свидетельствуют о влиянии излучения из открытого торца четвертьволнового коаксиального РИП на его характеристики. Зависимости, представленные на рис. 5 показывают, что с уменьшением величины апертуры R_2/λ , влияние излучения уменьшается для РИП КИА с $R_1/R_2 = 0,3$ как без учета потерь в стенках резонатора (рис. 5, а), так и с учетом последних (рис. 5, б, в).

Качественно различие кривых без учета потерь в стенках резонатора и с их учетом обуславливается доминированием разных типов потерь при различных соотношениях R_2/λ .

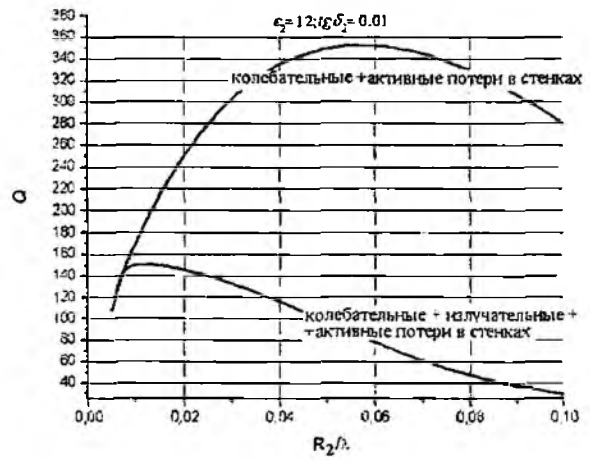
С использованием прямого численного метода решения волнового уравнения были построены зависимости добротности от R_1/R_2 , при разных раскрывах апертуры без учета потерь в стенках резонатора (рис. 6, а) и с учетом последних (рис. 6, б – д).



a

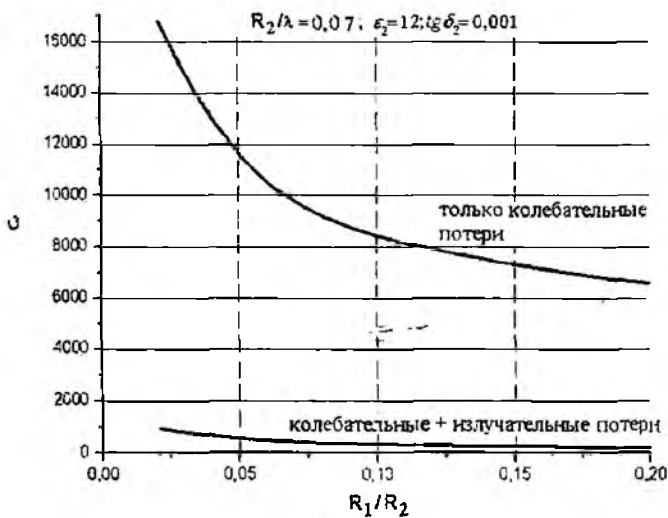


б

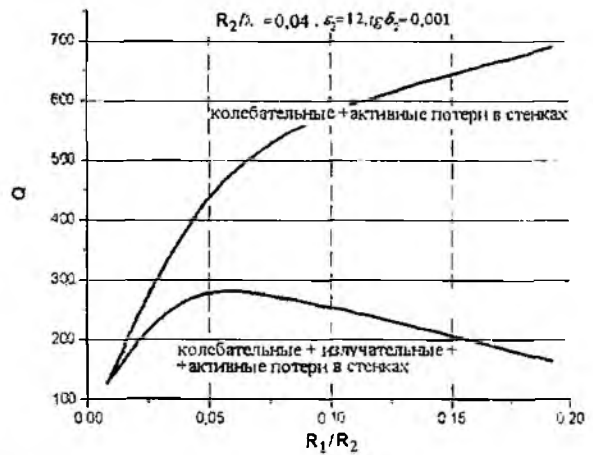


в

Рис. 5. Зависимость добротности от величины измерительной апертуры



a



б

Рис. 6. Зависимость добротности от величины R_1/R_2

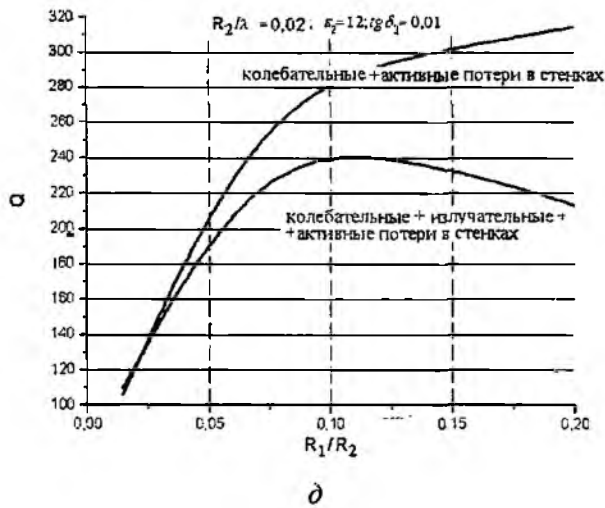
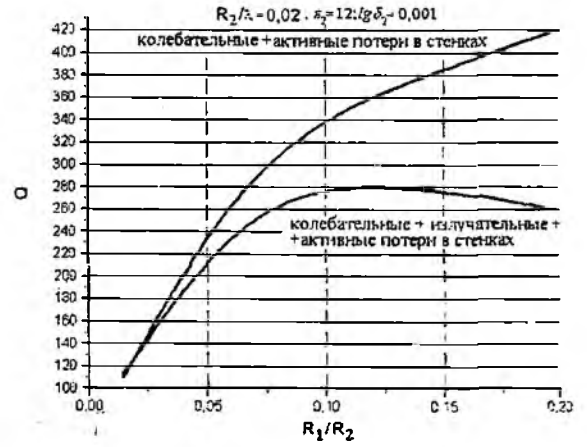
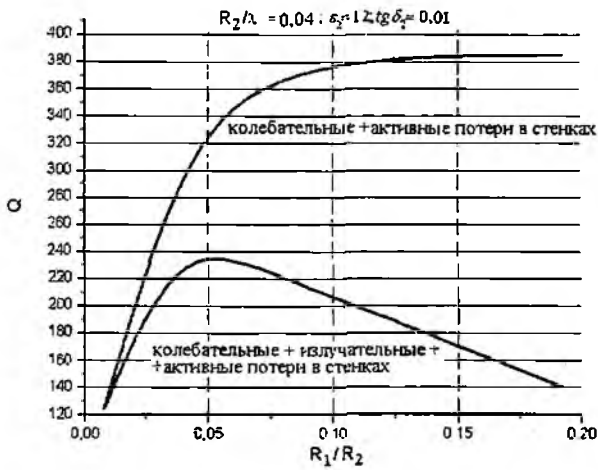


Рис. 6 (Продолжение)

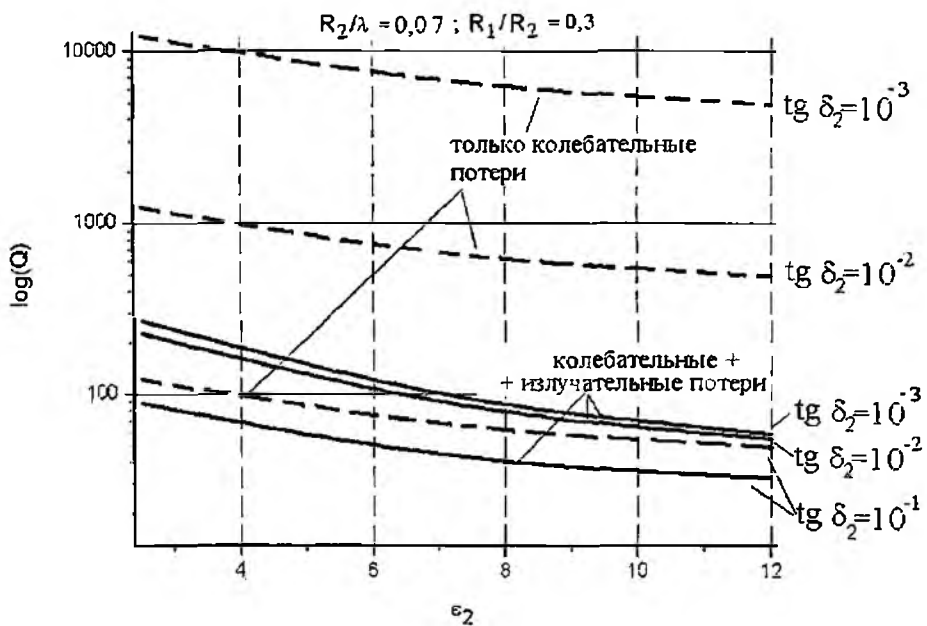


Рис. 7. Зависимость добротности от параметров образца

Однако в этих результатах уже отсутствует столь четкое разделение вкладов исследуемых потерь. Решить эту задачу возможно дополнительным исследованием чисто колебательного режима работы анализируемого РИП КИА. Для этого проводилось численное решение уравнений Гельмгольца для полностью замкнутых систем. Сравнение их с аналогичными характеристиками при малом $\text{tg}\delta_2$ и без учета потерь в стенках резонатора показывает, что даже в случае малых раскрывов апертуры величина потерь на излучение весьма существенна (см. рис. 7).

На рис. 8 более детально приведены зависимости добротности от параметров объекта при различных раскрывах апертуры с учетом потерь в стенках резонатора.

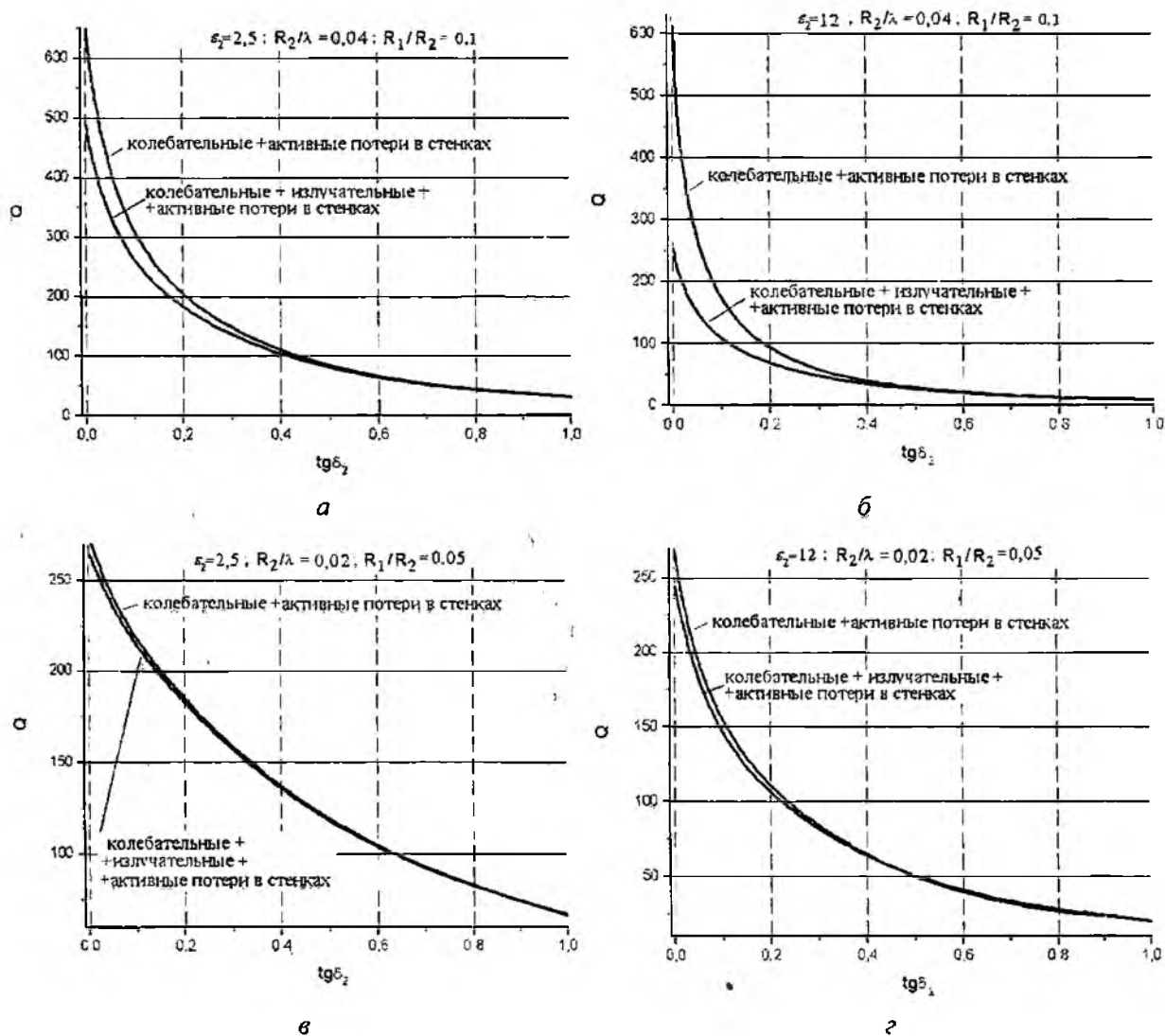


Рис. 8. Зависимость добротности от параметров объекта контроля и величины измерительной апертуры

Выводы

Из приведенных графиков следует, что только при $R_2/\lambda < 0,01$ и $\text{tg}\delta_2 > 10^{-2}$ можно пренебречь излучательными потерями, по сравнению с колебательными.

Выполненные исследования убедительно свидетельствуют о том, что при использовании коаксиальной измерительной апертуры в МСМС диэлектриков с $\text{tg}\delta_2 < 10^{-2}$, пренебрежение влиянием потерь на излучение недопустимо. Для СВЧ влагометрии при раскрывах апертуры $R_2/\lambda > 0,01$ в теоретических градуировках РИП необходимо учитывать потери на излучение, ввиду их значительного вклада и существенного падения добротности РИП. При этом целе-

сообразно ограничивать включение анализируемой пробы, например, нагрузкой апертуры за пределами на рабочей частоте объемом с пробой.

На рис. 9 приведены градуировочные характеристики РИП для СВЧ влагометрии сыпучих материалов, схема которого изображена на вставке рисунка. Расчет проведен с учетом потерь в стенках резонатора. Собственная добротность исходного РИП $Q_0 = 3400$.

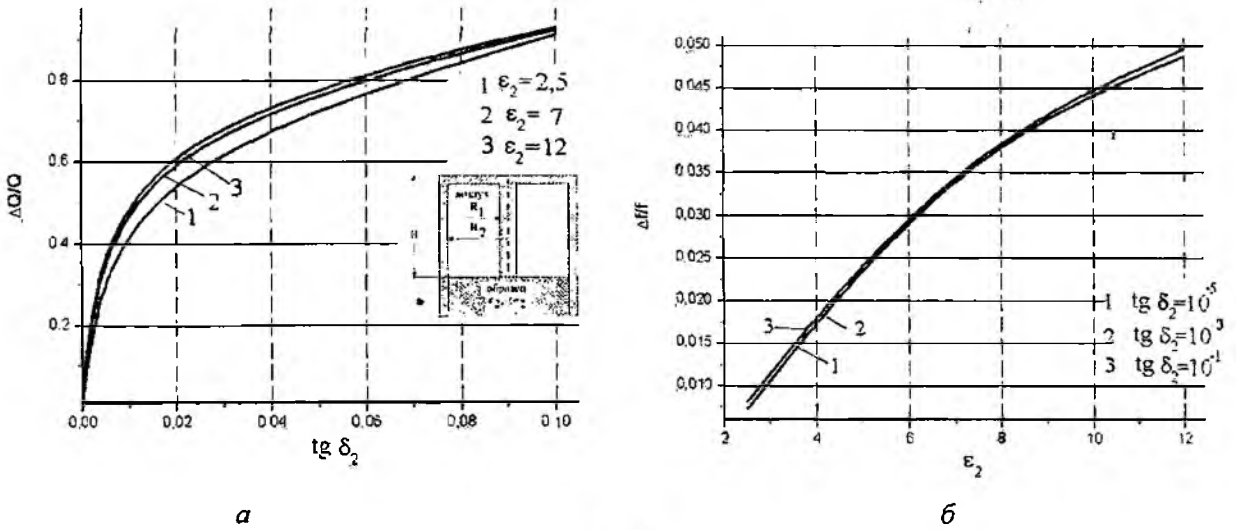


Рис. 9. Градуировочные характеристики для РИП с за пределами измерительной частью

Графики иллюстрируют достаточное разделение информационных сигналов данного РИП: $tg\delta_2$ влияет преимущественно на величину $\Delta Q/Q_0$, а ϵ_2 – на $\Delta f/f$.

Список литературы: 1. *Chen L. F., Ong C. K., Neo C. P. and other. Microwave Electronics Measurement and Materials Characterization. Southern Gate: John Wiley & Sons Ltd, 2004. 537 p.* 2. *Гордиенко Ю. Е., Слипченко Н. И., Петров В. В. Чувствительность СВЧ резонаторных измерительных преобразователей для микроволновой микроскопии // Радиоэлектроника и информатика. 2007. № 3. С. 19 – 23.* 3. *Лисовский В. В. Теория и практика сверхвысокочастотного контроля влажности сельскохозяйственных материалов. Мн.: УОБГАТУ, 2005. 292 с.* 4. *Марчук Г. И., Агошков В. И. Введение в проекционно-сеточные методы. М.: Наука, 1981. 416 с.* 5. *Сегерлинд Л. Применение метода конечных элементов. М.: Мир, 1979. 392 с.*

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 10.03.2009

ОСОБЕННОСТИ РАСЧЕТА АКТИВНЫХ ФИЛЬТРОВ ВТОРОГО ПОРЯДКА НА НЕИДЕАЛЬНЫХ ОПЕРАЦИОННЫХ УСИЛИТЕЛЯХ

Продемонстрированы два метода расчета номиналов элементов активных фильтров АФ на операционных усилителях (ОУ) с учетом частотной неидеальности ОУ. Сделан акцент на фильтрах 2-го порядка, поскольку расчет фильтров 1-го порядка затруднений не вызывает [1]. Приведены решения данной задачи для схемы ФНЧ с многопетлевой обратной связью (схема Рауха). Предложенные методики анализа позволяют определить реальную полосу пропускания цепи, либо на этапе проектирования предъявить к частотным свойствам выбранного ОУ минимальные требования, а также произвести расчет элементов схемы при заданном типе ОУ.

Введение

В классе линейных схем наиболее часто с применением ОУ строятся усилители и фильтры. В большинстве случаев в технической литературе приводятся выражения передаточных функций устройств на идеальных ОУ, т.е. без учета параметров реальных ОУ. Современные реальные ОУ обладают параметрами, позволяющими считать ОУ идеальным, что существенно упрощает процедуру анализа схемных решений. Однако требования получить более точный результат анализа схемы приводит к необходимости учета параметров реальных ОУ.

Топологический метод анализа [2 – 4], основанный на составлении обобщенного сигнального графа цепи и применении формулы Мезона для расчета передаточной функции, наиболее подходит для анализа линейных схем на ОУ. При этом ОУ заменяется определенной топологической моделью (сигнальным графом). В [3] приведены простая модель идеального ОУ и более сложные модели, позволяющие учитывать неидеальности ОУ: реальный коэффициент усиления по напряжению, K'_u , входные токи, ЭДС смещения, коэффициент подавления синфазного сигнала, входные и выходное сопротивление. Примеры анализа схем на ОУ с учетом указанных параметров можно найти в [4].

Среди перечисленных выше параметров, которые можно учесть в топологической модели ОУ, отсутствуют важные параметры, характеризующие ОУ с точки зрения его частотных свойств. В первую очередь – это частота единичного усиления f_1 . Таким образом, актуальной становится задача синтеза топологической модели ОУ, учитывающей частотные свойства ОУ.

Очевидно, что уменьшить влияние на частотную характеристику (ЧХ) проектируемого устройства $\underline{W}(\omega)$ ЧХ самого ОУ можно путем выбора конкретного типа ОУ со значительно большей f_1 , чем верхняя граница полосы пропускания f_e АЧХ $|\underline{W}(\omega)|$. Однако при реализации устройств, имеющих $|\underline{W}(\omega)|$ с $f_e > 10$ МГц, проблема выбора ОУ становится довольно сложной ввиду ограниченной номенклатуры соответствующих высокочастотных ОУ и их относительной дороговизны. Здесь возникает еще одна актуальная задача количественной оценки необходимого отношения f_1/f_e , приводящего к требуемой точности реализации ЧХ.

Как показано в [1], с большой точностью передаточная функция скорректированного ОУ может быть представлена передаточной функцией соответствующей фильтру нижних частот (ФНЧ) первого порядка

$$W'(p) = \frac{K'_u \cdot \omega'_c}{p + \omega'_c}, \quad (1)$$

где p – оператор Лапласа $p = j\omega$, j – мнимая единица; ω'_c – частота среза ФНЧ.

В справочниках, как правило, указана частота единичного усиления f_1 , поэтому желательно установить связь между f_1 и ω'_c [1]. Подставляя в (1) $p = j\omega$, получаем комплексную частотную функцию (КЧФ) $\underline{W}'(\omega)$. Приравнявая $|\underline{W}'(\omega_1)| = 1$, где $\omega_1 = 2 \cdot \pi \cdot f_1$, и учитывая, что $\omega_1 \gg \omega'_c$, получаем полезное соотношение

$$K'_u \cdot \omega'_c \cong \omega_1. \quad (2)$$

Топологическая модель ОУ рис. 1, учитывающая частотные свойства, позволяет при анализе получить намного более точные выражения для частотных характеристик устройств на реальных ОУ. Так, в [1] приведены результаты анализа и методика расчета звеньев нулевого и первого порядка, которые при учете частотных характеристик ОУ фактически получаются звеньями первого и второго порядка.

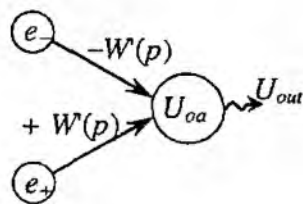


Рис. 1

Постановка задачи

Все различные методы проектирования АФ сводятся к следующему. По заданным требованиям к частотным и переходным характеристикам фильтра определяется необходимый порядок N фильтра и соответствующая нормированная передаточная функция (Баттерворта, Чебышева и т.п.) в виде произведения передаточных функций 2-го (для четного N) или 2-го и одной 1-го (для нечетного N) порядков. После несложных преобразований и масштабирования можно получить необходимые параметры – значения коэффициентов передачи, частоты и добротности нулей и полюсов, для каждого звена второго порядка [3]. Анализ схемы АФ второго порядка на идеальном ОУ позволяет получить $\underline{W}(\omega)$ второго также порядка. В этом случае расчет номиналов элементов сводится к тривиальному решению системы уравнений.

Однако при анализе конкретных схем АФ второго порядка на ОУ с учетом частотной неидеальности ОУ, передаточная функция получается третьего порядка. В этом случае стандартные формулы для расчета номиналов элементов использовать нельзя. Поэтому возникает следующая постановка задачи.

Необходимо разработать методику расчета номиналов элементов АФ, частотная характеристика которого задана передаточной функцией $\underline{W}_{id}(\omega)$ второго порядка с известными параметрами. При этом допустима определенная неточность (погрешность) при реализации ЧХ. Тип и параметры ОУ считаются заданным.

Дополнительно к поставленной задаче необходимо оценить минимальные требования к ОУ при заданной $\underline{W}_{id}(\omega)$ и точности реализации ЧХ.

Аналитический метод расчета

На основе проведенных исследований предлагается следующая методика анализа схем АФ второго порядка на ОУ.

1) Составление обобщенного сигнального графа схемы, причем в качестве модели неидеального ОУ используется модель рис. 1.

2) Нахождение по формуле Мезона операторной передаточной функции цепи $W(p)$.

3) Получение из $W(p)$ путём замены $p \rightarrow j\omega$ КЧФ в виде $\underline{W}(\omega) = W(\omega) \cdot e^{j\Phi(\omega)}$.

4) Упрощение $\underline{W}(\omega)$ при наличии возможности.

5) Составление системы уравнений путем приравнивая значений $\underline{W}(\omega)$ на характерных частотах необходимым по условию значениям. При этом составление системы уравнений для каждого типа фильтра имеет свои особенности, рассмотренные ниже.

б) Аналитическое решение системы уравнений даёт возможность получить искомые выражения для расчета номиналов элементов фильтра или сформулировать требования по выбору ОУ. Для упрощения решения в частном случае можно численно решить систему уравнений в любом из математических пакетов, например в MatLab или MathCad.

Перейдем к рассмотрению особенностей различных типов фильтров (п. 5).

– ФНЧ. Расчет ФНЧ наиболее простой. Для составления системы уравнений достаточно выбрать три точки на частотных характеристиках – на АЧХ при $\omega = 0$ и $\omega = \omega_0$ (на частоте полюса) и на ФЧХ при $\omega = \omega_0$. Приравнивая модуль и аргумент передаточной функции необходимым значениям, получаем систему из трех уравнений.

– ФВЧ. Поскольку коэффициент усиления ОУ падает на высоких частотах, АЧХ ФВЧ будет иметь максимум. Поэтому необходимо нахождение максимума модуля передаточной функции. Максимальный коэффициент усиления условно соответствует коэффициенту передачи фильтра на бесконечной частоте при идеальном ОУ. Далее выполняются аналогичные действия, как для ФНЧ. При составлении системы уравнений можно также задать частоту, на которой достигается максимальный коэффициент усиления, но в этом случае будет система уже из четырех уравнений. Её решение значительно усложняется, кроме того, может получиться очень большой разброс номиналов элементов.

– ПФ (ППФ). Изначально нужно найти максимум (минимум) модуля передаточной функции. Затем, зная максимум (минимум), саму передаточную функцию и нужные характеристики фильтра, составить систему уравнений.

Для ФВЧ и ПФ решение уравнений из-за их большой сложности может быть выполнено только в специализированных математических пакетах.

В качестве примера рассмотрим расчет ФНЧ с многопетлевой обратной связью (Рауха), схема которой показана на рис.2, а, сигнальный граф – на рис. 2, б.

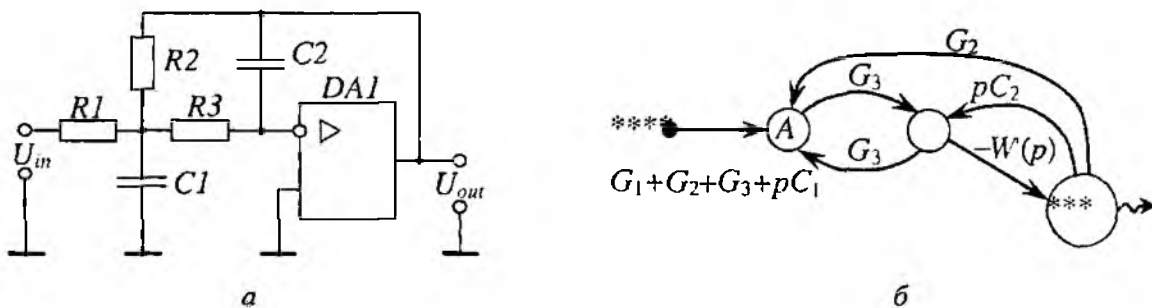


Рис. 2

Используя формулу Мезона, получаем передаточную функцию

$$W(p) = \frac{-G_1 G_3 \frac{\omega_1}{p + \omega'_c}}{(G_1 + G_2 + G_3 + pC_1) \cdot (G_3 + pC_2) - G_3^2 + \frac{\omega_1}{p + \omega'_c} \cdot pC_2 \cdot (G_1 + G_2 + G_3 + pC_1) + \frac{\omega_1}{p + \omega'_c} \cdot G_2 G_3} = \frac{-G_1 G_3 \omega_1}{\left[(G_1 + G_2 + G_3 + pC_1) \cdot (G_3 + pC_2) - G_3^2 \right] \cdot (p + \omega'_c) + \omega_1 p C_2 \cdot (G_1 + G_2 + G_3 + pC_1) + \omega_1 G_2 G_3} \quad (3)$$

Учитывая, что $p = j\omega$, $\omega_1 \equiv \omega'_c \cdot K'_u$, $\omega_1 \gg \omega'_c$, проводим преобразования, получая комплексное выражение передаточной функции:

$$\frac{W(\omega)}{\omega} = \frac{-G_1 G_3 \omega_1}{-\omega^2 \cdot (C_1 G_3 + C_2 G_\Sigma + C_1 C_2 \omega_1) + \omega_1 G_2 G_3 + j\omega \cdot \left[G_3 (G_2 + G_1) + C_2 \omega_1 G_\Sigma - \omega^2 C_1 C_2 + \omega'_c C_1 G_3 \right]} \quad (4)$$

где $G_\Sigma = G_1 + G_2 + G_3$.

ЧХ ФНЧ может быть полностью охарактеризована тремя параметрами: K_H – коэффициент усиления на постоянном токе; ω_0 – частота полюса; Q_F – добротность полюса.

Первое уравнение получаем, приравняв коэффициент передачи на постоянном токе значению передаточной функции при $\omega = 0$:

$$K_H = |W(0)| = \left| \frac{-G_1 G_3 \omega_1}{G_2 G_3 \omega_1} \right| = \frac{G_1}{G_2}. \quad (5)$$

Частота полюса инвертирующего ФНЧ – частота, на которой фазовый сдвиг равен $\pi/2$. Это достигается при равной нулю действительной части передаточной функции (4). Таким образом, получаем второе уравнение системы:

$$-\omega_0^2 \cdot (C_1 G_3 + C_2 G_2 + C_1 C_2 \omega_1) + \omega_1 G_2 G_3 = 0. \quad (6)$$

Добротность ФНЧ равна отношению модуля передаточной функции на частоте полюса к коэффициенту передачи на нулевой частоте. Поскольку действительная часть передаточной функции на частоте полюса равна нулю, расчет ее модуля упрощается. Таким образом, получаем третье уравнение системы:

$$\frac{G_1 G_3 \omega_1 / K_H}{\omega_0 \left[G_3 (G_2 + G_1) + C_2 \omega_1 (G_2 + G_1 + G_3) - \omega_0^2 C_1 C_2 \right]} = Q_F, \quad (7)$$

или

$$\frac{G_1 G_3 \omega_1 / K_H}{\omega_0 \left[G_3 (G_2 + G_1) + C_2 \omega_1 (G_2 + G_1 + G_3) - \omega_0^2 C_1 C_2 \right]} = \pm Q_F. \quad (8)$$

Итак, есть система из трех уравнений (5), (6), (8) с пятью неизвестными G_1, G_2, G_3, C_1, C_2 .

