

621
1

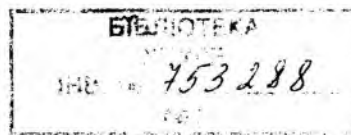
МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

РАДИОТЕХНИКА

Всеукраинский межведомственный
научно-технический сборник

Основан в 1965 г.

ВЫПУСК 137



Харків
Харківський національний
університет радіоелектроніки

2004

621.3 (06)
p/5

УДК 621.3

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

Регистрационное свидетельство КВ № 4486 от 22.08.2000 г.

Ответственность за содержание статей несут авторы.

Редакционная коллегия: гл. ред., д-р техн. наук, проф. *А.И. Терещенко*, зам. гл. ред., д-р техн. наук, проф. *В.М. Шокало*, отв. секретарь, канд. техн. наук, проф. *Ж.Ф. Пащенко*, д-р физ.-мат. наук проф. *Б.М. Булгаков*, д-р техн. наук, проф. *И.Д. Горбенко*, д-р физ.-мат. наук, проф. *Ю.Е. Гордиенко*, д-р техн. наук, проф. *Н.И. Кравченко*, д-р физ.-мат. наук, проф. *В.М. Кузьмичев*, акад. НАН Украины *Л.Н. Литвиненко*, д-р физ.-мат. наук, проф. *А.И. Лучанинов*, чл.-кор. НАН Украины *И.М. Неклюдов*, д-р физ.-мат. наук, проф. *В.А. Омельченко*, канд. физ.-мат. наук, доц. *А.Г. Пащенко*, д-р техн. наук, проф. *В.В. Поповский*, д-р техн. наук, проф. *Е.Г. Прошкин*, д-р техн. наук, проф. *А.И. Стрелков*, д-р техн. наук, проф. *К.С. Сундучков*, д-р физ.-мат. наук, проф. *О.А. Третьяков*, д-р техн. наук, проф. *Я.С. Шифрин*, д-р техн. наук, проф. *С.Н. Шостка*.

Ответственный за выпуск д-р техн. наук *Б.М. Булгаков*

Рекомендовано Ученым советом Харьковского национального университета радиоэлектроники, протокол № 3 от 28.05.04.

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

С 2004 г. сборник «Радиотехника» включен в Каталог подписных изданий Украины, подписной индекс 08391.

СОДЕРЖАНИЕ ЗМІСТ

<i>Бартків Л.В., Бобицький Я.В., Пойзель Г.</i> Розрахунок спектрального демультіплексора на угну́тій ґратці для систем з полімерними оптичними волокнами	7
<i>Стрелков А.И., Барсов В.И., Гришко Н.М.</i> Потенциальные возможности акустооптических анализаторов спектра при анализе коротких радиоимпульсов	16
<i>Пресняков И.Н., Омельченко С.В.</i> Распознавание речевого сигнала на фоне коррелированной помехи	23
<i>Чумаченко С.В.</i> Взаимодействие движущегося кольцевого тока с неоднородной волноводной структурой	31
<i>Широков И.Б., Поливкин С.Н.</i> Выбор разрядности дискретного фазовращателя в задачах исследования характеристик канала связи гомодинными методами	36
<i>Посошенко В.А.</i> Рециркуляционные устройства. Преобразования импульсных сигналов. Сообщение 1. Постановка задачи. Базовые принципы функционирования	44
<i>Мисюра А.А., Онуфриенко В.М.</i> Импедансные свойства фрактальных поверхностей волноведущих гребенчатых систем	50
<i>Сундучков И.К., Яковлев И.В.</i> Компенсация температурного ухода усиления в малошумящем усилителе Ка-диапазона	56
<i>Дюбка Г.Ф., Фуджу Халлид Исса</i> Синтаксический анализ языковых конструкций, описывающих цифровые устройства	60
<i>Усин В.А., Анохина О.Д., Усина А.В.</i> Потенциальная точность ближнезонных методов определения характеристик антенн при использовании импульсных сигналов	67
<i>Катрич В.А., Мартыненко С.А., Пшеничная С.В.</i> Волноводно-щелевая антенна с наклонными щелями в узкой стенке прямоугольного волновода	79
<i>Должиков В.В., Сербин А.В.</i> О фокусирующих свойствах круглой апертуры в материальных средах	88
<i>Токарский П.Л.</i> Взаимные сопротивления горизонтальных электрических диполей над слоем неидеального диэлектрика	96
<i>Даник Ю.Г., Пащенко Р.Э., Наконечный А.А., Ткаченко Н.Н., Челпанов А.В.</i> Компенсация аномальных наблюдений при оценке параметров траектории объектов	100
<i>Куртов А.И., Шутиков О.А., Новиков Н.И.</i> Влияние дестабилизирующих факторов на вид функции неопределенности при использовании продольного синтеза апертуры в режиме пикирования	105
<i>Мисайлов В.Л., Петрушенко Н.Н.</i> Обнаружение маловысотных целей на загоризонтных дальностях над морским тропосферным волноводом	113
<i>Тихонов В.А., Нетребенко К.В.</i> Параметрическое оценивание спектров четвертого порядка негауссовых процессов	118
<i>Леонидов В.И., Сидоров Г.И.</i> Автоматизация классификации амплитудно-временных структур эхо-сигналов в системах акустического зондирования пограничного слоя атмосферы	123
<i>Антипов И.Е.</i> Повышение пропускной способности метеорного радиоканала путём применения переменной скорости передачи данных	130
<i>Чумаков В.И., Столярчук А.В., Острижной М.А., Волколупов Ю.Я., Семенец Т.А., Лошаков Ю.А.</i> Формирователи импульсов СШП излучения на основе нелинейной системы с магнитным прерыванием тока	135

<i>Нікітенко О.М.</i> Рух заряджених частинок у системах зі схрещеними полями циліндричної конструкції (кінематичне наближення)	139
<i>Копоть М.А., Герасимов В.П.</i> Обоснование возможности регенерации мощных ЭВП. 3. Катодный узел	144
<i>Антонова В.А., Борщев В.Н., Копач В.Р., Листратенко А.М., Слипенко Н.И., Тымчук И.Т.</i> Физико-технологические особенности формирования тыльноконтактных фотопреобразователей	148
<i>Пащенко А.Г., Ванцан В.М.</i> Локализация частиц в двухслойной наноструктуре на основе GaAs/Al _x Ga _{1-x} As	153
<i>Музыка Е.Н., Рожницкий Н.Н.</i> Синтез структуры проточно-инжекционной системы с электрохемилюминесцентным анализом биожидкостей	157
<i>Шулика А.В., Сухоиванов И.А., Лысак В.В.</i> Туннелирование в полупроводниковых оптических усилителях на основе асимметричных многослойных квантово-размерных структур	164
<i>Филипенко А.И.</i> Формирование оптического изображения при контроле профиля показателя преломления оптических волокон методом ближнего поля	172
<i>Костромицкий А.И., Чуев И.А., Бондарь Д.В., Зеленин А.Н.</i> Системные аспекты параметрического синтеза технологических моделей частотно-избирательных устройств	177
<i>Таранченко И.В., Невмержицкий И.М., Гриб Д.А., Володько С.П., Голованов В.П.</i> Повышение точности стабилизации вероятности ложной тревоги за счет коррекции пороговых констант	185
<i>Мохаммад Реда Абд Аль-Латиф Аль-Хиннави</i> Определение вида функции регрессии показателя качества функционирования системы передачи данных в задаче повышения точности прогнозирования момента отказа	190
<i>Бутрым А.Ю., Иванченко Д.Д., Казанский О.В., Катрич В.А., Колчигин Н.Н.</i> Синтез и оптимизация широкополосной расширяющейся щелевой антенны	194
<i>Журбенко В.В.</i> Оценка сходимости алгоритма решения нелинейных интегральных уравнений микрополосковых устройств с нелинейным поверхностным импедансом	198
Рефераты – Реферати	205

CONTENTS

<i>Bartkiv L.V., Bobitski Ya.V., Poisel H.</i> Calculation of wavelength demultiplexer based on concave grating for systems with polymer optical fibers	7
<i>Strelkov A.I., Barsov V.I., Grishko N.M., Korotkov V.V.</i> Potentialities of acoustic-optical spectrum analyzers when analyzing short radio pulses	16
<i>Presnjakov I.N., Omelchenko S.V.</i> Recognition of speech signal on the correlated noise background	23
<i>Chumachenko S.V.</i> Interaction between moving ring current and inhomogeneous waveguide structure	31
<i>Shirokov I.B., Polivkin S.N.</i> Selection of capacity of the discrete phase shifter in the problems of channel characteristics' investigation with homodyne methods	36
<i>Pososhenko V.A.</i> Recycle devices. Transformations of pulse signals. Message 1. Statement of the problem. Base principles of functioning	44
<i>Misyura A.O., Onufriyenko V.M.</i> The impedance properties of fractal surfaces of waveguide comb structures	50
<i>Sunduchkov I.K., Yakovlev I.V.</i> Compensation of amplification temperature deviation in low-noise amplifier in Ka-band	56
<i>Dyubko G.F., Fudzhu Khaled Essa</i> The syntactic analysis of the language designs describing digital devices	60
<i>Usin V.A., Anohina O.D., Usina A.V.</i> Potential accuracy of near field methods of antenna characteristics determination using impulsive signals	67
<i>Katrich V.A., Martynenko S.A., Pshenichnaya S.V.</i> Waveguide-slotted antenna with inclined slots in the narrow wall of the rectangular waveguide	79
<i>Dolzhikov V.V., Serbin A.V.</i> On circular aperture focusing properties in matter	88
<i>Tokarsky P.L.</i> Mutual impedance between horizontal electrical dipoles placed over the imperfect dielectric slab	96
<i>Danik U.G., Pashchenko R.E., Nakonechny A.A., Tkachenko N.N., Chelpanov A.V.</i> Compensation of the anomalous observation when estimating the objects' track parameters	100
<i>Kurtov A.I., Shutikov O.O., Novikov N.I.</i> Influence of destabilizing factors on ambiguity function shape applying longitudinal aperture synthesis in the dive mode	105
<i>Misajlov V.L., Petrushenko N.N.</i> Detection of low-height targets at over-the-horizon distances above the sea tropospheric waveguide	113
<i>Tykhonov V.A., Netrebenko K.V.</i> Parametric estimation of the fourth-order spectra of non-Gaussian processes	118
<i>Leonidov V.I., Sidorov G.I.</i> Automation of the amplitude-time echo-signals structures classification in the atmospheric boundary layer acoustic sounding systems	123
<i>Antipov I.E.</i> Increase in meteor radio channel capacity by means of variable data transmission rate use	130
<i>Chumakov V.I., Stolarchuk A.V., Ostrizhnoy M.A., Volkolupov Yu.Ya., Semenets T.A., Loshakov Yu.A.</i> UVB pulses generator based on nonlinear system with magnetic current breaker	135
<i>Nikitenko O.M.</i> The charged particles motion in cylindrical construction crossed-field systems	139
<i>Kopot' M.A., Gerasimov V.P.</i> Justification of the possibility to regenerate powerful electronic vacuum devices. 3. Cathode node	144

<i>Antonova V.A., Borshchov V.N., Kopach V.R., Listratenko A.M., Slipchenko N.I., Tymchuk I.T.</i> The physics-technological features of rear contact solar cell formation	148
<i>Pashchenko A.G., Vantsans V.M.</i> Particles localization in two-layer nanostructure based on GaAs/Al _x Ga _{1-x} As	153
<i>Muzyka E.N., Rozhitskii N.N.</i> Structure synthesis of the flow-injection system with electrochemiluminescent analysis of biological liquids	157
<i>Shulika A.V., Sukhoivanov I.A., Lysak V.V.</i> Tunneling in semiconductor optical amplifiers based on asymmetrical multiple quantum well structures	164
<i>Filipenko A.I.</i> Formation of the optical image at the optical fibers refraction index profile control by a near field method	172
<i>Kostromitsky A.I., Chyev I.A., Bondar D.V., Zelenin A.N.</i> System aspects of parametric synthesis of frequency – selective devices technological models	177
<i>Taranchenko I.V., Nevmerjitskiy I.M., Grib D.A., Volodko S.P., Golovanov V.P.</i> Increase in precision of a false alarm probability stabilization at the expense of threshold constants correction	185
<i>Mohammad Reda Abd Al-Latif Al-Hinnavy</i> Definition of regression function type of quality factor of data transmission system functioning in the problem of increasing accuracy in failure moment forecasting	190
<i>Butrym A.Yu., Ivanchenko D.D., Kazanskiy O.V., Katrich V.A., Kolchigin N.N.</i> Synthesis and optimization of wideband tapered slot antenna	194
<i>Zhurbenko V.V.</i> Estimation of convergence of the nonlinear integral equation solution algorithm for microstrip devices with nonlinear surface impedance	198
Abstracts	205

**РОЗРАХУНОК СПЕКТРАЛЬНОГО ДЕМУЛЬТИПЛЕКСОРА НА УГНУТІЙ ГРАТЦІ
ДЛЯ СИСТЕМ З ПОЛІМЕРНИМИ ОПТИЧНИМИ ВОЛОКНАМИ****Вступ**

Мультиплексування та розділення по довжинах хвиль (МРДХ) є добре відомою технологією, що використовується в волоконно-оптичних системах для збільшення їхньої пропускної здатності [1]. МРДХ в основному використовується на довгих дистанціях, де воно має багато переваг. Цей метод ущільнення потоків інформації може бути також корисним при застосуванні і на коротких відстанях. Сюди слід віднести домашні та комерційні мережі, а також мережі в мобільних системах (автомобілі, потяги, літаки, судна), що підтримують мультимедійні послуги. Довгі волоконно-оптичні лінії зв'язку використовують одномодові кварцеві оптичні волокна (КОВ), і технологія МРДХ для цього типу волокна є дуже добре розроблена [2]. В локальних мережах зв'язку в основному використовуються багатомодові волокна, зокрема полімерні оптичні волокна (ПОВ) [3, 4]. Пристрої для спектрального мультиплексування, які розроблені для використання з одномодовими КОВ, не можуть використовуватись з багатомодовими ПОВ. Основними проблемами є великий діаметр серцевини та велика числова апертура полімерного волокна [5]. Незважаючи на це, окремі схеми мультиплексорів для систем з ПОВ все ж були розроблені. Система двонапрявленого зв'язку з використанням розгалуджувачів Y-типу разом з кольоровими фільтрами в якості мульти/демультиплексора була реалізована в [6]. Оптичні втрати в Y-розгалуджувачі є близько 5 дБ. Незважаючи на те, що такі розгалуджувачі є відносно дешевими, багатоканальна передача з використанням МРДХ є неефективною через те, що втрати оптичної потужності пропорційні числу каналів. З точки зору оптичних втрат інтерференційні фільтри мають кращі характеристики. 3-канальний демультиплексор на інтерференційних фільтрах був побудований в [7]. Виміряні втрати для всіх трьох довжин хвиль були меншими, ніж 1,6 дБ. Це набагато краще, ніж у випадку з Y-розгалуджувачем. Однак цей демультиплексор має багато оптичних компонентів: чотири колімуючі лінзи та чотири інтерференційні фільтри. Коли збільшити число каналів, то число компонентів і, відповідно, вартість демультиплексора також зростуть. Гратковий демультиплексор, представлений у [8], є кращим з цієї точки зору. Він має тільки одну плоску гратку та одну колімуючу лінзу для будь-якого числа каналів, і збільшення кількості довжин хвиль не впливає на втрати оптичної потужності для окремої довжини хвилі. Проте такий демультиплексор все ж вносить втрати приблизно 5 дБ. Крім того, коли в якості вхідного волокна використати ПОВ з прямокутним профілем показника заломлення і великою числовою апертурою замість ПОВ з градієнтним профілем і низькою числовою апертурою, втрати будуть різними для кожного каналу, причому, чим далі від оптичної осі системи розміщене вихідне волокно, тим більшими будуть втрати. Ця проблема виникає через велику числову апертуру оптичного волокна. На даний час не існує мультиплексорів і демультиплексорів, які б поєднували всі згадані вище переваги і були б придатними для використання в системах із ПОВ. Виходячи з того, що для систем з одномодовими КОВ такі пристрої вже існують, то необхідно ще раз переглянути їхню теорію та спробувати створити подібні пристрої для систем з полімерними оптичними волокнами. Можливим рішенням в даному випадку може бути демультиплексор на угнутій дифракційній гратці. Він має переваги мультиплексора з плоскою граткою і, в той же самий час, має найменшу кількість оптичних елементів. В цьому демультиплексорі використовується тільки одна угнута гратка, оскільки вона володіє не тільки дифракційними, а й фокусуючими властивостями. Спроба розробити такий демультиплексор на угнутій дифракційній гратці для використання в системах з полімерними волокнами і була реалізована в даній роботі.

1 Етапи розрахунку демультіплексора на угнутій ґратці

Процедура розрахунку конструкцій із угнутими ґратками як правило складається з трьох етапів:

- 1) розрахунок основних параметрів ґратки та конструктивних параметрів пристрою (розмір ґратки, частота штрихів, розміщення вхідної і вихідної щілини);
- 2) мінімізація аберацій угнутої ґратки шляхом вибору відповідної поверхні ґратки та форми штрихів;
- 3) оптимізація профілю штрихів ґратки для отримання найкращої характеристики дифракційної ефективності ґратки в робочому спектральному діапазоні.

2 Розрахунок основних параметрів демультіплексора

Полімерні оптичні волокна характеризуються відносно великим коефіцієнтом затухання оптичного випромінювання в порівнянні з кварцевими волокнами [3]. Як наслідок цього, їхня область застосування обмежена кількома метрами. Тому при проектуванні систем з ПОВ важлива увага приділяється мінімізації втрат як на з'єднаннях волокон, так і в оптичних компонентах. Спектральний демультіплексор у таких системах повинен не тільки виконувати свою функцію розділення спектральних каналів, а також вносити найменші втрати оптичного випромінювання в системі. Демультіплексор на вгнутий дифракційній ґратці складається тільки з одного оптичного елемента – вгнутої ґратки, яка й забезпечує всі необхідні функції по розділенню довжин хвиль. Незважаючи на те, що зменшення кількості оптичних елементів в демультіплексорі призводить до зменшення оптичних втрат у ньому, особливу увагу при проектуванні слід приділити розміщенню оптичних волокон у пристрої та параметрам угнутої ґратки. Для локальних мереж, де буде використовуватись даний демультіплексор, важливим є також вартість такого пристрою, яка в даному випадку фактично визначається вартістю дифракційної ґратки. На вартість останньої впливають її розміри та технологія виготовлення. Отже, щоб отримати дешевий демультіплексор, необхідно використовувати відповідну для цього ґратку. Розміри ґратки визначаються розмірами пристрою та числовою апертурою волокна. Остання є найважливішим обмежуючим фактором. Різні типи полімерних оптичних волокон мають різний діаметр і різну числову апертуру. В залежності від застосування може використовуватись той чи інший тип волокна. Оскільки в локальних системах найбільша перевага віддається волокну з великим діаметром та великою числовою апертурою, то розумно буде розглядати стандартне полімерне волокно з прямокутним профілем показника заломлення, діаметром, рівним 1 мм, та числовою апертурою, рівною 0,5. Вікна прозорості такого ПОВ знаходяться у видимій області спектра, а робочий спектральний діапазон простягається в області від 400 до 700 нм. Виходячи з того, що в якості джерел оптичного випромінювання в системах з полімерними волокнами переважно використовують світлодіоди, ширина спектра випромінювання яких знаходиться в межах приблизно від 15 до 50 нм, робочий спектральний діапазон волокна можна грубо розбити на 10 частин або піддіапазонів. Ширина кожного піддіапазону буде рівна 30 нм. Отже, в демультіплексорі мають бути розміщені десять вихідних оптичних волокон таким чином, щоб випромінювання розділених ґраткою довжин хвиль, які відповідають центральним довжинам хвиль піддіапазонів, фокусувалось у центр відповідного оптичного волокна. Загальна оптична схема демультіплексора на угнутій ґратці зображена на рис. 1.

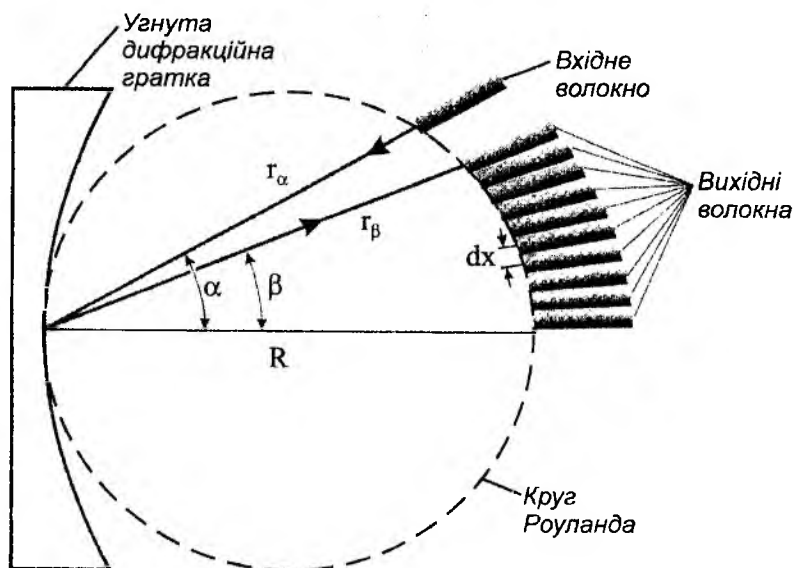


Рис. 1

У даній схемі демультимплексора з класичною вгнутою ґраткою волокна розміщені на крузі Роуланда, діаметр якого рівний радіусу R угнутої поверхні ґратки. Таке розміщення волокон відповідає умові, при якій відсутні аберації дефокусування та класична кома, однак інші типи аберацій присутні. Кінцева оптимізація розміщення волокон у демультимплексорі, а також мінімізація аберацій угнутої ґратки будуть проведені пізніше.