Проведя преобразования, сводим систему к квадратному уравнению относительно G_2 и получаем:

$$G_2 = \frac{\omega_0 C_2 \cdot \left[\alpha \cdot \left(1 + \frac{\alpha}{Q} \right) \pm \sqrt{\left(1 + \frac{\alpha}{Q} \right)^2 \cdot \alpha^2 - 4(K_H + 1) \cdot \left(K_H + 1 - \frac{\alpha}{Q} + \alpha^2 \right) \cdot \left(1 + \beta + \left(\beta + \frac{1}{K'_u} \right) \cdot \alpha^2 \right)} \right]}{2(K_H + 1) \cdot \left(K_H + 1 - \frac{\alpha}{Q} + \alpha^2 \right)}, \quad (9)$$

где $\alpha = \omega_1 / \omega_0$; $\beta = C_2 / C_1$; $Q = \pm Q_F$.

Таким образом, аналитически получено выражение для расчета проводимости G_2 . Далее из (5) находим G_1 , затем из (6) находим G_3 .

Отметим, что для получения действительных значений проводимости необходимо выполнение неравенства

$$\left(1 + \frac{\alpha}{Q} \right)^2 \cdot \alpha^2 \geq 4(K_H + 1) \cdot \left(K_H + 1 - \frac{\alpha}{Q} + \alpha^2 \right) \cdot \left(1 + \beta + \left(\beta + \frac{1}{K'_u} \right) \cdot \alpha^2 \right). \quad (10)$$

Знак перед Q_F необходимо выбирать так, чтобы получить положительное значение проводимости (знак «-» будет уместен только при очень низких значениях добротности, поэтому в большинстве случаев следует использовать «+»).

Значение емкостей выбираем из соотношения $C_{[нФ]} = 2 \dots 20 / f_{0[кГц]}$, но при этом следует удовлетворить неравенство (10). Заметим, что наибольшее значение подкоренного выражения (9) достигается при $\beta = 0$, т.е. при достаточно большом разбросе номиналов конденсаторов. Но в таком случае на результат расчета влияет величина K'_u . Во всех расчетах, проведенных в данном исследовании использовался $K'_u = 10^5$, что является типовым значением

для реальных ОУ. При выборе $\beta \approx (K'_u)^{-1}$ значение коэффициента усиления практически не будет влиять на результат расчета номиналов элементов.

Из (10) следует условие выбора β для получения действительных значений номиналов:

$$0 < \beta \leq \frac{\left(1 + \frac{\alpha}{Q}\right)^2 \cdot \alpha^2 - 4(K_H + 1) \cdot \left(K_H + 1 - \frac{\alpha}{Q} + \alpha^2\right) \cdot \left(1 + \frac{\alpha^2}{K'_u}\right)}{4(K_H + 1) \cdot \left(K_H + 1 - \frac{\alpha}{Q} + \alpha^2\right) \cdot (1 + \alpha^2)} \quad (11)$$

Данный метод позволяет просто и быстро рассчитать необходимые номиналы элементов, поскольку получены строгие аналитические выражения.

Его основной недостаток заключается в том, что расчет происходит всего по трем основным точкам на ЧХ и результат расчета зависит от Q_F , K_H и α . Увеличение Q_F или K_H или уменьшение α приведет к увеличению отклонения АЧХ и ФЧХ от заданных ЧХ (соответствие будет наблюдаться только во взятых трех точках). Наибольшее отклонение будет при $Q_F > 1$ в области, близкой к ω_0 , где АЧХ имеет максимум. Увеличение количества точек приведет к увеличению количества уравнений в системе, аналитическое решение которой не представляется возможным. Кроме того, использование данного способа затруднительно при проектировании ПФ и ФВЧ, поскольку в расчет берется нахождение максимума АЧХ, что повышает громоздкость и сложность формул. Математические пакеты в данном случае также не дают адекватных результатов.

Если задать величину максимального относительного отклонения расчетной ЧХ от заданной, то можно оценить для заданных Q_F , K_H и ω_0 требуемое при выборе ОУ минимальное значение частоты единичного усиления ОУ.

На рис. 3 приведен график, отражающий зависимость минимального значения α от требуемых Q_F и K_H . Здесь и далее используется следующая формула расчета:

$$\alpha_{\text{lg}} = \lg[\min(\alpha; \xi < 0.07)], \quad (12)$$

$$\xi_F = \max \left(\left| \frac{|W(\Omega_i)| - |W_{\text{id}}(\Omega_i)|}{|W_{\text{id}}(\Omega_i)|} \right| + \left| \frac{\arg(W(\Omega_i)) - \arg(W_{\text{id}}(\Omega_i))}{\arg(W_{\text{id}}(\Omega_i))} \right| \right), \quad (13)$$

где ξ – критерий сравнения (отклонение) полученной ЧХ и требуемой; $W(\omega)$ – передаточная функция (4) с номиналами, рассчитанными в соответствии с (9)-(11); $W_{\text{id}}(\omega)$ – требуемая передаточная функция,

$W_{\text{id}}(\omega) = \frac{K_H \omega_0^2}{p^2 + \frac{\omega_0}{Q_F} p + \omega_0^2}$; Ω_i – контрольные точки сравнения,

$$\Omega_i = \begin{cases} \frac{0.8\omega_0}{5} \cdot i, & \text{при } 1 \leq i \leq 5, \\ 0.8\omega_0 + \frac{0.3\omega_0}{15} \cdot (i-5), & \text{при } 6 \leq i \leq 20, \\ 1.1\omega_0 \cdot \left(\sqrt[5]{\frac{3}{1.1}}\right)^{i-15}, & \text{при } 21 \leq i \leq 25. \end{cases} \quad (14)$$

Причины формирования именно такой сетки частот сравнения объяснены ниже, при разъяснении следующей методики расчета.

При построении графиков (рис. 3 – 6) β принималось в пять раз меньше своего максимального значения из условия (11).

Заметим, что при построении рис. 3 учитывалось также, что вычисленные значения номиналов должны принимать действительные положительные значения, что в значительной мере повлияло на форму графика. Исследование не выяснило точной природы скачков на графике, которые возникают при значениях $K_H < 5$.

Кроме того, возникают так называемые «бороздки», которые идут диагонально по отношению к осям аргументов. Скорее всего, причины возникновения неравномерностей состоят в особенностях функции, определяющей номиналы и функции критерия сравнения. Подробное исследование данных функций затруднено и нецелесообразно.

На рис. 4 неравномерности показаны более детально. На рис. 4 минимальные значения аргументов $Q_F = 0.5$, $K_H = 0.5$.

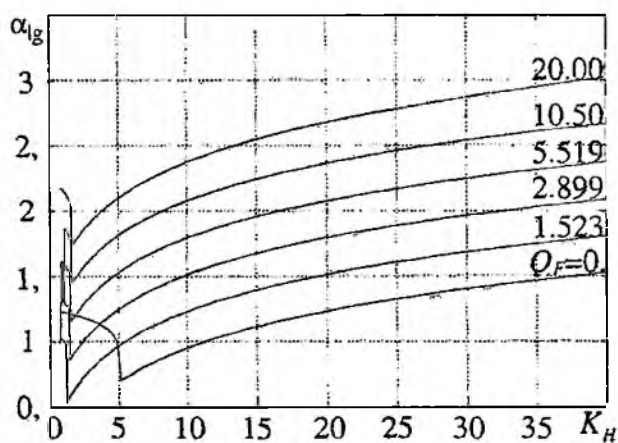


Рис. 3

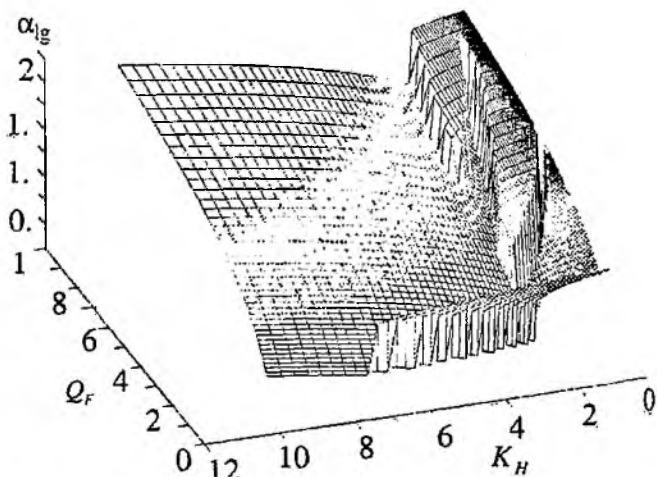


Рис. 4

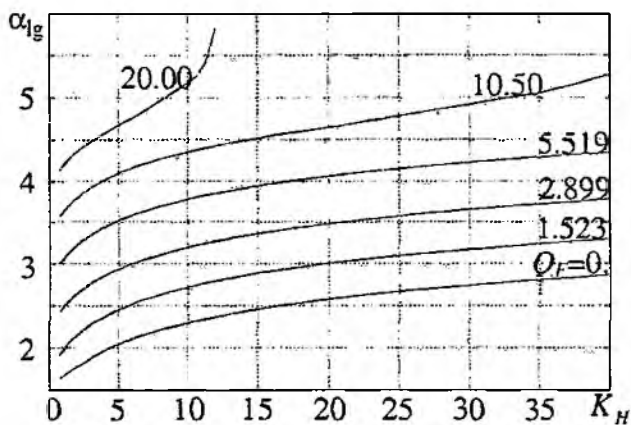


Рис. 5

Для наглядного представления преимуществ рассмотренного метода, на рис. 5 представлены зависимости минимального значения α от требуемых Q_F , K_H и заданной точности $\xi < 0.07$ при использовании формул расчета номиналов элементов, полученных без учета частотной неидеальности ОУ [3, с.47].

Для более наглядного сравнения результатов расчета по приведенной методике и расчета упрощенным способом (без учета неидеальности ОУ), на рис. 6 приведены соответствующие ЧХ.

Здесь изображены три АЧХ и ФЧХ: 1 – требуемая ЧХ (на основе $W_{id}(\omega)$ второго порядка с $Q_F = 2$, $K_H = 2$, $\omega_0 = 10^4 \text{ рад/с}$); 2 – ЧХ фильтра на ОУ с $\omega_1 = 10^6 \text{ рад/с}$, $K'_u = 10^5$, номиналы элементов рассчитаны по приведенной выше методике; 3 – ЧХ того же реального фильтра, но номиналы получены из формул, не учитывающих неидеальность ОУ.

Из рис. 6 видно, что ЧХ ФНЧ с реальным ОУ с номиналами, рассчитанными по предлагаемой методике практически не отличаются от требуемых. В случае расчета номиналов без учета неидеальности ОУ ЧХ сильно отличаются от требуемых, т.е. фильтр функционирует неправильно.

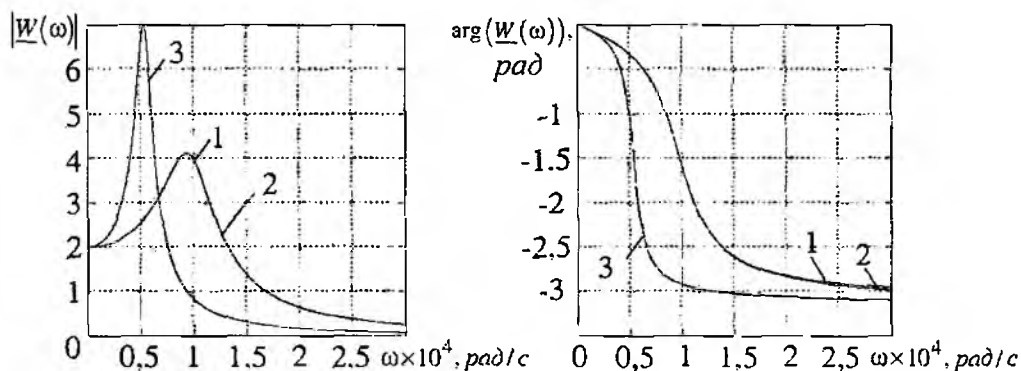


Рис. 6

Из рис. 3 – 6 следует, что, несмотря на недостатки, приведенная методика в сравнении с стандартной значительно позволяет понизить минимальную частоту единичного усиления ОУ.

Эвристический метод расчета

Для расширения возможностей поиска номиналов элементов требуется другой, более точный и универсальный способ расчета, охватывающий всевозможные вариации Q_F и K_H при разных α для разных типов фильтров. Поскольку происходит отклонение расчетных ЧХ от заданных, то нет надобности стремиться к точному соответствию частотных характеристик требуемым на конкретных заданных частотах. Необходимо сравнивать получаемые АЧХ и ФЧХ с требуемыми во всем диапазоне используемых частот, причем допуская некоторое требуемое отклонение. Таким образом, мы предъявляем более гибкие требования к проектируемому фильтру с целью получения удовлетворяющих нас результатов в более широком диапазоне значений Q_F, K_H . Аналитическое решение данной задачи может заключаться в решении системы неравенств, составленных на основе (12) и (13). Однако аналитическое решение такой системы невозможно вследствие слишком большого количества параметров и большой сложности получаемых выражений.

Потому для получения результата необходимо использовать алгоритмы параметрической оптимизации, причем в качестве параметров – номиналы элементов фильтра, а в качестве критерия оптимальности – минимум отклонения расчетной ЧХ от заданной при заданном α , либо, в случае заданного допустимого отклонения – минимальное значение α .

В принципе, в качестве алгоритма оптимизации может быть использован любой известный оптимизационный алгоритм. Ввиду достаточного быстродействия современных ЭВМ и сложного характера оптимизируемой функции, авторами был использован алгоритм перебора значений номиналов в определенном диапазоне. Эвристика в данном методе заключается в выборе диапазона перебора и точек на частотной оси, в которых рассчитывается ЧХ.

Укажем на конкретные особенности этапов предлагаемого метода.

Пункты (этапы) 1) – 4) совпадают с пунктами аналитического метода расчета (см. выше), т.к. в обоих случаях необходима КЧФ цепи. Следующие пункты отличаются:

5) Определение диапазона номиналов элементов для поиска оптимального варианта. В исследовании использовалась следующая методика. Сначала находим номиналы при идеальном ОУ по упрощенным формулам расчета. Затем формируем диапазон с центральными найденными значениями в логарифмическом отсчете шкалы номиналов. Например, от $G_1 \cdot 10^{-4}$ до $G_1 \cdot 10^4$.

6) Формирование массива с частотами, на которых будут сравниваться получаемые значения ЧХ с требуемыми. Были проведены исследования при разных способах формирования массива. Эксперименты показали, что одновременно эффективным и пригодным для быстрого выполнения является способ, описанный формулой (14). В диапазоне от $0.8\omega_0$ до $1.1\omega_0$ используем более густую сетку значений частот, т.к. в этом промежутке наблюдается максимум АЧХ при $Q_F > 1$. Между частотами 0 и $0.8\omega_0$ равномерно распределяем 5 точек, между $0.8\omega_0$ и $1.1\omega_0$ равномерно распределяем 15 точек и от $1.1\omega_0$ до $3\omega_0$ распределяем 5 точек по закону экспо-

ненциально увеличивающегося от нуля расстояния. Таким образом, в этом диапазоне намеренно уменьшаем густоту точек, поскольку значимость отклонений в нем не столь велика и более предсказуема. Нельзя утверждать, что данный способ является оптимальным, тем не менее он доказал свою эффективность и быстроту. В ходе исследования сравнение происходило по критерию (13). Данный способ формирования сетки является компромиссом между точностью и быстродействием.

7) Составление алгоритма оптимизации по заданному критерию для поиска номиналов. Оптимизация заключается в минимизации ξ . В данном исследовании использовался пошаговый алгоритм поиска номиналов, состоящий в поиске оптимального решения сначала в большом диапазоне номиналов с большим шагом поиска. При последующих итерациях следовало уменьшение, как диапазона, так и шага. При написании оптимизационного алгоритма следует учитывать, что функция заданного критерия имеет максимумы и минимумы при аргументах – номиналах. Т.е. использование, например градиентного метода оптимизации, с большой вероятностью приведет к нахождению неглобального минимума. Поэтому, при оптимизации целесообразно использовать сетку значений для одновременного сравнения многочисленных альтернатив, что и было реализовано в проведенном исследовании.

В ходе исследования данный алгоритм реализовывался в математическом пакете Matlab.

Ниже на рис. 7 приведен трехмерный график зависимости минимально возможной величины α_{lg} от задаваемых для проектирования Q_F и K_H при $\xi < 0.07$.

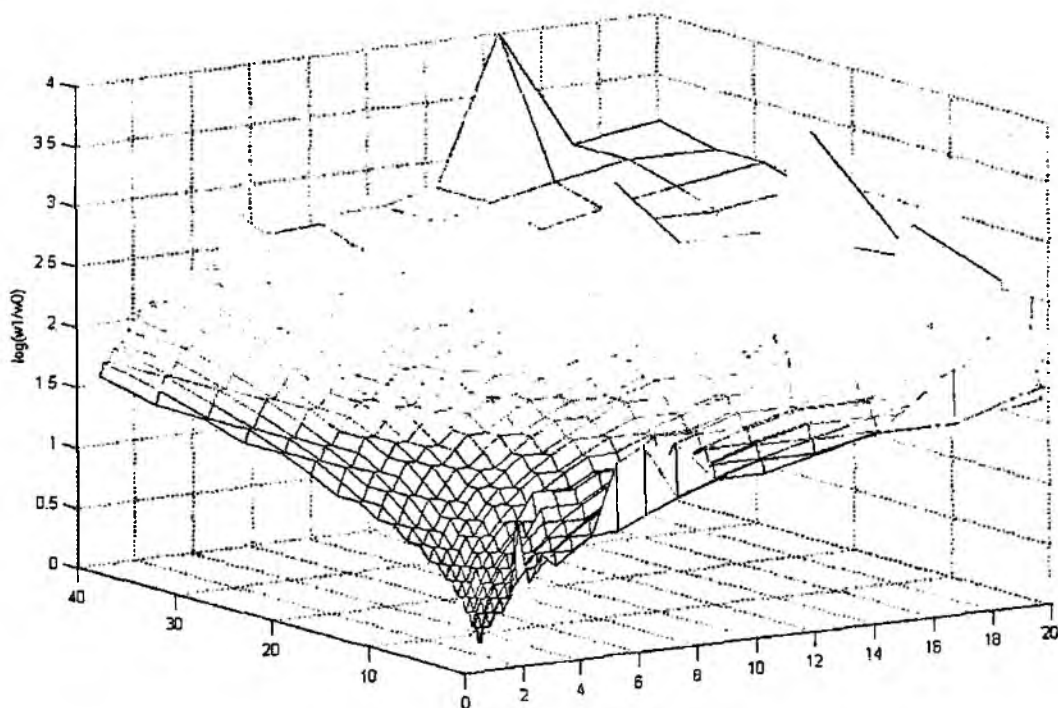


Рис. 7

В зависимости рис. 7 интересны единичные скачки, возникающие незакономерно. При чем, их количество и расположение меняется при изменении параметров оптимизации. Их причина, скорее всего, в неравномерности функции оптимизационного критерия. Для их устранения (или уменьшения) следует менять или оптимизационный критерий, или изменять параметры оптимизации. Детальное исследование наибольшего скачка на графике (до $\alpha_{lg}=4$) показало, что данный скачок исчезает при изменении параметров, ведущих к увеличению качества оптимизационного процесса. Судя по графику, оптимизация несколько уступает вышеуказанному аналитическому расчету (график находится немного выше). Но следует учесть, что для построения этого графика оптимизация была упрощена (в том числе уменьшен диапазон рассматриваемых элементов), следовательно, уменьшена ее эффективность, иначе процесс

расчета машиной был бы слишком длительным. И, как видим, не существует скачков и неравномерностей при $K_H < 5$, присутствовавших при аналитическом методе расчета.

Параметрическая оптимизация имеет возможности, недоступные расчетам на основе формульных аналитических вычислений. Она заключается в расширении условий поиска нужного решения. Например, можно ограничить разброс номиналов элементов, использовать разнообразные критерии оценки ЧХ. Кроме того, оптимизация не требует развернутого анализа КЧФ и громоздких математических вычислений. Для проведения оптимизации необходимы лишь КЧФ, на которой основаны требуемые АЧХ и ФЧХ, выбор эффективного критерия сравнения и минимальные настройки цикла, перебирающего номиналы элементов. Еще одним преимуществом эвристического перед аналитическим методом расчета является то, что результат (удовлетворительный или нет) будет получен при любых значениях Q_F , K_H и α , а при аналитическом расчете при несоблюдении ограничений может быть получено комплексное или отрицательное значение номиналов.

Заключение

Оба предложенных метода расчета номиналов элементов фильтров имеют свои преимущества и недостатки. От этих недостатков можно избавиться, если совместить два метода, а именно: сначала использовать аналитический расчет, а потом проводить оптимизацию в диапазоне, включающем найденные номиналы. Тогда результат будет наилучший, т.е. при заданном ОУ можно получить ЧХ, наименее отличающуюся от заданной, либо, при заданном допустимом отклонении ЧХ, определить минимальное значение α , необходимое для выбора типа ОУ.

Необходимо отметить, что α имеет сложный характер зависимости как функция параметров Q_F и K_H . В результате исследований авторами получена зависимость

$$m(K_H, Q_F) = \alpha / K_H Q_F, \quad (14)$$

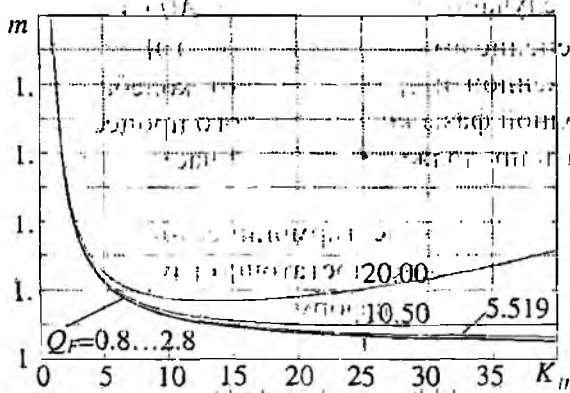


Рис. 8

удобная для практического применения при выборе ОУ для схемы рис. 2, а (по параметру f_1) при заданных Q_F и K_H . Из (14) следует, что для получения требуемых ЧХ необходимо выбирать ОУ из условия $f_1 \geq m K_H Q_F f_0$. Из рис. 8 следует, что в широком диапазоне значений Q_F и K_H параметр m слабо зависит от Q_F и его значение не более 2, что значительно меньше оценки равной 50, данной в работе [4] (при расчете номиналов по формулам, полученным для фильтра на идеальном ОУ).

Таким образом, проведенное исследование показывает наибольший приоритет комбинированного метода расчета. Это наиболее эффективный и гибкий способ минимизировать частотные требования к ОУ и получить требуемую ЧХ фильтра, поскольку позволяет расширить условия поиска необходимых значений номиналов и может быть использован в совокупности с другими методиками расчета. Данная методика позволяет находить оптимальные решения для разных типов фильтров и может быть эффективно использована в решении задач, выходящих за пределы рассматриваемого материала.

Список литературы: 1. Костромицкий А.И. Учет частотных характеристик реальных ОУ при топологическом анализе линейных схем на ОУ // Восточно-Европейский журнал передовых технологий. №6/2 (30), 2007, С.18-20. 2. Афанасьев В.И. Топологический расчет электронных схем. Л.: Энергия, 1977. 240 с. 3. Зеленин А.Н., Костромицкий А.И., Бондарь Д.В. Активные фильтры на операционных усилителях. Харьков: Телетех, 2003. 150 с. 4. Пейтон Дж., Волли В. Аналоговая электроника на операционных усилителях. М.: БИНОМ, 1994. 352 с.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редакцию 08.05.2009

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МГНОВЕННОЙ ЧАСТОТЫ ЭЛЕКТРОЭНЦЕФАЛОГРАММЫ С ПОМОЩЬЮ ФАЗОВО-ЧАСТОТНОГО АНАЛИЗА ПО ГИЛЬБЕРТУ

Введение

В настоящее время все более широкое применение находят численные методы анализа ЭЭГ (в основном, спектрально-корреляционные). Преимущество этих методов – устранение субъективности, которая неизбежна при визуальном анализе. ЭЭГ – процесс нестационарный, но в численных методах это, как правило, не учитывается [1]. Исключение составляет применение вейвлет-преобразования, однако данный метод пока не получил широкого распространения в диагностике, поскольку представляет достаточную сложность в интерпретации результатов энцефалографистом.

Спектрально-корреляционные методы позволяют определить доминирование определенных частотных составляющих на данном отрезке ЭЭГ и по этим данным обнаружить, в частности зону расположения патологического очага. Однако они не дают возможности детально проследить и численно охарактеризовать изменение структуры ЭЭГ во времени, смену и продолжительность ритмов, что является актуальным, учитывая нестационарность ЭЭГ.

Фазово-частотный анализ ЭЭГ

Фазово-частотный метод основан на представлении случайного процесса $p(t)$ в виде $p(t) = A(t) \cos \varphi(t)$ [2]. При этом случайный процесс $p(t)$ рассматривается как гармоническое колебание, модулированное по амплитуде и фазе случайными функциями $A(t)$ и $\varphi(t)$. Вычисление этих функций позволяет наблюдать изменение амплитуды и фазы ЭЭГ во времени, а также исследовать изменение во времени мгновенной и средней частот колебаний, если подходить к понятию частоты как производной полной фазы колебательного процесса. Такой метод анализа позволяет численно охарактеризовать продолжительность и частоту смены отдельных ритмов.

Возможность представления случайного процесса в виде гармонического колебания, промодулированного случайным образом по амплитуде и фазе, достаточно глубоко теоретически обоснована [3, 4]. Представляя случайный процесс $p(t)$ в форме

$$p(t) = A(t) \cos \varphi(t), \quad (1)$$

можно установить связь между $A(t)$, $p(t)$ и $\varphi(t)$ с помощью интегральных преобразований Гильберта

$$p(t) = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{g(\tau)}{\tau - t} d\tau \quad \text{и} \quad g(t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{p(\tau)}{\tau - t} d\tau.$$

Функция $g(t)$ является сопряженным процессом по отношению к $p(t)$.

Огибающая процесса $A(t)$ и фаза $\varphi(t)$ в (1) определяются следующим образом:

$$A(t) = \sqrt{p^2(t) + g^2(t)}, \quad \varphi(t) = \arctg \frac{g(t)}{p(t)}. \quad (2)$$

Представление случайного процесса в виде (1) легко интерпретировать для узкополосных процессов. В этом случае большую наглядность приобретает понятие огибающей, в которую вписывается гармоническое или почти гармоническое колебание. Кроме того, можно определить мгновенную частоту процесса с помощью соотношения

$$f_{\text{мгн}} = \frac{1}{2\pi} \left| \frac{d\varphi(t)}{dt} \right|. \quad (3)$$

ЭЭГ является широкополосным процессом и в этом случае понятие огибающей не имеет четкого физического смысла [3, 4]. В то же время анализ функции $\varphi(t)$ позволяет получить некоторую дополнительную информацию о стабильности частотных характеристик, времени стационарности и характере переходных режимов в колебательном процессе

$$p(t) = A(t) \cos \varphi(t). \quad [2].$$

Покажем, что введение для широкополосных процессов понятия текущей частоты путем усреднения фазовой кривой на некотором интервале времени Δt дает возможность охарактеризовать продолжительность и частоту смены характерных колебаний (ритмов в случае ЭЭГ) в исследуемом процессе.

Рассмотрим в качестве примера ЭЭГ взрослого здорового человека (рис. 1) и определим с помощью формулы (2) временную зависимость полной фазы ЭЭГ-сигнала. Результат расчета приведен на рис. 2.

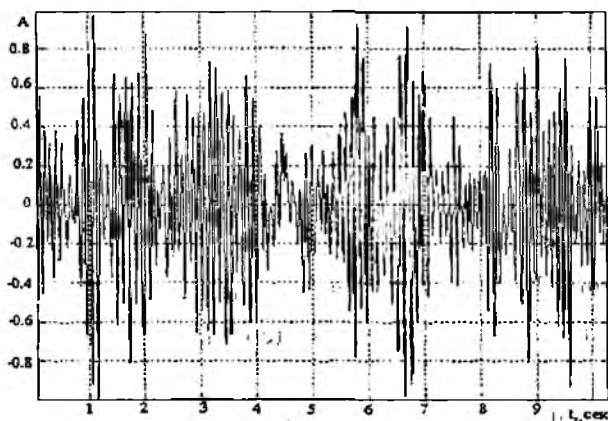


Рис. 1. ЭЭГ взрослого здорового человека (частота дискретизации 120 Гц)

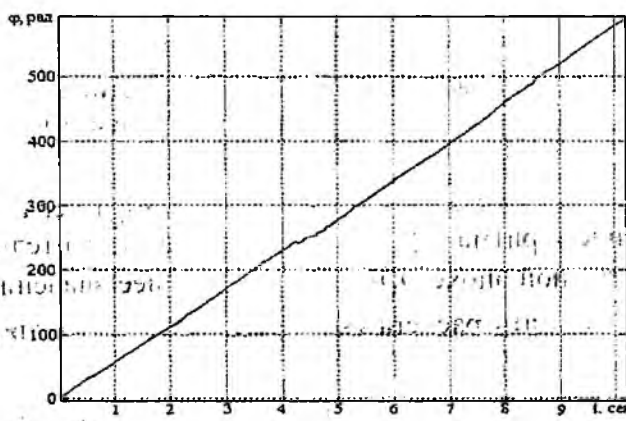


Рис. 2. Фазовая кривая, соответствующая реализации ЭЭГ, приведенной на рис. 1

Далее, представив полную фазу в виде $\varphi(t) = \omega_0 t + \theta(t)$, где ω_0 – средняя частота процесса, получим: $\theta(t) = \varphi(t) - \omega_0 t$.

С помощью линии регрессии (рис. 3) определяется средняя частота $f_0 = \omega_0 / (2\pi) = 9,19$. График для величины $\theta(t)$ приведен на рис. 4.

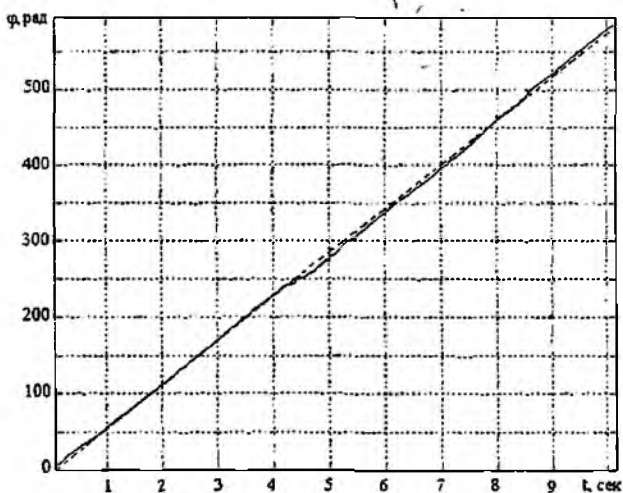


Рис. 3. Фазовая кривая (сплошная) и линия регрессии (пунктир), соответствующая реализации ЭЭГ, приведенной на рис. 1

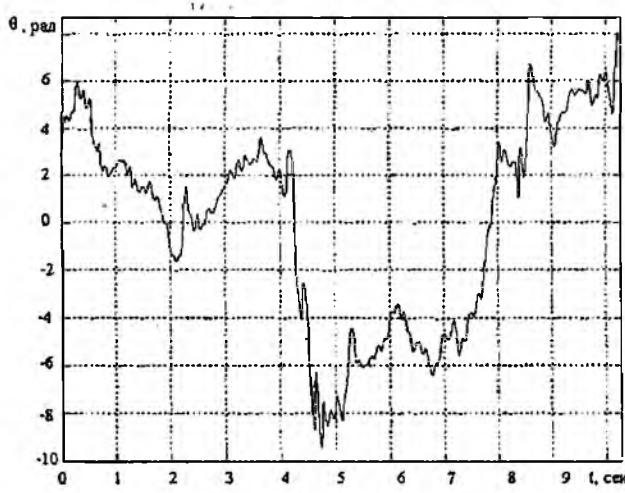


Рис. 4. Кривая флуктуирующего отклонения полной фазы, соответствующая реализации ЭЭГ, приведенной на рис. 1

На рис. 5 представлены результаты расчета по формуле (3) мгновенной частоты процесса ЭЭГ, приведенного на рис. 1. Определен и построен график отклонения мгновенной час-

тоты сигнала от среднего значения (рис. 6). Видно, что фаза ЭЭГ сигнала характеризуется относительной стабильностью и незначительными отклонениями от линии регрессии.

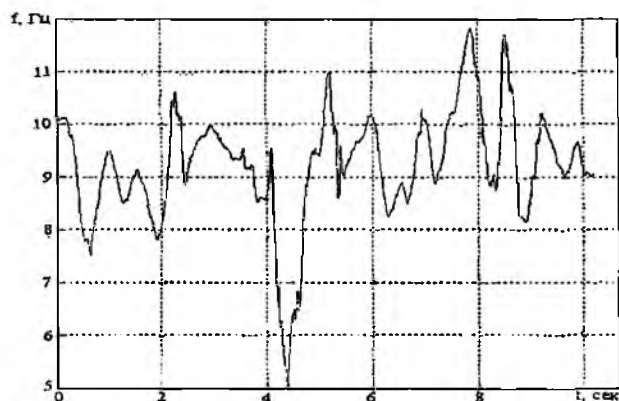


Рис. 5. Зависимость мгновенной частоты от времени, соответствующая реализации ЭЭГ, приведенной на рис. 1

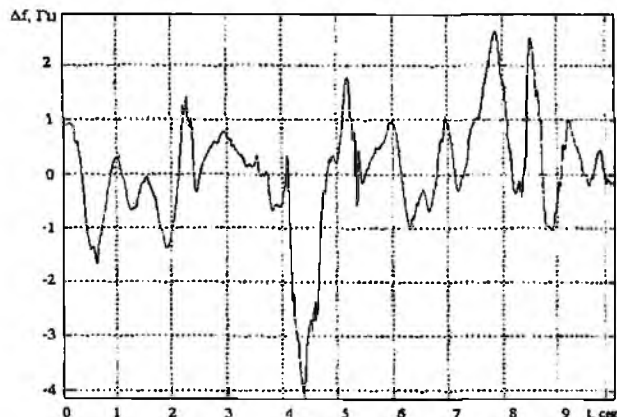


Рис. 6. График флуктуации частоты, соответствующий реализации ЭЭГ, приведенной на рис. 1

В качестве численных оценок характера ЭЭГ в медицинской диагностике используются индекс ритма [1], представляющий относительную продолжительность определенного ритма в данной эпохе ЭЭГ-сигнала, среднее значение $\omega_0/2\pi$ и дисперсия частоты каждого ритма. Результаты расчета указанных параметров для реализации рис. 1 приведены в табл. 1.

Таблица 1

Информационные параметры ЭЭГ здорового человека

Ритм	Индекс ритма, %	Среднее значение частоты, Гц	Дисперсия частоты, Гц ²
α	91,42	9,44	0,57
θ	1,33	5,44	0,06

Из полученных результатов видно, что в реализациях ЭЭГ сигналов преобладает составляющая α -ритма (индекс ритма превышает 90 %), средняя частота которого составляет ~ 10 Гц. Отметим также практическое отсутствие низкочастотных составляющих.

Рис. 8–12 иллюстрируют аналогичный расчет параметров в случае реализации ЭЭГ больного (рис. 7). Средняя частота в данном случае – $f_0 = 4,28$ Гц.

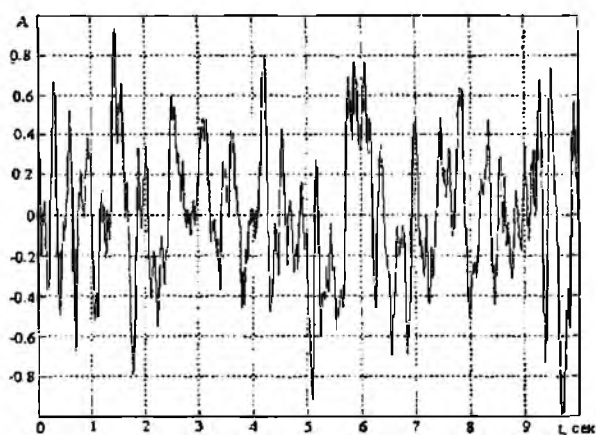


Рис. 7. Реализация ЭЭГ человека, больного эпилепсией (частота дискретизации 256 Гц)

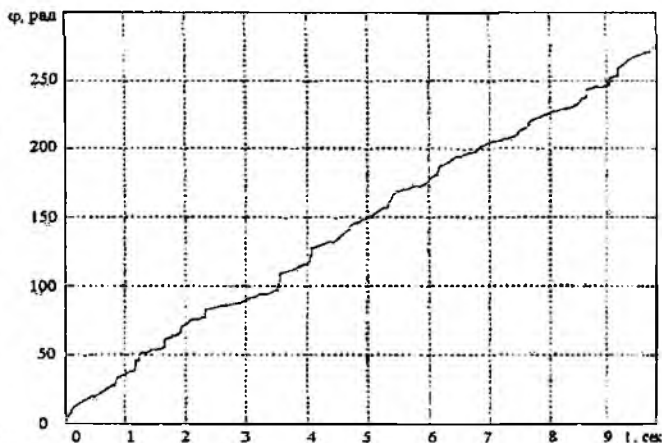


Рис. 8. Фазовая кривая, соответствующая реализации ЭЭГ, приведенной на рис. 7

Результаты расчета индекса ритма, среднего значения и дисперсии частоты каждого ритма приведены в табл. 2.

Очевидна нестабильность частоты по сравнению с предыдущей реализацией. Кроме того, в реализации существенно возросла составляющая низкой частоты (индекс δ -ритма превышает 44 %), что является признаком возможной патологии.

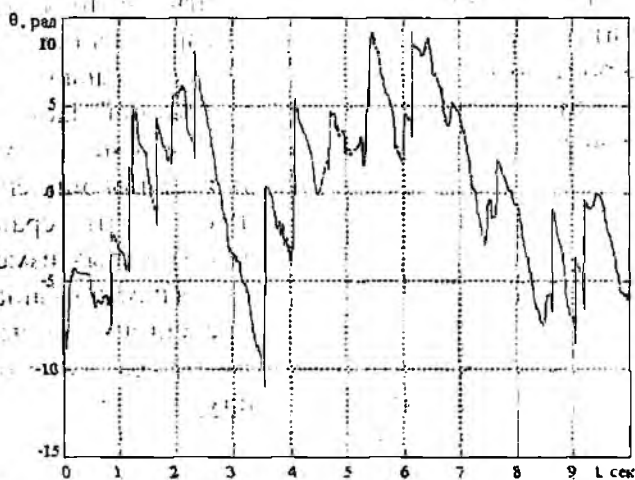
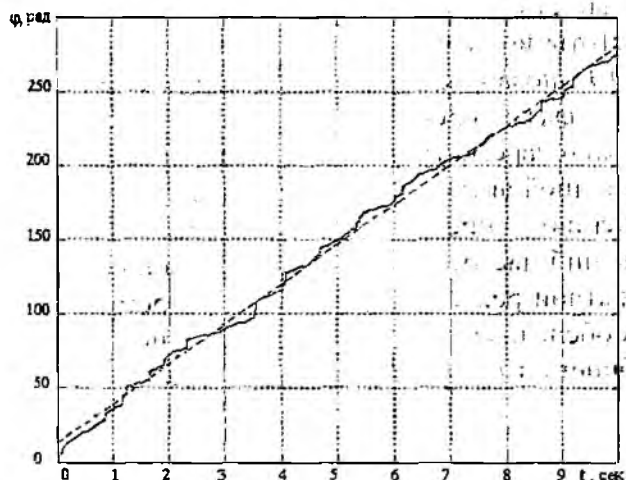


Рис. 9. Фазовая кривая (сплошная) и линия регрессии (пунктир), соответствующая реализации ЭЭГ, приведенной на рис. 7

Рис. 10. Кривая флуктуирующего отклонения полной фазы, соответствующая реализации ЭЭГ, приведенной на рис. 7

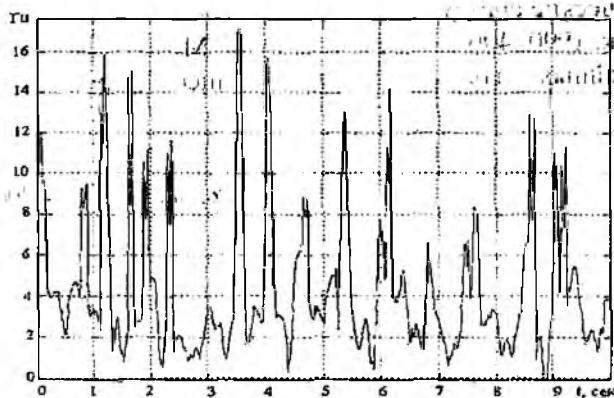


Рис. 11. Зависимость мгновенной частоты от времени, соответствующая реализации ЭЭГ, приведенной на рис. 7

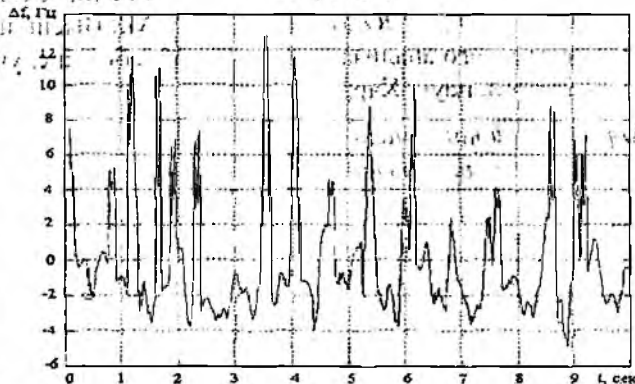


Рис. 12. График флуктуации частоты, соответствующий реализации ЭЭГ, приведенной на рис. 7

Таблица 2

Результаты анализа информационных параметров ЭЭГ больного при расчете методом фазово-частотного анализа ЭЭГ по Гильберту

Ритм	Индекс ритма, %	Среднее значение, Гц	Дисперсия частоты, Гц ²
α	12,03	9,99	1,97
θ	15,98	4,79	0,29
δ	44,14	1,98	1,42
β	2,11	15,47	0,99

Исследования проведены на выборке 40 человек [6]. Сравнение графиков зависимости мгновенной частоты от времени и девиации частоты здоровых и больных людей показало, что отклонение частоты от среднего значения значительно выше у больных, чем у здоровых людей.

Выводы

Фазово-частотный метод анализа ЭЭГ позволяет проследить за динамикой изменения ЭЭГ, численно охарактеризовать продолжительность и смену основных физиологических ритмов, а также проследить за изменением частоты во времени в пределах каждого ритма. Кроме того, фазово-частотный метод анализа ЭЭГ позволяет в случае афферентных раздражений выявить изменения мгновенной частоты и фазы колебаний по мере входа в реакцию и выхода из нее. С помощью этого метода можно зарегистрировать изменения в ЭЭГ при патологии, в частности при появлении эпилептоидной активности. Разработанный метод обладает большей чувствительностью (по сравнению с преобразованием Фурье и вейвлет-преобразованием) к выявлению быстрых изменений частоты. Простота и наглядность метода, а также возможность его программно-аппаратной реализации в реальном времени представляются важными при проведении массовых обследований и первичной диагностики.

Отметим недостаток этого метода – способность выделения только одной высокоамплитудной компоненты из континуума частот, которые имеют место в анализируемом коротком отрезке выборки сигнала.

Список литературы: 1. *Зенков Л.Р.* Клиническая электроэнцефалография (с элементами эпилептологии). Руководство для врачей. М.: МЕДпрессинформ, 2004. 368 с. 2. *Девятков Н.Д., Гриндель О.М., Харченко И.Ф. и др.* Исследование нестабильности временных характеристик ЭЭГ человека методом фазово-частотного анализа // Вестник АМН СССР. М.: Медицина. 1973. 45 с. 3. *Тихонов В.И.* Статистическая радиотехника. М.: Сов. радио, 1966. 678с. 4. *Гоноровский И.С.* Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Сов. радио, 1966. 439 с. 5. Радиотехнические системы: Учеб. для вузов по спец. «Радиотехника» / Под ред. *Ю.М. Казаринова*. М.: Высш. шк. 1990. 496 с. 6. *Харченко О.И.* Методы частотного и временного анализа в системах обработки случайных сигналов типа электроэнцефалограмм. Дис. ... канд техн. наук. Харьков: ХНУРЭ. 253 с.

*Харьковский национальный
университет радиозлектроники*

Поступила в редколлегию 13.04.2009

В.Г. КОТУХ, канд. техн. наук, В.И. СТЕПАНЕНКО, канд. техн. наук, М.С. ТУШЕВА,
О.Е. ДЕМЕНКО

ТЕХНОЛОГИЧЕСКАЯ КОНЦЕПЦИЯ ОБРАЗОВАНИЯ МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНОГО ПОКРЫТИЯ НА КОРПУСНЫХ ДЕТАЛЯХ ДАТЧИКОВОЙ АППАРАТУРЫ ИЗ АL-СПЛАВОВ ЛАЗЕРНОЙ НАПЛАВКОЙ

Введение

Вопросам дальнейшего повышения надежности и качества датчиков для изделий радиоэлектронной аппаратуры (РЭА) уделяется в настоящее время большое внимание. С этой целью производят общую герметизацию корпусов датчиков с заполнением их внутренней полости инертными газами. Герметичные датчики обладают следующими достоинствами: повышенный уровень интеграции за счет одновременного использования тонко и толстопленочных интегральных схем (ИС), микросборок (МСБ) пленочной и печатной коммутации, хорошие тепловые характеристики вследствие увеличенной поверхности теплоотдачи корпуса датчика и возможность применения искусственного осаждения. Для них характерна также высокая надежность вследствие общей герметизации и прямого внутриблочного монтажа, повышенная механическая прочность, повышенная в 8–10 раз плотность компоновки.

Необходимость общей герметизации корпусов датчиков накладывает, в свою очередь, ряд ограничений и требований к конструкции и технологии соединения элементов их корпусов, например, требование ремонтпригодности, ограничения нагрева корпуса датчика при герметизации (70–100 °С), состава и давления газовой среды внутри датчика и др.

Наиболее распространенным материалом корпусных элементов (деталей) датчиков является алюминий и его сплавы. Однако при их герметизации возникает ряд проблем, связанных прежде всего с возможностью создания надежного сварного соединения Al-сплавов с другими металлами и сплавами (например, корпуса электросрединителей, штенгеля, безштенгельного узла откачки и др.). Поэтому [1] для создания прочных связей соединяемых материалов необходимо образование многофункционального покрытия (МФП), основными материалами для которого являются Ni и Si. При этом возможность соединения разнородных металлов с образованием прочных связей с использованием МФП определяются прежде всего физико-химическими свойствами соединяемых металлов и применяемой технологией сварки.

Особенности технологических процессов сварки

Основные физические свойства элементов, входящих в Al-сплавы и в МФП приведены в таблице.

Сравнение физических свойств Al, Ni, и Si показало, что Al, Ni, Si имеют одинаковый тип кристаллической решетки кубическая гранецентрированная (КГЦ). Температура плавления Al (660 °С) почти в 2 раза ниже, чем у Ni (1455 °С) и Si (1415 °С), что затрудняет процесс их сплавления. Существенное влияние должно оказывать большое различие (в 3–4 раза) коэффициентов теплопроводности и линейного расширения, приводящее к образованию таких температурных полей и условий кристаллизации, которые способствуют возникновению термических напряжений и ослаблению связей. Это может затруднять образование МФП.

Решающее влияние на свариваемость металлов оказывает металлургическая совместимость, которая определяется взаимной растворимостью соединяемых металлов как в жидком, так и в твердом состояниях, а также образованием хрупких химических соединений – интерметаллидов. Прочностные сварные соединения образуют металлы и сплавы, в состав которых входят элементы, обладающие неограниченной растворимостью не только в жидком, но и в твердом состоянии, т.е. образующие непрерывный ряд твердых растворов замещения.

Правильный подбор способа, режимов и технологии наплавки и сварки в сочетании с металлургическими средствами воздействия может позволить полностью устранить или свести к минимуму отрицательные последствия ограниченной растворимости, особенно Ni в Al.

Физические свойства элементов

Элемент	Плотность при 20° кг/см ³	Температура плавления их, °С	Тип кристаллической решетки	Атомный радиус, *10 ⁻¹ н М(А)	Электроотрицательность	Коэффициент линейного расширения *10 ⁻⁶ , град ⁻¹	Коэффициент теплопроводности, Вт/м-град	Коэффициент теплоемкости Дж/кг *град
1. Элементы, содержащиеся в Al-сплавах								
Al	2700	660	кгц	1,43	1,47	24,0	204	880
Mg	1740	650	кгц	1,60	1,23	-	167	-
Si	2328	1415	кгц	1,34	1,74	-	84	-
Zn	7100	419	кгц	1,39	1,60	30	112	370
2. Элементы, содержащиеся в сплавах 29НК, 12К18Н10Т								
Fe	7800	1539	кгц	1,26	1,64	11,19	78	460
Co	8900	1494	кгц	1,25	1,7	12,5	70,9	452
Ni	8900	1455	кгц	1,24	1,8	13,5	58	444
Cr	7190	1903	кгц	1,27	1,6	-	-	-
Ti	4500	1668	кгц	1,60	1,5	4,5	13	578
3. Элементы, содержащиеся в Cu сплавах								
Cu	8900	1083	кгц	1,28	1,9	16,5	390	380
Be	1850	1285	кгц	2,2	1,4	-	1,78	-

Твердый раствор образуется в том случае, если в системе, состоящей из различных атомов, может существовать общая для них кристаллическая решетка. Неограниченная растворимость в твердом состоянии возможна при наличии одинаковой кристаллической структуры у компонентов, как в нашем случае у Al, Ni, Si. Однако это условие является необходимым, но не достаточным [47].

Из известных типов растворов твердый раствор замещения является наиболее распространенным. При образовании МФП можно ожидать образование твердых растворов замещения (Al – Ni, Al – Si), т.к. атомные радиусы этих элементов различаются незначительно: 0,143 нм (Al); 0,134 нм (Si); 0,124 нм (Ni).

Анализ современных технологий сварки показывает, что энергия нормальной ковалентной связи не зависит от элементов, находящихся в химической связи, причем шкала электроотрицательности характеризует только образование связи между элементами, а с увеличением разности электроотрицательности увеличивается стабильность как первичных твердых растворов, так и интерметаллических соединений [2].

Основными факторами, определяющими размеры и параметры области первичных твердых растворов являются размерный фактор, электроотрицательность и валентность.

Для определения растворимости в алюминии Ni, Si, выбранных для лазерной наплавки на детали из Al-сплавов, автором на основе теории Даркена-Гурри построены диаграммы растворимости для Al (рис. 1) и для Ni (рис. 2) [3], которые необходимы для прогноза параметров твердых растворов Al – Ni, Al – Si, образующихся при лазерной наплавке МФП и сварке разнородных металлов в узлах герметизации корпусов датчиков.

Из анализа диаграмм следует ожидать образование твердых растворов Ti и Zn с Al. Достаточно хорошо растворимы в Al, Si, Mn, Cu, Fe, Co, вследствие чего можно ожидать образование прочных твердых растворов этих элементов в Al. Образование твердых растворов Ni в Al менее вероятно из-за его плохой растворимости в Al, так как Ni расположен вне большого эллипса. Построение диаграммы растворимости для Ni (рис. 2) показало, что в Ni хорошо растворяется Cu, Co, Si, Fe. В связи с этим можно ожидать образования прочных твердых растворов этих элементов в Ni, являющимся основой МФП.

Из анализа построенных диаграмм следует также ожидать образование прочного твердого раствора при лазерной наплавке МФП на основе Si, а при наплавке на основе Ni из-за его

неограниченной растворимости в Al прочность сцепления МФП с Al-основой может оказаться недостаточной и должна быть исследована и определена экспериментально.

Таким образом, для узла герметизации корпус – крышка (Al – Al) датчиков предпочтительно МФП на основе Si.

Для узлов герметизации электросоединитель – корпус датчика, штенгель – корпус датчика, узла бесштенгельной откачки более предпочтительно МФП на основе Ni.

Использованные справочные данные (табл. 1) и построенные диаграммы [3] определены для равновесных систем, например для получения сплавов системы Al – Ni в условиях медленного нагрева и охлаждения. Поэтому при применении наплавки традиционными способами нагрева (плазмой, эл. дугой и др.) не гарантируется получение прочной связи в системе Al – Ni.

Наиболее приемлемым способом наплавки Ni на Al может быть импульсный лазерный нагрев. Существующие лазерные технологические установки серии Квант и др. обеспечивают длительность импульса лазерного излучения в пределах 1–8 мс и плотность мощности в зоне наплавки до 10^6 Вт/см^2 . При этом скорость нагрева и охлаждения зоны наплавки составляет $10^2 \dots 10^6 \text{ град/с}$. Известно [1], что сверхбыстрый нагрев и охлаждение вносят существенные изменения в процесс образования твердых растворов, что выражается в увеличении взаимной растворимости элементов, в т.ч. Ni в Al. Однако процесс лазерной импульсной наплавки Ni на Al в этом аспекте не исследован.

Рассмотрим взаимодействие твердой и жидкой фаз при лазерной наплавке. Диффузионные процессы на границе между твердым и жидким телом обладают той особенностью, что скорость их определяется интенсивностью диффузии в твердом теле, т.к. она обычно во много раз меньше скорости диффузии в жидкости.

Процесс взаимодействия твердой и жидкой металлических фаз при наплавке сопровождается развитием гетерогенной диффузии в зоне контакта. Даже незначительное время их существования способствует протеканию процессов гетерогенной диффузии в направлении установления фазового равновесия. Интенсивность протекания этих процессов определяется температурой, длительностью контактирования, градиентом концентраций и диффузионной подвижностью атомов [2].

На границе раздела фаз определяющей является стадия взаимодействия твердого металла с жидким. Развитие диффузионных процессов на стадии охлаждения закристаллизовавшегося металла в основном определяется временем нахождения металла при повышенных температурах. Для большинства элементов замещения их подвижность при переходе из жидкого состояния в твердое резко падает (коэффициенты диффузии уменьшаются на три – пять порядков), и длительность пребывания при повышенных температурах в реальных процессах наплавки оказывается недостаточной для существенного развития процессов диффузии.

Количественное решение задачи по гетерогенной диффузии примеси в зоне контакта твердой и жидкой фаз при частных граничных условиях приведено в работе [1]. Характер распределения примеси зависит от коэффициента распределения k , характеризующего различную растворимость элементов в твердой и жидкой фазах, от коэффициента диффузии в твердой D_T и жидкой $D_{Ж}$ фазах, длительности процесса t и градиента концентрации примеси на границе сплавления.

Значения коэффициентов диффузии D зависят от температуры, концентрации, структуры, примесей и могут меняться в широких пределах ($10^{-7} \dots 10^{-16} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ и менее). Значение коэффициентов диффузии в жидкости в пределах $10^{-4} \dots 10^{-6} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$. Длительность контактирования в случае наплавки традиционными способами находятся в пределах от 0,01...0,5 с (смачивание) до 0,5...10 с и более (наплавка, сварка) и от 0,002 до 0,006 с (лазерная наплавка и сварка) и зависит от погонной энергии и скорости.

Равновесный коэффициент распределения ($k_0 = c_T / c_{Ж}$) в зависимости от легирующего элемента может быть больше или меньше единицы. Если происходит снижение температуры, то $k_0 < 1$ (1–0,001 для систем, относящихся к чисто эвтектическим). Если примесь повы-

шает температуру плавления сплава, то $k_0 > 1$. При наличии интенсивного перемешивания, что характерно для лазерной наплавки и сварки, эффективное значение коэффициента распределения k сильно отличается от равновесного и достигает 1.

В общем случае значения эффективного коэффициента распределения определяются из уравнения, полученного К. Бартоном и др [2]:

$$k = k_0 / [k_0 + (1 - k_0) \exp(1 - f\delta_0 / D_{Ж})], \quad (1)$$

где f – скорость увеличения толщины твердой фазы; δ_0 – толщина ламинарного слоя;

$$D_{Ж} = 10^{-5} \dots 10^{-4} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}.$$

Для большинства практических случаев неизвестны точные значения эффективного коэффициента распределения k , коэффициентов диффузии D_T и $D_{Ж}$ и длительности контактирования. Точное определение этих величин в реальных сверхнеравновесных условиях лазерной наплавки связано с большими трудностями и не входит в задачу данных исследований.

В работе [2] приведено решение для определения концентрации c_T и $c_{Ж}$:

$$c_T = \frac{\sqrt{D_{Ж}}}{\sqrt{D_T} + \sqrt{D_{Ж}}} \left[1 + \Phi \left(\frac{|x|}{2\sqrt{D_T t}} \right) \right] \text{ при } x \leq 0; \quad (2)$$

$$c_{Ж} = \frac{\sqrt{D_T}}{\sqrt{D_T} + \sqrt{D_{Ж}}} \left[1 - \Phi \left(\frac{x}{2\sqrt{D_{Ж} t}} \right) \right] \text{ при } x > 0; \quad (3)$$

которые, однако не учитывают наличие двухфазной области и изменение коэффициентов диффузии от концентрации.

Предварительные исследования [3] показали, что при лазерной наплавки Ni на Al-сплав, несмотря на малую длительность процесса (4 мс), происходит образование в зоне контакта Al – Ni тонкой диффузионной прослойки толщиной мкм. Исходя из этого по известной формуле [1]:

$$y = k\sqrt{Dt} \quad (4)$$

приблизительно определен коэффициент диффузии Ni в Al, равный $D = 10^{-1} \dots 10^{-2} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$, т.е. на несколько порядков превышает известные значения. Поэтому для более точного определения фактического коэффициента диффузии необходимо проведение специальных исследований.

Для обоснования технологических режимов лазерной наплавки Si и Ni на свариваемые кромки деталей корпуса датчика из Al-сплавов автором выполнен аналитический расчет:

- скорости наплавки, мм/мин и мм²/мин;
- количества проходов и слоев, необходимых для получения МПФ на кромках с заданными размерами;
- длительности наплавки, мин.

В расчетах на основании предварительных экспериментов принято:

- диаметр светового пятна d на поверхности кромки в пределах 0,6...0,8 мм;
- фокальная плоскость совпадает с поверхностью свариваемой кромки;
- коэффициент перекрытия наплавленных точек и дорожек $k = 0,5$;
- частота следования импульсов лазерного излучения $f = 10 \text{ Гц}$.

– конструктивное исполнение свариваемой кромки определено исходя из следующих соображений.

– конструктивная прочность кромки корпуса и крышки датчика не должна быть меньше заданной конструктором с учетом допустимого снижения запаса прочности не более 25 %.