Виходячи з того, що діаметр волокна d_0 рівний 1 мм, а розділення між каналами $\Delta\lambda$ становить 30 нм, можна порахувати лінійну дисперсію $dx/d\lambda$, яка необхідна для розділення двох сусідніх довжин хвиль:

$$\frac{dx}{d\lambda} = f \frac{d\theta}{d\lambda} \geq \frac{d_0}{\Delta\lambda} = 33333, \quad (1)$$

де f – ефективна фокальна віддаль, а $d\theta/d\lambda$ – кутова дисперсія. В нашому випадку f рівне $R \cos\beta$, а тому можна записати:

$$\frac{dx}{d\lambda} = f \frac{d\theta}{d\lambda} = R \cos\beta \frac{m}{\Lambda \cos\beta} = \frac{Rm}{\Lambda}, \quad (2)$$

де β – кут дифракції; Λ – період дифракційної ґратки; m – дифракційний порядок. З точки зору компактності та ефективності демультимплексора, а також неможливості використання вищих порядків дифракції для спектрального діапазону 400–700 нм через перекриття їхніх спектрів, перший дифракційний порядок будемо вважати робочим порядком. Щоб мати деяку ступінь вільності в розміщенні волокон та покращити міжканальне розділення, значення лінійної дисперсії треба брати більшим, ніж розраховане, наприклад 40000. Таким чином, відношення радіуса R угнутої поверхні ґратки і її періоду Λ може бути записане:

$$\frac{R}{\Lambda} \geq 40000. \quad (3)$$

Знаючи радіус угнутої поверхні ґратки, з допомогою цього співвідношення можна визначити період ґратки і навпаки.

Так як пристрій має бути компактим, волокна повинні бути розташовані якомога ближче одне до одного. Якщо вихідні волокна знаходяться одне від одного на визначеній віддалі dx , яка вважається незмінною при сталому періоді ґратки, то положення вхідного волокна

відносно вихідних можна легко змінювати шляхом зміни кута α орієнтації вхідного волокна відносно нормалі ґратки. В такому випадку мінімальну віддаль Δx між вхідним і сусіднім вихідним волокнами можна прийняти рівною $2d_0$. Враховуючи співвідношення (3), можна знайти залежність кута α розміщення вхідного волокна відносно нормалі ґратки від радіуса R угнутої поверхні ґратки при $\Delta x = 2d_0$. Отримана графічна залежність $\alpha = f(R)$ зображена на рис. 2.

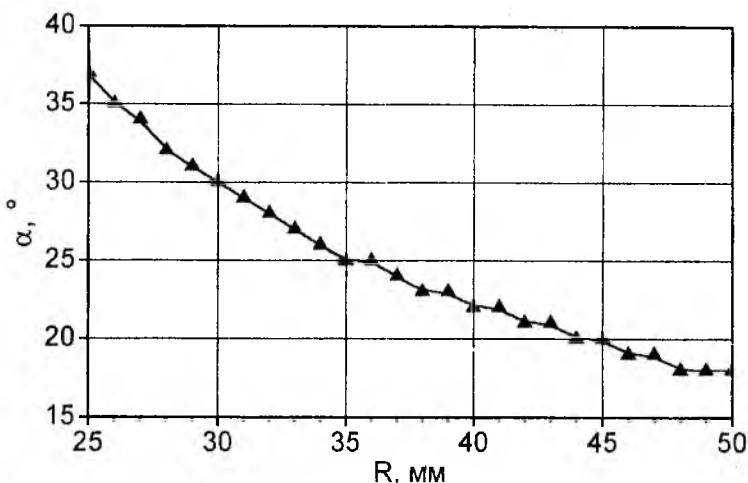


Рис. 2

Крива на рис. 2 показує мінімальні значення кута α для різних значень радіуса угнутої поверхні ґратки за умови, що розмежування вхідного і сусіднього вихідного волокон не менше $2d_0$, а період ґратки визначається із співвідношення:

$$\Lambda \leq \frac{R}{40000}. \quad (4)$$

Таким чином, з отриманої залежності треба вибрати оптимальні значення параметрів α та R . Беручи до уваги той факт, що демультиплексор повинен мати мінімальні розміри, значення параметрів α та R вибираємо 30° і 30 мм відповідно. Період дифракційної ґратки при таких значеннях буде рівним $0,75$ мкм.

Віддаль від центра ґратки до відповідного волокна, коли волокна розміщуються на крузі Роуланда у випадку класичної ґратки (див. рис.1), визначається за формулою:

$$r_\psi = R \cos \psi, \quad (5)$$

де ψ – кут розміщення відповідного волокна відносно нормалі ґратки. Для вхідного волокна $\psi = \alpha$ і тому ця віддаль рівна $r_\alpha = R \cos \alpha$. Для вихідних волокон цей кут є кутом дифракції оптичного випромінювання відповідних довжин хвиль, які мають бути розділені відносно нормалі ґратки, і визначається за формулою [9]:

$$\beta = \arcsin \left\{ \frac{m\lambda}{\Lambda} - \sin \alpha \right\}. \quad (6)$$

Діаметр дифракційної ґратки залежить від розміщення вхідного волокна та числової апертури волокна. Для розрахованого вище демультиплексора діаметр ґратки повинен бути меншим, ніж 35 мм.

3 Оптимізація ефективності демультиплексора на угнутій ґратці

Ефективність демультиплексора на вгнутій ґратці визначається перш за все фокусувальними властивостями угнутої дифракційної ґратки. Як і будь-яка оптична система, угнута

дифракційна ґратка володіє аберациями, які дуже сильно спотворюють зображення. Щоб зменшити втрати оптичного випромінювання в демультіплексорі, проектувальники в першу чергу намагаються мінімізувати аберації. Мінімізація аберацій для систем з угнутими ґратками, коли відомі основні параметри системи, проводиться шляхом вибору оптимальної поверхні ґратки та оптимальної форми штрихів ґратки [10]. Оскільки вартість демультіплексора залежить від вартості ґратки, то параметри останньої і технологія її виготовлення повинні бути відповідними. Тому поверхню ґратки приймаємо сферичною, бо її простіше виготовити, ніж асферичну поверхню, а сама ґратка буде формуватись на сферичній поверхні методом голографічного запису. При цьому мінімізація аберацій у площині зображення угнутої ґратки буде провадитись шляхом вибору оптимального розміщення записуючих джерел.

Наступним етапом оптимізації ефективності демультіплексора є оптимізація дифракційної ефективності ґратки, яка проводиться шляхом вибору оптимального профілю штрихів ґратки.

3.1 Мінімізація аберацій вгнутої голографічної ґратки. Для оцінки фокусуєчих характеристик угнутих дифракційних ґраток звичайно використовується абераційна функція, яка характеризує, наскільки оптичний шлях променя АРВ, що проходить через довільну точку $P(u, w, l)$ ґратки, відрізняється від оптичного шляху центрального променя АОВ (рис. 3) [11]. За розкладом геометричної різниці цих шляхів у степеневий ряд до 4-го порядку включно по координатах w і l точки на поверхні ґратки абераційна функція δF запишеться у вигляді суми виразів, кожен із яких представляє певний тип аберації, наступним чином:

$$\delta F = \sum_{ij} F_{ij} w^i l^j = F_{10} w + F_{20} w^2 + F_{02} l^2 + F_{30} w^3 + F_{12} w l^2 + F_{40} w^4 + F_{22} w^2 l^2 + F_{04} l^4, \quad (7)$$

де F_{ij} – абераційні коефіцієнти. В даному виразі F_{ij} взяті лише з парним індексом j , оскільки система

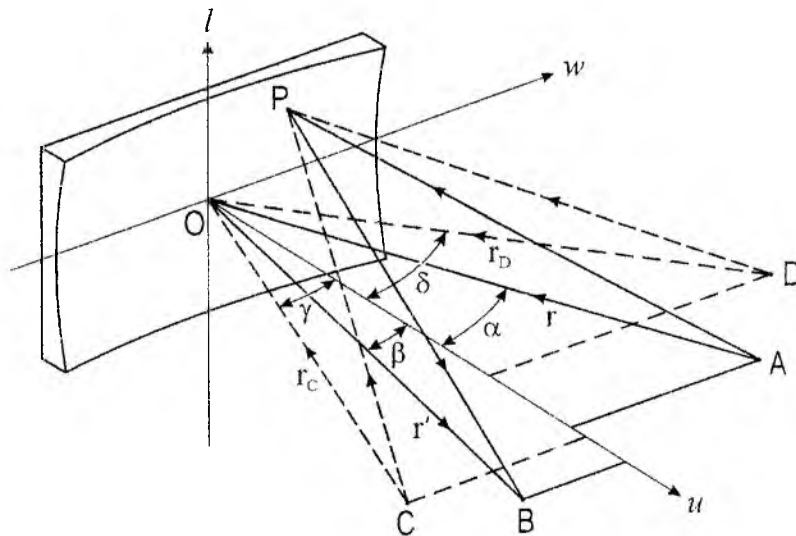


Рис. 3

вважається симетричною відносно uw -площини. Абераційні коефіцієнти можуть бути розписані у вигляді суми як

$$F_{ij} = M_{ij} + \frac{m\lambda}{\lambda_0} G_{ij}, \quad (8)$$

де M_{ij} – конструктивні параметри, які залежать від розміщення вхідного А і вихідного В волокон; G_{ij} – параметри, які залежать від розміщення голографічних джерел С і D під час

запису ґратки; m – порядок дифракції; λ – довжина хвилі падаючого на ґратку випромінювання; λ_0 – довжина хвилі записуючого випромінювання. У виразі (7) коефіцієнт F_{10} визначає рівняння голографічної ґратки, коефіцієнти F_{20} і F_{02} визначають аберації дефокусування та астигматизм, F_{30} і F_{12} – класичну кому та змішану кому, а F_{40} , F_{04} та F_{22} – меридіональну, сагітальну та змішану сферичні аберації, відповідно [10]. Вирази для коефіцієнтів M_{ij} та G_{ij} подані в [12].

Абераційна функція є корисною для нас, оскільки дозволяє оцінити розміри плями зображення. Світловий промінь, що падає на поверхню ґратки в точку $P(u, w, l)$, відбивається від неї і в площині зображення відхиляється від центрального променя в горизонтальному і вертикальному напрямках на віддаль δw і δl відповідно. Вирази для δw і δl , подані в [13], мають вигляд

$$\delta w = \frac{r' - w \sin \beta}{r' \cos \beta} \left[(r' - w \sin \beta) \frac{\partial \delta F}{\partial w} - l \sin \beta \frac{\partial \delta F}{\partial l} \right], \quad \delta l = (r' - w \sin \beta) \frac{\partial \delta F}{\partial l}. \quad (9)$$

Ширину W і висоту H зображення у спектральному фокусі угнутої ґратки можна оцінити за допомогою виразів, отриманих у [14]:

$$W = r' (D/2)^2 (3|F_{30}| + |F_{12}|), \quad H = r' (2D|F_{02}| + D^2|F_{12}|), \quad (10)$$

де D – діаметр ґратки. З виразів (10) видно, що розміри зображення залежать від аберацій вгнутої ґратки. Для того, щоб зменшити розмір зображення і відповідно збільшити ефективність демультіплексора, необхідно мінімізувати аберації. Як було згадано вище, мінімізація аберацій для угнутої голографічної ґратки провадиться шляхом вибору оптимального розміщення голографічних джерел C і D . З цією метою в середовищі Delphi було складено алгоритм оптимізації параметрів r_C , r_D , γ та δ (рис. 3). Таким чином було знайдено оптимальне розміщення джерел C і D , при якому аберації ґратки є мінімальними. Параметри угнутої голографічної ґратки з мінімізованими абераціями подані в табл. 1. Зображення фокальних плям від точкового джерела світла для робочих довжин хвиль у спектральному фокусі розрахованої голографічної ґратки розміром $35 \text{ мм} \times 35 \text{ мм}$ отримані за допомогою виразів (9) і показані на рис. 4.

Таблиця 1

r , мм	α , °	r_D , мм	δ , °	r_C , мм	γ , °	λ_0 , нм	R , мм
36	30	67,303	56,248	29,117	-0,704	632,8	30

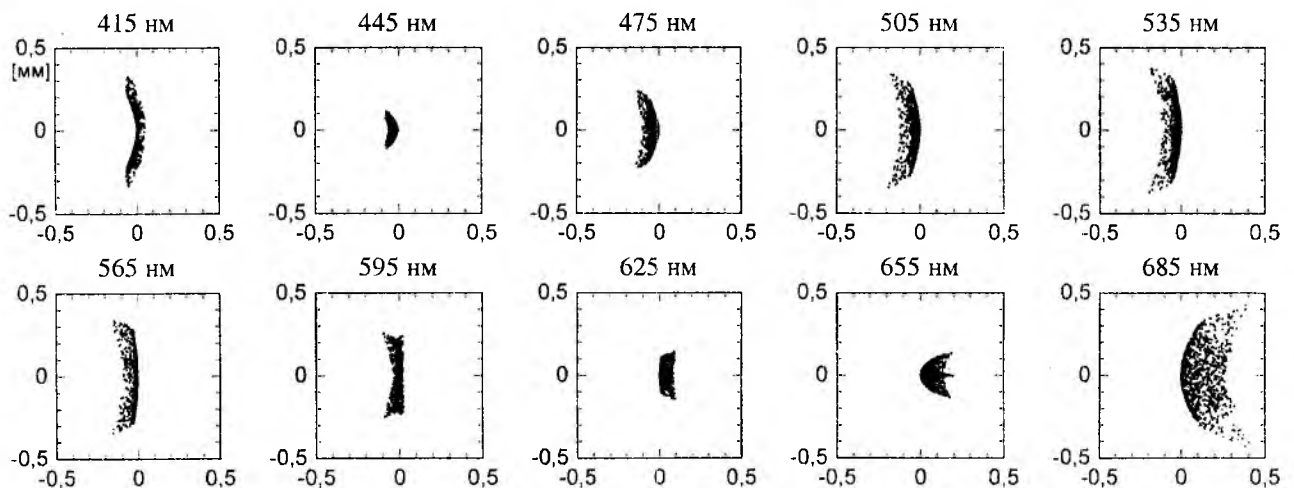


Рис. 4

3.2 Оптимізація профілю штрихів ґратки. Під час голографічного запису дифракційної ґратки інтерференційна картина, сформована на сферичній підкладці від двох когерентних точкових джерел світла С і D (рис. 3), переноситься на поверхню підкладки у вигляді модуляції її рельєфу. Оскільки модуляція інтенсивності на поверхні підкладки має синусоїдальний характер, то штрихи ґратки будуть мати подібний профіль. Період штрихів у такому випадку рівний періоду інтерференційних смуг. Формули, наведені в [11], дають змогу отримати коефіцієнт лінійної зміни періоду інтерференційних смуг, а також радіус їх кривизни в центрі ґратки. Для точного визначення періоду смуг у кожній точці поверхні ґратки було проведено більш детальний аналіз інтерференційної картини. Таким чином, отримано вираз для визначення віддалі між інтерференційними смугами в кожній точці $P(u, w, l)$ на поверхні ґратки наступного вигляду:

$$\sigma = \frac{R \sigma_w \sigma_l}{\sqrt{R^2 (\sigma_w^2 + \sigma_l^2) - (\sigma_w l + \sigma_l w)^2}}, \quad (11)$$

де σ_w і σ_l – віддалі між інтерференційними смугами в напрямку осей w і l , відповідно, у дотичній до ґратки в її центрі (точка O) площині:

$$\sigma_w = \frac{\lambda_0}{G_{10} + 2G_{20}w + 3G_{30}w^2 + G_{12}l^2 + 4G_{40}w^3 + 2G_{22}wl^2}, \quad (12)$$

$$\sigma_l = \frac{\lambda_0}{2G_{02}l + 2G_{12}wl + 2G_{22}w^2l + 4G_{04}l^3}. \quad (13)$$

Однією із основних характеристик дифракційної ґратки є її ефективність $\eta_m = I_m/I_0$, яка визначається відношенням інтенсивності світла I_m , дифрагованого в робочий порядок, до інтенсивності світла I_0 , що падає на ґратку. Ефективність ґратки можна змінювати, міняючи профіль штрихів ґратки. Максимальна ефективність отримується, коли профіль штрихів має трикутну форму, а кут нахилу однієї грані є таким, за якого кут відбивання від неї світла, що падає на ґратку, рівний куту дифракції [9]. Голографічні ґратки, як правило, мають синусоїдальний профіль штрихів. Однак у деяких випадках необхідно отримати високу ефективність, тому синусоїдальний профіль модифікують у трапецеїдальний та іншої форми, використовуючи різні методи. Звичайно це призводить до зростання вартості ґратки. Тому ми залишимося із синусоїдальною ґраткою.

Відносна інтенсивність монохроматичного світла з довжиною хвилі λ , дифрагованого в m -ий порядок, для відбиваючої синусоїдальної рельєфної ґратки визначається функцією Бесселя m -го порядку як

$$I_m = J_m^2 \left(\frac{\pi \Delta}{\lambda} (\cos \alpha + \cos \beta) \right), \quad (14)$$

де Δ – глибина модуляції поверхневого рельєфу ґратки, α і β – кути падіння і дифракції відповідно [15]. Реальна інтенсивність світла, дифрагованого в m -ий порядок, обчислюється за формулою:

$$\eta_m = I_m \times \left[\sum_{k=m_-}^{m_+} I_k \right]^{-1}, \quad (15)$$

де m_- і m_+ – найнижчий і найвищий порядки дифракції. Як видно з виразу (14), ефективність синусоїдальної ґратки залежить від глибини модуляції поверхневого рельєфу Δ . Таким

чином, щоб збільшити ефективність ґратки η_1 , необхідно оптимізувати Δ . З цією метою було складено алгоритм розрахунку ефективності ґратки в залежності від значення параметра Δ . При цьому було враховано, що записуючі голографічні пучки мають гауссівський розподіл інтенсивності, внаслідок якого Δ має подібний розподіл на поверхні ґратки. Також було взято до уваги гауссівський розподіл інтенсивності випромінювання з вхідного волокна. Проведений аналіз розрахованих значень ефективності ґратки при різних значеннях Δ показав, що максимальна ефективність ґратки для робочих довжин хвиль отримується, коли Δ рівне 203 нм у центрі ґратки.

4 Теоретична оцінка ефективності демультіплексора

Мінімізація аберацій ґратки та оптимізація її ефективності були проведені з метою підвищення ефективності демультіплексора, тобто зменшення оптичних втрат у ньому. Оптичні втрати, як згадувалось вище, є критичними для систем з полімерними волокнами, які мають відносно високий коефіцієнт затухання оптичного випромінювання. Для того щоб оцінити ефективність використання спектрального демультіплексора в таких системах, необхідно розрахувати втрати оптичного випромінювання в демультіплексорі для кожного спектрального каналу. Для цього було використано наступне наближення. Було припущено, що на поверхню ґратки падає N -на кількість світлових променів. Якщо відома інтенсивність I_p кожного окремого променя, то повна інтенсивність світла, яке падає на ґратку, буде рівна сумі інтенсивностей I_p всіх N променів. Інтенсивність кожного відбитого від ґратки променя приймаємо рівною $\eta_p I_p$, де η_p – ефективність ґратки для кожного падаючого променя з інтенсивністю I_p . Таким чином, якщо M – число променів, які потрапили у вихідне волокно, то оптичні втрати B в демультіплексорі можна виразити як

$$B = 10 \lg \frac{\sum I_p}{\sum \eta_p I_p} \quad (16)$$

Використовуючи таке наближення, в середовищі Delphi було складено алгоритм розрахунку оптичних втрат в демультіплексорі. Розраховані втрати оптичного випромінювання в демультіплексорі для кожного спектрального каналу подані в табл. 2.

Таблиця 2

λ , нм	415	445	475	505	535	565	595	625	655	685
B , дБ	4,08	3,15	2,68	2,50	2,43	2,49	2,64	2,87	3,38	4,13

Із табл. 2 видно, що оптичні втрати в спроектованому демультіплексорі на вгнутій ґратці знаходяться в межах приблизно від 2,5 до 4 дБ, в той час як втрати в демультіплексорі з плоскою ґраткою [8] рівні 5 дБ.

Висновки

В роботі розраховано спектральний демультіплексор на вгнутій дифракційній ґратці для систем передачі даних із полімерними оптичними волокнами. Для підвищення ефективності демультіплексора проведено мінімізацію аберацій угнутої голографічної ґратки та оптимізацію її ефективності. Показано, що аберації голографічної ґратки можуть бути мінімізовані шляхом оптимального розміщення голографічних джерел, а оптимізація ефективності ґратки провадиться шляхом вибору оптимального профілю штрихів ґратки. Теоретично розраховано оптичні втрати для спектральних каналів у такому демультіплексорі, які становлять

2,5...4 дБ. Розроблений спектральний демультиплексор має невисокі оптичні втрати, а тому може використовуватись в системах із полімерними оптичними волокнами. Крім того, його суттєвою перевагою є мінімальна кількість оптичних елементів в ньому.

Список літератури: 1. *Keiser G.E.* A review of WDM technology and applications // *Optical Fiber Technology*. 1999. No.5. P.3 – 39. 2. *Senior J.M., Cusworth S.D.* Devices for wavelength multiplexing and demultiplexing // *IEEE Proceedings*. 1989. Vol.136, No.3. P.183 – 202. 3. *Weinert A.* Plastic optical fibers: principles, components, installation. Erlangen-Muenchen: Publicis-MCD-Verl., 1999. 145 p. 4. *Plastic optical fibres: practical applications* / Ed. by J.Marcou. Paris: Masson, 1997. 151 p. 5. *Daum W., Krauser J., Zamzow P.E., Ziemann O.* POF – polymer optical fibers for data communication. Berlin: Springer, 2002. 433 p. 6. *Ziemann O.* Bi-directional transmission over plastic optical fibers // *Proceedings of the 6th International POF Conference*. 1997. P.48 – 49. 7. *Khoe G.D.* Exploring the use of GI-POF systems in the 640 nm to 1300 nm wavelength area // *Proceedings of the 8th International POF Conference*. 1999. P.36 – 43. 8. *Hundscheidt H.H.F. et al.* Wavelength division multiplexing for a GIPOF transmission system // *Proceedings of the 5th International POF Conference*. 1996. P.65 – 69. 9. *Palmer C.* Diffraction grating handbook, 4th ed. New York: Richardson Grating Laboratory, 2000. 143 p. 10. *Grange R.* Aberration-reduced holographic spherical gratings for Rowland circle spectrographs // *Applied Optics*. 1992. Vol.31, No.19. P.3744 – 3749. 11. *Loewen E.G., Popov E.* Diffraction gratings and applications. New York: Marcel Dekker, 1997. 601 p. 12. *Noda H., Namioka T., Seya M.* Geometric theory of the grating // *Journal of the Optical Society of America*. 1974. Vol.64, No.8. P.1031 – 1036. 13. *Chrisp M.* Aberrations of holographic toroidal grating systems // *Applied Optics*. 1983. Vol.22, No.10. P.1508 – 1518. 14. *Tsonev L., Popov E.* Focal spot estimation for concave diffraction gratings // *Optics Communications*. 1992. Vol.90, No.1. P.11 – 15. 15. *Boivin L.P.* Multiple imaging using various types of simple phase gratings // *Applied Optics*. 1972. Vol.11, No.8. P.1782 – 1792.

Національний університет «Львівська політехніка»

Університет прикладних наук ім. Г.С. Ома, м. Нюрнберг

Надійшла до редколегії 25.03.2004

ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ АКУСТООПТИЧЕСКИХ АНАЛИЗАТОРОВ СПЕКТРА ПРИ АНАЛИЗЕ КОРОТКИХ РАДИОИМПУЛЬСОВ

Постановка задачи. Успешное решение задачи электромагнитной совместимости практически невозможно без предварительной, всесторонней и полномасштабной оценки электромагнитной обстановки в исследуемом районе, позволяющей с максимальной точностью и в реальном масштабе времени определять параметры источников радиоизлучения. Высокие темпы роста количества операторов и абонентов мобильных средств связи требует создания радиотехнических средств мониторинга радиообстановки. На данный момент практически весь пригодный для радиосвязи диапазон частот перекрыт, а некоторые полосы частот этого диапазона существенно перегружены. Дальнейшее освоение любой области частотного диапазона сопровождается необходимостью жесткой регламентации использования рабочих частот и удовлетворением требований многочисленных стандартов по обеспечению электромагнитной совместимости различных радиоэлектронных средств.

Одной из основных подсистем радиотехнической системы мониторинга радиообстановки является акустооптические анализаторы спектра радиосигналов, осуществляющие беспысковый спектральный анализ в широком диапазоне частот практически в реальном масштабе времени. Функционирование акустооптических анализаторов спектра основано на дифракционном взаимодействии оптического излучения с упругой ультразвуковой волной в нелинейной оптической среде (кристалле акустооптического модулятора). Определение частоты несущей анализируемого радиосигнала происходит путем регистрации пространственного спектра дифрагированного оптического излучения, содержащего информацию о спектральных характеристиках анализируемого радиоимпульса [1 – 6].

Внимание авторов привлек феномен, заключающийся в том, что при проведении ряда исследований наблюдался результат, трудно объяснимый с позиций классической теории построения акустооптических анализаторов спектра, а именно существенное ухудшение характеристик обнаружения оптических сигналов в выходной плоскости акустооптического анализатора спектра при спектральном анализе коротких радиоимпульсов и как следствие невозможность измерения частоты радиосигнала [7]. Замеченный феномен проявлялся при уменьшении длительности анализируемого радиоимпульса $\tau_{рад}$ до значений $\tau_{рад} < \frac{L}{V_{зв}}$,

где L – размер апертуры акустооптического модулятора; $V_{зв}$ – скорость распространения ультразвуковой волны в кристалле акустооптического модулятора.

В соответствии с вышесказанным поиск новых подходов к решению задачи оптимизации обнаружения оптических сигналов и измерения параметров коротких импульсных радиосигналов в акустооптических анализаторах спектра является актуальной задачей.

Анализ литературы. Алгоритмы обнаружения сигналов на выходе акустооптического спектроанализатора, основанные на волновых представлениях, хорошо известны и описаны в классической литературе. В случае, когда параметры обнаруживаемого сигнала известны, а помеха в первом приближении может быть описана нормальным законом распределения, оптимальная обработка сигналов заключается в вычислении корреляционного интеграла произведения принятой реализации, содержащей сигнальную и помеховую составляющие, и ожидаемого сигнала. Методам, позволяющим значительно улучшить качество обнаружения оптических сигналов в выходной плоскости акустооптических анализаторов спектра при анализе коротких радиоимпульсов также посвящено значительное число работ. Так в [8] учтены особенности пространственно-временного сигнала в выходной плоскости акустооптического анализатора спектра. В [9] предложен алгоритм пространственной обработки

сигналов в акустооптических спектроанализаторах, учитывающий изменение пространственного распределения оптического сигнала при уменьшении длительности анализируемого радиосигнала а также корпускулярные и статистические свойства оптического излучения. В [10] предлагается алгоритм пространственно-временной обработки коротких сигналов, который позволяет учитывать переходные процессы при входе – выходе ультразвукового импульса в акустооптический модулятор.

Целью данной статьи является рассмотрение потенциальных возможностей акустооптических анализаторов спектра при анализе несущей частоты коротких радиосигналов; разработка оптимального алгоритма обнаружения оптических сигналов в выходной плоскости акустооптического анализатора спектра при анализе коротких радиоимпульсов на основе традиционного описания оптического сигнала и помехи непрерывными функциями а также оценка его эффективности по критерию отношения сигнал/шум; проведение сравнительного анализа с результатами, полученными авторами в предыдущих работах на основе представления оптических сигналов и помехи случайными дискретными потоками.

Материалы исследований. С позиций классической теории построение акустооптических анализаторов спектра основано на волновом представлении сигналов и помех и их описании непрерывными функциями. При этом считается, что оптическое излучение представляется электромагнитной волной, имеющей плоский фронт, а световая волна, проходя через акустооптический модулятор, дифрагирует на неоднородностях оптической плотности, вызванных распространяющейся в кристалле акустооптического модулятора ультразвуковой волной. Полученное в результате распределение интенсивности оптического излучения в задней фокальной плоскости Фурье-линзы представляет собой спектр пространственных частот дифрагированного излучения, в котором содержится информация о спектральных характеристиках исследуемых радиосигналов. Под действием дифрагированного светового излучения на линейном многоэлементном ПЗС-фотоприемнике, расположенном в задней фокальной плоскости Фурье-линзы, формируется выходной электрический сигнал акустооптического спектроанализатора (рис. 1).

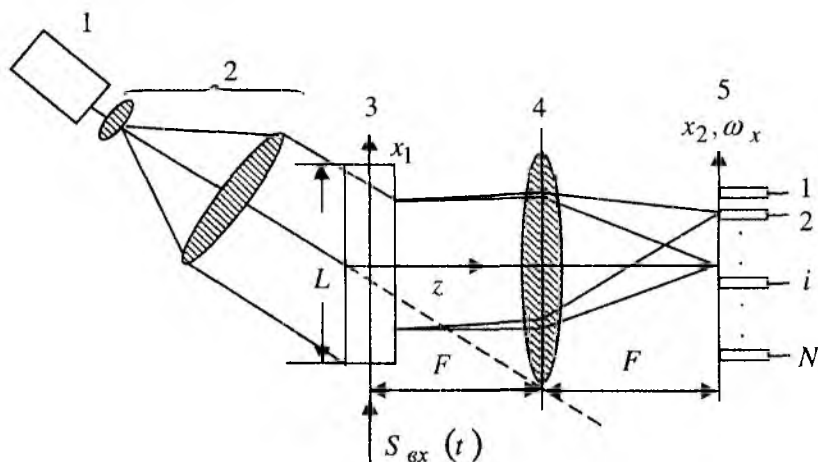


Рис. 1.

Здесь 1 – источник когерентного светового излучения (лазер); 2 – оптическая система, формирующая плоский фронт световой волны; 3 – акустооптический модулятор; 4 – Фурье-преобразователь (цилиндрическая линза); 5 – многоканальный фотоприемник (линейка ПЗС фотоприемников); $S_{BX}(t)$ – анализируемый радиосигнал; F – фокусное расстояние линзы; x_1, x_2 – пространственные координаты в передней и задней фокальных плоскостях; ω_i – значение частоты анализируемого сигнала.

Синтезируем классический алгоритм обнаружения сигналов в акустооптических анализаторах спектра.

Пусть на вход обнаружителя сигналов поступает принятая реализация $U(t, x)$, представляющая в общем случае аддитивную смесь двух физических процессов помехового $U_{\Pi}(t, x)$ и сигнального $S(t, x)$, т.е.

$$U(t, x) = U_{\Pi}(t, x) + S(t, x). \quad (1)$$

Помеховая составляющая является случайным процессом, имеющим гауссову статистику. Сигнальная составляющая $S(t, x)$, формируемая под воздействием дифрагированного оптического излучения, пропорциональна квадрату амплитуды электрической составляющей электромагнитной волны в задней фокальной плоскости Фурье-линзы, т.е.

$$S(t, x) \sim (A\tau_{рад})^2 \left[\frac{\sin a(x - x_i)}{a(x - x_i)} \right]^2, \quad (2)$$

где A – коэффициент пропорциональности, учитывающий конструктивные характеристики и дифракционную эффективность АОАС; a – коэффициент, учитывающий конструктивные характеристики оптической системы; x_i – номер ячейки фотоприёмника.

В оптимальном обнаружителе, схема которого представлена на рис. 2, производится вычисление корреляционного интеграла, по величине значения которого принимается решение о наличии сигнальной составляющей в принятой реализации:

$$Y(x_0) = \int_0^{\tau_{онм}} \int_0^{x_{\max}} U(t, x) (A\tau_{рад})^2 \left[\frac{\sin a(x - x_i)}{a(x - x_i)} \right]^2 dx dt, \quad (3)$$

где $\tau_{онм}$ – длительность оптического импульса, определяемая выражением [10]:

$$\tau_{онм} = \frac{L}{V_{зв}} + \tau_{рад}. \quad (4)$$

После подстановки (1) и (2) в (3) получим:

$$Y(x_0)_{\Pi+C} = \int_0^{\tau_{онм}} \int_0^{x_{\max}} U_{\Pi}(t, x) (A\tau_{рад})^2 \left[\frac{\sin a(x - x_i)}{a(x - x_i)} \right]^2 dx dt + \\ + \int_0^{\tau_{онм}} \int_0^{x_{\max}} (A\tau_{рад})^4 \left[\frac{\sin a(x - x_i)}{a(x - x_i)} \right]^4 dx dt. \quad (5)$$

где индекс $\Pi + C$ означает, что принятая реализация содержит помеховую и сигнальную составляющие.

Как известно, для величины, распределенной по нормальному закону, универсальным является критерий величины отношения сигнал/шум. Поэтому воспользуемся этим критерием для оценки эффективности рассмотренного алгоритма обнаружения.

Запишем выражение для отношения сигнал/шум ϕ при измерении величины $Y(x_0)_{\Pi+C}$ в виде, аналогичном приведенному в [10, 11, 12]:

$$\phi = \frac{\overline{Y(x_0)_{\Pi+C}}}{\sqrt{D[Y(x_0)_{\Pi+C}]}} \quad (6)$$

где $\overline{Y(x_0)_{\Pi+C}}$ – среднее значение измеряемой величины; $D[Y(x_0)_{\Pi+C}]$ – дисперсия измеряемой величины.

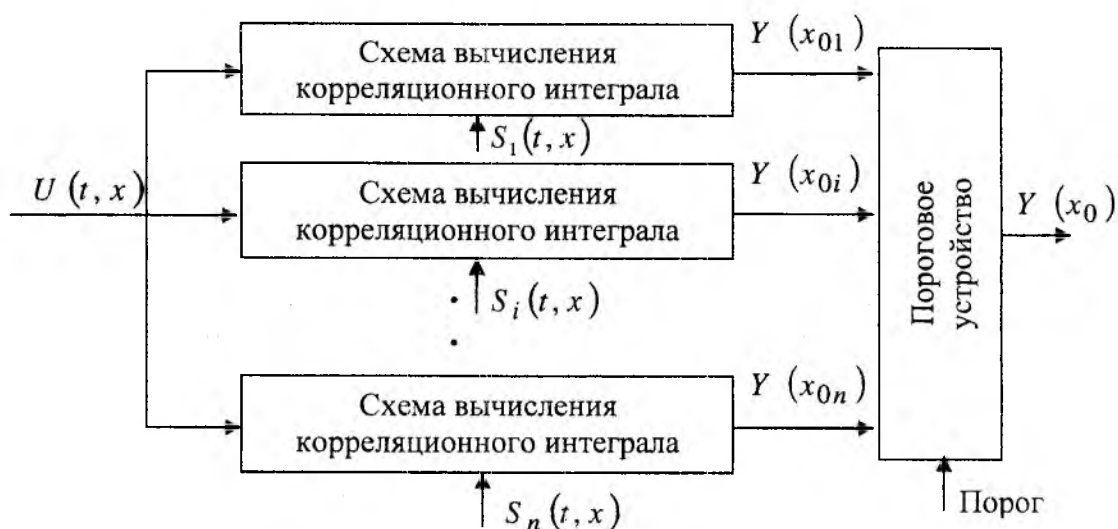


Рис. 2

Чтобы оценить величину значения отношения сигнал/шум на выходе обнаружителя необходимо получить выражения для среднего значения измеряемой величины и ее дисперсии. Примем допущение, что помеховая составляющая центрирована, т.е.

$$\overline{U_{П}(t, x)} = 0. \quad (7)$$

Тогда среднее значение величины (5) с учетом (7) после интегрирования по временной переменной принимает вид:

$$\overline{Y(x_0)_{П+C}} = (A\tau_{рад})^4 \tau_{онм} \int_0^{x_{max}} \left[\frac{\sin a(x-x_i)}{a(x-x_i)} \right]^4 dx. \quad (8)$$

Для анализа выражения (8) введём следующее обозначение:

$$\overline{Y(x_0)_{П+C}} = \mathcal{E}_C^*, \quad (9)$$

где величина \mathcal{E}_C^* соответствует энергии оптического сигнала принятого фотоприёмниками.

Дисперсию величины корреляционного интеграла вычислим как средний квадрат отклонения измеряемой величины от ее среднего значения, т.е.

$$D[Y(x_0)] = \overline{[Y(x_0) - \overline{Y(x_0)}]^2}. \quad (10)$$

Подставляя выражение (5) под знак дисперсии, с учётом (9) получаем, что дисперсия аддитивной смеси сигнальной и помеховой составляющих равна дисперсии помехи:

$$D[\Pi + \mathcal{E}_C^* - \mathcal{E}_C^*] = D[\Pi], \quad (11)$$

где буквой Π обозначено первое слагаемое в (5), характеризующее вклад помеховой составляющей.

Проведя подстановку в (11) выражения для Π из (5) и вынося из – под знака интеграла величины, не зависящие от переменной интегрирования, получим:

$$D[\Pi] = \overline{\left\{ (A\tau_{рад})^2 \int_0^{\tau_{онм}} \int_0^{x_{max}} U_{П}(t, x) \left[\frac{\sin a(x-x_i)}{a(x-x_i)} \right]^2 dx dt \right\}^2}. \quad (12)$$

После преобразования правой части выражения (12) можно записать:

$$D[\Pi] = (A\tau_{рад})^4 \int_0^{\tau_{онм}} \int_0^{\tau_{онм}} \int_0^{x_{\max}} \int_0^{x_{\max}} \overline{U_{\Pi}(t_1, x_1) \cdot U_{\Pi}^*(t_2, x_2)} \times \\ \times \left[\frac{\sin a(x_1 - x_i)}{a(x_1 - x_i)} \right]^2 \left[\frac{\sin a(x_2 - x_i)}{a(x_2 - x_i)} \right]^2 dx_1 dx_2 dt_1 dt_2, \quad (13)$$

где звездочка использована для обозначения комплексно сопряженной величины.

Среднее произведения первых двух множителей в подынтегральном выражении (13) представляет собой корреляционную функцию помеховой составляющей. Известно, что в случае гауссовой дельта-коррелированной помехи

$$\overline{U_{\Pi}(t_1, x_1) \cdot U_{\Pi}^*(t_2, x_2)} = \frac{N_{\Pi}}{2} \delta(x_2 - x_1; t_2 - t_1), \quad (14)$$

где N_{Π} – спектральная плотность шума; $\delta(x_2 - x_1; t_2 - t_1)$ – дельта – функция Дирака.

Подставив (14) в (13), запишем:

$$D[\Pi] = (A\tau_{рад})^4 \int_0^{\tau_{онм}} \int_0^{\tau_{онм}} \int_0^{x_{\max}} \int_0^{x_{\max}} \left[\frac{\sin a(x_1 - x_i)}{a(x_1 - x_i)} \right]^2 \left[\frac{\sin a(x_2 - x_i)}{a(x_2 - x_i)} \right]^2 \times \\ \times \frac{N_{\Pi}}{2} \delta(x_2 - x_1; t_2 - t_1) dx_1 dx_2 dt_1 dt_2. \quad (15)$$

Учитывая фильтрующее свойство δ – функции и проведя интегрирование по x_2 и t_2 , получаем

$$D[\Pi] = \frac{N_{\Pi}}{2} (A\tau_{рад})^4 \int_0^{\tau_{онм}} \int_0^{x_{\max}} \left[\frac{\sin a(x_1 - x_i)}{a(x_1 - x_i)} \right]^4 dx_1 dt_1 \quad (16)$$

или, с учетом (8) и (9):

$$D[\Pi] = \frac{N_{\Pi}}{2} \mathcal{E}_C^*. \quad (17)$$

Выполнив подстановку в (6) выражений (9) и (17), получаем:

$$\varphi = \sqrt{\frac{2\mathcal{E}_C^*}{N_{\Pi}}}. \quad (18)$$

Введем следующее обозначение:

$$\mathcal{E}_C = (A\tau_{рад})^4 \tau_{рад} \int_0^{x_{\max}} \left[\frac{\sin a(x - x_i)}{a(x - x_i)} \right]^4 dx, \quad (19)$$

где величина \mathcal{E}_C соответствует энергии радиосигнала.

Тогда из (9) и (19) следует, что

$$\mathcal{E}_C^* = \mathcal{E}_C \frac{\tau_{онм}}{\tau_{рад}}. \quad (20)$$

Подставляя (20) в (18), окончательно получаем:

$$\varphi = \sqrt{\frac{2\mathcal{E}_C \tau_{opt}}{N_{\Pi} \tau_{рад}}} \quad (21)$$

Исходя из (4), определяющего длительность оптического импульса τ_{opt} , проведём анализ полученного для отношения сигнал/шум выражения (21).

Если длительность радиоимпульса велика настолько, что

$$\tau_{рад} \gg \frac{L}{V_{зв}}, \quad (22)$$

то в (4) величиной $\frac{L}{V_{зв}}$ можно пренебречь и, следовательно, с определённой степенью

приближения можно считать, что отношение $\frac{\tau_{opt}}{\tau_{рад}} \approx 1$.

При выполнении этого условия выражение для отношения сигнал/шум совпадает с известным [13].

В случае, когда выполняется условие

$$\tau_{рад} < \frac{L}{V_{зв}}, \quad (23)$$

отношение $\frac{\tau_{opt}}{\tau_{рад}} > 1$, следовательно, увеличивается и значение выражения (21), соответ-

ственно улучшаются характеристики обнаружения коротких радиосигналов.

Поскольку суммарная погрешность измерения определяется суммой погрешностей, возникающих в радиоканале и оптическом тракте то, согласно (21), в случае уменьшения длительности радиосигнала при выполнении условия (23) суммарная погрешность будет уменьшаться и ограничиваться только погрешностью, возникающей в радиоканале.

Результаты, полученные теоретическим путем на основе представления оптических сигналов непрерывными функциями (21), не совпадают с данными, приведенными в [10], где при получении выражения для отношения сигнал/шум учитывалась корпускулярная структура и статистические свойства оптического сигнала и соответственно выражение для отношения сигнал/шум получено в следующем виде:

$$\varphi = \frac{1}{3} N_C \sqrt{\frac{2\pi\tau_0[(\tau_{рад}^2 + \tau_{рад}\tau_0)/\tau_0^2]}{a\tau_{рад}}} / \sqrt{\frac{2}{3} N_{\Pi} + \frac{11}{20} N_C}, \quad (24)$$

где $\tau_0 = \frac{L}{V_{зв}}$; N_C – количество носителей заряда, возникших в результате воздействия

сигнальной составляющей; N_{Π} – количество носителей заряда, возникших в результате помеховой составляющей.