– наплавление одного слоя Ni на кромку, обеспечивая его достаточное сцепление с основой, не гарантирует из-за его малой толщины получение прочного сварного соединения.

– для обеспечения плотного прилегания свариваемых кромок при сборке под сварку МПФ должно иметь толщину с припуском на последующую мехобработку.

На основании этого разработана конструкция кромки с пазом глубиной 20...25 % толщины кромки под МФП [1]

Скорость наплавки определяется по известной формуле [1]:

$$V = 60 * d * f (1 - k) . \text{мм} / \text{мин} \quad (5)$$

для определения количества проходов при наплавке одного слоя необходимо знать величину площади, наплавляемой за один проход.

$$V = 60 * f * \frac{\hbar d^2}{4} * (1 - k) , \text{мм}^2 / \text{мин} , \quad (6)$$

а количество проходов n определим по формуле

$$S_n = (n + 1)(1 - k) S_1 , \quad (7)$$

где $S_1 = 1d$ – площадь первой дорожки, $S_n = 1b$ – площадь всех (n) дорожек.

Так как ширина кромки (рис. 2.5) задана, то

$$b = (n + 1)(1 - k) d . \text{мм} . \quad (8)$$

Отсюда определим количество проходов:

$$n = \frac{b}{d(1 - k)} - 1 ; \quad (9)$$

Для определения количества наплавляемых слоев m необходимо знать $h_{\text{МФП}}$ (НВС 2.3) и толщину одного слоя $h_{\text{СЛ}}$, определяемую экспериментально:

$$m = \frac{h_{\text{МФП}}}{h_{\text{СЛ}}} , \quad (10)$$

где

$$h_{\text{МФП}} = H_{\text{сум}} - h , \text{мм} . , \quad (11)$$

По результатам предварительных экспериментов толщина наплавленного слоя $h_{\text{МФП}}$ должна соответствовать (1,2–1,3) ($H_0 - h$), т.е. незначительно возвышаться над поверхностью стенки корпуса или крышки датчика. Тогда

$$m = \frac{(1.2 - 1.3) (H_0 - h)}{h_{\text{СЛ}}} . \quad (12)$$

Авторами предложена формула для определения длительности наплавки одного слоя:

$$t = \frac{S_n}{V_n} = \frac{b * l}{60 * f * \frac{\hbar d^2}{4} (1 - k)} . \text{мин} . \quad (13)$$

Общую продолжительность процесса лазерного наплавления и образования МФП можно определить по формуле

$$t_{\text{МФП}} = m * t_{\text{СЛ}} , \text{мин} \quad (14)$$

Выводы

В соответствии с разработанной технологической концепцией:

- для получения МФП на основе Si на деталях узла герметизации корпус – крышка (Al – Al) не предвидится больших препятствий для получения прочных связей Si-покрытия на Al вследствие хорошей растворимости Si в Al. Необходимо экспериментально обработать технологические режимы подготовки поверхности деталей и лазерной наплавки на них Si;

- для получения МФП на основе Ni на деталях узлов герметизации Al – 29 НК и др. необходимо применить высокоскоростной нагрев импульсным лазерным излучением с целью увеличения растворимости Ni в Al. Необходимо проведение специальных экспериментов по определению фактической концентрации Ni в зоне соединения Al – Ni с последующей раз-

работкой технологических режимов подготовки поверхности и лазерной импульсной наплавки Ni на корпусные детали из Al-сплава.

Список литературы: 1. *Технологическая концепция лазерной герметизации радиоэлектронных лазеров в корпусах из алюминиевых сплавов* / Н. В. Замирец, В. Г. Котух, В. А. Шур, Т. Л. Алтухова // *Технология приборостроения*. 1996. N1. С. 84-87. 2. *Экспериментальные исследования технологических режимов герметизации корпусов микроблоков радиоэлектронной аппаратуры* / В. Г. Котух // *Технология приборостроения*. 1998. N1. С. 27-30. 3. *Исследования механизма образования многофункционального покрытия на корпусных деталях радиоэлектронных модулей* / Т. Л. Алтухова, В. Г. Котух // *Технология приборостроения*. 1998. N1. С. 38-42

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники
Харьковский институт социального прогресса*

Поступила в редколлегию 02.04.2009

ОПТОЭЛЕКТРОННЫЕ СКАНИРУЮЩИЕ БЕЗЭКЦЕНТРИСИТЕТНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ИНФОРМАЦИИ «УГОЛ-ВРЕМЯ-КОД»

Введение

Одна из особенностей современной компьютерной техники заключается в наличии большой памяти и в способности использовать эту память для решения многих задач.

Одним из технических средств памяти является гибкий магнитный диск (ГМД). Известно, что объём памяти на магнитном диске зависит от того, как плотно упакованы сигналы информации на этом диске. Поэтому первостепенное значение приобретают точность нанесения информации, точность позиционирования головок записи (считывания) сигналов на ГМД. До настоящего времени в качестве приводов магнитных головок в дисководах применяются шаговые двигатели (ШД) с вращающимся выходным валом. Поэтому для обеспечения высокой плотности нанесения информации на ГМД и, главным образом, информационной совместимости различных компьютеров по отношению к записи информации на ГМД, требуется измерять точность позиционирования ШД, что и осуществляется с помощью преобразователей „угол-код”, работающих в составе специальных измерительных стендов.

Преобразование угла в пропорциональный временной интервал

В системах автоматического управления (САУ), содержащих в контуре управления ЭВМ или микропроцессор, как правило, содержатся аналого-цифровые и цифро-аналоговые преобразователи формы информации. Существует множество САУ, в которых цифровой эквивалент управляющего воздействия должен быть преобразован в угол поворота вала или линейное перемещение некоторого исполнительного механизма. В обоих указанных случаях в качестве преобразователя код-аналог используются шаговые двигатели (ШД). Схема преобразователя код-аналог с ШД показана на рис. 1.

Погрешность преобразования входного кода в угол поворота зависит от того, с какой точностью выполнен ШД. В тех случаях, когда позволяет быстродействие САУ и ШД сочленяется с понижающим редуктором, погрешности позиционирования уменьшаются пропорционально передаточному числу редуктора. Однако не всегда по условиям быстродействия системы можно снизить погрешности преобразования путём использования понижающего редуктора. Для ряда систем, в которых используются приводы с ШД быстродействие привода является решающим фактором. Поэтому для таких систем используют прецизионные двигатели с очень высокой точностью позиционирования. Условия изготовления аппаратуры, в которой используются эти двигатели, таковы, что для исключения брака каждый из двигателей, поступающих на сборку, должен пройти проверку на точность позиционирования.

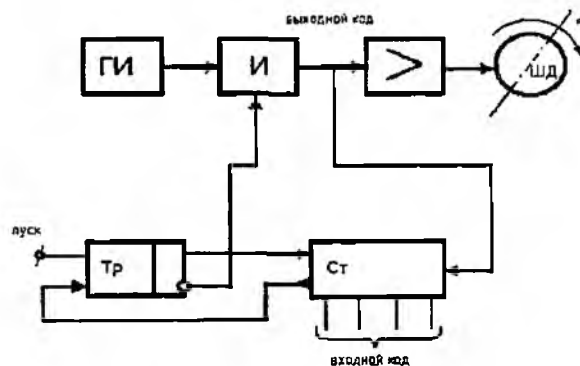


Рис. 1

К числу систем, где используются прецизионные ШД, относятся дисководы ПЭВМ, где ШД использован в качестве привода магнитной головки. Магнитная головка сочленяется с

валом ШД посредством металлической ленты, наматываемой на барабан ШД. Отсюда становится понятным, что в данном случае погрешности позиционирования ШД (неодинаковости шагов ШД), эксцентриситет барабана, эксцентриситет вала ШД полным весом переносятся на точность позиционирования магнитной головки дисковода.

Из приведенного анализа [1] следует, что все рассмотренные соединения валов не освобождают систему вал-преобразователь от погрешностей сочленения. Особенность этих погрешностей состоит в том, что они не поддаются формализации (математическому описанию) и потому не могут быть учтены введением математической обработки при помощи микропроцессорных устройств. Кроме того, сами такие соединения достаточно сложны и требуют тонких технологий для их осуществления.

Вместе с тем известны разработки преобразователей плоского угла в пропорциональный временной интервал и цифровой эквивалент на основе электромеханической развертки [2, 3, 4], которые обладают достаточной точностью преобразования и сравнительно легко реализуются при помощи доступных серийно выпускаемых отечественной промышленностью элементов. Кроме того, в таких преобразователях можно осуществить оптическую стыковку валов и обеспечить автоматическое устранение эксцентриситета.

Преобразователь информации угол-время-код (ПУВК) с развертыванием угла в интервале времени является наиболее простым средством преобразования плоского угла в цифровой эквивалент. Это вытекает из рассмотрения рис. 2 и 3 (на рис. 2 показан преобразователь угол-время-код: Д – электродвигатель, 1 – маховик, 2 – метка, 3 – датчик стартипульсов, 4 – датчик стопимпульсов, F_1, F_2 – формирователи импульсов, Тр – триггер, СИ – схема совпадения импульсов, G – генератор, Ст – счетчик импульсов. На рис. 3 – временная диаграмма сигналов в ПУВК. а, б – последовательность стартипульсов, в, г – последовательность стопимпульсов, д – последовательность квант. импульсов, ж – последовательность кодирующих импульсов).

Электрический двигатель Д с постоянной скоростью ω вращает маховик 1, на поверхности которого имеется активная метка 2, которая поочередно обегает датчики стартовых и стоповых импульсов 3, 4, и с выходных сигналов которых формирователи F_1 и F_2 формируют остроконечные импульсы (см. рис. 3 а, б, в, г).

Стартовые и стопимпульсы при помощи триггера образуют строб-импульс (рис. 3 е), длительность которого

$$\tau_{\phi} = \frac{\phi}{\omega}. \quad (1)$$

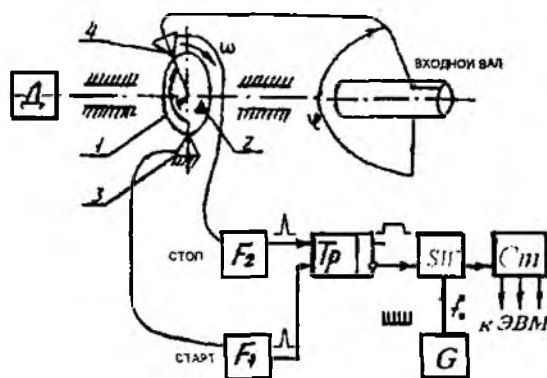


Рис. 2

В течение длительности импульса τ_{ϕ} через схему совпадений СИ с генератора G в счетчик Ст поступают квантующие импульсы частоты f_0 (рис. 3, д), образуя код N_{ϕ} (рис. 3, ж)

$$N_{\phi} = \tau_{\phi} \cdot f_0. \quad (2)$$

с учетом (1) и (2)

$$\varphi = \frac{\omega N_{\varphi}}{f_0} \quad (3)$$

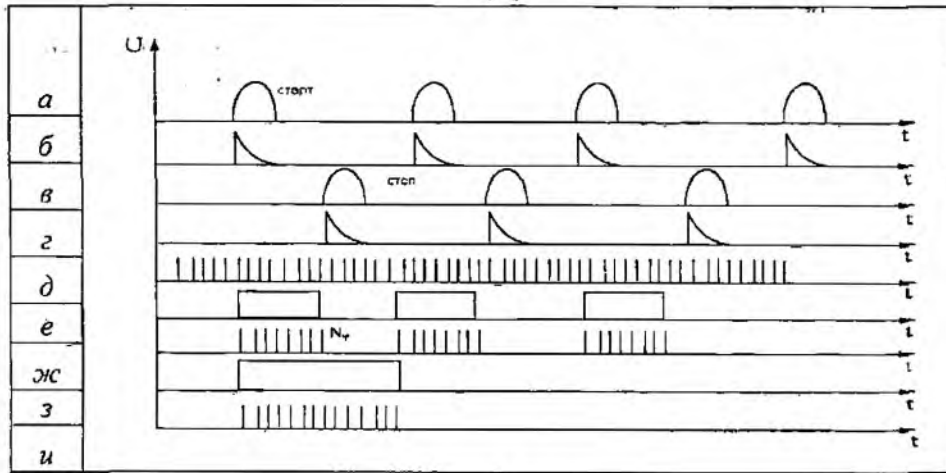


Рис. 3

Особенность такого преобразования состоит в кажущейся чрезвычайной простоте его реализации. Действительно, преобразование угла в пропорциональный временной интервал осуществляется электромеханически, а полученный временной интервал сравнительно просто и с высокой точностью преобразуется в цифровой эквивалент. Причём, точность последнего преобразования достаточно высока благодаря наличию точных эталонов времени [5]. Таким образом, в ПУВК отсутствует один чрезвычайно важный элемент – пространственная шкала для измерения угла, которую ранее называли лимбом [6], а в нашем случае – кодовым диском [7]. Изготовление высокоразрядных кодовых дисков представляет собой сложную техническую проблему [7].

Для того чтобы ПУВК имел высокую точность преобразования, необходимо тщательно исследовать и минимизировать до необходимого уровня погрешности преобразования. На рис. 3 представлена временная диаграмма стартовых и стоповых сигналов и временного интервала между ними с последующим его времяимпульсным заполнением. Предварительный анализ погрешностей преобразования начнем со средств формирования стартовых и стоповых сигналов и их погрешностей.

В качестве стартовых и стоповых сигналов можно использовать различные активные пары: контактную, магнитную и оптопару. Механическая конструкция контактного датчика не позволяет рассчитывать на удовлетворительную работу в условиях наличия вибрации, ударов. Кроме того, контактные пары изнашиваются в процессе эксплуатации и сильно меняют свои физические характеристики.

Магнитные датчики, благодаря отсутствию механического контакта, нашли широкое применение в целом ряде устройств, но особенно значительный прогресс в создании магнитных датчиков произошел в связи с развитием памяти ЭВМ. Запоминающие устройства на магнитных лентах, барабанах и дисках в настоящее время работают с плотностью записи много выше 40 бит/мм. Легко достижимы плотности 100 бит/мм. Считается, что теоретический предел находится в области 8000 бит/мм [8]. Если, например, кодовый диск имеет диаметр 100 мм, а плотность записи по внешней дорожке составляет хотя бы 1000 бит/мм, то каждому биту информации соответствует угол приблизительно 4 угловые секунды. Но в преобразователях угол-время-код использовать магнитные пары с такой разрешающей способностью не представляется возможным, вследствие наличия проблемы удержания головки записи-считывания на постоянном, малом расстоянии над вращающимся с большой скоростью маховиком. Эта проблема решена в устройствах памяти ЭВМ. Но там условия эксплуатации системы диск – головка стационарны.

Наиболее подходящими датчиками стартовых и стоповых элементов являются оптопары. В фотоэлектрических преобразователях угол – код на диске диаметром около 150 мм можно различать свыше 5000 бит. Но в ПУВК стартовый и стоповый сигналы образуются в результате сканирования черно-белой границы. Ток сигнала является линейной функцией перемещения апертуры. Протяженность переходной характеристики определяется продольным размером апертуры [9]. Поэтому реальную протяженность передних фронтов сигналов в ПУВК можно определить из выражения

$$\tau = \frac{\alpha}{R\omega}, \quad (4)$$

где α – продольный размер апертуры, R – радиус маховика, $\omega = 2\pi f_p$ – угловая скорость маховика.

Так, например, при $\alpha = 0,1$ мм, $R = 50$ мм, $\omega = 314$ 1/с, $\tau = 6$ мкс, что в угловых секундах составляет 400''.

Использование в качестве стартовых и стоповых датчиков оптопары предпочтительнее по многим причинам: упрощается юстировка, пара не изнашивается механически. По сравнению с магнитными датчиками конструкция оптического датчика дешевле и т.п. Однако для обеспечения высокой разрешающей способности требуется привязка шкалы квантовых импульсов к характерной точке рабочего сигнала, что может быть обеспечено с погрешностью 10^{-9} с, что в пересчете к угловой мере существенно меньше одной угловой секунды.

Вторая составляющая общей погрешности ПУВК – погрешность квантовая. Погрешность квантовая ПУВК, равно как и других цифровых приборов, достаточно хорошо изучена [7]. Здесь мы отметим, что при построении ПУВК с электромеханической разверткой достаточный минимум погрешности квантования может быть обеспечен сравнительно простыми средствами. Если например, частота развертывающей функции составляет 50 Гц и число пар полюсов синхронного развертывающего электродвигателя равно единице, то период развертывающей функции равен 20с. Чтобы обеспечить шаг квантования равный угловой секунде, необходим шаг квантования по времени $T_{кв} = 2 \cdot 10^{-2} / 1,296 \cdot 10^6 = 1,54 \cdot 10^{-8}$ с, т.е. частота квантования $f_{кв} \leq 6,5 \cdot 10^7$ Гц. При частоте развертывания 400 Гц, для односекундного ПУВК, частота квантования около 500 МГц может быть обеспечена элементами ЭСЛ логики [10]. Ещё меньший шаг квантования в ПУВК может быть обеспечен при помощи кольцевых газовых лазеров (КГЛ) [11].

Кроме рассмотренных погрешностей необходимо иметь ввиду погрешность от неравномерного вращения развертывающего двигателя и погрешность эксцентриситета, присущую всем типам преобразователя угол-код.

Предварительный анализ показывает, что использование электрического двигателя с маховиком, выполняющим роль механического фильтра, и использование автоколлимационных методов фиксации угла [11], позволит минимизировать до необходимого уровня и эти две погрешности.

Две разновидности ПУВК

Совместное рассмотрение процессов квантования и дискретизации позволяет построить две разновидности ПУВК: основанных на совпадениях импульсов регулярных импульсных потоков и на использовании принципа приближения иррациональных чисел подходящими дробями.

Развертывающий преобразователь «угол-время-код», построенный по методу приближения подходящими дробями, показан на рис. 4.

Схема его по сравнению со схемой рис. 1 дополнена вторым каналом для преобразования в код периода развертывающей функции и осреднения многократных измерений. Преобразователь работает следующим образом: электродвигатель 1, на валу 2 которого укреплен маховик 3, приводит последний во вращение. Стартовые и стоповые импульсы, вырабатываемые датчиками 5 и 6, поступают соответственно на формирователи F1 и F2. Сформированный старт-импульс «переводит» триггеры Tr1 и Tr2 из состояния «0» в состояние «1» и таким

образом через схемы совпадения &1 и &2 импульсы квантования с генератора G поступают в счетчики Ст1 и Ст2, образуя там за n циклов коды $\sum_{i=1}^n N\varphi_i$ и $\sum_{i=1}^n N\rho_i$ соответственно. Количество циклов определяется объемом счетчика стоповых импульсов Ст3. После n-го стопового импульса триггер Тр3 переходит в состояние «0», прекращая тем самым поступление квантовых импульсов в счетчик Ст2. В этот момент блокируется и триггер Тр1 по схеме, не показанной на рис. 4. Результат измерения определяется в соответствии с выражением

$$\varphi = 2\pi \frac{\sum_{i=1}^n N\varphi_i}{\sum_{i=1}^n N\rho_i}. \quad (2)$$

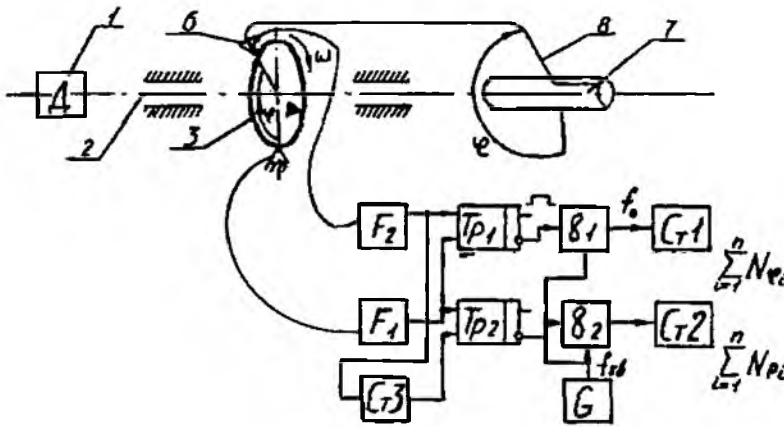


Рис. 4

Анализ методических погрешностей ПУВК показал, что использование принципа приближения иррациональных чисел подходящими дробями предпочтительнее ввиду простоты его технической реализации. Проведенный анализ погрешностей позволил осуществить выбор основных элементов ПУВК, обеспечивающих заданную точность преобразования (датчики стартовых и стоповых импульсов, развертывающий элемент).

Установлено, что в ПУВК второй разновидности погрешность от квантования убывает пропорционально количеству осреднений n, в отличие от классического метода осреднений, где погрешность от квантования понижается пропорционально \sqrt{n} (таблица, рис. 5).

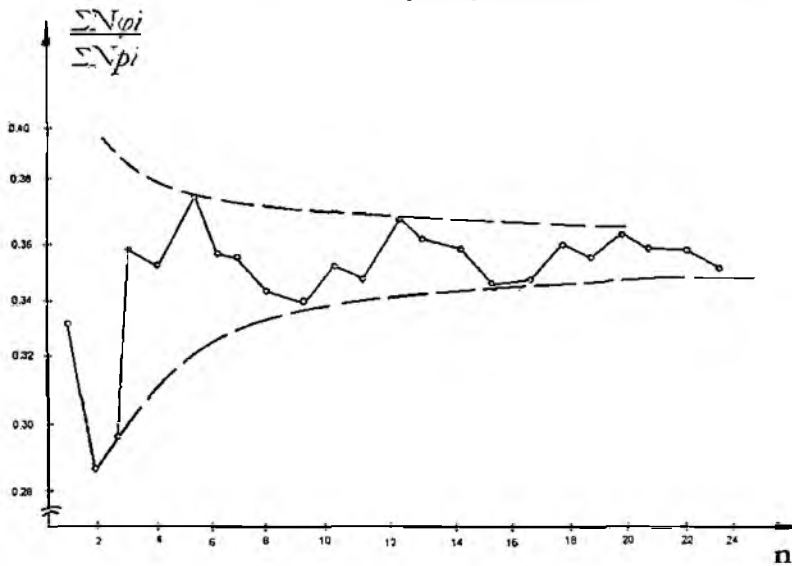


Рис. 5

n	$N\varphi_i$	$N\rho_i$	$\Sigma N\varphi_i$	$\Sigma N\rho_i$	$\frac{\Sigma N\varphi_i}{\Sigma N\rho_i}$
1	1	3	1	3	0.333
2	1	4	2	7	0.2850
3	1	3	3	10	0.3000
4	2	4	5	14	0.357
5	1	3	6	17	0.352
6	2	4	8	21	0.380
7	1	4	9	25	0.360
8	1	3	10	28	0.357
9	1	4	11	32	0.343
10	1	3	12	35	0.342
11	2	4	14	39	0.358
12	1	3	15	42	0.357
13	2	4	17	46	0.369
14	1	4	18	50	0.360
15	1	3	19	53	0.358
16	1	4	20	57	0.350
17	1	3	21	60	0.350
18	2	4	23	64	0.359
19	1	3	24	67	0.358
20	2	4	26	71	0.366
21	1	4	27	75	0.360

Выводы

На основе проведенного предварительного анализа можно сделать вывод о том, что при соблюдении определенных условий проектирования можно построить ПУВК, обладающий высокой точностью преобразования, при быстроедействии, достаточном для решения многих практических задач, в том числе и задачи оценки точности позиционирования ШД. Для реализации её необходимо создание оптоэлектронных сканирующих безэксцентриситетных преобразователей информации угол-время-код, способных наиболее полно удовлетворить требования, предъявляемые к контролю позиционирования шаговых двигателей.

Для достижения этой цели необходимо:

- создать математическую модель разворачивающего аналого-цифрового преобразователя угол-код с промежуточным преобразованием угла во временной интервал;
- детально исследовать погрешности преобразования, на основании чего сформулировать требования на проектирование элементов и узлов высокоточного ПУВК.

Провести экспериментальное исследование ПУВК с целью проверки теоретических построений и внедрения его в промышленную эксплуатацию.

Список литературы: 1. Преснухин Л.Н. Фотоэлектрические преобразователи информации. М.: Машиностроение, 1974. 432с. 2. Тырса В.Е. Исследования преобразователей информации угол-время-код: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. 1969 / Харьков. ин-т радиоэлектроники. 3. Костюков О.А. Синтез принципов построения и конструирования преобразователей угол-время-код с квазиравномерными системами датчиков: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. 1977 / Харьков. политехн. ин-т. 4. Федотов Д.А. Преобразователи угла поворота вала в код с управляемой кольцевой разверткой. Автореф. дис. ... канд. техн. наук. 1982 / Харьков. политехн. ин-тут. 5. Темников Ф.Е. Метод динамической компенсации в автоматике и телемеханике // Электричество. 1948. №3. 6. Темников Ф.Е. Метод и модели разворачивающих систем. 2-е изд. М.: Энергоатомиздат, 1987. 136с. 7. Преснухин Л.Н. Фотоэлектрические преобразователи информации. М.:Машиностроение, 1974. 432с. 8. Рыжеский А.Г., Щяндин В.М. Некоторые перспективы структурного совершенствования аналого-цифровых преобра-

зователей частотно-временной группы // Труды симпозиума «Проблемы создания преобразователей формы информации». Киев, 1970. 9. *Кудрявцев В.Б.* и др. Прецизионные преобразователи электрических сигналов и угловых перемещений на принципах квантовой магнитометрии. М.: Энергия, 1971. 10. *Рабинович В.И.* и др. Информационные характеристики средств измерения и контроля. М.: Энергия, 1998. 11. *Маликов М.Ф.* Основы метрологии. Ч.1. Учение об измерении. М.: Комитет по делам мер и измерительных приборов, 1999.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 05.05.2009

С. А. МАКОВЕЦКИЙ, В. В. МАСЛИЙ, А. И. ЦОПА, канд. техн. наук
**МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ КОЭФФИЦИЕНТА
ЭКРАНИРОВАНИЯ КОММУНИКАЦИОННЫХ КАБЕЛЕЙ**

Введение

В связи с развитием широкополосных цифровых технологий передачи информации все острее стоит проблема защиты различных активных и пассивных электронных устройств от сильных электромагнитных полей, которые не только негативно влияют на работу радиоэлектронного оборудования, но и могут разрушать потоки данных, передаваемых по коммуникационным линиям связи. При создании ведомственных телекоммуникационных сетей именно кабельные линии связи за счет своей конструкции и протяженности наиболее подвержены влиянию радиочастотных помех. Применение экранированных кабелей связи существенно снижает степень такого влияния. Однако в те времена, когда прокладывались телекоммуникационные кабели, многие их параметры были измерены лишь в низкочастотной области. Отсутствие достоверных данных о параметрах экранирования существующих кабелей в диапазоне частот (1 – 100) МГц не позволяет дать оценку защищенности таких телекоммуникационных каналов связи от воздействия электромагнитных полей.

Способность кабеля снижать уровень электромагнитного сигнала (поля), воздействующего на него и проникающего в него из внешней среды, характеризуется коэффициентом экранирования кабеля $K_{\text{э}}$ [1]. Нужно отметить, что в соответствии с физическим принципом обратимости $K_{\text{э}}$ также "работает", когда сам кабель может создавать электромагнитное поле, при передаче по линии связи широкополосных сигналов цифровых систем передачи информации на основе *xDSL* технологий.

В этой связи актуальным вопросом проведенных исследований является разработка методики и установки для измерения коэффициента экранирования существующих телекоммуникационных кабелей в широком диапазоне частот.

Основная часть

Методы измерения величины коэффициента экранирования $K_{\text{э}}$, применяемые в европейской кабельной промышленности, достаточно разнообразны [2]. Наиболее известные и широко используемые из них – метод резистивной связи (стандарт *IEC 61196-1*), метод прямой инъекции (стандарт *PPT-CN, IEC 96-1*, поправка 2/1993), метод индуктивных клещевых измерителей (стандарт *IEC 61196-1*). Все эти методы несовершенны из-за низкой чувствительности и ограниченного динамического диапазона. Более того, они требуют создания специальной экранированной комнаты (в случае измерений на частотах свыше 30 МГц).

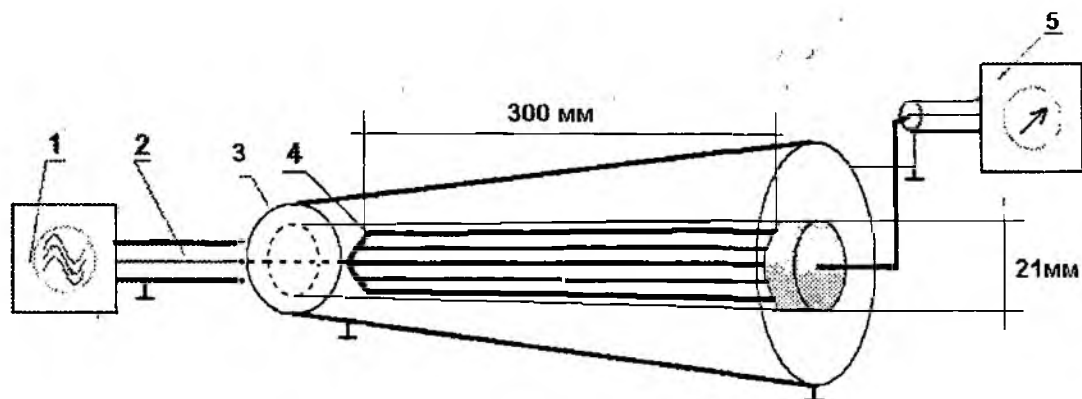
В отечественной литературе описаны три основных метода для измерения $K_{\text{э}}$ [1]:

- измерение паразитной составляющей «несимметричного режима» с помощью токового датчика;
- измерение напряжения, которое наводится на согласованной параллельной силовой линии;
- измерение мощности излученной электромагнитной волны с помощью антенны – пробника.