На рис. 3 приведены зависимости величин отношения сигнал/шум, полученные с использованием волновых представлений оптического излучения в акустооптическом спектроанализаторе и корпускулярных представлений о структуре оптического излучения, от величины помеховой составляющей.

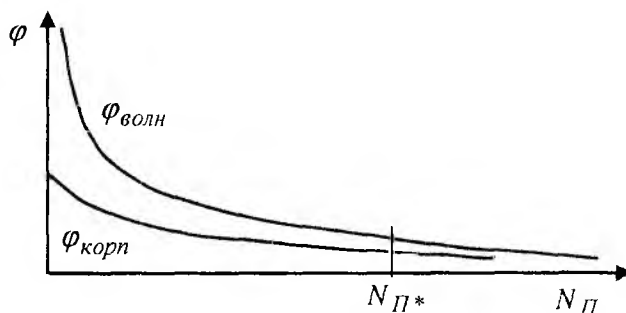


Рис. 3

Для случая представления оптических сигналов в акустооптическом анализаторе спектра случайными дискретными потоками при уменьшении помеховой составляющей величина отношения сигнал/шум ограничена шумовой составляющей, обусловленной корпускулярной природой оптического излучения.

Для случая представления оптических сигналов в акустооптическом анализаторе спектра непрерывными функциями отношение сигнал/шум при тех же условиях неограниченно возрастает, что противоречит экспериментальным данным.

Выводы

1. Проведенный синтез оптимального обнаружителя показал неадекватность описания оптических сигналов в акустооптических спектроанализаторах с помощью непрерывных функций.

2. Применение корпускулярных представлений о структуре оптического излучения и учет его статистических свойств позволяет более адекватно описать процессы, протекающие в акустооптических анализаторах спектра при анализе коротких радиосигналов.

3. При отсутствии в принимаемой реализации оптического сигнала помеховой составляющей величина отношения сигнал/шум принимает некоторое конечное значение, зависящее от длительности радиосигнала и количества сигнальных зарядов, накопленных за время регистрации. Это указывает на принципиальную невозможность бесконечно точных измерений параметров оптических сигналов, так как погрешность измерений ограничена снизу собственной дисперсией сигнальной составляющей, обусловленной корпускулярной структурой и случайным характером оптического излучения и представляет собой теоретически обоснованный предел снижения внутренних шумов фотоприемников, используемых для регистрации оптического излучения в выходной плоскости акустооптических анализаторов спектра.

Дальнейшая работа будет направлена на проведение экспериментальных исследований адекватности рассматриваемых моделей сигналов в акустооптических анализаторах спектра.

Список литературы: 1. *Парыгин В.Н., Балакиши В.И.* Оптическая обработка информации. М.: Изд-во МГУ, 1987. 142 с. 2. *Акаев А.А., Майоров С.А.* Оптические методы обработки информации. М.: Высш. школа, 1988. 237 с. 3. *Оптическая обработка радиосигналов в реальном времени* /Под ред. С.В. Кулакова. М.: Радио и связь, 1989. 136 с. 4. *Парыгин В.Н., Балакиши В.И., Волошинов В.Б.* Электрооптика, акустооптика и оптическая обработка информации на кафедре физики колебаний МГУ // Радиотехника и электроника. 2001. Т. 46, № 7. С.775 – 792. 5. *Lee Wei, Chen Shu-Hsia* Acoustic-optical effect induced by ultrasound pulses in a nematic liquid-crystal film. // Appl. Opt. 2001, 40, № 10, P.1682 – 1685. 6. *Акустооптические анализаторы спектра сигналов* / Л.П. Белошицкий, В.Н. Комаров, Б.Н. Кречотень, Б.Т. Сапожников // Зарубежная радиоэлектроника. 1981. №3. С. 51 – 70. 7. *Стрелков А.И., Копылов А.А., Коротков В.В.* Квазиоптимальная обработка коротких радиоимпульсов в акустооптическом спектроанализаторе // Системи обробки інформації. 2003. Вип. 2(4). С. 68 – 74. 8. *Стрелков А.И., Стадник А.М., Коротков В.В.* Особенности работы некогерентного акустооптического спектроанализатора при конечном времени регистрации // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 122. С. 162 – 168. 9. *Алгоритмы обнаружения сигналов в акустооптических анализаторах спектра* / А.И. Стрелков, Т.А. Стрелкова, А.П. Лытюга, В.В. Коротков // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 131. С. 37 – 43. 10. *Пространственно – временная обработка сигналов малой длительности в акустооптических анализаторах спектра* / А.И. Стрелков, В.И. Барсов и др. // Моделювання та інформаційні технології. К.: НАНУ, ІПМЕ. 2003. Вип. 22. С. 184 – 195. 11. *Гальярди Р., Карп Ш.* Оптическая связь М.: Связь, 1978. 424 с. 12. *Москвитин С.В., Стрелков А.И.* Теоретические основы оптической локации. Харьков: Изд-во ВИРТА ПВО, 1992. 208 с. 13. *Левин Б.Р.* Теоретические основы статистической радиотехники. М.: Сов. радио. 1968. 504 с.

Украинская инженерно-педагогическая академия г. Харьков

Государственная акционерная

холдинговая компания «Топаз» г. Донецк

Поступила в редколлегию 16.03.2004

РАСПОЗНАВАНИЕ РЕЧЕВОГО СИГНАЛА НА ФОНЕ КОРРЕЛИРОВАННОЙ ПОМЕХИ

Линейное предсказание на основе решетчатых (лестничных) фильтров является одним из наиболее эффективных методов анализа речевого сигнала. Этот метод становится доминирующим при оценках функций площадей сечений голосового тракта. Важность метода обусловлена высокой точностью получаемых оценок и относительной простотой вычислений. Представление коррелированных случайных сигналов моделями в виде решетчатых фильтров находит широкое практическое применение [4–8]. Так, решетчатые фильтры широко применяются при спектральном оценивании случайных сигналов, сегментации речи [4]. Особое практическое значение модели линейного предсказания имеют при создании эффективных алгоритмов распознавания речи на основе результата выбеливания решетчатых фильтров, коэффициентов отражения и логарифмов отношения площадей сечений голосового тракта.

Целью статьи является построение алгоритмов распознавания речи в условиях действия узкополосных помех.

Рассмотрим математическую постановку задачи распознавания слов речи.

Полагается, что на вход системы распознавания поступает временная последовательность отсчетов речевого сигнала x_n , $n = \overline{1, N}$, взятых с интервалом дискретизации Δt .

Для создания алгоритмов распознавания важны априорные сведения о вводимых словах. Эталоны слов для каждого из дикторов заданы в виде классифицированных обучающих выборок.

Считается, что время предъявления речевых единиц в речевом сигнале априори не известно. Положим, что априорные вероятности предъявления для всех слов речи одинаковы.

Необходимо синтезировать алгоритм, который по предъявленной реализации речи выносит решения о конкретном слове и обеспечивает максимум средней вероятности правильного распознавания слов, при этом средняя вероятность правильного распознавания слов речи не менее заданной при воздействии аддитивной помехи в канале связи с заданным отношением сигнал-шум q .

Решение задачи распознавания речи и ряда других задач во многом связано с успешным проведением сегментации речи на речевые единицы. Подобная сегментация на этапе распознавания речевых единиц позволяет исключить избыточные процедуры принятия решений по сигналам, не несущим речевую информацию либо не являющимися целостными речевыми единицами. Задача сегментации состоит в членении речи на структурные единицы и оценивании их временных границ. Некоторые алгоритмы сегментации описаны и исследованы в [1–4].

Рассмотрим предварительную обработку речевого сигнала фильтром. В лестничном методе коэффициенты предсказания оцениваются непосредственно по речевому сигналу без промежуточного вычисления автокорреляционной функции.

Коэффициенты отражения (коэффициенты частной корреляции) могут вычисляться через ошибки предсказания d^m_n , b^m_n в соответствии с выражением

$$k_m = \frac{\sum_{n=1}^N (d^{m-1}_n \cdot b^{m-1}_{n-1})}{\left(\sum_{n=1}^N (d^{m-1}_n)^2 \cdot \sum_{n=1}^N (b^{m-1}_{n-1})^2 \right)^{1/2}}, \quad (1)$$

где $m = 1, \dots, p$.

Коэффициенты отражения согласно методу максимальной энтропии Бурга

$$k_m = \frac{2 \cdot \sum_{n=1}^N (d^{m-1}_n \cdot b^{m-1}_{n-1})}{\sum_{n=1}^N (d^{m-1}_n)^2 + \sum_{n=1}^N (b^{m-1}_{n-1})^2} \quad (2)$$

Полагается, что начальные ошибки прямого d^0_n и обратного предсказания b^0_n имеют вид

$$d^0_n = x_n, \quad b^0_n = x_n, \quad (3)$$

где $n = 1, \dots, N$.

Ошибки прямого d^m_n и обратного предсказания b^m_n могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned} d^m_n &= d^{m-1}_n - k_m \cdot b^{m-1}_{n-1}, \\ b^m_n &= b^{m-1}_{n-1} - k_m \cdot d^{m-1}_n. \end{aligned} \quad (4)$$

Результат работы выбеливающего фильтра имеет вид

$$y_n = d^p_n. \quad (5)$$

В наших экспериментальных исследованиях коэффициенты частной корреляции и коэффициенты отражения согласно методу максимальной энтропии Бурга дали одинаковые результаты оценивания коэффициентов отражения.

На рис. 1 показано устройство вычисления коэффициентов отражения.

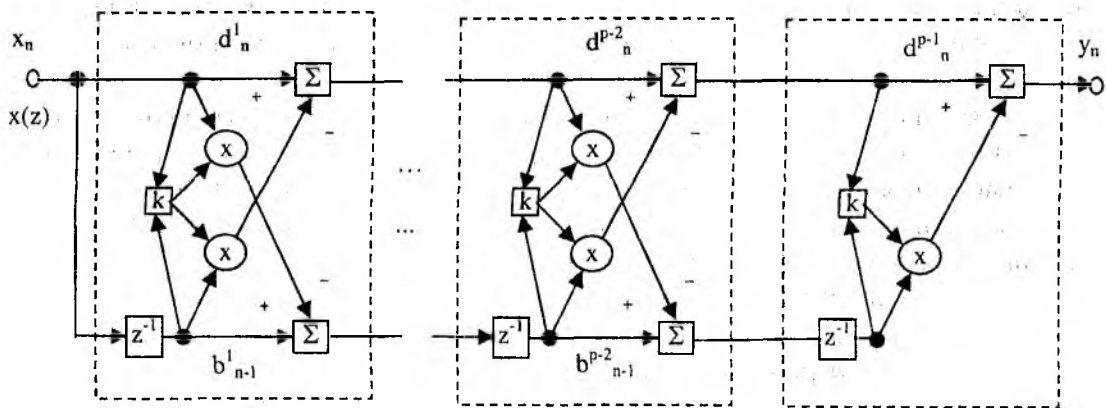


Рис. 1

Отметим, что коэффициенты отражения $\vec{k} = (k_1, k_2, \dots, k_p)$ эффективно вычисляются методом Левинсона.

Коэффициенты отражения $\vec{k} = (k_1, k_2, \dots, k_p)$ выбеливающего фильтра вычисляются с использованием выборок речевого сигнала, взятых в период молчания.

Декорреляция речевого сигнала выполняется в соответствии с выражениями (3-5), что поясняет структура решетчатого выбеливающего фильтра, показанная на рис. 2.

Алгоритмы декорреляции речевого сигнала в частотной области подробно описаны в литературе [4].

Рассмотрим распознавание речевого сигнала, полученного в результате предварительной обработки.

Для обучающих выборок эталонов производится оценивание параметров $\vec{k}_{em}^{(j)} = (k_{em1}^{(j)}, a_{em2}^{(j)}, \dots, a_{em p}^{(j)})$ обеляющего фильтра для каждого v -го блока речевого сигнала.

Начальные ошибки прямого d_e^{0,j_n} и обратного предсказания b_e^{0,j_n} имеют вид

$$d_e^{0,j_n} = y_{en}^j, \quad b_e^{0,j_n} = y_{en}^j.$$

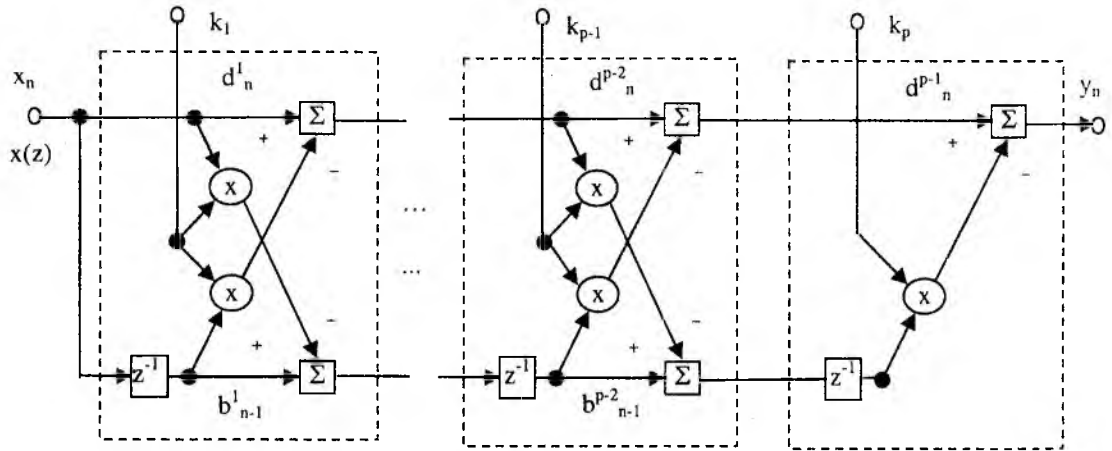


Рис.2

Ошибки прямого d_e^{m,j_n} и обратного предсказания b_e^{m,j_n} могут быть представлены в виде

$$d_e^{m,j_n} = d_e^{m-1,j_n} - k_m^j \cdot b_e^{m-1,j_{n-1}},$$

$$b_e^{m,j_n} = b_e^{m-1,j_{n-1}} - k_m^j \cdot d_e^{m-1,j_n}.$$

Коэффициенты отражения (коэффициенты частной корреляции) могут вычисляться через ошибки предсказания d_e^m , b_e^m в соответствии с выражением

$$k_{em}^j = \frac{\sum_{n=1}^N (d_e^{m-1,j_n} \cdot b_e^{m-1,j_{n-1}})}{(\sum_{n=1}^N (d_e^{m-1,j_n})^2 \cdot \sum_{n=1}^N (b_e^{m-1,j_{n-1}})^2)^{1/2}},$$

где $m = 1, \dots, p$.

Коэффициенты отражения согласно методу максимальной энтропии Бурга

$$k_{em}^j = \frac{2 \cdot \sum_{n=1}^N (d_e^{m-1,j_n} \cdot b_e^{m-1,j_{n-1}})}{\sum_{n=1}^N (d_e^{m-1,j_n})^2 + \sum_{n=1}^N (b_e^{m-1,j_{n-1}})^2}.$$

На этапе принятия решений для каждого блока производится нормирование распознаваемого речевого сигнала

$$y_{t,u}^{(k)} = y_{t,u}^{(k)} / (\sum_{\tau=1}^T y_{\tau,u}^{(k)2} / T)^{1/2}. \quad (6)$$

Рассмотрим алгоритм оценивания результата фильтрации на этапе распознавания.

Полагается, что начальные ошибки прямого d_t^0 и обратного предсказания b_t^0 имеют вид

$$d_{t,u,v}^{0(k,j)} = y_{t,u}^{(k)} \quad \text{и} \quad b_{t,u,v}^{0(k,j)} = y_{t,u}^{(k)}. \quad (7)$$

Ошибки прямого $d_{t,u,v}^m(k,j)$ и обратного предсказания $b_{t,u,v}^m(k,j)$ описываются двумя разностными уравнениями

$$\begin{aligned} d_{t,u,v}^m(k,j) &= d_{t,u,v}^{m-1}(k,j) - k_{m,v}^{(j)} \cdot b_{t-1,u,v}^{m-1}(k,j), \\ b_{t,u,v}^m(k,j) &= b_{t-1,u,v}^{m-1}(k,j) - k_{m,v}^{(j)} \cdot d_{t,u,v}^{m-1}(k,j). \end{aligned} \quad (8)$$

Результат работы выбеливающего фильтра имеет вид

$$n_{t,u,v}^{(k,j)} = d_{t,u,v}^p(k,j). \quad (9)$$

Решение для k -го сегмента о наличии заданной речевой единицы выносится в соответствии с выражением

$$i(k) = \arg \max_{j \in [1, M]} R^{(k,j)}, \quad (10)$$

где усредненная мера

$$R^{(k,j)} = \sum_{m=1}^M \sum_{v=1}^V \sum_{h=H_1}^{H_2} 1/D(n_{t,v+h,v}^{(k,j,m)}), \quad (11)$$

где $D(n_{t,v+h,v}^{(k,j,m)}) = \sum_{t=1}^N n_{t,v+h,v}^{(k,j,m)2} / N - (\sum_{t=1}^N n_{t,v+h,v}^{(k,j,m)} / N)^2$ – оценка дисперсии

сигнала с выхода решетчатого фильтра для одного блока, M – количество эталонов.

Рассмотрим решение задачи распознавания речи с использованием процедур динамического программирования (ДП). Процедура ДП служит для нелинейной временной нормализации.

Решение принимается по максимуму меры сходства эталона и текущей распознаваемой речевой единицы. В качестве меры расхождения между векторами признаков вводится расстояние между ними, например в виде

$$d^{(k,n)}(m,v) = 1 / \sum_{t=1}^N n_{t,v}^{(k,n,m)2}. \quad (12)$$

Минимальное значение $D(A)$ достигается при оптимальном согласовании временных расхождений между образами.

Вычисление начинается от концов сегментов слов и завершается к их началу. Рекуррентное уравнение алгоритма представляется следующим образом:

$$D^{(k,n)}(i,j) = \max \begin{cases} D^{(k,n)}(i-1, j-2) + 2d^{(k,n)}(i, j-1) + d^{(k,n)}(i, j), \\ D^{(k,n)}(i-1, j-1) + 2d^{(k,n)}(i, j), \\ D^{(k,n)}(i-2, j-1) + 2d^{(k,n)}(i-1, j) + d^{(k,n)}(i, j). \end{cases} \quad (13)$$

Альтернативный рекуррентный алгоритм вычисления уравнения представляется следующим образом:

$$D^{(k,n)}(i,j) = \max \begin{cases} D^{(k,n)}(i, j-1) + \chi \cdot d^{(k,n)}(i, j), \\ D^{(k,n)}(i-1, j-1) + d^{(k,n)}(i, j), \\ D^{(k,n)}(i-1, j) + \chi \cdot d^{(k,n)}(i, j). \end{cases} \quad (14)$$

Решение для k -го сегмента о наличии заданной речевой единицы принимается по правилу

$$i(k) = \arg \max_{n \in [1, M]} D^{(k,n)}(0,0). \quad (15)$$

Рассмотрим другие алгоритмы распознавания, использующие решетчатые выбеливающие фильтры. Принятие решение для k -го сегмента о слове выносится в соответствии с выражением

$$i(k) = \arg \max_{j \in [1, M]} p(k | j), \quad (16)$$

где условная вероятность

$$p(k | j) = \sum_{m=1}^M \prod_{v=1}^V \sum_{h=H_1}^{H_2} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_v} \exp\left(-\sum_{t=1}^N n_{t,v+h,v}^{(k,j,m)^2} / (2\sigma_v^2)\right). \quad (17)$$

Здесь M – количество эталонов.

Оценки формантных частот спектрально-полосным методом могут вычисляться, как среднеэффективные частоты в заданных полосах частот с соответствующего выхода полосового фильтра с заданными граничными частотами $f_a^{(m)}$ и $f_n^{(m)}$, указанными в табл.1 для каждого из блоков.

Рассмотрим особенности формирования формантно-полосных признаков. Согласно этому методу вычисляют спектрально-полосные сигналы, соответствующие вероятному расположению формант, полосы которых приведены в табл. 1. Граничные частоты $f_a^{(m)}$, $f_n^{(m)}$ соответствуют m -м формантам при частоте дискретизации 8 кГц.

Таблица 1

m	$f_n^{(m)}$, Гц	$f_a^{(m)}$, Гц
1	200	850
2	850	2200
3	2200	3000
4	3000	4000

При этом оценки формантных частот вычисляются путем подсчета количества ноль-пересечений речевого сигнала с соответствующего выхода полосового фильтра с заданными граничными частотами $f_a^{(m)}$ и $f_n^{(m)}$, указанными в табл.1 для каждого из блоков (отрезков) речи, которые берутся с 2-3-х кратным перекрытием или без него.

Улучшить точность первичного оценивания траектории формант можно путем выполнения операции сглаживания $\hat{f}_{cp}^{(m)} = \sum_{r=-v}^u \hat{f}^{(m-r)} * W_r$, где $\sum_{r=-v}^u W_r = 1$ (экспериментально получено, что такое сглаживание эффективно, когда $m > 2$).

Процедура вычисления формант может быть повторена, но при этом в качестве граничных полос частот используют $\hat{f}_a^{(m)} = \hat{f}^{(m)} + \Delta$, $\hat{f}_n^{(m)} = \hat{f}^{(m)} - \Delta$, где $\hat{f}^{(m)}$ – форманты, вычисленные на предыдущем этапе, Δ – границы диапазона поиска формант. Простейшей среди рекуррентных процедур является двухэтапная.