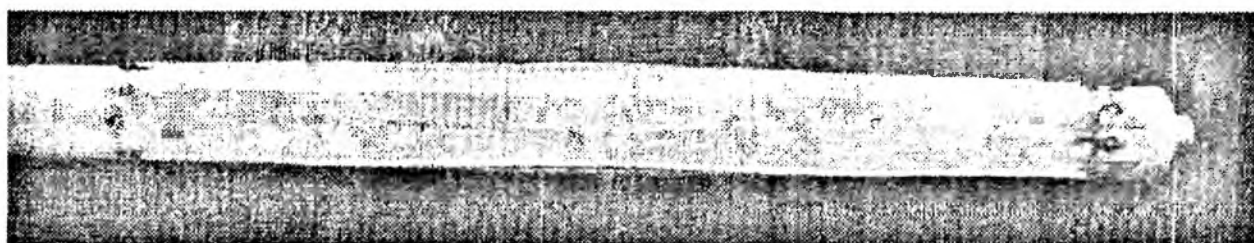
Наиболее простым для реализации является третий метод. Авторами на основе этого метода была разработана методика измерений коэффициента экранирования и создана измерительная установка, схема которой приведена на рис. 1, а.

В данной работе использован антенный метод измерения со следующими особенностями: для съема сигнала была применена объемная симметричная антенна, которая также играла роль параллельной линии. Вся конструкция была помещена в экранированный металлический цилиндр, который выступает в роли внешнего экрана и не допускает попадания внешнего электромагнитного излучения на антенную систему. Установка реализована на

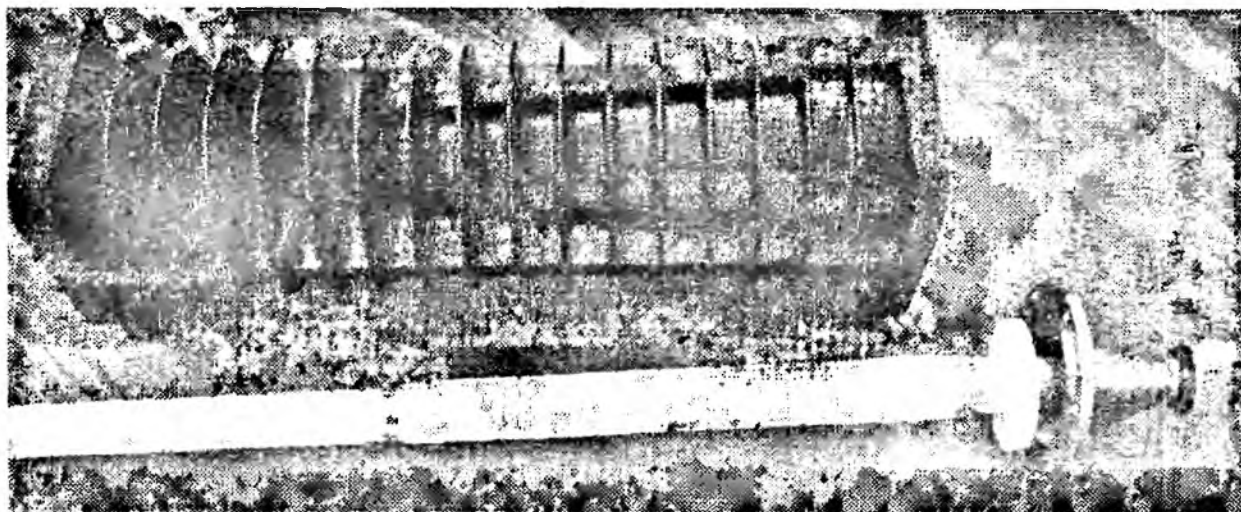
базе анализатора спектра СК4-59. Тестируемые образцы кабелей подсоединяются к установке с помощью стандартного *BNC* разъема, что позволяет оперативно менять типы кабелей при испытаниях.



а



б



в

Рис. 1

На рис. 1 обозначено: 1, 5 – измеритель коэффициента передачи в диапазоне 0 – 110 МГц СК4-59; 2 – исследуемая линия передач; 3 – полый усеченный алюминиевый конус; 4 – незранированные проводники, находящиеся на диэлектрической трубке, расположенной внутри конуса (проводники выполняют роль антенны).

Для изготовления измерительного блока использовалась мощная коаксиальная согласованная нагрузка. Испытуемый кабель помещался внутрь корпуса нагрузки (экранирующий цилиндр рис. 1, а).

На кабель надевалась диэлектрическая трубка, и на ней располагались восемь параллельных проводников, соединенных между собой по краям (рис. 1, б). Эти проводники являются

антенной, на которой наводится ЭДС от измеряемого кабелем сигнала. Для того чтобы на антенну не наводились внешние сигналы, она помещена в хорошо заземленный экранирующий цилиндр (рис. 1, в). На этом же рисунке показан разъем, посредством которого антенна подключалась к приемнику. Антенна, в отличие от описанной в [1], полностью охватывает кабель.

По конструкции она представляет собой несимметричный вибратор над экраном, который имеет форму экранирующего цилиндра. Наличие последнего ограничивает пространство, в котором излучает кабель и существенно отличает описанный метод от изложенного в [2] в лучшую сторону.

На рис. 2, 3 приведены схема и общий вид установки для измерения коэффициента экранирования. Опыты проводили в диапазоне частот (0,1-100) МГц, что позволило оценить возможности использования испытанных кабелей для передачи информации с применением *xDSL* технологий. Минимальное значение K_{Σ} , измеряемое данной системой, равно -90 дБ. Данный параметр ограничен чувствительностью установки СК4-59.

Исследуемый кабель с согласованной нагрузкой подключается к генератору (выход ГКЧ СК4-59) и помещается внутрь системы. Антенная система подключается к приёмнику (вход СК4-59). Расстояние между выходным разъемом на генераторе и точкой входа кабеля в измерительную систему должно быть минимальным, в нашем случае оно равно 3 см.

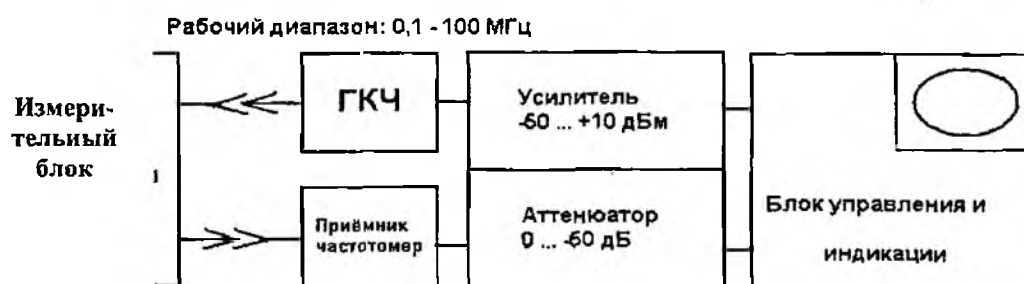


Рис. 2

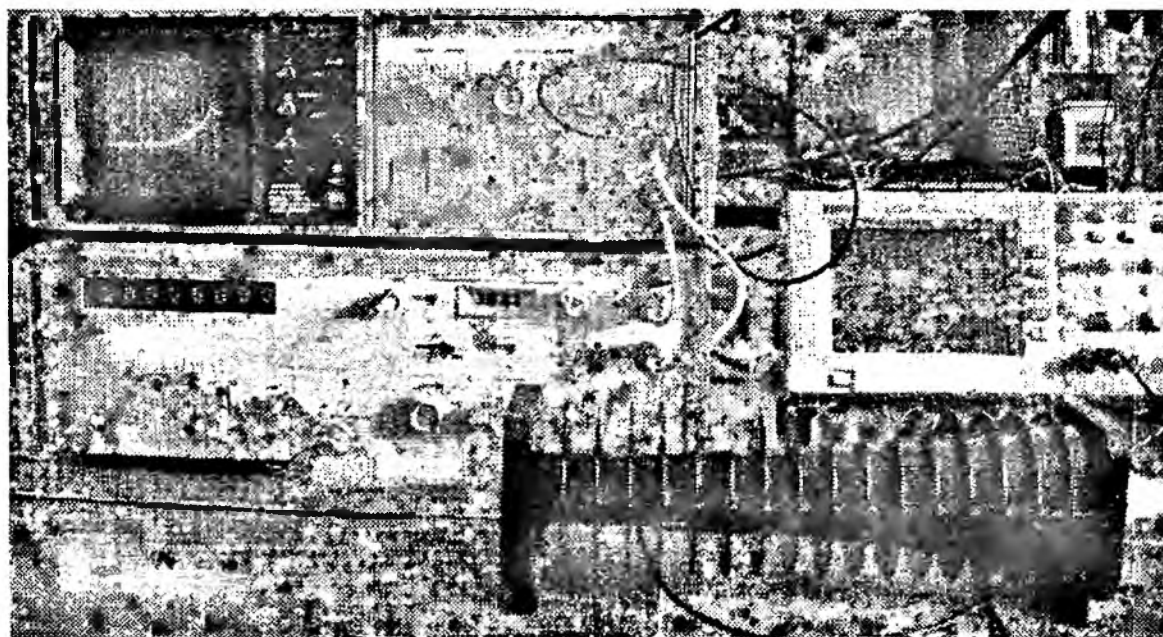


Рис. 3

С помощью данной установки были сняты зависимости K_{Σ} для различных типов кабелей. Результаты экспериментов в виде функциональной зависимости величины K_{Σ} от частоты приведены на рис. 4.

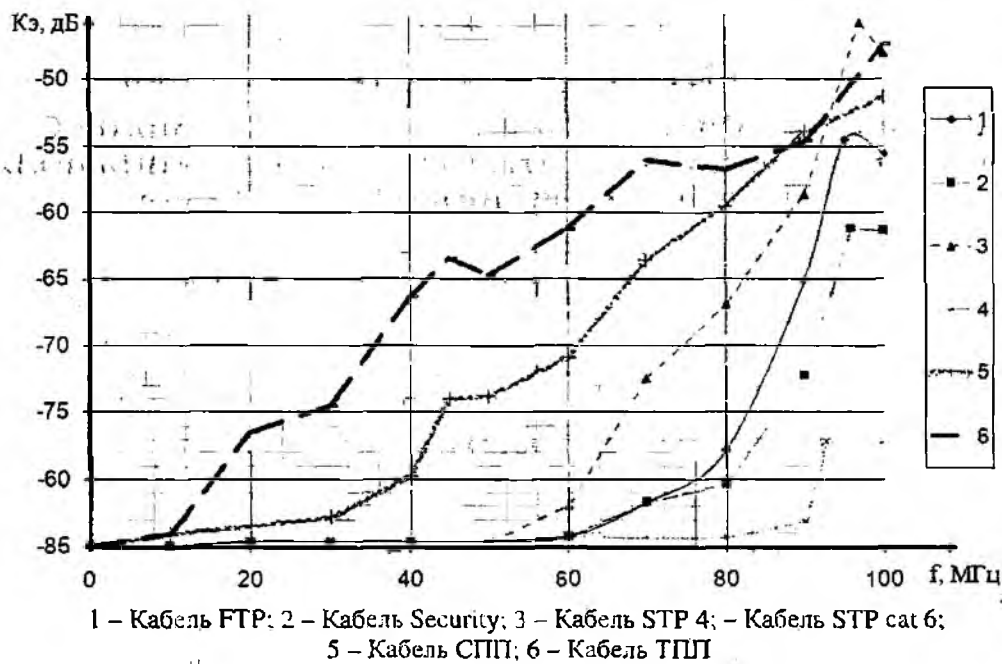


Рис. 4

Исследовались шесть типов кабелей: произведенные в СССР и используемые сейчас в Украине кабели ТПП-30x0.5 и СПП-30x0.5 и импортные кабели *FTP STP, cat 6; Security alarm cable; S/STP*.

Нетрудно увидеть, что произведенные в СССР кабели заметно уступают по величине $Kэ$ зарубежным образцам, что вызывает необходимость дополнительных исследований защищенности кабельных линий.

Измеренные величины $Kэ$ хорошо коррелируют с данными [1], что свидетельствует в пользу достоверности результатов экспериментов.

В заключение отметим, что, на наш взгляд, в итоге проведенных опытов получены более полные, чем ранее известные, частотные характеристики коэффициента экранирования, которые при внедрении *xDSL* технологий наверняка будут востребованы разработчиками аппаратуры связи.

Выводы

Таким образом, в работе усовершенствован антенный метод измерения коэффициента экранирования и разработана установка, позволяющая измерять $Kэ$ коммуникационных кабелей в диапазоне частот от 1 до 100 МГц. Минимальное значение измеряемого $Kэ$ равно -90 дБ.

Список литературы: 1. Ефимов И.Е., Останькович Г.А. Радиочастотные линии передачи. Радиочастотные кабели. 1977. М.: Радио и связь. С. 408. 2. *ITALIANA CONDUTTORI s.r.l.*: What You Really Need To Know About The Screening Effectiveness In Coaxial Cables // Technical Report. September 2002.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редакцию 15.04.2009

Р. И. ЦЕХМИСТРО, канд. физ.-мат. наук, Р. С. РАТИНОВ

АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ АНАЛИЗА МОДОВО-ЧАСТОТНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛЯ ПРЯМОУГОЛЬНОГО ВОЛНОВОДНОГО ТРАКТА

Введение

Для решения разнообразных задач измерения, анализа и контроля трактовых параметров многомодовых волноводных устройств, например суммарной многомодовой мощности, мощностей отдельных мод и их частотного распределения, встающих на различных этапах разработки, испытаний и эксплуатации радиоэлектронных систем СВЧ, необходимо иметь соответствующие измерительные системы (ИС). Они способны быстро, с высокой точностью и в удобной форме выдавать требуемые характеристики по результатам трактового анализа поля. В настоящее время подобная техника в наборе отечественных автоматизированных измерительных устройств СВЧ отсутствует. Импортные цифровые анализаторы с компьютерными интерфейсами и соответствующим программным обеспечением достаточно дорогостоящие.

Большой практический интерес представляет разработка и создание ИС для пространственно-частотного анализа поля прямоугольного многомодового волноводного тракта в диапазоне до пятой гармоники основного сигнала.

В данной работе предлагаются некоторые структурные варианты создания подобных ИС в виде автоматизированного измерительно-вычислительного комплекса (АИВК), предполагающего контроль всего измерительного цикла и компьютерную регистрацию результатов исследований.

Известные системы трактового анализа многомодовых полей реализуются, как правило, на основе аппаратных методов измерений, объединяющих две обширные группы. К первой из них относятся методы селективного отбора отдельных модовых составляющих из многомодового поля тракта, а ко второй зондовые методы [1-6].

Методы анализа селективного отбора

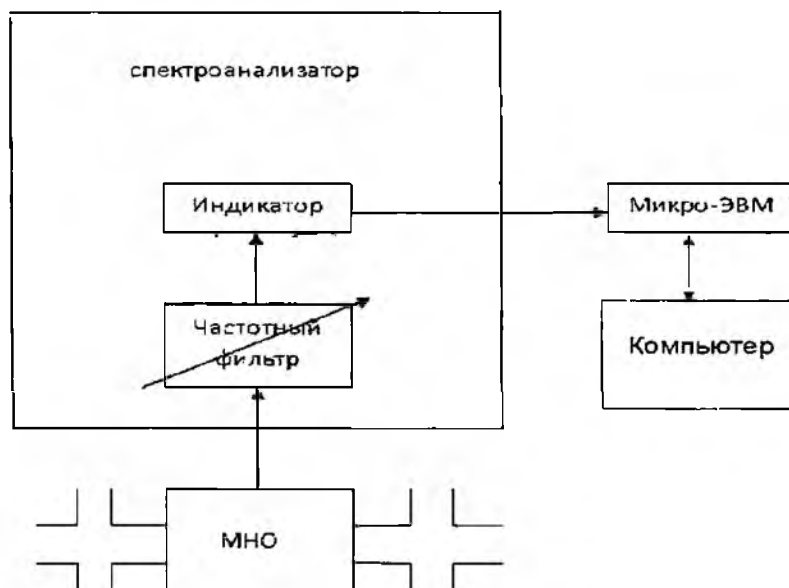


Рис. 1

Чаще всего такие ИС строятся по схеме рис. 1. В разрыв исследуемого волноводного тракта помещается модоселективный направленный ответвитель (МНО) требуемого типа волны или направленный ответвитель многомодовой мощности (НОММ), выходной сигнал которого подается на вход измерительного приемника или анализатора спектра. Если в со-

став ИС ввести простейший компьютер, в память которого будут вводиться калибровочные характеристики применяемых МНО и НОММ, и организовать автоматический режим сбора и обработки информации, то подобную ИС можно назвать АИВК.

Преимущества ИС этой группы заключается в простоте обработки первичной информации, так как выходной сигнал первичных трактов ответвления непосредственно пропорционален или определенной модовой составляющей многомодового поля, или уровню суммарной многомодовой мощности. В составе простейшего АИВК подобного типа достаточно иметь требуемый набор МНО, частотный фильтр (полосовой либо ФНЧ), перестраиваемый в заданной полосе частот, преобразователь-индикатор СВЧ мощности и микроЭВМ (см. рис. 1).

Однако сами устройства МНО и НОММ – технически сложные и дорогостоящие волноводные узлы, работающие, как правило, в узком частотном диапазоне. Кроме того, уже при их проектировании заложена высокая погрешность. Если же к этим недостаткам добавить еще и высокую длительность времени получения первичной информации и всего измерительного цикла, связанную с необходимостью перекоммутации устройств ответвления мощности, и вытекающие отсюда дополнительные источники искажения результата, то очевидно, что подобные ИС могут применяться как оценочные приборы. При анализе полей с небольшим количеством модовых составляющих (до 10) данные измерительные системы теряют какую-либо эффективность.

Исходя из сказанного можно сделать вывод, что подобные системы могут применяться скорее как контролирующие устройства, но отнюдь не как измерительные.

Другую обширную группу методов модового анализа поля волноводного тракта составляют зондовые методы [2, 7-11]. ИС на их основе выгодно отличаются от рассмотренных выше при необходимости модового анализа с числом мод до десяти и выше. Измерительная зондовая секция довольно просто калибруется с учетом взаимодействия латчиков и искажения картины распределения поля ИС [12], что позволяет практически полностью устранить системную погрешность, статистическая же составляющая погрешности может быть существенно снижена за счет усреднения достаточно большого набора массивов первичных данных. Кроме того, при параллельной и квазипараллельной обработке значительно снижается время снятия и обработки массивов результатов.

На рис. 2 приведен вариант структуры АИВК для определения указанных выше параметров поля по результатам математической обработки первичных данных скалярных величин, пропорциональных амплитудам суммарных напряженностей электрического поля в точках зондирования.

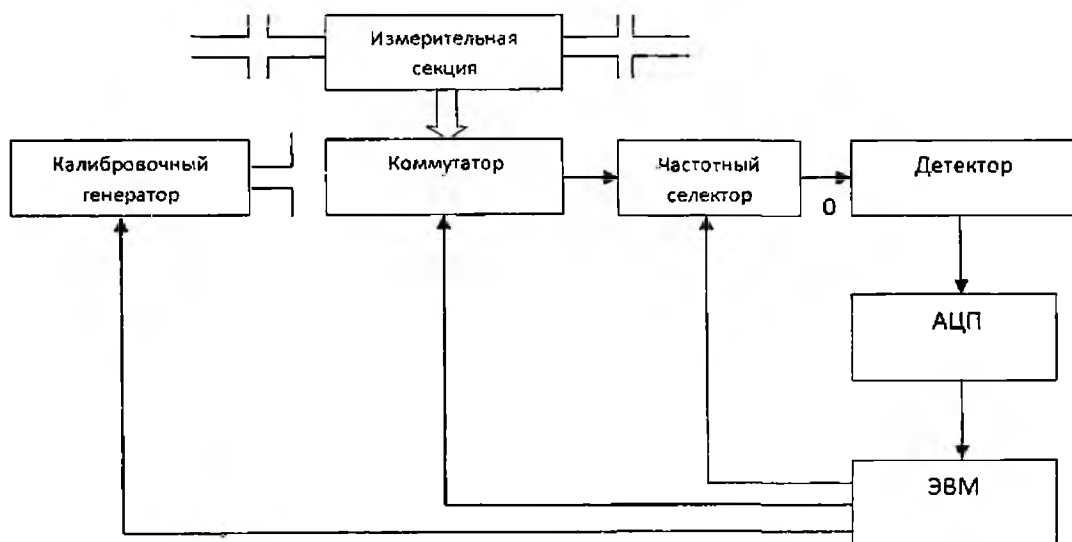


Рис. 2

На рис. 2 приведена структурная схема АИВК с квазипараллельной обработкой первичных данных. В процессе измерений датчики измерительной секции поочередно коммутируются управляемым СВЧ коммутатором в один общий измерительный канал, образованный частотным селектором, детектором, АЦП и ЭВМ. По мере опроса протестированные сигналы заносятся в память ЭВМ, затем извлекаются и как соответствующие коэффициенты используются при решении системы линейных уравнений [7, 8, 10, 11].

Построение схем анализа волноводного тракта зондовым методом и способы их модернизации

На рис. 3 и приведена структурная схемы АИВК параллельной (N – канальной, N – количество датчиков измерительной секции) обработкой. Такие схемы работают в режиме "реального времени" и имеют максимальные быстродействие и точность.

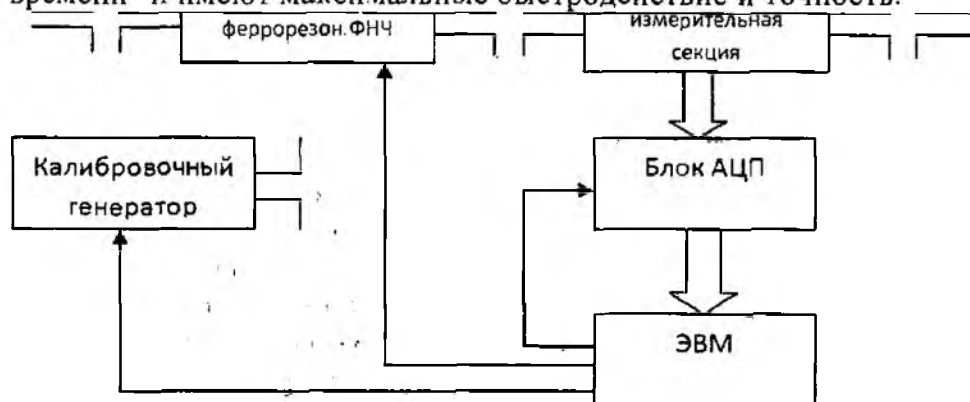


Рис. 3

Однако N – канальная обработка требует относительно достаточно сложной конструкции. Естественно, что при создании подобных конструкций нужно стремиться к максимальному упрощению измерительных каналов. С этой точки зрения определенным интересом представляет конструкция, изображенная на рис. 4, в которой частотная селекция анализируемого поля производится перестраиваемым ФНЧ, помещенным на входе детекторной измерительной секции.

Сам ФНЧ, основные требования к которому – минимальное искажение поля волноводного тракта и перестройка по частоте в заданном диапазоне, представляет собой отрезок прямоугольного волновода идентичного с анализируемым трактом сечения с помещенной на одной из его широких стенок ферромагнитной пластиной. Частота среза ФНЧ определяется напряженностью поля внешнего постоянного магнита. Измерительный канал такого АИВК содержит N детекторов, образующих детекторную измерительную секцию и блок АЦП.

В приведенных выше вариантах АИВК "скалярной" обработки для разделения k -типов колебаний в составе измерительной секции необходимо иметь минимум $2k$ -датчиков. Поскольку в диапазоне до пятой гармоники в прямоугольном волноводе может распространяться до $2^5 = 64$ различных типов волн, то минимальное число датчиков – 128. Измерительная секция с таким количеством датчиков имеет и соответствующие габаритные размеры, поэтому чаще всего она представляет собой расширенный или сверхразмерный отрезок волноводного тракта, вдоль и поперек которого располагаются датчики. Однако, если реализовать обработку первичных данных, позволяющую снимать с датчиков и амплитуду и фазу, то можно существенно снизить количество необходимых датчиков и собрать измерительную секцию на волноводе сечения анализируемого тракта, что дает выигрыш в уменьшении искажений поля за счет резонансных явлений, наблюдающихся на переходах, согласующих расширенную волноводную секцию с исследуемым волноводным трактом.

На рис. 4 приведен вариант структурной схемы АИВК обработки (сведений об амплитудах и фазах), который может разделять модовые составляющие в диапазоне до пятой гармоники основного сигнала на двух измерительных секциях из восьми датчиков каждая (или одной с шестнадцатью датчиками).

Датчики располагаются вдоль измерительной секции так, что ни одна из пар сигналов, образованных при коммутации каждого i -го датчика измерительной секции 1 и J -го измерительной секции 2, не повторяется, перебор же всех возможных вариантов сигнальных пар составляет $8 \times 8 = 64$.

К сожалению, производство ряда необходимых СВЧ устройств с требуемыми параметрами, таких как смесители, коммутаторы, детекторы, еще не освоено, что сдерживает практическую реализацию подобных ИС, хотя сведения о наличии некоторых аналогов за рубежом имеются, т.е. решение задачи вполне реально.

Изменяя программное обеспечение, можно усложнить задачу и вычислять внешние параметры электромагнитной обстановки СВЧ систем, многомодовых в рабочем режиме, или на частотах побочных излучений (многомодовость, характеризующую электромагнитную обстановку, существенно определяющую ЭМС РЭС на этих частотах).

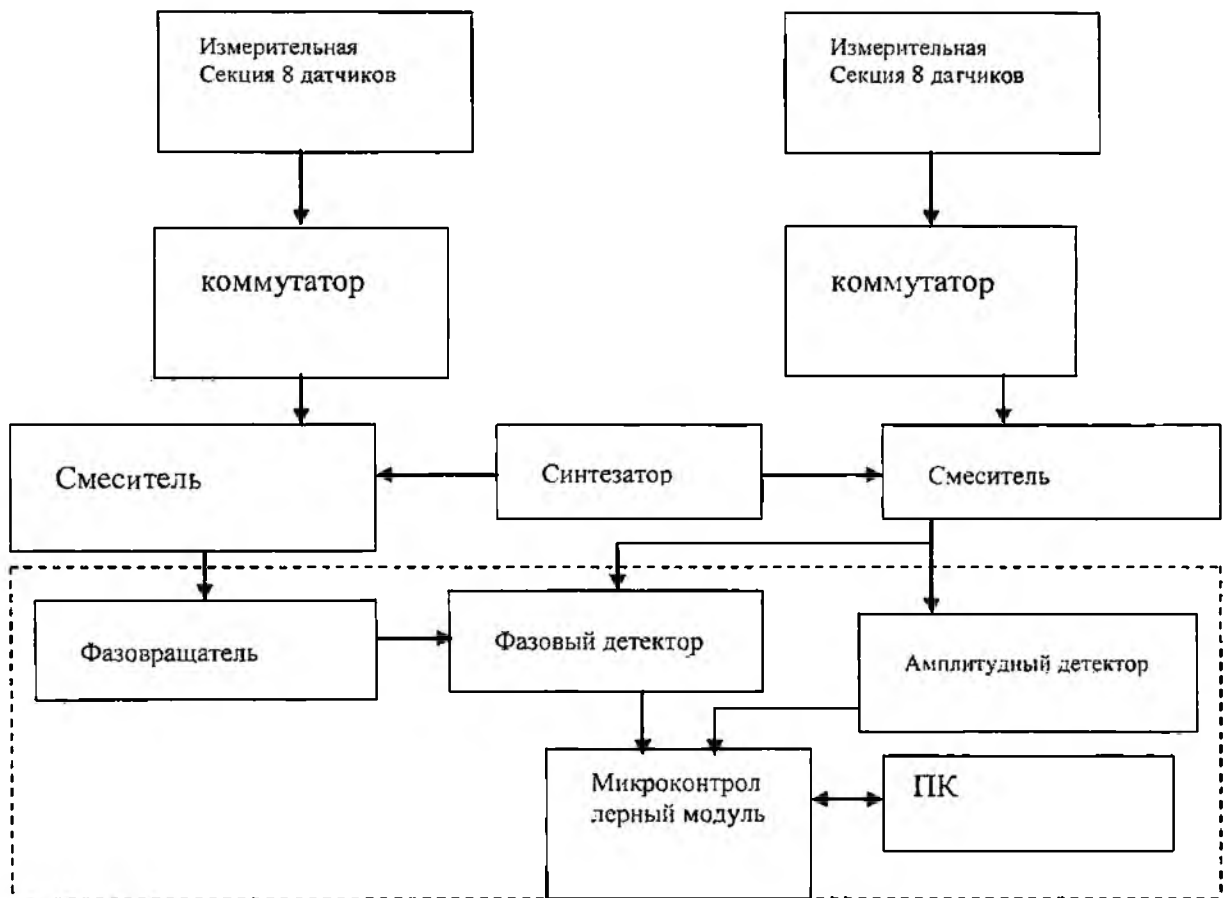


Рис. 4

Современная микропроцессорная техника и специализированное программное обеспечение (например, программа “Терминал”) позволяет существенно усовершенствовать измерительную систему, представленную на рис. 3. Использование периферийных интерфейсных контроллеров семейства, таких как PIC16,18, AVR-Mega со встроенными 8-10-разрядными модулями АЦП и универсальными синхронно-асинхронными приемопередатчиками USART (для интерфейса RS-232) и SPI интерфейсом, дает возможность исследователю с помощью ПК управлять измерительным процессом. Интерфейс RS-232 позволяет производить обмен

данных между ПК и микроконтроллером со скоростью до 10 кБайт/с на расстояние порядка 15 м. Применение специальных кабелей уменьшенной емкости (уже специально разработанных) позволяет увеличить длину линии передачи до 100 м. Для удобства контроля процесса измерений амплитуды и фазы сигналов от датчиков микроконтроллерный модуль целесообразно оборудовать матричной клавиатурой, которая подключается к портам микроконтроллера, например PIC16F874 имеет достаточное количество портов ввода-вывода цифровых сигналов. Данный микроконтроллер имеет EEPROM (электрически стираемую память данных), два 8-разрядных таймера и один 16-разрядный таймер и память данных 8 байт x 256, в которой могут накапливаться предварительные данные опроса датчиков, содержащие сведения об амплитудах и фазах конкретной моды. Это преимущество несложно реализовать в программе управления микроконтроллера, поскольку используемые в настоящее время компиляторы легко реализуют математические операции (умножения, деления), что в свою очередь позволяет получить сведения о среднем значении, дисперсии амплитуды и фазы на основании данных полученных от датчиков. Данная информация затем может передаваться в ПК в любое время цикла измерений.