Расстояние на основе спектрально-полосных оценок для одного эталона на каждое слово имеет вид

$$D_{v,u} = \sum_{h=-J}^J \sum_{j=0}^{N_{bl}^v - 1} D_{v,u}(h, j) / (N_{bl}^v), \quad (18)$$

где N_{bl}^v – количество блоков v -го слова

Локальное расстояние может вычисляться как

$$D_{v,u}(h, j) = \sum_{m=1}^L |\hat{f}_{j+h}^{(m,u)} - \hat{f}_j^{ob(m,v)}|^r, \quad (19)$$

где L – количество полос частот (табл.1), v - номер эталона слова, u -номер сегмента.

Логарифмическая мера имеет вид

$$D_{v,u}(h, j) = \log_a \left(\sum_{m=1}^L |\hat{f}_{j+h}^{(m,u)} - \hat{f}_j^{ob(m,v)}| \right). \quad (20)$$

Признак вокализованности N_j^u вычисляется путем подсчета количества ноль-пересечений для каждой из выборок j -й выборки u -го сегмента слова.

Определим функционал для признака вокализованности с одним эталоном на каждое слово в виде

$$D_{\text{Вок}_{v,u}} = \sum_{h=-J}^J \sum_{j=0}^{N_{\text{бл}}^v - 1} |N_{j+h}^{(u)} - N_j^{\text{об}(v)}|^r / (N_{\text{бл}}^v). \quad (21)$$

Решение о слове для k -го сегмента на основе авторегрессионных и спектрально-полосных оценок формантных частот, признака вокализованности речи принимается из условия

$$i(k) = \arg \max_{l=0, M} \left(\sum_{d=1}^D \sum_{s=0}^{S(d)} (k_{\text{выб}} \cdot (R_{\text{выб}}^{(k,l,s,d)}) / (\max_{k,l} R_{\text{выб}}^{(k,l,s,d)} - \min_{k,l} R_{\text{выб}}^{(k,l,s,d)}) - \right. \\ \left. - k_{\text{SP}} \cdot D_{\text{SP}_{l,s}}^{(k,d)} / (\max_{k,l} D_{\text{SP}_{l,s}}^{(k,d)} - \min_{k,l} D_{\text{SP}_{l,s}}^{(k,d)}) - \right. \\ \left. - k_{\text{Вок}} \cdot D_{\text{Вок}_{l,s}}^{(k,d)} / (\max_{k,l} D_{\text{Вок}_{l,s}}^{(k,d)} - \min_{k,l} D_{\text{Вок}_{l,s}}^{(k,d)}) \right), \quad (22)$$

где $R_{\text{выб}}^{(k,l,s,d)}$ – функционал, построенный на основе выбеливания речи; $R_{\text{SP}}^{(k,l,s,d)}$ – функционал, построенный на основе спектрально-полосных оценок, $S(d)$ – количество эталонов диктора d .

Коэффициенты отражения связаны с площадями A_i сечений голосового тракта

$$k_i = (A_{i+1} - A_i) / (A_{i+1} + A_i), \quad (23)$$

откуда легко получать, что нормированные площади сечений голосового тракта

$$S_{i+1} = \frac{A_{i+1}}{A_1} = \prod_{j=1}^i \frac{1+k_j}{1-k_j}. \quad (24)$$

Нормированные площади сечений голосового тракта показаны на рис.3.

Логарифм отношений площадей сечений голосового тракта

$$\ln(S_{i+1}) = \ln\left(\frac{A_{i+1}}{A_1}\right) = \sum_{j=1}^i \ln \frac{1+k_j}{1-k_j}. \quad (25)$$

Принятие решение о наличии заданного слова принимается по правилу

$$i(k) = \arg \min_{v \in [1, M]} D_{v,u}.$$

Определим минимальное расстояние при возможных временных сдвигах как

$$D_{v,u} = \sum_{s=1}^S \min_{h=-J, \dots, J} \sum_{j=0}^{N_{\text{бл}}^{v,s} - 1} D_{v,u}^s(h, j) / (N_{\text{бл}}^{v,s}), \quad (26)$$

где S – количество эталонов на одно слово речи, $N_{\text{бл}}^{v,s}$ – количество блоков в s -м эталоне v -го слова.

Расстояние как средняя мера для одного эталона имеет вид

$$D_{v,u} = \left(\sum_{s=1}^S \sum_{h=-J}^J \sum_{j=0}^{N_{\text{бл}}^{v,s} - 1} D_{v,u}^s(h, j) \right) / (N_{\text{бл}}^{v,s}), \quad (27)$$

где локальное расстояние может вычисляться с использованием логарифма отношений площадей сечений голосового тракта

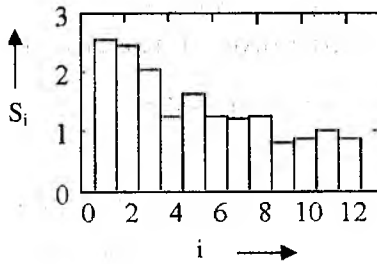


Рис. 3

$$D_{v,u}(h,j) = \sum_{m=1}^P |\ln(S_{m,j+h}^{(u)}) - \ln(S_{m,j}^{ob(v)})|^r \quad (28)$$

или коэффициентами отражения $\vec{k} = (k_1, k_2, \dots, k_p)$

$$D_{v,u}(h,j) = \sum_{m=1}^P |k_{m,j+h}^{(u)} - k_{m,j}^{ob(v)}|^r \quad (29)$$

Исследования для мер $\gamma = 1, \gamma = 2, \gamma = 1/2$ показали наилучшие результаты для случая $\gamma = 1/2$.

Для проверки предложенных алгоритмов распознавания речи были проведены экспериментальные исследования. Испытания приведенных выше алгоритмов распознавания слов речи проводились на основе данных, введенных в ЭВМ с микрофона через звуковой интерфейс с частотой дискретизации $F_d = 8\text{кГц}$. В качестве слов речи использовалось десять цифр. Качество распознавания сигналов оценивалось средней вероятностью правильного распознавания, которая получалась на контрольных выборках реализаций методом статистических испытаний.

Предложенный алгоритм (6-11) на основе выбеливающих фильтров позволил получать среднюю вероятности правильного распознавания слов речи 0,91. Для алгоритмов распознавания слов речи с использованием процедуры динамического программирования в соответствии с формулами (13,15) и (14,15) получена средняя вероятность правильного распознавания слов $P = 0,91$.

С помощью цифровых фильтров второго порядка из гауссова белого шума получены выборки узкополосного процесса с центральными частотами 1,5 кГц и 2,5 кГц и полосами частот 100 Гц. На рис. 4а показаны энергетические спектры смеси узкополосных случайных процессов, а рис. 4б – энергетические спектры результата подавления помехи фильтром. Алгоритм (3-11) позволил получать при действии смеси двух узкополосных помех с соотношением сигнал-шум по мощности $q^2 = 1$ среднюю вероятность правильного распознавания слов речи $P = 0,5$, а после обработки решетчатым фильтром двадцатого порядка (рис. 4б) – среднюю вероятность правильного распознавания слов $P = 0,88$.

Экспериментально получено, что при принятии решения с одновременным использованием спектрально-полосных признаков, признаков вокализованности и дисперсии результатов выбеливания в алгоритме (22) средняя вероятность правильного распознавания слов $P = 0,96$.

Для алгоритмов распознавания слов речи по оценкам коэффициентов отражения и использовании одного эталона на каждое из слов получена средняя вероятность правильного распознавания 0,875, а шести эталонах на каждое слово – средняя вероятность правильного распознавания 0,975 (кривая 1 рис. 5).

Зависимость вероятности правильного распознавания для алгоритмов распознавания слов речи по признакам логарифмов отношения площадей сечений голосового тракта от количества используемых s эталонов на каждое слово показана на кривой 2 рис. 5.

Выводы. Таким образом, разработаны алгоритмы распознавания слов речи на основе результата выбеливания решетчатых фильтров, коэффициентов отражения и логарифмов отношения площадей сечений голосового тракта. По найденным рабочим характеристикам проведены сравнительные исследования алгоритмов распознавания слов речи. Проведенные

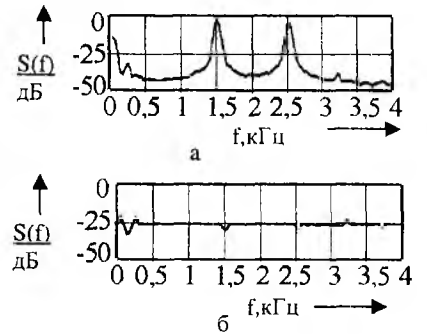


Рис. 4

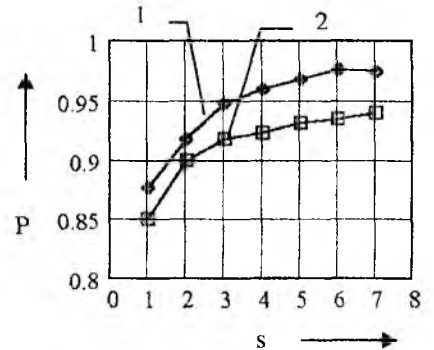


Рис.5

исследования алгоритмов распознавания подтверждают возможность получения приемлемого качества распознавания речевых сигналов в условиях действия коррелированных помех.

Список литературы: 1. *Пресняков И.Н., Омельченко А.В., Омельченко С.В.* Автоматическое распознавание речи в каналах передачи // Радиотехника и информатика. 2002. №1. С. 26 – 31. 2. *Пресняков И.Н., Омельченко С.В.* Автоматическое распознавание отдельных слов и фонем речи // Там же. 2003. №4. С. 41 – 47. 3. *Пресняков И.Н., Омельченко С.В.* Помехоустойчивые алгоритмы сегментации речи в системах обработки// Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. №131. С. 165 – 177. 4. *Пресняков И.Н., Омельченко С.В.* Алгоритмы распознавания фонем речи// Там же. 2003. №135. С. 180 – 189. 5. *Рабинер Л. Р., Шафер Р.В.* Цифровая обработка речевых сигналов: Пер. с англ. / Под ред. М. В. Назарова и Ю. Н. Прохорова. М.: Радио и связь, 1981. 496 с. 6. *Марпл.-мл. С.Л.* Цифровой спектральный анализ и его приложения: Пер. с англ. М.: Мир, 1990. 584 с. 7. *Дж. Д. Маркел, А. Х. Грей.* Линейное предсказание речи. М.: Связь, 1980. 308с.

*Харьковский национальный
университет радиотехники*

Поступила в редколлегию 27.02.2004

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДВИЖУЩЕГОСЯ КОЛЬЦЕВОГО ТОКА С НЕОДНОРОДНОЙ ВОЛНОВОДНОЙ СТРУКТУРОЙ

1 Введение

Методы суммирования рядов представляют как чисто теоретический, так и практический интерес. Определение суммы ряда в тех случаях, когда это возможно, позволяет получить аналитическое решение задачи, удобное для дальнейшего численного анализа. Усовершенствование, развитие известных и создание новых методов решения граничных задач математической физики, которые упрощают, ускоряют, и как следствие удешевляют численный эксперимент, а также допускают построение строгого аналитического решения, продолжают оставаться *актуальными* во многих научных направлениях. Например, при решении задач дифракции электромагнитных волн на периодических структурах; при рассмотрении вопросов дифракционной электроники; в теории фазированных антенных решеток; для повышения эффективности проектирования радиоэлектронных и цифровых систем [1-5]. Расчет волноводов с нерегулярностями продолжает оставаться актуальным научным направлением в связи с использованием данных структур в ядерной физике.

Данная статья является продолжением публикаций в указанном направлении [1, 6-9]. Здесь развивается подход к суммированию рядов по выборочным значениям в гильбертовом пространстве с воспроизводящим ядром (ГПВЯ), основы которого рассмотрены в [10]. Метод суммирования в ГПВЯ позволяет аналитически получать представления для коэффициентов электромагнитного поля, не содержащие рядов. Он дает математический аппарат для точного аналитического решения некоторых бесконечных систем линейных алгебраических уравнений (СЛАУ).

2 Постановка задачи

Рассматриваемая структура состоит из круглых волноводов с радиусами a и b , соединенных фланцем в плоскости $z = 0$. Источником поля является кольцевой ток, движущийся вдоль оси структуры со скоростью $v = \beta c$. Плотность тока и его спектральная амплитуда известны [2].

Цель исследования – получить прямые формулы для вычисления амплитуд возбуждаемых волноводных гармоник (неопределенных коэффициентов электромагнитного поля) методом суммирования рядов по выборочным значениям в ГПВЯ.

3 Метод решения

Предлагается использовать метод суммирования рядов в ГПВЯ. Принципиальная особенность его применения состоит в том, что для нахождения коэффициентов, определяющих спектральные амплитуды рассеянного поля, получаются прямые формулы. В отличие от метода, приведенного в [2], указанные коэффициенты вычисляются в результате численного решения бесконечной системы уравнений. Для решения данной задачи используется следующая теорема и следствие из нее [10].

Теорема. Пусть H – абстрактное гильбертово пространство с воспроизводящим ядром $K(s, t)$, определенным на множестве T . Пусть $\{\varphi_i(s, t_i)\}$, $t_i \in T$ – полная ортонормированная система в H . Если существуют ненулевые действительные постоянные c_i такие, что $\varphi_i(s, t_i) = c_i K(s, t_i)$, $|K(t, t)| \leq c_i < \infty$, $t \in T$, то разложение по полной ортонормированной системе для любой функции $f \in A$, $f(s) = \sum a_i \varphi_i(s, t_i)$, $s \in T$, $a_i = (f, \varphi_i)$, является рядом по выборочным значениям.

Следствие. Любая функция $f \in H$ в ГПВЯ H представима в виде ряда по выборочным значениям

$$f(s) = \sum_{k=1}^{\infty} f(t_k) \frac{2(st_k)^{1/2} J_\nu(\pi s)}{\pi J_{\nu+1}(\pi t_k) (t_k^2 - s^2)}, \quad 0 \leq s < \infty, \quad (1)$$

где πt_k – положительные нули функции Бесселя.

Следует заметить, что (1) путем эквивалентных преобразований приводится к виду

$$f\left(\frac{y_m}{\pi}\right) = \sum_{s=1}^{\infty} f\left(\frac{\mu_s}{\pi}\right) \frac{2(y_m \mu_s)^{1/2} J_\nu(y_m)}{J_{\nu+1}(\mu_s) (\mu_s^2 - y_m^2)}, \quad 0 \leq y_m < \infty. \quad (2)$$

4 Определение неизвестных коэффициентов (решение задачи)

Как показано в [2, формулы (5) и (6)], неизвестные коэффициенты A_n определяются из бесконечной СЛАУ:

$$\frac{h_n J_0(\mu_n)}{\mu_n} A_n + \sum_{s=1}^{\infty} \alpha_{ns} A_s = F_n, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (3)$$

где α_{ns} и F_n задаются так

$$\alpha_{ns} = 4 \left(\frac{a}{b}\right)^2 \mu_s J_0(\mu_s) \sum_{m=1}^{\infty} \frac{J_1^2(y_m)}{J_0^2(\mu_m)} \frac{g_m}{(y_m^2 - \mu_s^2)(y_m^2 - \mu_n^2)}, \quad (4)$$

$$F_n = \frac{4ik\rho I_1(\Gamma\rho)}{\beta c^2} \left[\frac{2}{I_1(\Gamma a)} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{J_1^2(y_m)}{J_0^2(\mu_m)} \frac{g_m}{(y_m^2 - \mu_n^2)(\Gamma^2 b^2 + \mu_n^2)} - \frac{kI_1(\Gamma a)}{\beta} \frac{\Phi}{\Gamma^2 a^2 + \mu_n^2} \right],$$

$$y_m = \frac{a}{b} \mu_m, \quad \Phi = \frac{K_1(\Gamma b)}{I_1(\Gamma b)} - \frac{K_1(\Gamma a)}{I_1(\Gamma a)}.$$

Решение бесконечной системы (3) проводилось в [2] численно. При помощи метода суммирования рядов в ГПВЯ решение данной системы можно получить аналитически. Для этого подставляем (4) в (3):

$$\frac{h_n J_0(\mu_n)}{\mu_n} A_n - 4 \left(\frac{a}{b}\right)^2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{J_1^2(y_m)}{J_0^2(\mu_m)} \frac{g_m}{(y_m^2 - \mu_n^2)} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\mu_s J_0(\mu_s) A_s}{(\mu_s^2 - y_m^2)} = F_n, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (5)$$

В (5) просуммируем ряд:

$$\sum_{s=1}^{\infty} \frac{\mu_s J_0(\mu_s) A_s}{(\mu_s^2 - y_m^2)}. \quad (6)$$

С этой целью представим искомые коэффициенты A_s в виде:

$$A_s = C_s J_1\left(\frac{b}{a} \mu_s\right) \frac{2(\mu_s)^{1/2}}{J_2(\mu_s)}, \quad s = 1, 2, 3, \dots \quad (7)$$

С учетом (7) для ряда (6) имеем:

$$\begin{aligned}
\sum_{s=1}^{\infty} \frac{\mu_s J_0(\mu_s) A_s}{(\mu_s^2 - y_m^2)} &= \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\mu_s J_0(\mu_s)}{J_2(\mu_s)} J_1\left(\frac{b}{a} \mu_s\right) \frac{2(\mu_s)^{1/2}}{J_2(\mu_s)} C_s \frac{(y_m)^{1/2}}{(y_m)^{1/2}} \frac{J_1(y_m)}{J_1(y_m)} = \\
&= \sum_{s=1}^{\infty} \frac{2(y_m \mu_s)^{1/2}}{J_2(\mu_s)} \frac{J_1(y_m)}{(\mu_s^2 - y_m^2)} \frac{\mu_s J_0(\mu_s) J_1\left(\frac{b}{a} \mu_s\right)}{(y_m)^{1/2} J_1(y_m)} C_s = \\
&= \frac{\mu_s J_0(\mu_s) J_1\left(\frac{b}{a} \mu_s\right)}{(y_m)^{1/2} J_1(y_m)} C_s \Bigg|_{\mu_s=y_m} = \frac{y_m J_0(y_m) J_1\left(\frac{b}{a} y_m\right)}{(y_m)^{1/2} J_1(y_m)} C_m \Bigg|_{y_m=\frac{a}{b} \mu_m} = \\
&= \frac{\left(\frac{a}{b} \mu_m\right)^{1/2} J_0\left(\frac{a}{b} \mu_m\right) J_1(\mu_m)}{J_1\left(\frac{a}{b} \mu_m\right)} C_m = 0.
\end{aligned} \tag{8}$$

Последнее равенство верно, поскольку μ_m – корни уравнения $J_1(\mu_m) = 0$. Таким образом, установлено, что ряд (6) обращается в ноль. Теперь система (3) принимает вид:

$$\frac{h_n J_0(\mu_n)}{\mu_n} A_n = F_n, \quad n = 1, 2, 3, \dots \tag{9}$$

Отсюда можно получить выражение для определения коэффициентов A_n :

$$A_n = \frac{\mu_n F_n}{h_n J_0(\mu_n)}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \tag{10}$$

Коэффициенты B_n определяются по формуле [2]:

$$B_n = \frac{J_1(y_n)}{J_0^2(\mu_n)} \left[2(a/b)^2 \sum_{s=1}^{\infty} A_s \frac{\mu_s J_0(\mu_s)}{y_n^2 - \mu_s^2} - i \frac{4lk\rho}{\beta c^2} \frac{I_1(\Gamma\rho)}{I_1(\Gamma a)} (\Gamma^2 b^2 + \mu_n^2)^{-1} \right]. \tag{11}$$

Подставляя (7) в ряд по s из (11), определим его сумму:

$$\begin{aligned}
\sum_{s=1}^{\infty} A_s \frac{\mu_s J_0(\mu_s)}{y_n^2 - \mu_s^2} &= \sum_{s=1}^{\infty} C_s J_1\left(\frac{b}{a} \mu_s\right) \frac{2(\mu_s)^{1/2} \mu_s J_0(\mu_s)}{J_2(\mu_s)(y_n^2 - \mu_s^2)} = \\
&= - \sum_{s=1}^{\infty} \frac{C_s \mu_s J_0(\mu_s) J_1\left(\frac{b}{a} \mu_s\right)}{(y_n)^{1/2} J_1(y_n)} \frac{2(y_n \mu_s)^{1/2} J_1(y_n)}{J_2(\mu_s)(\mu_s^2 - y_n^2)} = 0.
\end{aligned} \tag{12}$$

С учетом результата (12) формула для нахождения неизвестных коэффициентов B_n принимает вид:

$$B_n = - \frac{J_1(y_n)}{J_0^2(\mu_n)} \frac{4ilk\rho}{\beta c^2} \frac{I_1(\Gamma\rho)}{I_1(\Gamma a)} (\Gamma^2 b^2 + \mu_n^2)^{-1}. \tag{13}$$

5 Результаты и выводы

С помощью коэффициентов A_n и B_n , представленных (10) и (13), можно определить различные энергетические характеристики рассеянного поля. Например, полный поток энергии через сечения волноводов S_1 и S_2 , которые расположены по обе стороны от неоднородности, находится по формуле [2]:

$$P = \int_0^{\infty} P_{\omega} d\omega, \quad (14)$$

где $P_{\omega} = \frac{\pi c a^2}{k} \sum J_0^2(\mu_n) (h_n |A_n|^2 + (b/a)^2 g_n |B_n|^2)$. В (14) суммирование ведется только по тем волнам, которые свободно распространяются в волноводах.