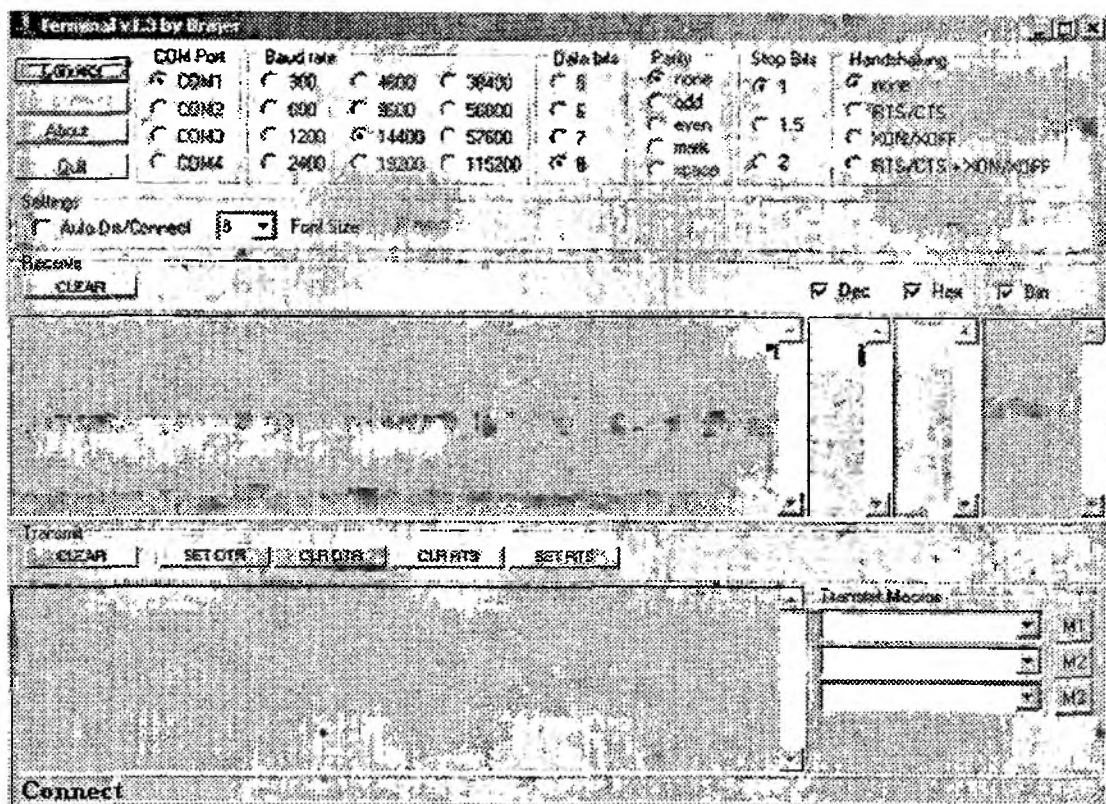


Рис. 5

Достаточное количество портов позволяет подключить к микроконтроллеру 16-кнопочную матричную клавиатуру, которая позволит опрашивать каждый датчик из измерительной секции в режиме измерения амплитуды или фазы каждого типа колебаний. Результат измерений показаний датчиков с помощью интерфейса RS-232 (COM-интерфейса) могут передаваться в компьютер с операционной системой "Windows 98,2000,XP" и отображаться в виде массива данных в окнах программы, пример которой представлен на рис. 5. Существующие в настоящее время программы обслуживающие позволяют принимать и сохранять в памяти компьютера массивы данных из EEPROM памяти микроконтроллеров и отображать их на экране мониторов в графическом виде. Для этого нет необходимости создавать собственное компьютерное программное обеспечение для данных измерительных комплексов, т.е. достаточно использовать известные программы автоматизации математической и статистической обработки экспериментальных исследований (Excel, Mathcad, MATLAB и др.). Этот факт позволяет ограничиваться лишь затратами на создание микропроцессорного модуля и

отладку программного обеспечения для его функционирования. Аппаратная часть данного микропроцессорного модуля будет состоять из самого микроконтроллера, матричной клавиатуры и жидкокристаллического индикатора, что само по себе является стандартным отладочным набором, который не является дорогостоящим звеном данного комплекса. Программное обеспечение и аппаратные средства для отладки разрабатываемого алгоритма не требуют серьезных материальных затрат. Современные микроконтроллеры дают возможность обрабатывать сигналы со скоростью порядка 1 млн. операций в секунду, что позволяет принимать аналоговые сигналы от смесителя с промежуточной частотой порядка ($f_{\text{смеситель}} = f_{\text{датчик}} \cdot f_{\text{синтезатор}}$) 1 МГц. Данное обстоятельство позволяет упростить процесс преобразования частоты, т.е. снизить количество (кратность) этапов преобразования, что дает возможность повысить быстродействие работы смесителя.

Выводы

Представленный способ модернизации позволяет автоматизировать измерительный процесс опроса датчиков типов волн зондовым методом, анализирующий величины амплитуд и фаз типов волн, дает возможность контролировать и диагностировать как конкретный датчик, так и весь комплекс для анализа модово-частотного распределения поля. Это стало возможным благодаря современным микроконтроллерам и компьютерным средствам отладки их программного обеспечения. Встроенные системы команд и достаточный объем памяти программ и данных способны осуществлять первичную математическую и статистическую обработку полученных сведений об амплитудах и фазах модовых составляющих электромагнитного поля и передавать их в компьютер.

Предложенная схема взаимодействия современного компьютера и микропроцессорного модуля с приборами микроволновой техники позволяет в 5-10 раз уменьшить время обработки экспериментальной информации, разработать и реализовать более эффективный алгоритм сбора информации с каждого датчика. Современная микропроцессорная техника дает возможность улучшить алгоритм контроля и диагностики измерительной системы и максимально защитить исследователя от возможного воздействия СВЧ излучения из расширенного волноводного тракта, в котором находятся датчики.

Список литературы: 1. Гейвандов Л.Н., Молчанов А.Л., Тиновските Р.И. и др. Синтез широкополосных волноводных модоселективных направленных ответвителей со слабой связью // Вопросы радиоэлектроники. Сер. радиоизмерительная техника. 1971. Вып.5. С.25-31. 2. Малышенко Л.Е., Жилков В.С. Методы измерения мощности СВЧ в многомодовых волноводах (обзор) // Радиоэлектроника. 1974. №8. С.134-138. 3. Михайлов А.С. Измерение параметров ЭМС РЭС. М.: Связь, 1980, 237с. 4. Фел С.С., Фихманас Р.Ф., Герман В.А. Способ измерения амплитудно-фазового состава многомодового сигнала в волноводе // Вопросы радиоэлектроники. Сер. Радиоизмерительная техника. 1974. Вып.4. С.185-190. 5. Фел С.С. Изменение мощности высших гармоник методом частичного отбора // Вопросы радиоэлектроники. Сер. Радиоизмерительная техника. 1964. Вып.6. С.251-255. 6. Гейвандов Л.Н. Прогнозирование электромагнитной совместимости радиоэлектронных средств на частотах побочных излучений по результатам трактовых измерений. Ч.1. М.: Минрадиопром СССР, 1987. Ч.П. 202 с. М.: Минрадиопром СССР, 1988. 198 с. 7. Forrer M., Tomiyasu K. Determination of higher order propagating modes // J.Appl.Phys. 1958, 29, N7, P. 23-27. 8. Levinson D.S., Rubinstein I. A technique for measuring Individual modes Propagating in Overmode Waveguide // IEEE Trans. on MTT. 1966, MTT-14, N7, P.125- 130. 9. Dave H.V. Analysis of Waveguide Modes by Standing - Wave Pattern Measurements // IRE Trans. on MTT. 1962, MTT-10, N4, P.135. 10. Лыскин С.М., Кац, С.И. Метод поперечного зондирования поля для измерения типов колебаний многомодового волновода // Электронная техника. Сер. Контрольно-измерит. аппаратура. 1971. Вып.3. С.159-163. 11. Безручко В.П., Шулика С.Д. Исследование спектра волн в многомодовом волноводе методом продольного зондирования // Вопросы радиоэлектроники. Сер. Радиоизмерительная техника. 1973. Вып.4. С.175-180.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 11.04.2009

ДИСКРЕТНАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ ОГИБАЮЩЕЙ УЗКОПОЛОСНОГО ПРОЦЕССА**Введение**

Ряд проблем в области радиотехники требует обработки входных сигналов, для которых известна минимальная априорная информация о занимаемой полосе частот и времени существования на произвольном интервале времени наблюдения.

В этом случае приемлемыми оказываются алгоритмы обработки, основанные на так называемом “энергетическом подходе” [1], который предполагает получение приведенной к дисперсии шума оценки энергии полосового процесса на интервале наблюдения. Для гауссового характера шумов эта оценка представляет собой реализацию случайной величины ξ , которая подчиняется либо центральному, либо нецентральному распределению χ^2_N с N степенями свободы, где N – количество статистически независимых выборок на зафиксированном интервале наблюдения.

Таким образом, актуальна задача отыскания алгоритма реального времени для полосовой фильтрации входных колебаний и получения выборок квадратурных составляющих результата фильтрации, по которым удобно получать приведенную к шумам оценку энергии узкополосного процесса.

Основная часть

Цифровые квадратурные преобразователи предназначены для выделения комплексной амплитуды сигнала, состоящей из синфазной и квадратурной компонент. Использование комплексного представления сигнала при цифровой обработке позволяет получить всю возможную информацию, передаваемую сигналом.

Квадратурные составляющие сигнала определяются следующим образом.

Для этого необходимо осуществить узкополосную фильтрацию входных колебаний $S(t)$, а потом просуммировать квадраты $A^2(n \cdot T)$ выборочных значений огибающей узкополосного процесса. Узкополосный процесс представлен выражением

$$X(t) = A(t) \cdot \cos(2\pi \cdot f_c \cdot t + \theta(t)), \quad (1)$$

где f_c – центральная частота исходного широкополосного процесса $S(t)$, Гц; $\theta(t)$ – случайный сдвиг фазы; $A(t)$ – огибающая узкополосного процесса; T – интервал дискретизации, определяемый полосой узкополосного фильтра.

Использование свойств функции комплексной переменной позволяет совместить дискретные операции узкополосной фильтрации и определения значений квадратов огибающей отфильтрованного сигнала.

Частоту дискретизации выбираем

$$F_d = 2 \cdot (f_c + f_1), \quad (2)$$

где f_1 – некоторая добавка к частоте дискретизации;

Рассмотрим операцию предобработки. Она заключается в домножении каждой n -й дискретности $[S(n \cdot Td)]$ на дискретную комплексную экспоненту $\exp(j \cdot n \cdot \omega_c \cdot Td)$:

$$\xi(n \cdot Td) = S(n \cdot Td) \cdot \exp(j \cdot n \cdot \omega_c \cdot Td), \quad (3)$$

где Td – период дискретизации, с.

Низкочастотные процессы $S_c(t)$ и $S_s(t)$ называются квадратурными составляющими процесса $S(t)$ относительно колебания с частотой ω_c . С их помощью сигнал можно записать выражением (3) по формуле Эйлера:

$$\xi(n \cdot Td) = S_c(t) + S_s(t), \quad (4)$$

где $S_c(t) = S(n \cdot Td) \cdot \cos(n \cdot \omega_c \cdot Td)$; $S_s(t) = S(n \cdot Td) \cdot j \cdot \sin(n \cdot \omega_c \cdot Td)$.

Дискретизация узкополосного сигнала на основе выделения его квадратурных составляющих иллюстрируется диаграммами в частотной области на рис. 1, 2 показаны условный спектр $W_s(\omega)$ исходного процесса $S(t)$ и спектр $W_\xi(\omega)$ комплексного сигнала $\xi(n \cdot Td)$.

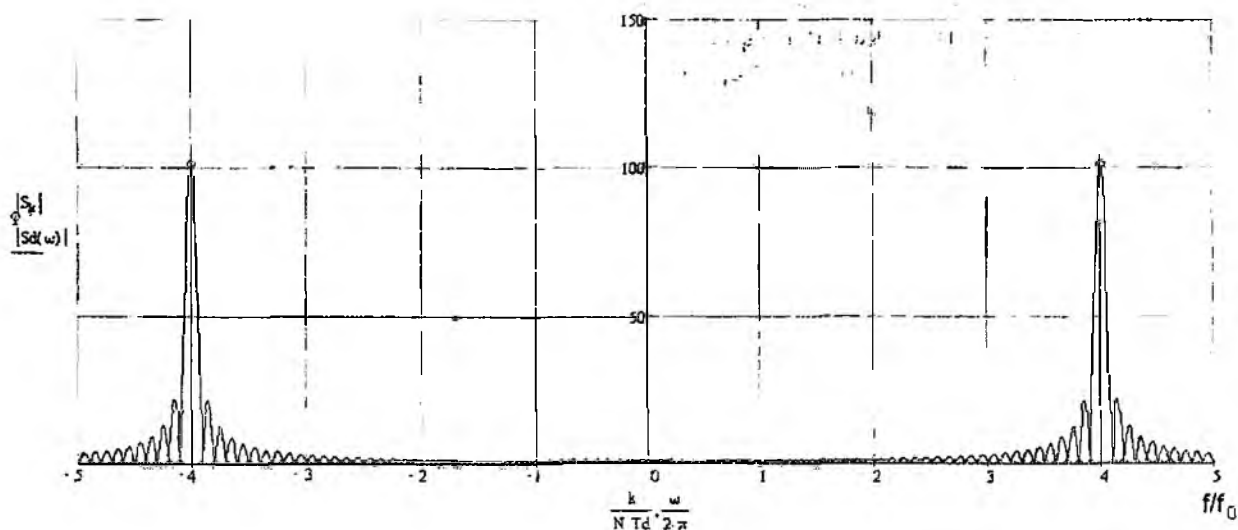


Рис. 1. Модуль спектра исходного полосового процесса $S(t)$

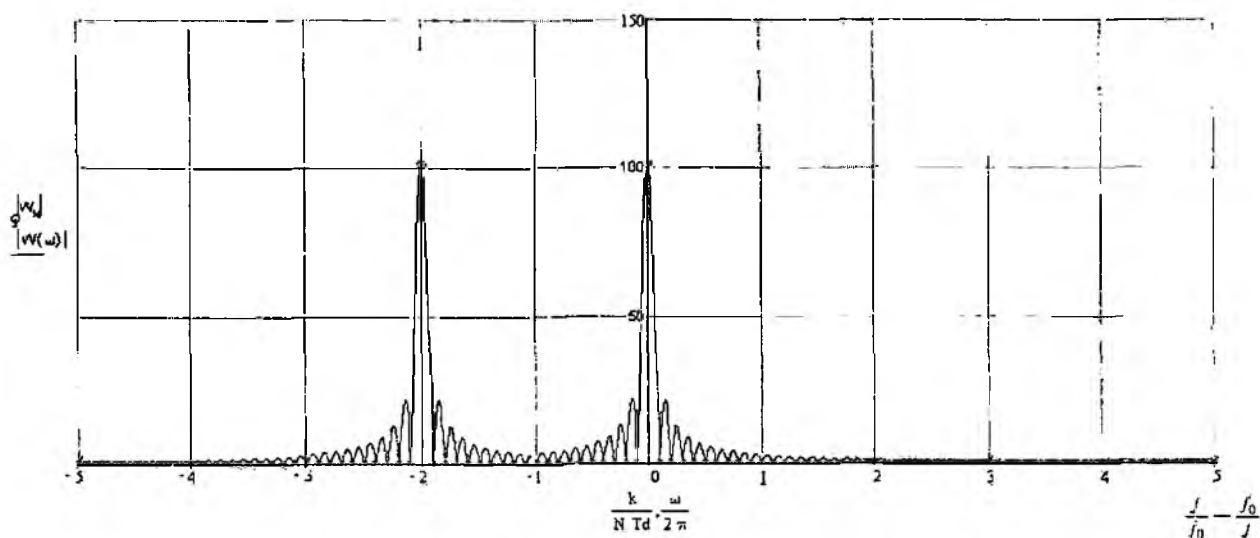


Рис. 2. Модуль спектра $W_\xi(\omega)$ сигнала после умножения на комплексную экспоненту

Из рис. 1, 2 видно, что операция предобработки заключается в перемещении спектральных составляющих $S(t)$ близких к $-f_c = -4 f_0$ в область нулевых частот. А участок исходного спектра $W_s(\omega)$, примыкающий к $f_c = 4 f_0$, перемещается в область $-2 f_0$. После чего подадим последовательность $\xi(n \cdot Td)$ на ФНЧ Баттерворта [2]. Тогда на выходе будет сформирована последовательность $g_c(n \cdot Td)$, которая описывается выражением (5) и определяется спектральными составляющими $W_s(\omega)$, взятыми в узкой полосе частот Δf в области частот $(-f_c)$. Сигнал $g_c(n \cdot Td)$ является комплексным за счет того, что исходный спектр $W_s(\omega)$ является несимметричным относительно частоты $(-f_c)$:

$$g(n \cdot Td) = g_c(n \cdot Td) + j \cdot g_s(n \cdot Td). \quad (5)$$

Для аппаратной реализации процедуры отыскания оценок $A^2(n \cdot Td)$ нет необходимости производить операцию постобработки и можно остановиться на следующем выражении:

$$A(n \cdot Td) = \sqrt{g_c^2(n \cdot Td) + g_s^2(n \cdot Td)}. \quad (6)$$

С помощью фильтров ФНЧ составляющие с суммарными частотами подавляются, а сигналы, содержащие только разностные частоты, являются квадратурными составляющими и должны пропускаться фильтрами без искажений.

Теперь можно посмотреть как происходит фильтрация сигнала при разных порядках ФНЧ Баттерворта и сравнить качество фильтрации.

Для второго порядка фильтра Баттерворта получены следующие графики АЧХ фильтра и спектр на выходе фильтра показаны на рис. 3–5.

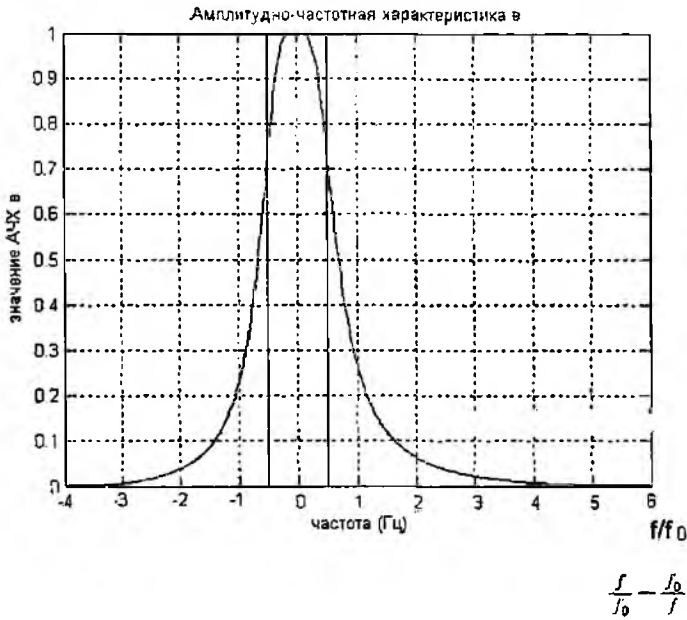


Рис. 3. АЧХ ФНЧ Баттерворта 2-го порядка

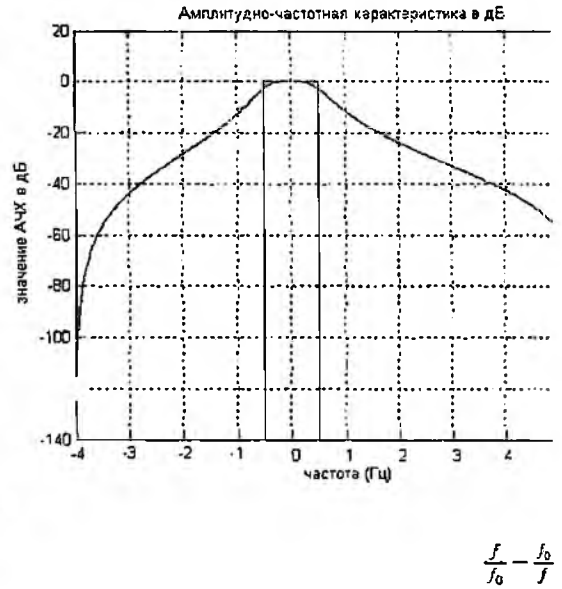


Рис. 4. АЧХ ФНЧ Баттерворта 2-го порядка

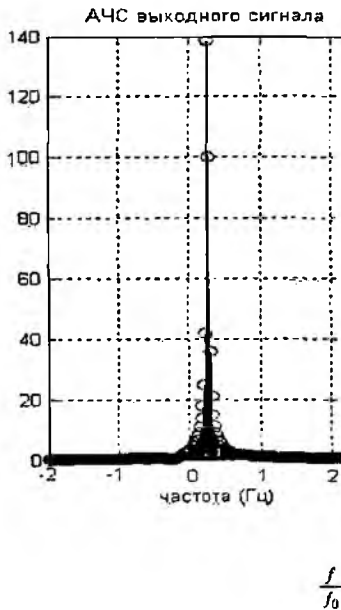


Рис. 5. Модуль спектра квадратурной составляющей на выходе ФНЧ 2-го порядка

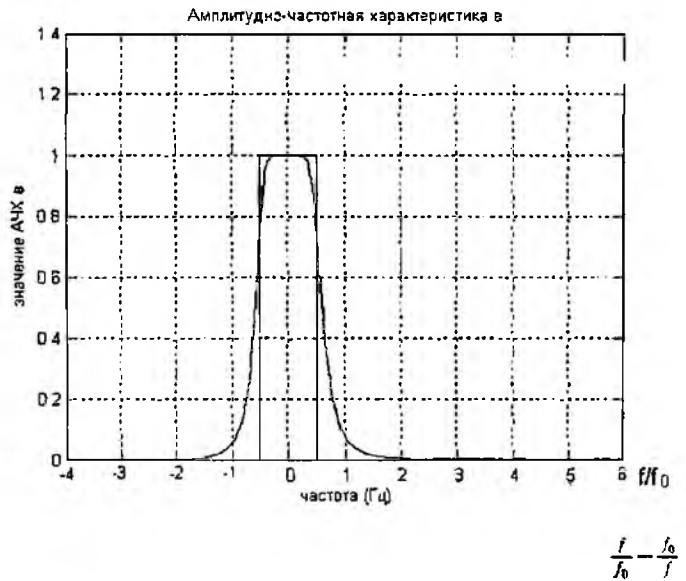


Рис. 6. АЧХ ФНЧ Баттерворта 4-го порядка

Для четвертого порядка фильтра Баттерворта получены следующие графики АЧХ фильтра и спектр на выходе фильтра (рис. 6–8).

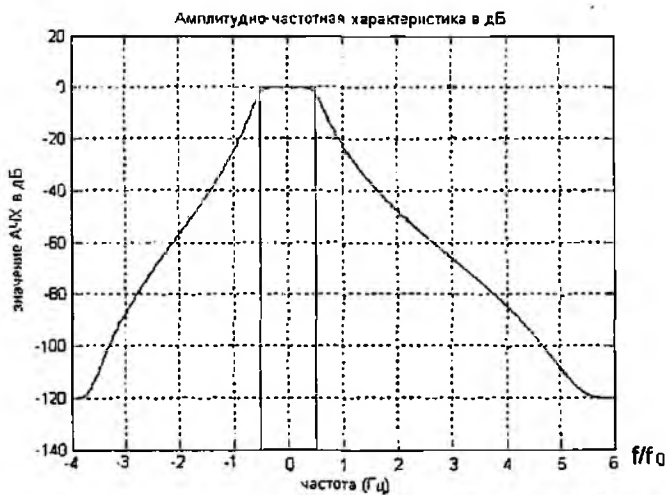


Рис. 7. АЧХ ФНЧ Баттерворта 4-го порядка, дБ

$$\frac{f}{f_0} - \frac{f_0}{f}$$

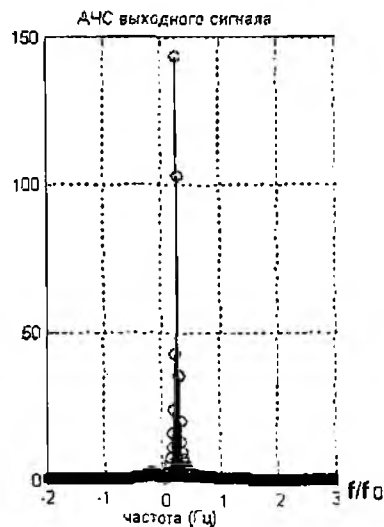


Рис. 8. Модуль спектра квадратурной составляющей на выходе ФНЧ 4-го порядка.

$$\frac{f}{f_0} - \frac{f_0}{f}$$

Для восьмого порядка фильтра Баттерворта получены следующие графики АЧХ фильтра и спектр на выходе фильтра показаны на рис. 9–11.

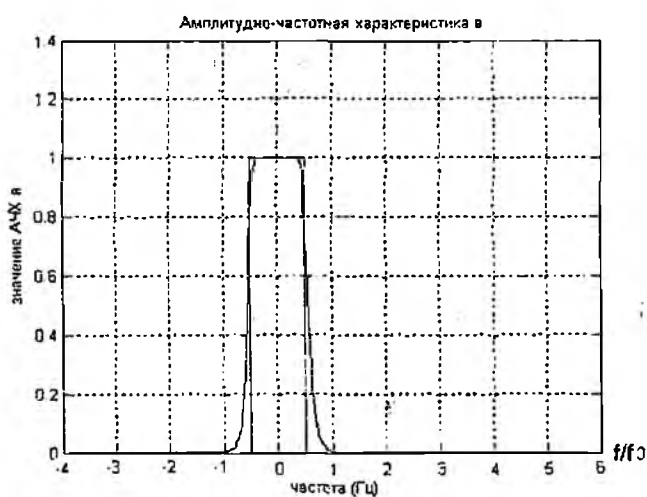


Рис. 9. АЧХ ФНЧ Баттерворта 8-го порядка

$$\frac{f}{f_0} - \frac{f_0}{f}$$

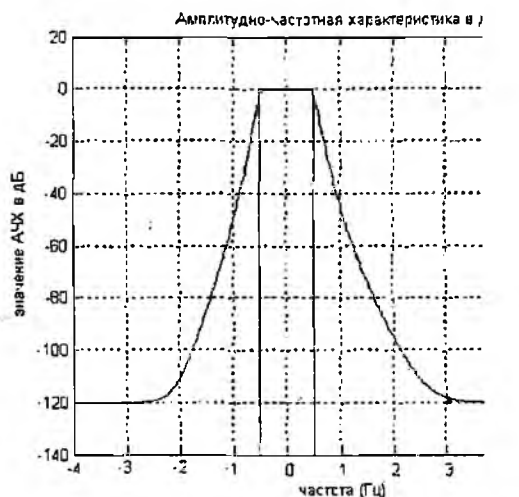


Рис. 10. АЧХ ФНЧ Баттерворта 8-го порядка, дБ

$$\frac{f}{f_0} - \frac{f_0}{f}$$

Можно сделать вывод, что наиболее эффективная фильтрация сигнала наблюдалась при самом большом порядке фильтра – восьмом.

Таким образом, фильтрацию произвольного входного процесса $S(t)$ можно заканчивать на этапе обработки полосовым фильтром последовательностей и суммирования квадратов выборочных значений сигналов ФНЧ.

$$\xi_c(n \cdot Td) = S(n \cdot Td) \cdot \cos(n \cdot \omega_c \cdot Td); \quad (7)$$

$$\xi_s(n \cdot Td) = S(n \cdot Td) \cdot \sin(n \cdot \omega_c \cdot Td). \quad (8)$$

В ходе проделанной работы были реализованы метод додетекторного оценивания сигнала и его программная модель.

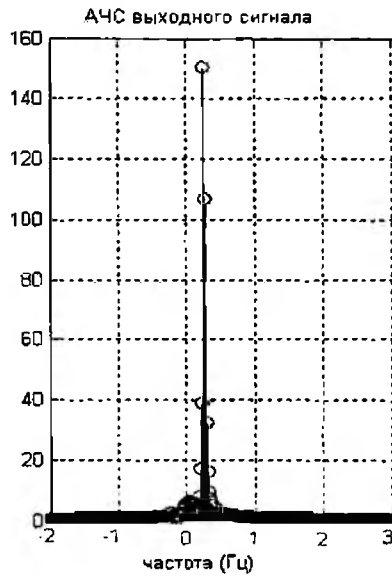


Рис. 11. Модуль спектра квадратурной составляющей на выходе ФНЧ 8-го порядка

Структурную схему дискретного фильтра огибающей узкополосного случайного процесса можно представить следующим образом (рис. 12): $S(t)$ – исходный узкополосный сигнал подается на вход АЦП, где берутся выборки сигнала, после чего в операторах преобразования SIN и COS каналов производится операция согласно выражению (3), то есть перемещение спектра в область нулевых частот. Там же происходит разделение на два канала. С помощью фильтров ЦФНЧ производится фильтрация квадратурных составляющих. На выходе будут сформированы последовательности $g_c(n \cdot Td)$ и $g_s(n \cdot Td)$, взятыми в узкой полосе частот. В операторе постобработки отфильтрованный участок спектра $W_s(\omega)$ полосой Δf перемещается из области нулевых частот в область частоты $-f_c$. Следовательно, можно определить квадрат огибающей узкополосного процесса $A^2(n \cdot Td)$ в полосе частот Δf .