Работа, совершаемая за все время пролета над заданным током I , определяется азимутальной составляющей электрического поля и равна

$$T^E = \int_0^{\infty} T_{\omega}^E d\omega,$$

где
$$T_{\omega}^E = \frac{4\pi a^2 I \rho}{c\beta} \operatorname{Im} \sum_{n=1}^{\infty} \left[A_n J_1\left(\frac{\mu_n \rho}{a}\right) \frac{h_n - \omega/v}{\mu_n^2 + \Gamma^2 a^2} + (b/a)^2 B_n J_1\left(\frac{\mu_n \rho}{b}\right) \frac{g_n + \omega/v}{\mu_n^2 + \Gamma^2 b^2} \right].$$

Поле излучения обуславливает действие продольной силы на движущийся кольцевой ток. Полная работа продольной силы на всем пути движения, а также ее спектральная плотность выражаются как

$$T^H = \int_0^{\infty} T_{\omega}^H d\omega,$$

где
$$T_{\omega}^H = -\frac{4\pi a^2}{\omega} \operatorname{Im} \sum_{n=1}^{\infty} \left[A_n J_1\left(\frac{\mu_n \rho}{a}\right) h_n \frac{h_n - \omega/v}{\mu_n^2 + \Gamma^2 a^2} - (b/a)^2 B_n J_1\left(\frac{\mu_n \rho}{b}\right) g_n \frac{g_n + \omega/v}{\mu_n^2 + \Gamma^2 b^2} \right].$$

Приведенные результаты позволяют сделать следующие **выводы**.

1) Метод суммирования рядов в ГПВЯ можно использовать для определения сумм избранных рядов.

2) Преимущества названного метода заключаются: в применении эквивалентных преобразований к общему члену ряда, что позволяет аналитически получить решение за меньшее количество шагов; в отсутствии необходимости использовать таблицы интегральных преобразований и обращаться к интегрированию в комплексной области.

3) Применение известных результатов теории ГПВЯ для решения граничных электродинамических задач дает возможность упрощать известные методы и получать на их основе аналитическое решение, удобное для дальнейшего численного анализа.

4) Путем доказательства теорем могут быть получены новые математические результаты для суммирования рядов [1].

Список литературы: 1. *Chumachenko S.V.* Summation method of selected series for IP-core design // *Radioelectronika i informatika*. 2003. №3. P. 197 – 203. 2. *Воскресенский Г.В., Курдюмов В.Н.* О характеристиках взаимодействия движущегося кольцевого тока с неоднородной волноводной структурой // *Радиофизика*. 1976. Т. XIX, №1. 3. *Воскресенский Г.В., Курдюмов В.Н.* Излучение электронного кольца при пролете возле стыка двух круглых волноводов // *Изв. вузов. Радиофизика*, 1971. Т. XIV, №5. С. 778 – 787. (Изв. высш. учеб. заведений). 4. *Гандель Ю.В., Загинайлов Г.И., Турбин П.В., Мищенко Е.А.* Численный анализ электродинамических свойств

волноводов с прямоугольными нерегулярностями методом дискретных особенностей / Труды VIII Международного симпозиума «Методы дискретных особенностей в задачах математической физики». Украина, Крым. 1-5 июня 1999. С. 17 – 19. 5. *Sergey P. Skobelev*. Shaping of Flat-Topped Element Patterns in an Array of Slow-Wave Strip Structures Excited by Parallel-Plate Waveguides // IEEE Transactions on antennas and propagation. Vol. 49, N12, December 2001. P. 1763 – 1768. 6. *Чумаченко В.С., Чумаченко С.В.* Синфазне збудження решітки, утвореної плоскими напівобмеженими хвилеводами // Радіоелектроніка та інформатика. 2002. № 2. С. 15 – 18. 7. *Чумаченко С.В.* Возбуждение решетки с диэлектрической пластиной // Радиозлектроника и информатика. 2002. №3. С. 14 – 17. 8. *Чумаченко С.В.* Возбуждение фазированной антенной решетки сложной структуры // Радиозлектроника и информатика. 2003. №1. С. 10 – 14. 9. *Чумаченко С.В.* Електромагнітне випромінювання електронного кільця, що рухається уздовж неоднорідної хвилевідної структури // Радіоелектроніка та інформатика. 2003. № 2. С. 31 – 33. 10. *Функции с двойной ортогональностью в радиозлектронике и оптике*: Пер. М.К. Размахнина и В.П. Яковлева. М.: Сов. радио, 1971. 256 с.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 29.03.2004

ВЫБОР РАЗРЯДНОСТИ ДИСКРЕТНОГО ФАЗОВРАЩАТЕЛЯ В ЗАДАЧАХ ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК КАНАЛА СВЯЗИ ГОМОДИННЫМИ МЕТОДАМИ

Функционирование большинства радиотехнических систем напрямую зависит от особенностей распространения радиоволн. Вопросами распространения радиоволн занимаются давно [1] и достаточно много научных школ. Большинство исследований затрагивают изучение влияния условий распространения на амплитуду принимаемого сигнала или в лучшем случае на амплитуду и угол прихода радиоволн.

Вместе с тем, все возрастающие требования к качеству радиотехнических систем заставляют более детально изучать характеристики каналов связи. В первую очередь при этом следует отнести изучение фазовых характеристик каналов связи, поскольку знание именно этих характеристик позволяет достичь современными радиотехническими системами наивысших качественных показателей.

Гомодинные методы исследования амплитудных, частотных и фазовых характеристик канала связи позволяют решать задачи, зачастую трудно реализуемые другими методами и средствами. Применение гомодинных методов предполагает использование исходных генерируемых колебаний в качестве сигнала гетеродина для того же исходного сигнала, но прошедшего через канал связи и несущего информацию о его параметрах. При смешивании этих двух колебаний и выделении комбинационной составляющей разности начальная фаза исходных колебаний исчезает, что дает возможность однозначно измерять фазовый сдвиг, вносимый исследуемым каналом связи. Однако выполнение указанных операций приводит к измерениям на постоянном токе, что вызывает определенные трудности. Решить эту проблему можно, осуществив сдвиг по частоте одного из сигналов с сохранением начальной фазы исходных колебаний.

В данной работе описан способ осуществления частотного сдвига с сохранением начальной фазы высокочастотных колебаний, основанный на применении управляемого фазовращателя. При этом ставилась задача оптимизировать параметры фазовращателя с точки зрения упрощения его схемы управления и технической реализации самого фазовращателя с одной стороны и получения приемлемых качественных показателей с другой.

Основываясь на гомодинном методе, была разработана измерительная установка и проводились экспериментальные исследования флуктуаций амплитуды и набега фазы в микроволновом канале связи, описанные в работах [2, 3, 4].

Упрощенная структурная схема измерительной установки, позволяющей исследовать фазовые характеристики интересующего объекта, приведена на рис. 1.

Рассмотрим принципы действия измерительной установки.

Высокочастотный генератор формирует гармонический сигнал

$$u_0(t) = U_0 \cdot \sin(\omega \cdot t + \varphi_0), \quad (1)$$

где U_0 – амплитуда; ω – частота; φ_0 – начальная фаза сигнала.

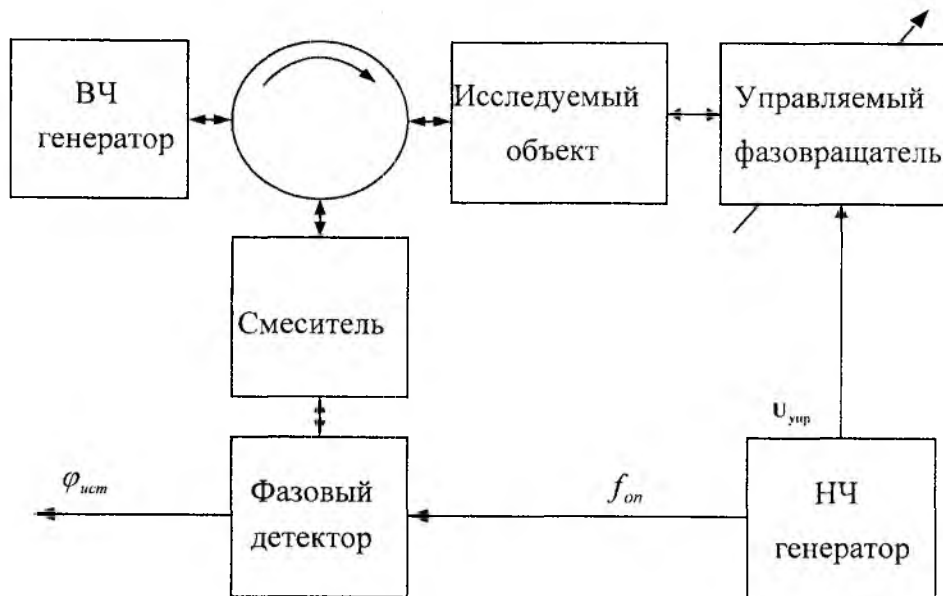


Рис. 1

Данный сигнал, проходя через циркулятор, попадает в исследуемый объект, в качестве которого может быть канал связи или любой другой четырехполосник. Пройдя через объект и получив соответствующий сдвиг фаз $\varphi_x(t)$, в общем случае являющийся функцией времени, сигнал попадает на фазовращатель, где формируется монотонно нарастающий или монотонно убывающий сдвиг фаз высокочастотных колебаний.

Приведенная схема установки предполагает использование фазовращателя отражающего типа. Дополнив схему циркулятором и в случае необходимости усилителем, можно использовать проходной фазовращатель.

Если закон изменения вносимого фазовращателем фазового сдвига линейно нарастающий (рис. 2, пунктирная линия) или периодический пилообразный (рис. 2, сплошная линия), что эквивалентно первому закону, то при изменении фазового сдвига на величину 2π в течении времени T высокочастотные колебания получают сдвиг по частоте величиной

$$\Omega = \frac{2\pi}{T}, \quad (2)$$

где T – может быть периодом низкочастотного пилообразного сигнала управления фазовращателем, что на практике реализовать не представляет особой сложности.

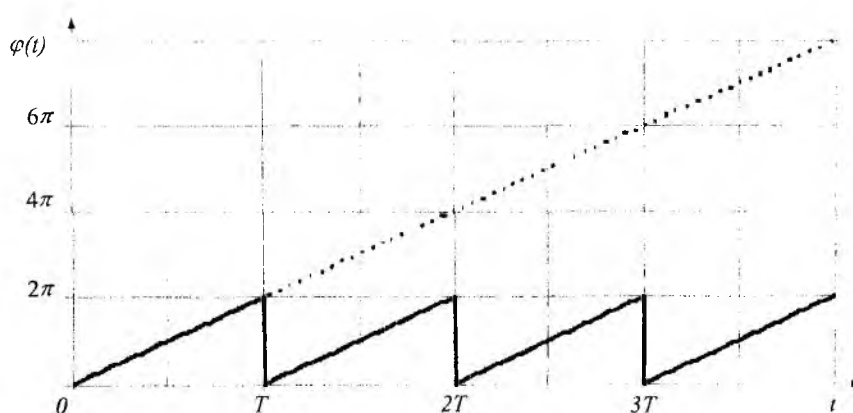


Рис.2

В результате, обратно на исследуемый объект подается сигнал вида:

$$u_1(t) = k_1 U_0 \sin[(\omega + \Omega)t + \varphi_0 + \varphi_x(t) + \varphi_{нч}], \quad (3)$$

где $\varphi_{нч}$ – начальная фаза низкочастотного сигнала управления фазовращателем, k_1 – некоторый коэффициент пропорциональности, учитывающий амплитудные характеристики всех звеньев.

Данный сигнал, вновь проходя через исследуемый объект и через циркулятор, попадает на смеситель, куда также из-за конечного значения коэффициента развязки циркулятора попадает исходный сигнал с высокочастотного генератора. В смесителе происходит перемножение этих сигналов:

$$u_{см}(t) = k \cdot U_0 \sin[(\omega + \Omega)t + \varphi_0 + 2\varphi_x(t) + \varphi_{нч}] \cdot U_0 \sin(\omega t + \varphi_0) = \frac{k \cdot U_0^2}{2} \{ \cos[\Omega t + 2\varphi_x(t) + \varphi_{нч}] - \cos[(2\omega + \Omega)t + 2\varphi_0 + 2\varphi_x(t) + \varphi_{нч}] \}, \quad (4)$$

где k – некоторый обобщенный коэффициент пропорциональности, учитывающий коэффициенты передачи всех звеньев измерительной установки и исследуемого объекта.

Составляющая с удвоенной несущей частотой является побочным продуктом преобразования и подавляется. На выходе смесителя выделяется только низкочастотный гармонический сигнал частотой Ω , который содержит информацию о вносимом исследуемым объектом в высокочастотные колебания фазовом сдвиге и не содержит начальной фазы исходных высокочастотных колебаний.

Далее, подавая данный низкочастотный сигнал и периодический сигнал управления фазовращателем на фазовый детектор, получаем на выходе последнего напряжение, пропорциональное удвоенному фазовому сдвигу, вносимому исследуемым объектом.

Практическое исполнение фазовращателей, реализующих отмеченный выше закон изменения фазы, представляет достаточно сложную задачу. Например, применение в качестве управляемых элементов варикапов – приводит к температурной нестабильности, сложной зависимости фазового сдвига от управляющего напряжения, а также к плохой повторяемости изделий в связи со значительным разбросом параметров управляющих элементов. Данные недостатки в той или иной мере присутствуют практически во всех конструкциях фазовращателей с плавной регулировкой фазового сдвига.

Вместе с тем, в работе [5] показано, что при решении задач исследования фазовых характеристик объектов допустимо использовать фазовращатели с дискретным фазовым сдвигом, с числом разрядов не меньше трех. К достоинствам дискретных фазовращателей можно отнести надежность, температурную и временную стабильность, повторяемость и возможность получения требуемого закона изменения фазы. Один из основных вопросов, который приходится решать при создании фазовращателя с дискретным фазовым сдвигом – выбор величины шага изменения фазы и, как следствие, числа звеньев фазовращателя.

Применение дискретного фазовращателя в тракте измерительной установки, реализующей гомодинный метод измерения вносимого объектом фазового сдвига (рис. 1), вызывает появление гармонических составляющих в спектре сигнала на выходе смесителя. Проведем оценку коэффициента гармоник выходного сигнала смесителя в зависимости от числа шагов дискретизации фазы.

Применяя дискретный фазовращатель, получим ступенчатую аппроксимацию пилообразной периодической функции, приведенной на рис. 2. На выходе смесителя это приведет к появлению ступенчатого аппроксимирующего сигнала синусоидальной

функции (см. рис. 3, а), число ступеней амплитуды которого соответствует числу значений изменения фазы фазовращателем (см. рис. 3, б – е). Таким образом, коэффициент гармоник, обусловленный применением фазовращателя с дискретным фазовым сдвигом, будет отражать отличие выходного сигнала от гармонического, что, в свою очередь, позволяет провести оценку энергетика проводимых измерений и определить ее зависимость от числа ступеней дискретизации.

Определим уровень первой гармоники сигнала, являющегося ступенчатой аппроксимацией синусоидального колебания. Расчет выполним для $m = 3, 4, 5, 8$ и 16 числа значений изменения фазы фазовращателем.

Выбор числа разрядов m был произведен на основании следующих соображений. При построении блока управления элементами дискретного фазовращателя ставится задача формирования управляющих сигналов для него. При этом 4, 8 и 16 разрядов фазовращателя просто согласовываются с цифровой техникой, поэтому в данном случае схема блока управления получается наиболее простой. Величину изменения фазы в таком случае можно принять взвешенной по двоичному закону, а число разрядов двоичного кода управления составит 2, 3 и 4 соответственно. В свою очередь фазовращатель с 3-мя дискретными значениями сдвига фаз просто реализовать на основе тройника. 5 разрядов были взяты для сравнения степени возрастания уровня сигнала при одинаковом изменении числа разрядов (3-4 и 4-5 соответственно).

Как известно, любой периодический сигнал $s(t)$ можно представить в виде суммы его спектральных компонентов:

$$s(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos(n\omega_1 t + \Theta_n), \quad (5)$$

где $a_0/2$ – уровень постоянной составляющей сигнала; n – номер гармоники сигнала; A_n – амплитуды гармоник сигнала, ω_1 – значение частоты основной гармонической составляющей сигнала.

В общем случае амплитуды гармоник сигнала определяются выражением:

$$A_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2}, \quad (6)$$

$$\text{где } a_n = \frac{2}{T} \cdot \int_{T/2}^{T/2} s(t) \cdot \cos(n \cdot \omega_1 \cdot t) dt; \quad b_n = \frac{2}{T} \cdot \int_{T/2}^{T/2} s(t) \cdot \sin(n \cdot \omega_1 \cdot t) dt.$$

Очевидно, что в нашем случае постоянная составляющая сигнала равна нулю. Для упрощения расчетов выберем начало отсчета сигнала в середине его периода. Тогда:

$$a_n = 0; \\ A_n = |b_n| = \frac{4}{T} \cdot \int_0^{T/2} s(t) \cdot \sin(n \cdot \omega_1 \cdot t) dt. \quad (7)$$

Выражение (7) позволяет определить уровень n -й гармоники любого нечетного сигнала $s(t)$.

В нашем случае сигнал $s(t)$ представляет собой ступенчатую аппроксимацию синусоидального колебания (рис. 3, а). Очевидно, что при увеличении числа разрядов форма аппроксимирующего сигнала должна стремиться к форме гармонического сигнала.

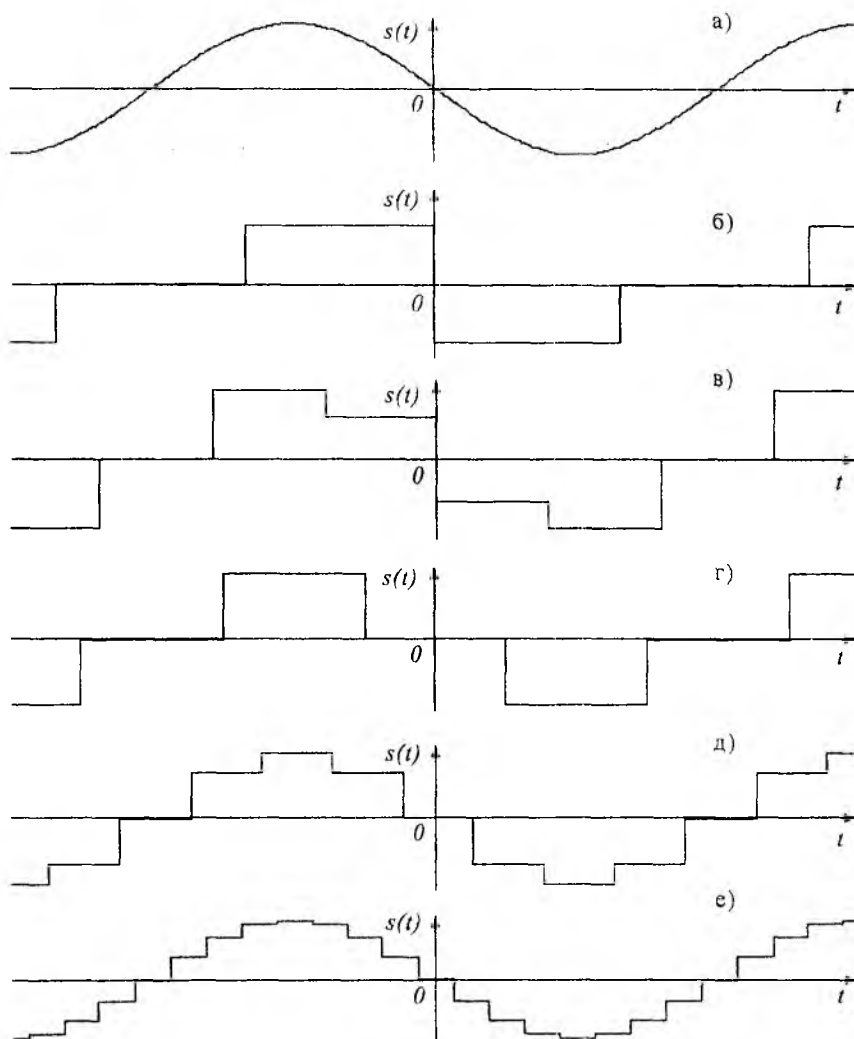


Рис. 3

Вид аппроксимирующих сигналов для $m = 3, 4, 5, 8, 16$ приведен на рис. 3, б-е. Значения уровней амплитуд сигналов, приведенных на рис. 3, определялись с помощью выражения

$$K_{i,m} = \sin\left(\frac{2 \cdot \pi}{m} \cdot (i-1)\right),$$

где $K_{i,m}$ - i -й отсчет сигнала, являющегося ступенчатой аппроксимацией синусоидального колебания, $i \in [1..m]$.

Значения коэффициентов $K_{i,m}$ для $m = 3, 4, 5, 8, 16$ приведены в табл. 1.