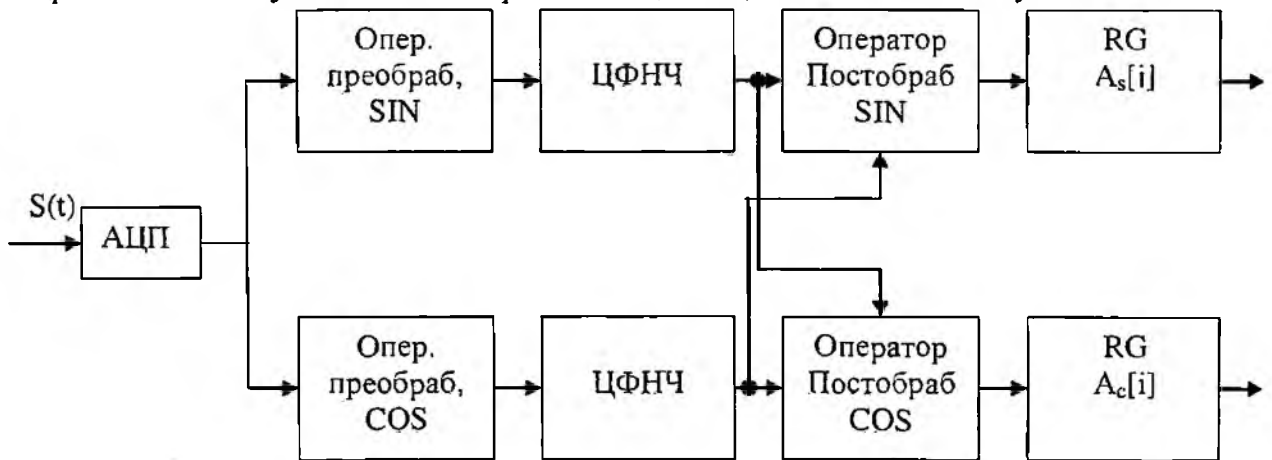


Рис. 12. Структурная схема дискретного фильтра огибающей узкополосного случайного процесса

Выводы

Рассмотренные дискретные процедуры преобразования, низкочастотной фильтрации и постобработки позволяют в едином масштабе времени реализовать алгоритм узкополосной фильтрации входных колебаний и получения отсчетов квадратурных составляющих результата фильтрации.

Представление сигнала квадратурными составляющими позволяет производить полноценную обработку без использования несущей (центральной) частоты ω_c , которая во многих случаях намного больше ширины спектра сигнала. Отказ от несущей частоты позволяет

существенно снизить частоту дискретизации сигнала и тем самым упростить аппаратуру цифровой обработки.

Причем, существующая элементарная база позволяет реализовать этот алгоритм в реальном масштабе времени с накоплением результатов для последующей обработки на ЭВМ по более сложным алгоритмам.

Список литературы 1. *Урковец А.* Обнаружение неизвестных детерминированных сигналов по энергии // ТИИЭР. 1967. Т. 55. № 4. С. 50–59. 2. *Ахмед Н., Узбстер А. Амстронг Б.* Об одном классе полосовых и режекторных фильтров Баттерворта // Тр. Ин-та инж. по электротехнике и радиоэлектронике. 1987. Т. 75. № 11. С. 115–117.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 05.04.2009

ПОЗДРАВЛЯЕМ ЮБИЛЯРА!

27 августа 2009 года Заслуженному изобретателю Украины, доктору технических наук, профессору, академику Академии наук прикладной радиоэлектроники, заведующему кафедрой общей физики Харьковского университета Воздушных Сил имени Ивана Кожедуба

АЛЕКСАНДРУ ИВАНОВИЧУ СТРЕЛКОВУ исполняется **70** лет.



Александр Иванович Стрелков более 40 лет проходил военную службу на различных должностях. В 1960 году с отличием окончил Харьковское военное авиационно-техническое училище ВВС, в 1968 году – с отличием Артиллерийскую радиотехническую академию имени Маршала Советского Союза Л.А. Говорова.

Научно-педагогическую деятельность Александр Иванович начал в 1975 году преподавателем кафедры электроники. В 1975 году

защитил кандидатскую, а в 1988 – докторскую диссертации по специальности «квантовая электроника». С 1992 года – начальник научно-исследовательского управления научного центра ракетно-космических исследований при Харьковском военном университете. С 2004 года Александр Иванович – заведующий кафедрой общей физики Харьковского университета Воздушных Сил имени Ивана Кожедуба.

Александр Иванович является автором более 450 научных работ, из которых около 150 – авторские свидетельства на изобретения. Фундаментальные теоретические исследования в области квантовой электроники, прикладной оптики, оптико-электронных систем позволили сформировать новый подход к построению оптико-электронных систем на основе стохастико-детерминированной обработки оптических сигналов.

Александр Иванович подготовил 45 кандидатов наук.

Стрелков Александр Иванович – член специализированных ученых советов и редакционных коллегий научно-технических журналов. Награжден многими государственными наградами СССР и Украины.

От всей души поздравляем юбиляра!

От всего сердца желаем крепкого здоровья, бодрости, творческого вдохновения и благополучия!

Редакционная коллегия

УДК 621.37.+551.553.5

Повышение эффективности разнесенной системы радиолокации метеорных следов / А. Н. Олейников, Ю. В. Лыков, В. Д. Кукуш // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2009. Вып.157. С. 5 - 12.

Для повышения эффективности разнесенной системы метеорной радиолокации разработана методика выбора стороннего источника радиоизлучения и способы минимизации уровня помеховых сигналов с помощью искусственных и естественных заграждений, а также с помощью автокомпенсатора.

Табл. 1. Ил. 5. Библиогр.: 12 назв.

УДК 621.37.+551.553.5

Підвищення ефективності рознесеної системи радіолокації метеорних слідів / А. М. Олейников, Ю. В. Лыков, В. Д. Кукуш // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2009. Вип. 157. С. 5 - 12.

Для підвищення ефективності рознесеної системи метеорної радіолокації розроблено методику вибору стороннього джерела радіовипромінювання і способи мінімізації рівня завадових сигналів за допомогою штучних та природних загороджень, а також за допомогою автокомпенсатора.

Табл. 1. Іл. 5. Бібліогр.: 12 назви.

UDC 621.37.+551.553.5

Increase in efficiency of the forward-scattering meteor radar system / A. N. Oleynikov, Y. V. Lykov, V. D. Kukush // All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2009. N 157. P. 5 - 12.

The technique of choosing a foreign radiation source and ways of noise signals minimization using the instrumentality of artificial and natural obstructions, and self-balancing potentiometer for increase in efficiency of the forward-scattering meteor radar system is developed.

1 tab. 5 fig. Ref.: 12 items.

УДК 621.396.96

Принципы использования лазерных систем для предупреждения несанкционированного проникновения на территорию охраняемых объектов / Г. Н. Доля, В. А. Романюк, С. А. Горельшев, А. В. Кочин // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2009. Вып. 157. С. 13 - 17.

Проанализированы физические основы использования лазерных систем для предотвращения несанкционированного проникновения на охраняемую территорию, осуществления контроля за участками периметра, которые сложно контролировать оптическими, радиотехническими и радиолокационными средствами.

Ил.5. Библиогр.: 15 назв.

УДК 621.396.96

Принципи використання лазерних систем для попередження несанкціонованого проникнення на територію об'єктів, що охороняються / Г. М. Доля, В. А. Романюк, С. А. Горєлишев, А. В. Кочін // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2009. Вип. 157. С. 13 - 17.

Проаналізовано фізичні основи використання лазерних систем для запобігання несанкціонованого проникнення на територію, що охороняється, здійснення контролю за ділянками периметра, які складно контролювати оптичними, радіотехнічними й радіолокаційними засобами.

Іл. 5. Бібліогр.: 15 назв.

UDC 621.396.96

Principles of laser system application for prevention of not authorised penetration into protected zone / G. Dolya, V.Romanyuk, S.Gorelushev, A.Kochin // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2009. № 157. P. 13 - 17.

Physical bases of the laser systems use for prevention of not authorised penetration into the protected zone, control of sectors perimetre which are difficult for supervising with optical, radiotechnical and radar equipment are analysed

5 fig. Ref.: 15 items.

УДК 681.324

Оценка погрешности моделей громкости звука на основе информации собранной роботом / Э. Б. Мартинсон, И. Ш. Невлюдов, А. М. Цымбал // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2009. Вып.157. С. 18-24.

Получение надежной акустической информации об одном или нескольких источниках звука среды в значительной степени зависит от соотношения громкости рассеянного шума и целевого сигнала. Датчики, используемые в задачах классификации, акустического наблюдения, должны размещаться в точках с минимальной громкостью фонового шума. Данное правило одинаково для датчиков, которые устанавливаются вручную либо устанавливаются на борту роботов. Получение акустической информации дает роботу возможность предположения зон, в которых громкость источников фонового шума является минималь-

ной, и переместиться в такое место либо поместить датчик для последующего наблюдения. В статье обсуждается эффективность определения громкости звука с использованием собранной роботом информации: 1) о расположении источников звука, 2) громкости источников звука и их направленности, 3) полученных роботом картах препятствий. Сравняются методы прогнозирования громкости на основе моделей полей постоянного отражения и трехмерной лучевой трассировки.

Табл. 5. Ил. 4. Библиогр. 13

УДК 681.324

Оцінка похибки моделей гучності звуку на основі інформації, зібраної роботом / Е. Б. Мартінсон, І. Ш. Невлюдов, О. М. Цимбал // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2009. Вип. 157. С. 18-24.

Отримання надійної акустичної інформації про один або декілька джерел звуку у середовищі значною мірою залежить від співвідношення гучності розсіяного шуму і цільового сигналу. Давачі, що використовуються у задачах класифікації або акустичного спостереження, мають розташовуватися у точках, де гучність фоновому шуму є мінімальною. Це правило є однаковим для давачів, що встановлюються вручну або на борту роботів. Набуття акустичної інформації про навколишнє середовище надає роботу змогу передбачити зони, у яких гучність джерел фоновому шуму є найнижчою, і переміститися у визначене місце або розмістити давач для наступного спостереження. У статті обговорюється ефективність передбачення гучності звуку із використанням зібраної роботом інформації: 1) про положення джерел звуку, 2) гучність джерел звуку та їх направленість, 3) отримані роботом мапи перешкод. Порівнюються методи передбачення гучності на основі моделей полей постійного відбиття та тривимірного трасування променя.

Табл. 5. Іл. 4. Бібліогр. 13

UDC 681.324

Evaluation of accuracy of the sound volume models created from robot-acquired information / E. B. Martinson, I. S. Nevludov, A. M. Tsybala // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2009. №157. P. 18-24.

The acquisition of reliable acoustic information about one or more sound sources in an environment is highly dependent on the ratio of ambient noise to the volume of the target signal. As such, sensors used for tasks such as classification or acoustic monitoring should be placed in positions where ambient noise volumes are minimized. This rule is equally true for hand-placed sensors and robotic sensing efforts. By making a robot acoustically aware of its surrounding environment, it can predict where the volume from the known ambient noise sources is the lowest and either move to that location or place a sensor for future monitoring. This work discusses the effectiveness of volume prediction using robot acquired information about: 1) sound source positions, 2) sound source volume and directivity, and 3) robot-acquired obstacle maps. Methods of volume prediction compared include constant reverberant field models, and three-dimensional ray-tracing.

Табл. 5. fig. 4. Ref.: 13 items/

УДК 621.371.332

О способе формирования одинаковых ключей в разнесенных пунктах связи / И. Е. Антипов, А. А. Костыря, М. А. Шернин // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2009. Вип. 157. С. 25-29.

Рассмотрена возможность генерации случайных числовых последовательностей, одинаковых в двух разных до 2000 км пунктах связи, где используется одна из случайных характеристик метеорного радиоканала, а именно - местоположение следа в пространстве. Находим координаты метеорного следа в пространстве путем измерения разности фаз. По теоретическим подсчетам производительность данного способа соответствует 14-17 бит на метеорный след. Сформулированы особенности способа, представлены пути решения и совершенствования. Предполагается, что способ может стать альтернативой современным аналогам, в связи с высоким уровнем защищенности.

Ил. 5. Библиогр.: 9 назв.

УДК 621.371.332

Про спосіб формування однакових ключів у рознесених пунктах зв'язку / І. Е. Антипов, О. О. Костыря, М. О. Шернин // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2009. Вип. 157. С. 25-29.

Розглянуто можливість генерації випадкових числових послідовностей, однакових у двох рознесених до 2000 км пунктах зв'язку, де використовується одна з випадкових характеристик метеорного радіоканалу, у даному випадку мається на увазі місцезнаходження метеорного сліду у просторі. Обчислюємо координати метеорного сліду у просторі шляхом вимірювання різниці фаз. По теоретичним підрахункам спосіб формує 14-17 бит з метеорного сліду. Сформульовано особливості способу, а також показано шляхи рішення та вдосконалення. Припускається, що, спосіб може бути альтернативою сучасним аналогам, у зв'язку з високим рівнем захищеності.

Іл. 5. Бібліогр.: 9 назв.

UDC 621.371.332

About an opportunity of forming the same keys at two different communicating points / I. E. Antipov, A. A. Kostirja, M. A. Šernin // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2009. №157. P. 25-29.

The possibility of generating unknown numbers, which are the same in both communicating points on a distance up to 2000 km, is considered, where one of the unknown characteristics of the meteor burst channel is used, namely, location of the meteor trail in space. We finding coordinates of the meteor trail by measuring the phase difference of faze. According to theoretical analyses we can generate 14-17 bit using one meteor trail. We have formulated peculiarities of the method and shown the ways of solution and perfection. It is assumed that the method can become a good alternative to analogsdue to the high level of protection.

5 fig. Ref.: 9 items.

УДК 551.510

Вероятность столкновения гипотетических родительских тел метеорных потоков с Землей / Д. Ю. Горелов, Н. В. Плащенко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2009. Вып. 157. С. 30-36.

Разработана методика расчета вероятности столкновения космических тел с Землей, учитывающая изменения элементов орбиты потока в ходе его эволюции. Показано, что наиболее «опасными» являются потоки, родительскими телами которых являются короткопериодические кометы и астероиды с ретроградными орбитами и афелийными расстояниями близкими к одной астрономической единице.

Ил. 4. Библиогр.: 10 назв.

УДК 551.510

Вірогідність зіткнення гіпотетичних батьківських тіл метеорних потоків із Землею / Д. Ю. Горелов, Ю. І. Волощук // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2009. Вип. 157. С. 30-36.

Розроблено методику розрахунку вірогідності зіткнення космічних тіл із Землею, що враховує зміни в параметрах орбіти метеорного потоку в ході його еволюції. Показано, що найнебезпечнішими є потоки, батьківські тіла яких є короткоперіодичні комети та астероїди з ретроградними орбітами та афелій ними відстанями близькими до однієї астрономічної одиниці.

Ил. 4. Библиогр.: 10 назв.

UDC 551.510

Probability of collision of hypothetical parental bodies of meteoric streams with the Earth / D. Y. Gorelov, N. V. Plashenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2009. №. 157. P. 30-36.

The procedure of calculating the probability of space bodies collision of with the Earth, considering changes of the stream orbit elements during its evolution is developed. It is shown, that most "dangerous" are the streams which parental bodies are shortperiodic comets and asteroids with retrograde orbits and aphelion distances close to one astronomical unit.

4 fig. Ref.: 10 items.

УДК 621.396.96:537.874.6:551.501.81

О диагностике тропосферы по радиозаходам УКВ источника / Г. А. Алексеев, М. В. Белоброва // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2009. Вып. 157. С. 37-42.

Работа содержит анализ возможностей определения высотного градиента коэффициента преломления тропосферы по высотному и дистанционному градиентам множителя ослабления радиосигнала УКВ в области тени или полутени спутниковой трассы радиопросвечивания земной атмосферы. Численный расчет пространственных градиентов множителя ослабления дифракционного поля проведен для случая линейного изменения коэффициента преломления с высотой. Используются строгие, учитывающие дифракцию электромагнитного поля на сферической Земле, и асимптотические (в приближении эквивалентного радиуса) соотношения. Установлено, что чувствительность высотного градиента множителя ослабления радиосигнала к изменению высотного градиента коэффициента преломления существенно (более чем на два порядка) превышает чувствительность дистанционного градиента множителя ослабления. Проведенный анализ подтверждает возможность использования пространственных градиентов множителя ослабления радиосигнала для радиозатменного мониторинга земной атмосферы

Ил. 5. Библиогр.: 14 назв.

УДК 621.396.96:537.874.6:551.501.81

Про діагностику тропосфери по радіозаходам УКХ джерела / Г. О. Алексеев, М. В. Белоброва // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2009. Вип. 157. С. 37-42.

Работа містить аналіз можливостей визначення висотного градієнта коефіцієнта переломлення тропосфери по висотному і дистанційному градієнтах множника ослаблення радіосигналу УКХ в області тіні або півтіні супутникової траси радіопросвічування земної атмосфери. Чисельний розрахунок просторових градієнтів множника ослаблення дифракційного поля проведений для випадку лінійної зміни коефіцієнта переломлення з висотою. Використовуються строгі, враховуючу дифракцію електромагнітного поля на сферичній Землі, й асимптотичні (у наближенні еквівалентного радіуса) співвідношення. Встановлено, що чутливість висотного градієнта множника ослаблення радіосигналу до зміни висотного градієнта коефіцієнта переломлення істотно (більш ніж на два порядки) перевищує чутливість дистанційного градієнта множника

ослаблення. Проведений аналіз підтверджує можливість використання просторових градієнтів множини ослаблення радіосигналу для радіозатменого моніторингу земної атмосфери.

Іл. 5. Бібліогр.: 14 назв.

UDC 621.396.96:537.874.6:551.501.81

About troposphere diagnostics on microwave transmitter radiosetting / G. A. Alexeev, M. V. Belobrova // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2009. №157. P. 37-42.

The work supports the possibility analysis of the high-altitude troposphere refraction index gradient determination on high- altitude and distance gradients of the UHF radio signal propagation factor in the shadow or penumbra regions of the satellite path of the Earth atmosphere radio occultation. The numerical calculations of the diffraction field spatial propagation factor gradients are carried out for the linear variation of the refraction index with altitude. Strong relations describing the electromagnetic field diffraction by the spherical Earth and the asymptotic (as equivalent radius approximation) relations are used. It is found, that the high-altitude propagation factor gradient sensibility to variation of the high-altitude refraction index gradient essentially (more then on two orders) exceeds the distance propagation factor gradient sensibility. This analysis verifies the possibility of using the spatial radio signal propagation factor gradients for the radio occultation monitoring of the Earth atmosphere.

5 figs. Ref.: 14 items.

УДК 621.391

Анализ качества речевых сигналов в сети IP-телефонии / А. А. Астраханцев, А. М. Попонин, Е. М. Семашко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2009. Вып. 157. С. 43 – 47.

Рассматриваются вопросы восстановления потерянных речевых фрагментов в сетях IP-телефонии, анализируются факторы, влияющие на качество речи. Предложены рекомендации по допустимому количеству кадров в пакете и промежуточных узлов в сети при использовании различных кодеков. Проведен сравнительный анализ методов заполнения потерянных пакетов.

Іл. 4. Бібліогр.: 3 назв.

УДК 621.391

Аналіз якості мовних сигналів в мережі IP-телефонії / А. А. Астраханцев, О. М. Попонін, Е. М. Семашко // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2009. Вип. 157. С. 37-42.

Розглядаються питання відновлення втрачених мовних фрагментів у мережі IP-телефонії, аналізуються фактори, що впливають на якість мови. Запропоновано рекомендації із припустимої кількості кадрів у пакеті й проміжних вузлах у мережі при використанні різних кодеків. Проведено порівняльний аналіз методів заповнення втрачених пакетів.

Іл. 4. Бібліогр.: 3 назв.

UDC 621.391

The analysis of quality of speech signals in IP-telephony network / A.A. Astrakhansev, A.M. Poponin, E.M. Semashko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2009. № 157. P. 37-42.

Questions of restoration of the lost speech fragments in IP-telephony networks are considered, the factors influencing quality of speech are analyzed. Recommendations about admissible quantity of shots in a package and intermediate knots in a network are offered at use of various codecs. The comparative analysis of methods of filling of the lost packages is carried out.

4 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.395

Модель мультисервисного трафика и метод расчета параметров QoS при его обслуживании / А. Г. Ложковский // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2009. Вып. 157. С. 48 - 52.

Обосновано применение гиперэкспоненциального распределения длительности промежутка времени между заявками для описания математической модели мультисервисного трафика. Для модели $H/D/m$ предложено распределение, позволяющее рассчитывать стационарные вероятности состояний полностью обслуживаемой рекуррентный поток вызовов с параметрами трафика λ и σ^2 при постоянной длительности обслуживания заявок. Для модели $H/G/m$ предложен метод расчета вероятности отказа в обслуживании из-за занятости всех устройств системы, учитывающий пик-фактор интенсивности трафика и вид закона распределения длительности обслуживания заявок.

Бібліогр.: 3 назв.

УДК 621.395

Модель мультисервісного трафіка та метод розрахунку параметрів QoS при його обслуговуванні / А.Г. Ложковський // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 157. С. 48 - 52.

Обґрунтовано застосування гіперекспонентного розподілу тривалості проміжку часу між заявками для опису математичної моделі мультисервісного трафіка. Для моделі $H/D/m$ запропоновано розподіл, який дозволяє розраховувати стаціонарні ймовірності станів повністю обслуговуваної системи, що обслуговує рекуррентний потік з параметрами трафіка λ і σ^2 за постійної тривалості обслуговування заявок. Для моделі $H/G/m$ запропоновано метод розра-

хунку імовірності відмови в обслуговуванні через зайнятість усіх пристроїв системи, який враховує пік-фактор інтенсивності трафіка та вид закону розподілу тривалості обслуговування заявок.

Бібліогр.: 3 назв.

UDC 621.395

Model of multiservices traffic and computational method of parameters QoS at its service / A. G. Loshkovskiy // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2009. № 157. P. 48–52.

Hyperexponential distribution of time interval duration between the requests on service for multiservices traffic mathematical model is proved. For the model $H/D/m$ it is offered the distribution for estimation of stationary probabilities of state in full accessible system, which serves a recurrent requests stream with traffic parameters such as λ and σ^2 at a constant value of holding time. For the model $H/G/m$ the computational method of failure probability because of occupation of all system's devices, taking into account the peak-factor of the traffic intensity and the kind of the distribution law of service duration holding time, is offered.

Ref.: 3 items.

УДК 621.38

Нормализованные состояния и дескрипторные нейросетевые модели переходных режимов нелинейных цепей - I / А. А. Руткас // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2009. Вып. 157. С. 53–59.

Предлагается общий метод анализа переходных режимов радиотехнических цепей с любым числом индуктивностей, емкостей, нелинейных сопротивлений и проводимостей. Состояния цепи описываются дифференциально-алгебраическими уравнениями, которые приводятся к нормальной форме с помощью спектральных проекторов линейного пучка матриц. Описывается фазовое многообразие всех траекторий и его дефект в пространстве состояний цепи.

Ил. 1. Библиогр.: 10 назв.

УДК 621.38

Нормалізовані стани та дескрипторні нейромереві моделі перехідних режимів нелінійних кіл - I / А. А. Руткас // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2009. Вип. 157. С. 53–59.

Пропонується загальний метод аналізу перехідних режимів радіотехнічних кіл із будь-якою кількістю індуктивностей, ємностей, нелінійних опорів та провідностей. Стани кола описуються диференціально-алгебраїчними рівняннями, що приводяться до нормальної форми за допомогою спектральних проекторів лінійного жмутка матриць. Описується фазовий многовид усіх траєкторій та його дефект у просторі станів кола.

Лт. 1. Бібліогр.: 10 назв.

UDC 621.38

Normalized states and descriptor neuronet models of transient regimes of nonlinear circuits / A. A. Rutkas // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag., 2009. № 157. P. 53–59.

General method for analysis of the transient regimes of radiotechnical circuits with arbitrary number of inductors, capacitors, nonlinear resistors and conductors is offered. The circuit states are described by differential algebraic equations which are transformed to a normal form with the help of spectral projectors of a linear matrix pencil. The phase manifold of all trajectories and its defect in the space of circuit states is described.

1 fig. Ref.: 10 items.

УДК 621.385.6

Излучение линейного тока вблизи двухслойного цилиндра, составленного из материалов с положительной отрицательной диэлектрической и магнитной проницаемостями / И. В. Трофименко, Н. К. Сахненко, А. Г. Нерух // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2009. Вып. 157. С. 60–66.

Теоретически исследуется двумерная задача дифракции поля гармонического нитевидного тока на двухслойном цилиндре, составленном из материалов с положительными и отрицательными значениями диэлектрической и магнитной проницаемостей. Исследовано распределение полей в ближней и дальней зонах, продемонстрировано проявление резонансных свойств структур, содержащих метаматериалы, на длине волны. во много раз превышающей размеры структуры, а также возможность фокусировки излучения выпуклым объектом из метаматериала. Обнаружен туннельный эффект для структуры, состоящей из двух метаматериалов с разными параметрами.

Ил. 6. Библиогр.: 15 назв.

УДК 621.385.6

Випромінювання лінійного струму біля двошарового циліндра, складеного з матеріалів з додатною від'ємною діелектричною та магнітною проникністю / І. В. Трофименко, Н. К. Сахненко, О. Г. Нерух // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2009. Вип. 157. С. 60–66.

Теоретично досліджується двовимірний задаче дифракції поля гармонічного нитевидного струму на двошаровому циліндрі, що складений з матеріалів з додатними/від'ємними значеннями діелектричної та магнітної проникностей. Досліджено розподіл полів в ближній та дальній зонах, показано прояв резонансних властивостей структур, що містить метаматериали, на довжині хвилі, що в декілька разів перевищує розміри

об'єкта; а також можливість фокусування випромінювання опуклим об'єктом із метаматеріала. Виявлено тунельний ефект для структури, що складається з двох мета матеріалів з різними параметрами.

Іл. 6. Бібліогр.: 15 назв.

UDC 621.385.6

Radiation of line current near two-layered cylinder, composed of materials with positive/negative permittivity and permeability. / I. V. Trofimenko, N. K. Sakhnenko, A. G. Nerukh // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2009. № 157. P. 60 - 66.

This paper theoretically investigates a 2D scattering problem of harmonic line current on a cylinder composed of materials with positive/negative permittivity and permeability. Far-field and near-field properties have been investigated. Resonant properties of subwavelength structure that consists of metamaterials have been demonstrated. Possibility of refocusing of the radiation has been revealed. The possibility of the wave channeling in the structure composed of two metamaterials with different parameters has been analyzed.

6 fig. Ref.: 15 items.

УДК 517.958:537.8

Возбуждение идеально проводящего конуса с тонким слоем покрытия / Е. А. Дзигора, В. А. Дорошенко, Ю. Д. Шимук // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2009. Вып. 157. С. 67 – 72.

Проведено дослідження модельної електродинамічної задачі возбуждення одиночного ідеально проводящего конуса з покриттям з урахуванням в крайових умовах імпедансного типу кривизни конуса. Показано, що дана задача зводиться до крайової задачі математичної фізики. Метод рішення оснований на використанні інтегрального преобразования Конторовича-Лебедева. Отримано аналітичні рішення задачі для деяких часткових випадків і чисельні результати для більш загальних.

Іл. 2. Бібліогр.: 15 назв.

УДК 517.958:537.8

Збудження ідеально провідного конуса з тонким шаром покриття / О. О. Дзигора, В. О. Дорошенко, Ю. Д. Шимук // Радиотехника: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2009. Вып. 157. С. 67 – 72.

Проведено дослідження модельної електродинамічної задачі збудження ідеально провідного конуса із покриттям з урахуванням у крайових умовах імпедансного типу кривини конуса. Показано, що дана задача зводиться до крайової задачі математичної фізики. Метод розв'язання базується на використанні інтегрального перетворення Конторовича-Лебедева. Отримано аналітичні розв'язки задачі для деяких часткових випадків і чисельні для більш загальних.

Іл. 2. Бібліогр.: 15 назв.

UDC 517.958:537.8

Excitation of a perfectly conducting cone with a thin covering layer / E. A. Dzigora, V. A. Doroshenko, Y. D. Shimuk // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdip. Mag. 2009. № 157. С. 67 – 72.

The model electrodynamic problem of a perfectly conducting cone with a thin covering layer excitation is considered. The cone curvature is taken into consideration for impedance conditions. It is shown that the source problem can be reduced to a boundary one of the mathematical physics. The solution method is based on the Kontorovich-Levedev integral transform usage. Both analytical solutions for some particular cases and numerical ones for more common cases are derived.

2 fig. Ref.: 15 items.

УДК 576.8.21

Асимптотический метод решения задач дифракции на выпуклых импедансных цилиндрах / В.И. Вьюнник, А.А. Звягинцев // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2009. Вып. 157. С. 73 – 79.

Отримано асимптотичні інтерполяційні формули для вичислення амплітудних функцій розсіяння для кругового та еліптичного імпедансних циліндрів, придатні для розрахунків як в тіньовій так і в освітленій областях. Проведено порівняння амплітудної функції розсіяння, обчисленої по інтерполяційним формулам, з результатами, обчисленими іншими методами, і отримано хороше співпадіння, з урахуванням діапазону застосовності даних методів.