Таблица 1

m	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	10	13	14	15	16
3	0	0,87	-0,87	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
4	0	1	0	-1	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
5	0	0,95	0,59	-0,59	-0,95	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
8	0	0,71	1	0,71	0	-0,71	-1	-0,71	-	-	-	-	-	-	-	-
16	0	0,38	0,71	0,92	1	0,92	0,71	0,38	0	-0,38	-0,77	-0,92	-1	-0,92	-0,71	-0,38

Аналитическая запись дискретизирующего сигнала может быть представлена в следующем виде:

$$s(t) = \begin{cases} K_{1,m}, & \text{при } \frac{-T}{2} \leq t < \frac{-T}{2} + \frac{T}{2 \cdot m}, \\ K_{i,m}, & \text{при } \frac{-T}{2} + \frac{T}{2 \cdot m} + \frac{T \cdot (i-2)}{m} \leq t < \frac{-T}{2} + \frac{T}{2 \cdot m} + \frac{T \cdot (i-1)}{m}, \quad i \in [2 \dots m], \\ 0, & \text{при } \frac{T}{2} - \frac{T}{2 \cdot m} \leq t < \frac{T}{2}, \end{cases} \quad (8)$$

где T – период сигнала, или, после преобразований:

$$s(t) = \begin{cases} K_{1,m}, & \text{при } \frac{-T}{2} \leq t < -\frac{T(m-1)}{2m}, \\ K_{i,m}, & \text{при } -\frac{T}{2} \cdot \left(\frac{m-2 \cdot i+3}{m}\right) \leq t < -\frac{T}{2} \cdot \left(\frac{m-2 \cdot i+1}{m}\right), \quad i \in [2 \dots m], \\ 0, & \text{при } \frac{T(m-1)}{2m} \leq t < \frac{T}{2}. \end{cases} \quad (9)$$

Выражение (9) описывает ступенчатый сигнал, аппроксимирующий синусоиду при различном числе разрядов m (рис. 3, б-е) на всем периоде. Для подстановки $s(t)$ в выражение (7) достаточно задать его только на половине периода, при $t \in (0 \dots T/2]$, для чего преобразуем выражение (9):

$$s(t) = \begin{cases} K_{\frac{m+1}{2},m}, & \text{при } \frac{T \cdot (i-1)}{m} \leq t < \frac{T \cdot i}{m}, \quad i \in [1 \dots \frac{m-1}{2}], \\ 0, & \text{при } \frac{T(m-1)}{2m} \leq t < \frac{T}{2}. \end{cases} \quad (10)$$

$$s(t) = \begin{cases} K_{\frac{m}{2}+1,m}, & \text{при } 0 \leq t < \frac{T}{2m}, \\ K_{\frac{m}{2}+i,m}, & \text{при } \frac{T \cdot (2 \cdot i - 3)}{2 \cdot m} \leq t < \frac{T \cdot (2 \cdot i - 1)}{2 \cdot m}, \quad i \in [2 \dots \frac{m}{2}], \\ 0, & \text{при } \frac{T(m-1)}{2 \cdot m} \leq t < \frac{T}{2}. \end{cases} \quad (11)$$

Выражение (10) описывает дискретизирующий сигнал при нечетном количестве разрядов, (11) – при четном.

Подставим выражение (10) и (11) для $s(t)$ в формулу (7), определим амплитуды его спектральных компонент:

$$A_n = \frac{4}{T} \cdot \left| \int_0^{T/2} s(t) \cdot \sin(n \cdot \omega_1 \cdot t) dt \right| =$$

$$\frac{4}{T} \cdot \left| \int_0^{\frac{T}{2}} K_{\frac{m+1}{2},m} \cdot \sin(n \cdot \omega_1 \cdot t) dt + \int_{\frac{T}{2m}}^{\frac{2T}{m}} K_{\frac{m}{2}+1,m} \cdot \sin(n \cdot \omega_1 \cdot t) dt + \dots + \int_{\frac{T \cdot (m-3)}{2m}}^{\frac{T \cdot (m-1)}{2m}} K_{m,m} \cdot \sin(n \cdot \omega_1 \cdot t) dt \right| =$$

$$= \frac{4}{n \cdot \omega_1 \cdot T} \left[K_{1+\frac{m+1}{2},m} \cdot \cos(n \cdot \omega_1 \cdot t) \Big|_0^{\frac{T}{m}} + K_{2+\frac{m+1}{2},m} \cdot \cos(n \cdot \omega_1 \cdot t) \Big|_{\frac{T}{m}}^{\frac{T \cdot 2}{m}} + \dots \right. \\ \left. \dots + K_{m,m} \cdot \sin(n \cdot \omega_1 \cdot t) \Big|_{\frac{T \cdot (m-3)/2,m}^{\frac{T \cdot (m-1)/2,m}} \right], \quad (12)$$

$$A_n = \frac{4}{T} \cdot \left| \int_0^{T/2} s(t) \cdot \sin(n \cdot \omega_1 \cdot t) dt \right| = \\ \frac{4}{T} \cdot \left| \int_{\frac{T}{2m}}^{\frac{3T}{2m}} K_{\frac{m}{2}+2,m} \cdot \sin(n \cdot \omega_1 \cdot t) dt + \int_{\frac{3T}{2m}}^{\frac{5T}{2m}} K_{\frac{m}{2}+3,m} \cdot \sin(n \cdot \omega_1 \cdot t) dt + \dots + \int_{\frac{T \cdot (m-3)}{2m}}^{\frac{T \cdot (m-1)}{2m}} K_{m,m} \cdot \sin(n \cdot \omega_1 \cdot t) dt \right| = \\ = \frac{4}{n \cdot \omega_1 \cdot T} \left[K_{\frac{m}{2}+2,m} \cdot \cos(n \cdot \omega_1 \cdot t) \Big|_{\frac{T}{2m}}^{\frac{3T}{2m}} + K_{\frac{m}{2}+3,m} \cdot \cos(n \cdot \omega_1 \cdot t) \Big|_{\frac{3T}{2m}}^{\frac{5T}{2m}} + \dots \right. \\ \left. \dots + K_{m,m} \cdot \sin(n \cdot \omega_1 \cdot t) \Big|_{\frac{T \cdot (m-3)/2,m}^{\frac{T \cdot (m-1)/2,m}} \right]. \quad (13)$$

Выражения (12) и (13) позволяют определить амплитуды спектральных компонентов заданного сигнала при нечётном и четном числе разрядов соответственно. Используя полученные выражения, определим амплитуды гармоник аппроксимирующего сигнала при заданном числе разрядов.

Результаты расчетов сведены в табл. 2. Значения уровней гармонических составляющих, меньших 0,001, в таблице интерпретируются как 0.

Таблица 2

Гарм. Дискр.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
3	0,821	0,411	0	0,205	0,164	0	0,117	0,103	0	0,082
4	0,900	0	0,300	0	0,180	0	0,129	0	0,100	0
5	0,932	0,005	0,003	0,233	0	0,155	0,001	0,001	0,103	0
8	0,975	0	0	0	0	0	0,139	0	0,108	0
16	0,994	0	0	0	0	0	0	0	0	0

Приведем график зависимости уровня первой гармоники сигнала от числа разрядов, представленный на рис. 4.

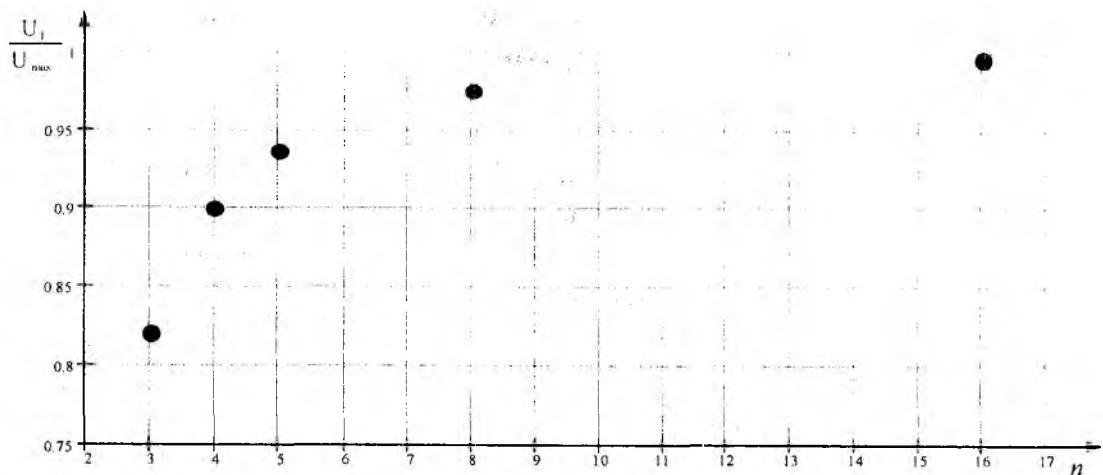


Рис. 4

Из графика видно, что уже при числе разрядов фазы, равном 4, уровень первой гармоники сигнала составляет 90% от теоретически возможного, причем при увеличении числа разрядов с 3 до 4 приращение уровня 1-й гармоники сигнала составляет 8%. При дальнейшем увеличении числа разрядов до 8 прирост уровня составит уже только 5%, с 8 до 16 – только на 1%. Вместе с тем, при увеличении числа разрядов растет сложность как самого фазовращателя, так и схемы управления им. Поэтому для практического использования оптимальным следует принять число разрядов, равное 4 при требовании упрощения аппаратуры либо 8 при повышенных требованиях к качеству формируемого сигнала. При этом переход от четырех разрядов дискретного фазовращателя к восьми предполагает добавление всего одного звена фазовращателя с весовым коэффициентом 45° к имеющимся двум, с весовыми коэффициентами 90° и 180° .

Из табл. 2 прослеживается еще одна закономерность. Помимо основной гармоники ближайшая гармоническая составляющая, обладающая существенным уровнем, имеет порядковый номер $m - 1$, где m – число разрядов фазовращателя. Этот факт позволяет однозначно определить требования к фильтрующим звеньям измерительной установки. Причем с ростом числа разрядов величина частоты среза фильтра увеличивается адекватно по отношению к частоте основной гармоники.

Таким образом, проведенный расчет показал, что при решении поставленной задачи существует некоторое оптимальное значение числа разрядов дискретного фазовращателя, которое удовлетворяет требованиям качества формируемого сигнала, простотой реализации и достаточным приближением к теоретически возможному пределу.

В дальнейшем представляет определенный интерес оценить степень влияния дисперсионных характеристик дискретного фазовращателя на точность проводимых измерений.

Список литературы: 1. Введенский Б.А. Распространение ультракоротких волн. М.: Наука, 1973. 408 с. 2. Пат. 58814 А. Украина. МКИ G 01 R 29/08. Способ измерения флуктуаций набега фазы и углов прихода радиоволн / И.Б. Широков, С.А.Шабан. Оpubл. 15. 08. 2003, Бюл. №8. 3. Shirokov I.B. Amplitude and Phase Progression Measurements on Microwave Line-of-Sight Links/ I.B. Shirokov, M.V. Ivashina. IGARSS'2001, Conf. Proc. Sydney, Australia, 9-13 July 2001, 3646 pp. 4. Shirokov I. B. Experimental Investigations of Amplitude and Phase Progression Fluctuations on Microwave Line-of-Sight Links/ I. B. Shirokov, S.A. Shaban. IGARSS'2002, Conf. Proc. Toronto, Canada, 24-28 June 2002, Vol. VI: Pp 3559 – 3560. 5. А.С. 1486942 СССР МКИ С 01 R 13/04. Устройство для измерения амплитуды и разности фаз / И.Б. Широков. Оpubл. 15.06.1989, Бюл. №22.

В. А. ПОСОШЕНКО, канд. техн. наук

РЕЦИРКУЛЯЦИОННЫЕ УСТРОЙСТВА ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ. СООБЩЕНИЕ 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. БАЗОВЫЕ ПРИНЦИПЫ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ

1 Постановка задачи

Все многообразие проблем, связанных с современными и перспективными цифровыми и цифро-аналоговыми устройствами различного назначения можно условно разделить на четыре класса:

1) архитектурные проблемы (функциональное назначение, идеи воплощения, алгоритмы функционирования, информационная структура, техническое задание, проект конкретного решения и т.д.);

2) технологические проблемы (имеющиеся и перспективные технологии решения задачи, элементная база, физические принципы функционирования, возможности производства, имеющиеся заделы и т.д.);

3) эксплуатационные проблемы (надежность, долговечность, простота обслуживания, универсальность, ремонтпригодность, совместимость в самом широком смысле и т.д.);

4) экономические проблемы (стоимость, время окупаемости, эффективность по различным экономическим критериям, конкурентоспособность и т.д.);

Данная работа представляет собой попытку перспективного осмысления главным образом некоторых моментов первых трех классов отмеченных проблем и направлена на выявление возможных путей их оптимального, взаимосвязанного решения в интересах производства эффективной электронной техники.

Как известно, существующие радиотехнические компоненты можно отнести либо к аналоговым, либо к классу дискретных приборов (за исключением относительно узкой группы аналогово-цифровых устройств, функционально стыкующих между собой эти два класса). Каждый из этих классов обладает своими преимуществами, но и своими недостатками, обусловленными информационной структурой аналоговых или дискретных сигналов.

Поэтому весьма заманчивой представляется идея создания промежуточного класса радиотехнических приборов, которые вобрали бы в себя наиболее важные положительные свойства аналоговых и дискретных компонентов.

Материальной основой для создания таких приборов могут стать устройства, использующие идеи и методы рециркуляции определенной сигнальной структуры.

Здесь под сигнальной структурой понимается аналоговый сигнал, на который накладывается некоторое нормирующее ограничение, приближающее этот сигнал к классу дискретных сигналов. То есть, реализуемая сигнальная структура должна иметь черты как дискретных (в частности—цифровых), так и аналоговых сигналов.

Рециркуляционный подход к формированию и преобразованиям сигналов такого рода позволяет при относительно небольших аппаратных затратах реализовать устройства памяти, устройства сложной реакции на элементарное иницирующее воздействие, автономные, асинхронные, преобразующие устройства. Следует подчеркнуть, что асинхронность преобразований по отношению к внешним устройствам является наиболее ценным свойством рециркуляционных структур.

В настоящее время известны и широко используются рециркуляторы амплитуды и рециркуляторы импульсных сигналов, использующие разнообразные линии задержки, элементы динамической (регенеративной) памяти и т.п. Практический опыт в создании подобных узлов может стать хорошей базой для конструирования рециркуляционных устройств нового поколения.

В работе в качестве сигнальной структуры выбраны импульсные сигналы произвольной длительности (в рамках определенного диапазона), но с нормированной амплитудой. Такой выбор позволил резко расширить возможности существующей цифровой и аналоговой микросхемотехники в плане их совместного использования в настоящее время и в перспективе развития для создания разнообразных радиоэлектронных устройств на основе единой интегральной технологии.

Поскольку данная работа не ставит своей целью полную техническую разработку конкретного устройства, а предполагает лишь ознакомление с рециркуляционным методом построения радиотехнических устройств вообще, принято целесообразным дальнейшее изложение вести в плане описания применений данного метода, с использованием в большинстве случаев структурных или функциональных схем. Такой подход к изложению материала позволяет наиболее полно, но в несложной форме продемонстрировать возможности, а также выявить преимущества и недостатки метода.

В последующих описаниях все элементы функциональных и структурных схем обозначаются буквой «Э» и порядковым номером, заключенным в скобки (например: (Э-12)). Любой узел в структурной или функциональной схеме описывается двумя цифрами, разделенными дефисом. Первая цифра указывает номер элемента, из которого вышел сигнал (элемент выходного сигнала).

Принято, что все логические операции над импульсными сигналами проводятся в положительной логике. На иллюстрированных временных диаграммах все сигналы показаны с точностью до конкретных, а значит – несущественных значений потенциалов.

2 Базовые принципы функционирования. Формирователь длительности импульсов (ФДИ)

В настоящее время известны устройства, предназначенные для формирования (генерирования) как одиночных импульсов, так и некоторой последовательности (пачек) импульсных сигналов. Однако, несмотря на разнообразие схемотехнических решений, во всех этих устройствах внешнее запускающее воздействие лишь инициирует появление на выходных шинах требуемых сигналов и, вообще говоря, не влияет на процесс их формирования. То есть, выходные сигналы полностью определяются внутренней структурой формирующих устройств, элементами, задающими эталонные временные интервалы (импульсы синхронизирующей (опорной) частоты, линии задержки, RC-цепи и т.п.), но в подавляющем большинстве случаев не зависят от входного, запускающего сигнала. Более того, зависимость реакции формирующего устройства от инициирующего воздействия чаще всего считается недопустимой, вредной. Ряд изобретений направлен именно на устранение или ослабление такой зависимости. Кроме того, в ряде работ подчеркивается независимость процесса формирования выходного сигнала от запускающего входного воздействия. То есть, инициирующим сигналом в таких устройствах может быть простой перепад (фронт) напряжения на входной шине.

Рассматриваемый способ формирования как одиночных импульсов, так и импульсных последовательностей (пачек) предполагает некоторое интегрально-дискретное преобразование длительности входного, инициирующего импульса. Причем, это преобразование должно достигаться сравнительно небольшими аппаратными затратами при высокой надежности и эффективности в работе.

Данный способ формирования импульсных сигналов произвольной длительности может быть реализован на основе триггерной схемы, элементов задержки и элементов импульсной логики.

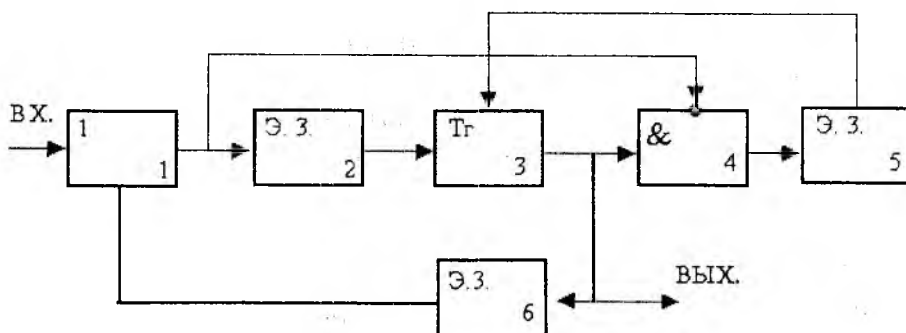


Рис.1

На рис. 1 изображена функциональная схема, поясняющая механизм функционирования предложенного способа формирования импульсных сигналов путем преобразования входного, инициирующего импульса. На этой схеме приняты следующие обозначения:

- (Э_1) – элемент (ИЛИ);
- (Э_2) – элемент управляемой задержки (τ_{3-1});
- (Э_3) – триггерная схема;
- (Э_4) – элемент (И) с одним инверсным входом;
- (Э_5) – элемент управляемой задержки (τ_{3-2});
- (Э_6) – элемент управляемой задержки (τ_{3-3}).

Примем, что элементы (Э_1), (Э_3), (Э_4) – безынерционны, а их задержки переходов («0»-«1» и «1»-«0») включаются в величины временных задержек элементов (Э_2), (Э_5), (Э_6). Временные диаграммы импульсных сигналов в наиболее важных точках схемы показаны на рис. 2.

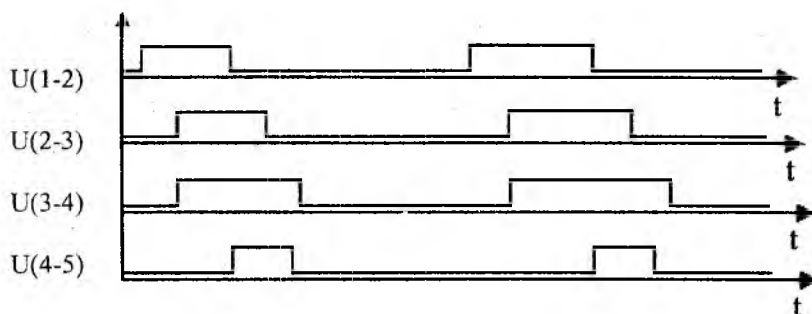


Рис. 2

Описание работы схемы ФДИ

Входной инициирующий импульс проходит элемент «ИЛИ» (Э_1), элемент задержки (Э_2) и «взводит» триггер (Э_3) в состояние «1». Одновременно с этим входной импульс поступает на инвертирующий (запрещающий) вход элемента «И» (Э_4) и в течение времени его длительности сигнал «1» с триггера (Э_3) не поступает на элемент задержки (Э_5).

Как только воздействие входного импульса заканчивается, снимается «запрет» с элемента «И» (Э_4). Сигнал «1» поступает на элемент задержки (Э_5). Через время, равное (τ_{3-2}) сигнал «1» появится в точке (5-3) и сбрасывает триггер (Э_3) в состояние «0». Как видно из приведенных на рис. 2 временных диаграмм, триггер (Э_3) взведется сигналом, который появится в точке (2_3) через время, равное (τ_{3-1}) после начала воздействия переднего фронта

входного сигнала. Сбросится этот триггер сигналом, который появится в точке (5-3) через время (τ_{3-2}) после окончания заднего фронта входного импульса.