Іл. 4. Бібліогр.: 5 назв.

УДК 576.8.21

Асимптотичний метод рішення задач дифракції на опуклих імпедансних циліндрах / В.І. В'юнник, А.А. Звягинцев // Радиотехника: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2009. Вып. 157. С. 73 – 79.

Отримано асимптотичні інтерполяційні формули для обчислення амплітудних функцій розсіяння для кругового та еліптичного імпедансних циліндрів, придатні для розрахунків як в тіньовій так і в освітленій областях. Проведено порівняння амплітудної функції розсіяння, обчисленої по інтерполяційних формулах, з результатами, обчисленими іншими методами, і отриманий хороший збіг, з урахуванням діапазону застосовності даних методів.

Іл. 4. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 576.8.21

Asymptotic method of the decision of diffraction problem on convex impedance cylinders / V.I. Vyunnik, A.A. Zvyagintsev // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2009. N 157. P. 73 – 79.

In the present work are received asymptotic interpolatory formulas for calculation of amplitude function of wave scattering on the circular and elliptic impedance cylinders, suitable for calculations both in shadow and in lit regions. Comparison of amplitude function of wave scattering calculated on interpolatory formulas, with the results calculated by other methods is carried out, and good concurrence is received, in view of a range of applicability of the given methods.

4 fig. Ref.: 5 items.

УДК 621.396.677

Метод расчета диаграммы направленности зеркальной параболоидной антенны с произвольно расположенной апертурой облучателя / И.Н. Прудюс, И.А. Захария, Д.А. Мырников // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2009. Вып. 157. С. 80 – 86.

Предложен метод точного расчета диаграммы направленности (ДН) параболоидной зеркальной антенны при произвольных смещениях облучателя с оси параболоида зеркала. Основой такого численного метода является известный апертурный метод в сочетании с методом геометрической оптики. Сравнение результатов расчета ДН с таким же расчетом с помощью рекомендованных в литературе приближенных выражений подтверждает эффективность метода. Предлагаемый метод пригоден для расчетов и при наклоненной апертуре облучателя, позволяет удобно учитывать теневой эффект и определить другие параметры антенны.

Ил. 5. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396.677

Метод розрахунку діаграми напрямленості дзеркальної параболоїдної антени з довільно розташованою апертурою опромінювача / І.Н. Прудюс, І.А. Захарія, Д.О. Мимріков // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2009. Вип. 157. С. 80 – 86.

Запропоновано метод точного розрахунку діаграми напрямленості (ДН) дзеркальної параболоїдної антени при довільних зміщеннях опромінювача з осі параболоїда дзеркала. Основою такого числового методу є відомий апертурний метод аналізу випромінювання в поєднанні з методом геометричної оптики. Порівняння результатів розрахунку ДН з таким-же розрахунком за допомогою рекомендованих в літературі спрощених виразів підтверджує ефективність методу. Пропонований метод придатний для розрахунків і при нахиленій апертурі опромінювача, дозволяє зручно врахувати тіньовий ефект і визначити інші параметри антени.

Іл. 5. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 621.396.677

Field pattern calculation method of paraboloidal reflector antenna with arbitrary located feed aperture / I.N. Prudyus, Y.A. Zakharia, D. O. Myrnikov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2009. N. 157. P. 80 – 86.

A method for an accurate field intensity pattern calculation of paraboloidal reflector antenna with arbitrarily feed defocus is presented. As a basis for such numerical method the known method of aperture radiation analysis in combination with the geometrical optics method is used. Comparison of the calculated intensity pattern with the calculated by the known simplified formulas confirms the method efficiency. The proposed method is useful in the case of the inclined feed aperture, for shadowing by feed aperture and other antenna parameter calculations.

5 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.396.67

Настройка, контроль и калибровка АФАР / В.А. Усин, А.В. Усина, В.И. Марков, С.В. Помазанов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2009. Вып.157. С. 87 – 90.

Рассмотрены основные вопросы построения систем встроенного контроля и калибровки активных ФАР. Особое внимание уделено выбору алгоритмов, обеспечивающих эффективное выделение контрольного сигнала из суммарного сигнала на выходе АФАР, выбору положения и количества антенн-зондов. Получены оценки интегральных параметров АФАР с учетом реального состояния элементов и рассчитаны калибровочные поправки для коррекции параметров АФАР на уровне системы в процессе эксплуатации.

Ил. 2. Библиогр.: 8 назв.

УДК 621.396.67

Настройка, контроль та калібрівка АФАР / В.А. Усін, А.В. Усіна, В.І. Марков, С.В. Помазанов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2009. Вип. 157. С.87 – 90.

Розглянуто основні питання побудови систем вбудованого контролю та калібрувці активних ФАР. Особливу увагу приділено вибору алгоритмів, які забезпечують ефективне виділення контрольного сигналу із сумарного сигналу на виході АФАР, вибору положення і кількості антен-зондів. Отримано оцінки інтеграль-

них параметрів АФАР з урахуванням реального стану елементів та розраховано калібровочні поправки для корекції параметрів АФАР на рівні системи в процесі експлуатації.

Іл. 2. Бібліогр.: 8 назв.

UDC 621.396.67

Calibration of phase antenna arrays / V.A. Usin, A.V. Usina, V.I. Markov, S.V. Pomazanov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2009. №157. P.87 – 90.

The main questions of the built-in monitoring systems design and transfer matrix calibration are presented in this paper. Special attention was given to the choice of the algorithms of controlled channel signal isolation, including the choice of the location and number of probe antennas. Estimates of integral parameters of active phased array antennas (АРАА) including elements real condition are obtained. Calibration allowances for АРАА parameters correction at system level onstream are calculated.

2 fig. Ref.: 8 items.

УДК 535.42:621.396.67

Оптимизация характеристик излучения проволочных антенн с экранами / Н. Н. Горобец, Н. П. Елисеєва // Радиотехника: Всеукр. міжвед. науч.-техн. сб. 2009. Вып. 157. С. 91 – 97.

Теоретически асимптотическим методом равномерной геометрической теории дифракции и экспериментально показано, что применение экранов прямоугольной формы позволяет путем выбора отношения сторон экрана существенно улучшить характеристики направленности резонансных проволочных антенн.

Іл. 5. Бібліогр.: 4 назв.

УДК 535.42:621.396.67

Оптимізація характеристик випромінювання дротяних антен з екранами / М. М. Горобець, Н. П. Єлісеєва // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2009. Вип. 157. С. 91 – 97.

Теоретично асимптотичним методом рівномірної геометричної теорії дифракції і експериментально показано, що використання екранів прямокутної форми дозволяє шляхом вибору відношення сторін екрану істотно поліпшити характеристики спрямованості резонансних дротових антен.

Іл. 5. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 535.42:621.396.67

Optimization of radiation characteristics of the wire antennas with the screens / N.N. Gorobets, N.P. Yeliseyeva // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2009. № 157. P. 91 – 97.

It is shown experimentally and theoretically on the base of the asymptotic method of the uniform geometrical theory of diffraction, that the use of the plane rectangular screens makes it possible to improve essentially the directional characteristics of the resonant wire antennas by the choice of the screen sides ratio.

5 fig. Ref.: 4 items

УДК 621.396.67

Анализ фрактального излучателя реконфигурируемой антенны-апликатора / Я. Г. Сидоров, С. Н. Сакало, Н. А. Шевелев // Радиотехника: Всеукр. міжвед. науч.-техн. сб. 2009. Вып. 157. С. 98 - 103.

Приведены результаты исследований фрактальных излучателей для реконфигурируемых антенн-апликаторов, построенных на основе модифицированного ковра Серпинского. Проанализировано влияние формы и размера вырезов, угла раскрытия излучателя на частотные зависимости входного сопротивления и модуля коэффициента отражения, а также на направленные свойства излучателей данного типа. Цель исследований - получение двухчастотного излучателя с неизменной частотой первого резонанса и варьруемой частотой второго резонанса, который можно использовать для реализации антенны-апликатора системы радиотермометрии биологических объектов.

Іл. 17. Бібліогр.: 7 назв.

УДК 621.396.67

Аналіз фрактального випромінювача реконфігурованої антени-аплікатора / Я. Г. Сидоров, С. М. Сакало, М. О. Шевельов // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2009. Вип. 157. С. 98 - 103.

Наведено результати досліджень фрактальних випромінювачів для реконфігурованих антен-аплікаторів, побудованих на основі модифікованого килима Серпинського. Проаналізовано вплив форми й розміру вирізів, кута розкриття випромінювача на частотні залежності вхідного опору й модуля коефіцієнта відбиття, а також на спрямовані властивості випромінювачів даного типу. Метою досліджень було одержання двохчастотного випромінювача з незмінною частотою першого резонансу й частотою другого резонансу, що варіюється, який можна використати для реалізації антени-аплікатора системи радіотермометрії біологічних об'єктів.

Іл. 17. Бібліогр.: 7 назв.

UDC 621.396.67

The analysis of fractal radiator for reconfigurable antenna-applicator / Y. G. Sydorov, S. N. Sakalo, N. A. Shevelev // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2009. N 157. P.98 - 103.

Research results of fractal radiators for reconfigurable antennas-applicators based on the modified Sierpinski's carpet are given. Influence of radiator's shape, cut-outs size and opening angle on the frequency dependences of input resistance and reflectivity modulus, as well as on the given type radiators directional properties is analyzed. Receiving of the dual-frequency radiator with constant first resonance frequency and varied second resonance frequency, which can be used for implementation of the antenna-applicator for a biological objects radiothermometry system, was the purpose of researches.

17 fig. Ref.: 7 items.

УДК 621.396.67

Взаимовлияние уголкового вибратора, расположенного вблизи границы раздела двух сред / Ю. А. Панченко // Радиотехника: Всеукр. міжвед. наук.-техн. сб. 2009. Вип. 157. С. 104 – 107.

Рассмотрена система из двух V-образных полуволновых вибраторов с синусоидальным распределением тока, расположенных вблизи плоской границы раздела двух сред. Каждое плечо вибратора считается отдельным излучателем. Для нахождения взаимных сопротивлений между плечами вибраторов используется метод наведенных ЭДС. Взаимные сопротивления между вибраторами определяются с помощью системы уравнений Кирхгофа, как комбинация взаимных сопротивлений между плечами. Приведены результаты численных расчетов взаимных сопротивлений между уголковыми вибраторами.

Ил. 2. Библиогр.: 15 назв.

УДК 621.396.67

Взаємвплив кутових вібраторів, розташованих біля межі поділу двох середовищ / Ю. О. Панченко // Радіотехніка: Всеукр. міжвед. наук.-техн. зб. 2009. Вип. 157. С. 104 – 107.

Розглядається система з двох V-подібних напівхвильових вібраторів із синусоїдним розподілом току, розташованих біля плоскої межі розділу двох середовищ. Кожне плече вібратора вважається окремим випромінювачем. Для пошуку взаємних опорів між плечима вібраторів використовується метод наведених ЕРС. Взаємні опори між вібраторами визначаються за допомогою системи рівнянь Кірхгофа як сума взаємних опорів між плечами. Наведені результати чисельних розрахунків взаємних опорів між кутовими вібраторами.

Іл. 2. Бібліогр.: 15 назв.

UDC 621.396.677

Interaction of Two Vee-dipoles Placed over the Interface between Two Media / Yu. A. Panchenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2009. №157. P.104 – 107.

The system of two halfwave V-dipoles with sinusoidal current distribution placed near a flat interface between two media is considered. Each dipole arm as an independent radiator is considered. The method of induced EMF to find the mutual impedances between the dipoles arms is used. The mutual impedances between the dipoles are obtained from the system of Kirchhoff's equations as a combination of the mutual impedances between the arms. The computation results for the mutual impedances between two V-dipoles are given.

2 fig. Ref.: 15 items.

УДК 621.317.799

Вклад колебательных и излучательных потерь в характеристики СВЧ преобразователей с коаксиальной измерительной апертурой / Ю. Е. Гордиенко, Ю. И. Гуд, Д. А. Полетаев // Радиотехника: Всеукр. міжвед. наук.-техн. сб. 2009. Вип. 157. С. 108 – 114.

С помощью методов прямого численного моделирования, проанализирован вклад колебательных и излучательных потерь в характеристики преобразователей с коаксиальной измерительной апертурой. На основании проведенных расчетов сделан вывод о необходимости дополнительного учета излучательных потерь для образцов с малыми $\text{tg}\delta$.

Ил. 9. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.317.799

Внесок коливальних і випромінювальних втрат в характеристики НВЧ перетворювачів з коаксіальною вимірювальною апертурою / Ю. О. Гордієнко, Ю. І. Гуд, Д. О. Полетаєв // Радіотехніка: Всеукр. міжвед. наук.-техн. зб. 2009. Вип. 157. С. 108 – 114.

За допомогою методів прямого чисельного моделювання, проаналізовано внесок коливальних і випромінювальних втрат в характеристики НВЧ перетворювачів з коаксіальною вимірювальною апертурою. На підставі проведених розрахунків, зроблено висновок про необхідність додаткового в випромінювальних втрат для зразків з малими $\text{tg}\delta$.

Іл. 9. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 621.317.799

The contribution of oscillatory and radiating losses to characteristics of microwave converters with the coaxial measuring aperture / Yu. Ye. Gordienko, Yu. I. Good, D. A. Poletaev // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag 2009. № 157. P. 108 – 114.

The contributions of oscillatory and radiating losses to characteristics of converters with the coaxial measuring aperture was analysed by means of methods of the direct numerical modelling. On the basis of the carried out calculations, it is drawn a conclusion on necessity of the additional account of radiating losses for the samples with small $\text{tg}\delta$.

9 fig. Ref.: 6 items.

УДК 519.17

Особенности расчета активных фильтров второго порядка на неидеальных операционных усилителях / А.И. Костромичский, А.Н. Демин // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2009. Вып. 157. С. 115 – 123.

Предложены два метода расчета номиналов элементов активных фильтров (АФ) на операционных усилителях (ОУ) с учетом частотных характеристик реальных ОУ. Показаны решения данной задачи для схемы ФНЧ с многопетлевой обратной связью (схема Рауха). Использование предложенных методик анализа позволяет определить реальную полосу пропускания цепи либо на этапе проектирования предъявить к частотным свойствам выбираемого ОУ минимальные требования, а также произвести расчет элементов схемы при заданном типе ОУ.

Ил. 8. Библиогр.: 4 назв.

УДК 519.17

Особливості розрахунку активних фільтрів другого порядку на неідеальних операційних підсилювачах / А.І. Костромичський, А.М. Дьомін // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2009. Вип. 157. С. 115 – 123.

Запропоновано два методи розрахунку номіналів елементів активних фільтрів (АФ) на операційних підсилювачах (ОП) із врахуванням частотних характеристик реальних ОП. Показано рішення даної задачі для схеми ФНЧ із багатопетлевым зворотнім зв'язком (схема Рауха). Використання запропонованих методик аналізу дозволяє визначити реальну полосу пропускання ланцюга або на етапі проектування пред'явити до частотних властивостей ОУ, що обирається, мінімальні вимоги, а також провести розрахунок елементів схеми при заданому типі ОУ.

Л. 8. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 519.17

Particularities of calculation of the active second order filters on nonideal operating amplifiers / A.I. Kostromitsky, A.N. Demin // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2009. N 157. P. 115 – 123.

Two methods for calculation of the nominal value of elements of the active filters (AF) on operational amplifiers (OA) with provision for frequency features of the real OU are offered. The given problems solutions for the circuit of low-pass filter with multirecirculation feedback (Rauh's circuit) are shown. The use the offered methods of analysis makes it possible to define the real passband of the circuit or to present the minimum requirements to frequency characteristic of the selected OA on the stage of designing, as well as produce the calculation of the circuit elements according to the given type of OA.

8 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.372(075): 616.8–072.7(035)

Определение мгновенной частоты электроэнцефалограммы с помощью фазо-частотного анализа по Гильберту / О. И. Харченко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2009. Вып. 157. С.124 – 128.

Рассмотрен метод анализа электроэнцефалограмм с помощью фазово-частотного анализа по Гильберту. Показано, что применение фазово-частотного анализа обеспечивает наглядную и простую интерпретацию результатов диагностики ЭЭГ.

Ил. 12. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.372(075): 616.8–072.7(035)

Визначення миттєвої частоти електроенцефалограми за допомогою фазо-частотного аналізу за Гільбертом / О. І. Харченко // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2009. Вип. 157. С. 124 – 128.

Розглянуто метод аналізу електроенцефалограми за допомогою фазо-частотного аналізу за Гільбертом. Показано, що застосування фазо-частотного аналізу забезпечує наочну та просту інтерпретацію результатів діагностування ЕЕГ.

Л. 12. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 621.372(075): 616.8–072.7(035)

Definition of the instantaneous frequency of an electroencephalogram using the Hilbert phase-frequency analysis / O. I. Kharchenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2009. № 157. P. 124 – 128.

The method of electroencephalogram (EEG) analysis with the support of the Hilbert phase-frequency analysis is under consideration. It is shown that application of the phase-frequency analysis provides an evident and simple interpretation of EEG diagnostics results.

12 fig. Ref.: 6 items.

УДК 621.396.6-76

Технологическая концепция образования многофункционального покрытия на корпусных деталях датчиковой аппаратуры из Al- сплавов лазерной наплавкой / В. Г. Котух, В. И. Степаненко, М. С. Тушева, О. Е. Деменко // Радиотехника. 2009. Вып. 157. С. 129 – 134.

Рассмотрены вопросы повышения надежности и качества датчиков для изделий радиоэлектронной аппаратуры (РЭА). Проанализированы особенности технологических процессов герметизации корпусов датчиков, варианты взаимной растворимости соединяемых металлов, возможности правильного подбора способа, режимов и технологии наплавки и сварки в сочетании с металлургическими средствами воздействия. Выполнены аналитические расчеты для обоснования технологических режимов лазерной наплавки с учетом скорости наплавки, количества проходов и слоев для получения многофункционального покрытия (МФП), а также длительности наплавки.

Табл. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396.6-76

Технологічна концепція утворення багатофункціонального покриття на корпусних деталях датчикової апаратури з Al- сплавів лазерною наплавкою / В. Г. Котух, В. І. Степаненко, М. С. Тушева, О. Є. Деменко // Радіотехніка. 2009. Вип. 157. С. 129 – 134.

Розглянуто питання підвищення надійності і якості датчиків для виробів радіоелектронної апаратури (РЕА). Проаналізовано особливості технологічних процесів герметизації корпусів датчиків, варіанти взаємної розчиняємості з'єднуюваних металів, можливості вірного підбору способу, режимів і технології наплавки та зварки в поєднанні з металургічними засобами впливу. Виконано аналітичні розрахунки для обґрунтування технологічних режимів лазерної наплавки з урахуванням швидкості наплавки, кількості проходів та слоїв для отримання багатофункціонального покриття (БФП), а також тривалості наплавки.

Табл. 1. Бібліогр.: 3 назв.

UDC 621.396.6-76

Technological concept of multifunctional cover formation on the envelope parts of the sensors equipment made of Al-alloy laser-surfacing / V. G. Kotuh, V. I. Stepanenko, M. S. Tusheva, O. E. Demenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2009. № 157. P. 129 – 134.

The problems of improving the reliability and quality of sensor products for electronic equipment (REE) are considered. The features of technological processes of sensors envelopes sealing, versions of mutual solubility of metals, the possibility of selecting the correct method, mode and technology of welding and surfacing, combined with the effects of metallurgical facilities are analyzed. Analytical calculations to justify the technological modes of laser surfacing with speed surfacing, the number of passes and layers to produce multi-coating (MFP), as well as the duration of surfacing are performed.

Table 1. Ref.: 3 items.

УДК 681.335.2

Оптоэлектронные сканирующие безэксцентриситетные преобразователи информации «угол-время-код» / В. А. Алексеев // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2009. Вып. 157. С. 135 – 141.

Преобразователи «угол-время-код» (ПУВК), построенные по принципу развертывания угла во временной интервал с последующим заполнением его импульсами образцовой частоты, обладают точностью и быстродействием, достаточными для решения многих технических задач. Исползуемые для создания стенда, ПУВК полностью реализуются на недорогих, серийно выпускаемых отечественной промышленностью элементах и могут быть изготовлены без применения уникальной технологии. При помощи стенда, созданного на основе ПУВК, можно существенно улучшить качество входного контроля шагового двигателя и, следовательно, качество серийно выпускаемых дисководов.

УДК 681.335.2

Оптоелектронні скануючі безексцентриситетні перетворювачі інформації «кут-час-код» / В.О. Алексєєв // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2009. Вип. 157. С. 135 – 141.

Перетворювачі «кут-час-код» (ПКЧК), побудовані за принципом розгортання кута в часовий інтервал з подальшим заповненням його імпульсами зразкової частоти, володіють точністю і швидкістю, достатніми для вирішення технічних задач. Використані для створення стенда ПКЧК повністю реалізуються на недорогих, серійно випускаємих вітчизняною промисловістю елементах і можуть бути виготовлені без застосування унікальної технології. За допомогою стенда, створеного на основі ПКЧК, можна суттєво покращити якість вхідного контролю крокового двигуна і, отже, якість серійно випускаємих дисководів.

UDC 681.335.2

The optoelectronic scanning noneccentricital transformers of information "angle-time-code" / V.A Alekseev // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2009. № 157. P. 135 – 141.

The transformers "angle-time-code" (TATC), built according to the principle of development of the angle to the time slot with its following infilling with the model frequency impulses, possess sensibility and operating speed, that are sufficient for solving many technical problems. TATC, which were used for creating a stand, are

completely realized in the inexpensive series-produced of the native industry elements and can be produced without using the unique technologies. One can essentially improve the quality of the incoming inspection of the step engines and, therefore, the quality of the series-produced disk drives with the help of the stand, created on the basis of TATC.

УДК 621.391; 621.395

Методика и результаты измерений коэффициента экранирования коммуникационных кабелей / С.А. Маковецкий, В.В. Маслий, А.И. Цона // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2009. Вып. 157. С. 142-145.

Предложен усовершенствованный антенный метод измерения коэффициента экранирования (КЭ), позволяющий измерять КЭ коммуникационных кабелей в диапазоне частот от 1 до 100 МГц. Минимальное значение измеряемого КЭ равно -90 дБ. Основой предложенного метода является известный антенный метод. Измеренные величины КЭ хорошо коррелируют с данными, приведенными в литературе, что свидетельствует в пользу достоверности результатов экспериментов. В итоге проведенных опытов получены более полные, чем ранее известные частотные характеристики коэффициента экранирования, которые при внедрении xDSL технологий будут востребованы разработчиками аппаратуры связи.

Ил. 4. Библиогр.: 1 назв.

УДК 621.391; 621.395

Методика і результати вимірів коефіцієнта екранування комунікаційних кабелів / С.О. Маковецький, В.В. Маслій, А.І. Цона // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2009. Вип. 157. С. 142-145.

Запропоновано вдосконалений антенний метод виміру коефіцієнта екранування (КЕ), що дозволяє вимірювати КЕ комунікаційних кабелів в діапазоні частот від 1 до 100 МГц. Мінімальне значення вимірюваного КЕ дорівнює -90 дБ. Основою запропонованого методу є відомий антенний метод. Вимірні величини КЕ добре корелюють з даними, наведеними в літературі, що свідчить на користь достовірності результатів експериментів. У результаті проведених дослідів отримано повніші, ніж раніше відомі частотні характеристики коефіцієнта екранування, які при впровадженні xDSL технологій зажадаються розробниками апаратури зв'язку.

Ил. 4. Библиогр.: 1 назва.

UDC 621.391; 621.395

Method and results of measuring of screening coefficient of communication cables / S.A. Makovetskyi, V.V. Maslyi, A.I. Tsopa // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2009. N. 157. P. 142-145.

The improved antenna method of measuring of screening coefficient (SC), allowing to measure SC of communication cables in the range of frequencies from 1 to 100 Mhz, is offered. A minimum value measureable SC is equal -90dB. Basis of the offered method is the known antenna method. The measured SC well correlate with information, resulted in literature, that testifies in behalf on authenticity of results of experiments. In the total of experiments the more complete are got, than before the known frequency descriptions of coefficient screening which at introduction of xDSL technologies will be claimed the developers of apparatus of connection.

4 fig. Ref.: 1 item.

УДК.621.372.828

Автоматизированный измерительный комплекс для анализа модово-частотного распределения поля прямоугольного волноводного тракта / Р.И. Цехмистро, Р.С. Ратинов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 157. С. 146 – 151.

Представленный способ модернизации позволяет автоматизировать измерительный процесс опроса датчиков типов волн, анализировать амплитуду и фазу типов волн, дает возможность контролировать и диагностировать каждый датчик. Предложена схема взаимодействия компьютера и современного микропроцессорного модуля с приборами микроволновой техники позволяющая уменьшить время обработки экспериментальной информации. Модернизированная схема дает возможность совершенствовать алгоритм контроля и диагностики измерительной системы, который улучшит защиту исследователя от возможного воздействия СВЧ излучения.

Ил. 5. Библиогр.: 11 назв.

УДК.621.372.828

Автоматизований вимірювальний комплекс для аналізу модово-частотного розподілу прямокутного хвильовідного тракту / Р.И. Цехмистро, Р.С. Ратинов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2009. Вип. 157. С. 146 – 151.

Наведений засіб модернізації дозволяє автоматизувати вимірювальний процес опитування датчиків типів хвиль, дозволяє аналізувати амплітуду і фазу типів хвиль, дає можливість контролювати і діагностувати кожен датчик. Запропоновано схему взаємодії комп'ютера і сучасного мікропроцесорного модуля з приладами мікрохвильової техніки що дозволяє зменшити час обробки експериментальної інформації. Модернізована схема дає можливість удосконалювати алгоритм контролю і діагностики вимірювальної системи, що поліпшить захист дослідника від можливого впливу СВЧ випромінювання.

Ил. 5. Библиогр.: 11 назв.

UDC.621.372.828

The automated measuring complex for the analysis frequency distributions of a field in rectangular waveguide / R.I. Tsekhmistro, R.S. Raitinov // Radiotekhnika; All-Ukr. Sci. Interdep Mag. 2009. № 157. P. 146 – 151.

Way of modernization allows, has automate measuring process of interrogation gauges wave types. He is allowing have analyze amplitude and phase wave types, enables has supervise and has diagnose each gauge.

Circuit of interaction the computer and modern microprocessor module with devices of microwave is allowing decrease time of processing experimental information has been proposed. Algorithm of the control and diagnostics of measuring system with the help of the computer allowing is protecting the researcher from influence of microwave radiation effectively has been improve.

5 fig. Ref.: 11 items.

УДК 621.317.757

Дискретный фильтр огибающей узкополосного процесса / В.А.Посошенко, А.В. Садчиков, А.Ф. Измайлов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2009. Вып. 157. С. 152 – 157.

Ряд проблем в области радиотехники требуют обработки входных сигналов, для которых известна минимальная априорная информация о занимаемой полосе частот и времени существования на произвольном интервале времени наблюдения. В этом случае приемлемыми оказываются алгоритмы обработки, основанные на так называемом "энергетическом подходе" [1], который предлагает получение приведенной к дисперсии шума оценки энергии полосового процесса на интервале наблюдения. Для гауссового характера шумов эта оценка представляет собой реализацию случайной величины ξ , которая подчиняется либо центральному, либо не центральному распределению $\chi^2 N$ с N степенями свободы, где N – количество статистически независимых выборок на зафиксированном интервале наблюдения.

Ил. 13. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.317.757

Дискретний фільтр огибаючої вузькосмугового процесу / В.А.Посошенко, А.В. Садчиков, А.Ф. Измайлов // Радиотехника: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2009. Вип. 157. С.152 – 157.

Ряд проблем в галузі радіотехніки вимагає обробки вхідних сигналів, для яких відома мінімальна априорна інформація про займану смугу частот і часу існування на довільному інтервалі часу спостереження. У цьому випадку прийнятними виявляються алгоритми обробки, засновані на так званому "енергетичному підході" [1], який пропонує одержання приведеної до дисперсії шуму оцінки енергії смугового процесу на інтервалі спостереження. Для гауссового характеру шумів ця оцінка являє собою реалізацію випадкової величини ξ , яка підпорядковується або центральному, або не центральному розподілу χ^2 с N ступенями свободи, де N - кількість статистично незалежних вибірок на зафіксованому інтервалі спостереження.

Лл. 13. Бібліогр.: 2 назви.

UDC 621.317.757

Discrete filter of the narrow-band process envelope / V.A. Pososhenko, A.V. Sadchikov, A.F. Izmaylov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci Interdep. Mag. 2009. N 157. P. 152 – 157.

A number of problems in the field of radio engineering demands processing of entrance signals, for which the minimum aprioristic information on the occupied frequency bands and time of existence in any interval of the observation time are known. In this case the algorithms of processing based on the so-called "the power approach" [1] are acceptable, this approach offers reception of the estimate of the strip process energy on the supervision interval led to dispersion of noise. For Gauss nature of noise this estimation represents random variable realization ξ which submits either to the central, or not to the central distribution $\chi^2 N$ with N freedom degrees where N – quantity of statistically independent samples in the fixed interval of supervision.

13 fig. Ref.: 2 items.

**ЗБІРНИК НАУКОВИХ ПРАЦЬ
РАДІОТЕХНІКА**
Выпуск 157
Російською, українською та англійською мовами

**СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ
РАДИОТЕХНИКА**
Выпуск 157
На русском, украинском и английском языках

Коректор Л. І. Сищенко

Підп. до друку 26. 06. 2009. Формат 60х90 8. Папір офсет. Гарнітура Таймс. Друк. ризограф.
Ум. друк. арк. 11,2. Обл.-вид. арк. 10,9. Тираж 300 прим. Зам. № 123. 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.
Свідоцтво про внесення суб'єкта видавничої діяльності до Державного реєстру видавців.
Сер. ДК №1722 от 23.03.2004