Легко видеть, что наличие элемента задержки (Θ_2) приводит к уменьшению длительности импульса в точке (3-4) (то есть, на выходе триггера) на величину (τ_{3-1}) по сравнению с длительностью инициирующего импульса в точке (1-2). Наличие же элемента задержки (Θ_5) приводит к увеличению длительности импульса в точке (3-4) на величину (τ_{3-2}) по сравнению с длительностью импульса в точке (1-2). Следовательно, длительность выходного импульса в точке (3-4) можно определить так:

$$t_{\text{ВЫХ}} = t_{\text{ВХ}} + \tau_{3-2} - \tau_{3-1},$$

где $t_{\text{ВЫХ}}$ – длительность импульса в точке (3-4);

$t_{\text{ВХ}}$ – длительность импульса в точке (1-2);

τ_{3-2} – длительность временной задержки элемента (Θ_5);

τ_{3-1} – длительность временной задержки элемента (Θ_2);

Таким образом, в зависимости от соотношения величин задержек (τ_{3-1}) и (τ_{3-2}), длительность выходного импульса в точке (3-4) может быть больше или меньше длительности входного импульса в точке (1-2). В конкретном, поясняющем случае, который отражен на временной диаграмме (рис. 2), величина (τ_{3-2}) больше величины (τ_{3-1}). Поэтому длительность выходного импульса в точке (3-4) получилась больше длительности импульса в точке (1-2) на величину

$$\Delta t = \tau_{3-2} - \tau_{3-1}.$$

Поскольку точка (3-4) соединена с точкой (1-2) через элемент задержки (Θ_6) и схему «ИЛИ» (Θ_7), то в точке (1-2) через время (τ_{3-3}) время задержки элемента (Θ_6) появится импульс с длительностью, равной сумме длительности ($t_{\text{ВХ}}$) инициирующего импульса и величины (Δt):

$$t_{\text{ВЫХ}} = t_{\text{ВХ}} + \Delta t.$$

Теперь этот импульс можно рассматривать как входной по отношению ко всей схеме. Это обстоятельство приводит к тому, что в точке (3-4) появится импульс с длительностью, равной сумме длительности импульса в точке (1-2) и величины (Δt). Однако, длительность импульса в точке (1-2) уже превышала длительность первоначального, инициирующего импульса на величину (Δt). Следовательно, через два цикла обращения в точке (3-4) мы получим импульс с длительностью, равной

$$t_{\text{ВЫХ}} = t_{\text{ВХ}} + 2 \cdot \Delta t,$$

где $t_{\text{ВХ}}$ – длительность инициирующего импульса в точке «ВХ», а

$$\Delta t = \tau_{3-2} - \tau_{3-1}.$$

Назовем величину (Δt) шагом квантования. Через (n) циклов обращения (рециркуляции) мы получим в точке (3-4) импульс с длительностью

$$t_{\text{ВЫХ}} = t_{\text{ВХ}\emptyset} + n \cdot \Delta t.$$

В результате воздействия одного инициирующего импульса с длительностью ($t_{\text{ВХ}\emptyset}$) мы получим последовательность нарастающих по длительности импульсов.

Если величина (Δt) будет иметь отрицательный знак ($\tau_{3-1} > \tau_{3-2}$), то в точке (3-4) получим последовательность импульсов с длительностями, убывающими от импульса к импульсу на величину (Δt).

Если величина (Δt) будет равна нулю, на выходе схемы в точке (3-4) появится серия импульсов с одинаковой длительностью, равной длительности инициирующего импульса (т.е. с длительностью $t_{\text{ВХ}\emptyset}$). Но временное положение фронтов каждого последующего выходного импульса (его фаза) будет изменено по отношению к временному положению фронтов предыдущего импульса на величину

$$t_{\text{ВХ}} \neq \tau_{3-1} = \tau_{3-2}.$$

Интересно отметить, что при ($\tau_{3-1} = \tau_{3-2} = \emptyset$) схема на рис. 1 вырождается в схему широко известного генератора с запаздывающей обратной связью. В этом случае триггер (Э_3) становится излишним элементом.

Рассмотренный способ формирования импульсов переменной длительности в основной идее сходен с принципом действия рециркулятора амплитуды, хорошо известного в радиотехнике.

Полезной разновидностью (ФДИ), реализующей изложенные выше идеи (способ), могут служить устройства, функциональные схемы которых показаны на рис. 3, 4.

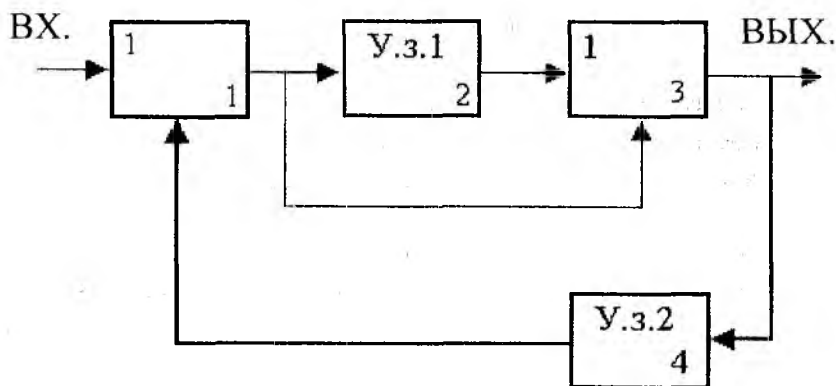


Рис. 3

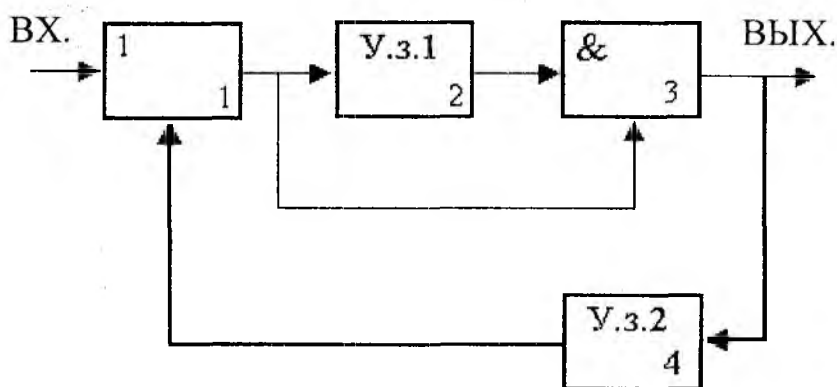


Рис. 4

В этих схемах устройство задержки (Э_2) образует временной сдвиг между одним и тем же рециркулирующим импульсом. В зависимости от того, на каком элементе («И», «ИЛИ») (Э_3) эти сдвинутые по фазе импульсы собираются, на выходе образуется последовательность либо уменьшающихся, либо увеличивающихся по длительности от импульса к импульсу сигналов.

Схемные решения, представленные на рис. 3 и 4 во многом сходны с решением, представленным на рис. 1. Однако есть и принципиальные отличия.

В частности, схема на рис. 1 обладает гораздо большим, чем схемы на рис. 3 и 4, универсализмом, гибкостью управления процессом преобразования длительности входного, инициирующего импульса.

В чисто техническом плане схема рис. 1 также имеет преимущества перед схемами 3 и 4.

Некоторое приближение к адапционным возможностям схемы, изображенной на рис. 1 дает схема, показанная на рис. 5. По существу, она представляет собой объединение схемных решений, представленных на рис. 3 и 4. Здесь триггер (Э_4) выполняет функцию переключателя режимов работы схемы (либо увеличение, либо уменьшение длительности рециркулирующих импульсов) в зависимости от внешних управляющих сигналов (УПР).

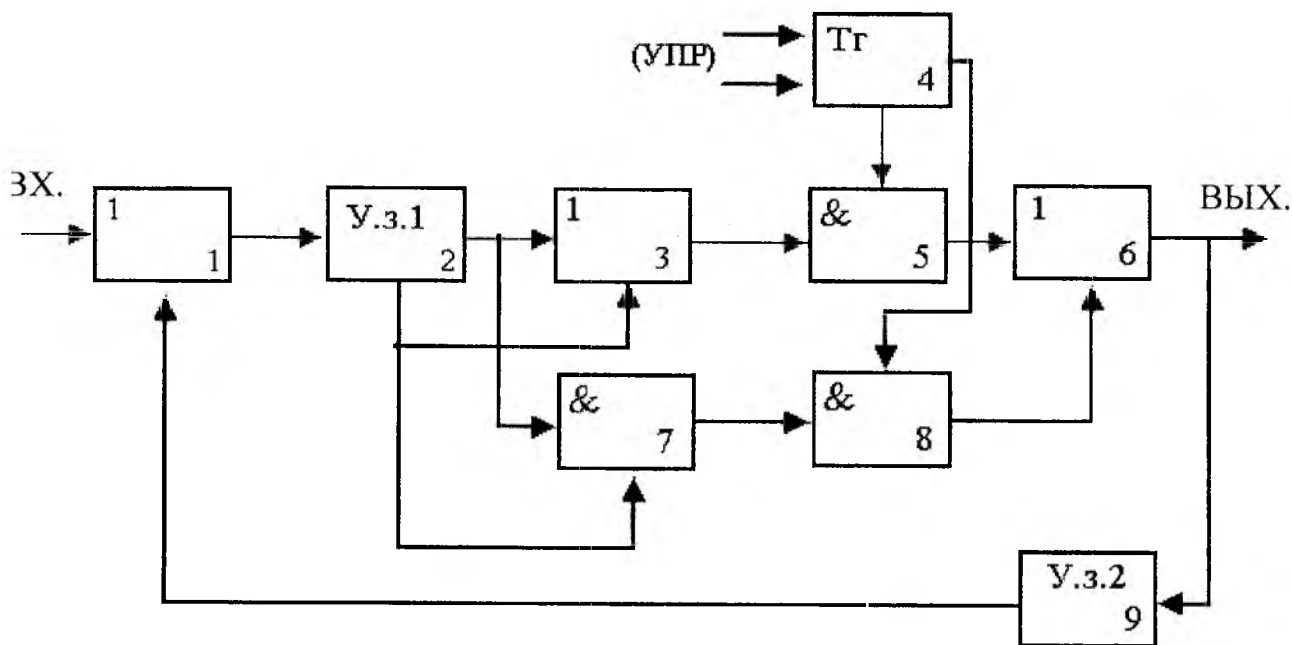


Рис. 5

Существенным преимуществом схемы (рис. 1) по сравнению со схемами (рис. 3, 4, 5) является меньшая зависимость характера изменения длительности рециркулирующих импульсов от неучтенного изменения абсолютной величины времени задержки элементов схем.

3 Заключение

Следует подчеркнуть, что рассмотренные функциональные схемы формирователей длительности рециркулирующих импульсов представляют собой лишь частный случай сравнительно простой организации рециркуляции произвольной информационной структуры, которая, вообще говоря, может быть гораздо более сложной и информативной, чем нормированные по амплитуде видеоимпульсы произвольной длительности. В этой связи отметим, что сама по себе идея рециркуляции импульсных сигналов не нова и достаточно хорошо апробирована в радиотехнике [1, 2].

Поэтому данный цикл работ направлен не на рассмотрение основ рециркуляции, а на выявление новых возможностей, которые она предоставляет в тех случаях, когда элементарное изменение (Δt) текущей длительности (t_i) в одном цикле рециркуляции на пять-шесть порядков меньше длительности ($t_{вх}$) исходного, инициирующего импульса (т.е. $\Delta t \ll t_{вх}$).

При выполнении этого условия текущее изменение длительности рециркулирующих импульсов (или – скважности импульсной последовательности) можно рассматривать как квазинепрерывное, интегральное, что в свою очередь открывает новые возможности для совершенствования многих радиотехнических устройств.

Список литературы: 1. *Абрамов Г.Н.* Рециркуляционные преобразователи одиночных временных интервалов повышенного быстродействия // ПТЭ. 1984. №5. С. 80 – 82, *Карпов Н.Р.* Рециркуляционный измерительный преобразователь коротких временных интервалов в код // ПТЭ. 1980. №2. С.101 – 103.

ИМПЕДАНСНЫЕ СВОЙСТВА ФРАКТАЛЬНЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ ВОЛНОВЕДУЩИХ ГРЕБЕНЧАТЫХ СИСТЕМ

Фрактальная природа реальных физических систем проявляется в соответствующих диапазонах масштабов, которые характеризуются значением одной или нескольких фрактальных размерностей. Известно, что ряд физических явлений (рассеяние рентгеновского излучения, аномалии зависимости электрического сопротивления, диссипации электромагнитной волны от частоты [1], излучение энергии и взаимодействие электромагнитных волн с границами раздела сред [2-4] и др.) сопровождаются эффектами, связанными с наличием фрактальных свойств у среды.

Простейшей моделью описания свойств поверхности взаимодействия поля с веществом является, конечно, модель однородной поверхности. По этой модели полагается однородность всех физических свойств в плоскости поверхности (x, y) . Такая поверхность характеризуется средними эффективными значениями электрического поля, поверхностного заряда, потенциала и т.д. Рассматриваются только изменения этих физических параметров по нормали к поверхности, за счет чего задача из трехмерной превращается в одномерную.

Применение традиционной методики для измерения протяженности совокупности точечных множеств, «шероховатых», сильно изрезанных, пористых контуров приводит к следующему: длина таких топологически одномерных множеств стремится к бесконечности, а площадь – нулю, для других множеств площадь стремится к бесконечности, а объем – нулю. Конечно, эта проблема возникает и в попытках применения классического анализа для определения протяженности множеств зарядов и токов в сильно структурированных средах, включения которых имеют большие количества частичек вещества, разделенных пространственно на расстояния, сравнимые с диаметром выделенной неоднородности.

Предложенная в работах [5] модель неоднородной поверхности применяется дальше для сведения сложной задачи о распределении зарядов и токов на фрактальных геометрических волноведущих гребенчатых структурах к задачам о α – распределении проекций на однородную поверхность тонких пленок с геометрическими фрактальными сингулярностями. Они описываются фрактальной размерностью D и фрактальной мерой H^α , определение которых базируется на определении Хаусдорфа – Безиковича, центральное место в которой занимает понятие расстояния между точками в пространстве. Хаусдорфова метрика за счет ввода ε – дилатации позволяет рассматривать покрытие со звеньями $r_i < \varepsilon$, что дает возможность изучать глобальные свойства фрактального распределения зарядов (токов) и их моментов, на которые влияет локальная структура и близкое расположение подмножеств. Распределение заряда (тока) по фрактальному множеству может в общем случае сопровождаться возникновением разных концентраций плотности на элементах носителя. Если плотность заряда (тока) в таких распределениях имеет степенной закон $r_i^{\alpha_j}$, который отображает фрактальные свойства с помощью скейлинговых показателей α_j , то говорят о мультифрактальном распределении.

Мультифрактальный формализм сводится к рассмотрению некоторой меры μ в ограниченной области с R^n , причем носитель меры может быть или не быть фрактальным и $\mu(R^n) = 1$. Для любого $0 < \varepsilon < 1$ подсчет количества кубических ε – ячеек покрытия $\{B_i\}$ носителя меры μ и для $-\infty < \alpha < \infty$ пусть дает число $N_\varepsilon(\alpha) = \#\{i : \mu(B_i) \geq \varepsilon^\alpha\}$. Определение отсюда показателя α как $\log N_{\varepsilon_k}(\alpha) / (-\log \varepsilon_k)$, если $\varepsilon_k \rightarrow 0$, со следующим определением меры μ должно осуществляться для любой последовательности такой, что $\varepsilon_{k+1} / \varepsilon_k \geq c$ для

некоторого $c > 0$ [5]. Действительно, определение покрытия неоднородного множества компактными с введением в рассмотрение дилатаций $\varepsilon_{i(k)}$ (k – номер поколения покрытия, i – номер подмножеств в k -м поколении, имеющем указанную дилатацию) с их уменьшением в следующих поколениях покрытия $\varepsilon_{i(k+1)} < \varepsilon_{i(k)}$ приводит к функциональной зависимости числа $N_{\varepsilon_{i(k+1)}\varepsilon_{i(k)}} = f(\varepsilon_{i(k)}/\varepsilon_{i(k+1)})$ вершин ломаной, образованной из дилатаций $\varepsilon_{i(k+1)}$, которые находятся в границах дилатаций $\varepsilon_{i(k)}$ (то есть покрываются ими) [6]. Количество вершин ломаных следующего $(k+2)$ -го поколения и количество вершин предшествующего $(k+1)$ -го поколения выражается через покрытие k -го поколения: $N_{\varepsilon_{i(k+1)}\varepsilon_{i(k)}} \times N_{\varepsilon_{i(k+2)}\varepsilon_{i(k+1)}} = N_{\varepsilon_{i(k+2)}\varepsilon_{i(k)}}$, или в виде функционального уравнения $f(u)f(v/u) = f(v)$, где обозначено $u = \varepsilon_{i(k)}/\varepsilon_{i(k+1)}$, $v = \varepsilon_{i(k)}/\varepsilon_{i(k+2)}$. Гладкое решение этого уравнения является единственным и непрерывным в форме степенной функции $f(u) = u^\alpha$, которая интерпретируется как характеристика Коши [7]. Итак, $N_{\varepsilon_{i(k+1)}\varepsilon_{i(k)}} = \left(\frac{\varepsilon_{i(k)}}{\varepsilon_{i(k+1)}}\right)^\alpha$, следовательно, α -мера i -того множества имеет вид $h_{\varepsilon_i}^\alpha = N_{\varepsilon_{i(k+1)}\varepsilon_{i(k)}} \cdot \varepsilon_{i(k+1)}^\alpha = \gamma(\alpha)\varepsilon_i^\alpha$. Сумма $\sum_{i=1}^{\infty} \gamma(\alpha)\varepsilon_i^\alpha$ аппроксимирует все рассматриваемое множество, а предельный переход приводит к формулам дробных интегро – дифференциалов, с помощью которых определяется мера, а задача сводится к рассмотрению классической задачи об однородном заполнении области веществом, но в терминах α -характеристик компонент поля с классическими предельными условиями типа Дирихле.

В итоге определением α -характеристик компонент поля на дифферинтегральных α -формах [6], вводимых в уравнения Максвелла, можно учесть неровности реальных поверхностей и структуру среды. Это согласуется с физическими допущениями о соответствующей непрерывной деформации силовых линий поля структурой фрактальной поверхности в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах, если размеры неоднородностей шероховатой поверхности становятся соизмеримыми с длиной волны.

Рассмотрим далее импедансные свойства фрактальных поверхностей на примере взаимодействия T -волны с простейшей гребенчатой структурой (рис. 1).

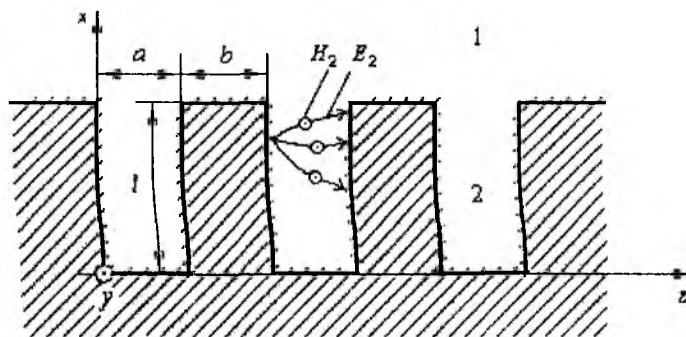


Рис. 1

Система представляет собой периодическую последовательность канавок прямоугольного фрактального профиля, прорезанных в металлическом основании и ориентированных параллельно оси y . Глубина канавок принимается равной l , ширина – a , толщина межканавочных гребней – b , а пространственный период структуры $a+b$ значительно меньше рабочей длины волны λ_0 , что делает подход приближенным, но с качественными представ-

лениями, полезными в технических расчетах. Такую структуру можно рассматривать как простейший диэлектрический волновод, поэтому в дальнейшем область 2 будем считать слоем фрактального диэлектрика толщиной l на идеально проводящей плоскости, граница которого является фрактальной импедансной поверхностью.

Изучим волны, у которых магнитный вектор имеет единственную отличную от нуля составляющую, направленную вдоль оси y . Тогда, считая, что область 1 заполнена воздухом, а вся структура является бесконечно протяженной по координате y , можно рассматривать выражения для компонент поля в классическом виде [6].

$$\dot{H}_{y1} = A \cdot e^{-px} \cdot e^{-ihz}, \quad (1)$$

$$\dot{E}_{z1} = \frac{i \cdot p}{\omega \cdot \epsilon_0} \cdot A \cdot e^{-px} \cdot e^{-ihz}, \quad (2)$$

где A – амплитудная постоянная; $h = 2 \cdot \pi / \lambda_0$ – продольное волновое число; $p = \sqrt{h^2 - \beta_0^2}$ – аналог поперечного волнового числа для полых металлических волноводов; ω – круговая частота; ϵ_0 – электрическая постоянная.

Для области 2 решением уравнения Максвелла является стоячая T -волна с α -характеристиками компонент поля в виде:

$$D^\alpha \dot{E}_{z2}^{(\alpha)} = B \cdot \sin \beta_0 \cdot x,$$

$$D^\alpha \dot{H}_{y2}^{(\alpha)} = \frac{\beta_0}{i \cdot \omega \cdot \mu_0} \cdot B \cdot \cos \beta_0 \cdot x,$$

а восстановленные по ним компоненты электромагнитного поля имеют вид

$$\dot{E}_{z2}^{(\alpha)} = B \cdot \frac{1}{\beta_0^\alpha} \cdot \sin(\beta_0 \cdot x + \alpha \cdot \pi/2), \quad (3)$$

$$\dot{H}_{y2}^{(\alpha)} = \frac{\beta_0}{i \cdot \omega \cdot \mu_0} \cdot B \cdot \frac{1}{\beta_0^\alpha} \cdot \cos(\beta_0 \cdot x + \alpha \cdot \pi/2), \quad (4)$$

где B – амплитудная постоянная; $\beta_0 = 2 \cdot \pi / \lambda_0$ – коэффициент фазы; μ_0 – магнитная постоянная.

Введя граничные условия $x = l$, согласно которым касательные составляющие векторов поля должны быть непрерывны, с учетом (1) – (4) определим поверхностные импедансы соответствующих областей

$$Z_{nov1} = \dot{E}_{z1} / \dot{H}_{y1} |_{x=l} = \frac{i \cdot p}{\omega \cdot \epsilon_0}, \quad (5)$$

$$Z_{нов2}^{(\alpha)} = \dot{E}_{z2}^{(\alpha)} / \dot{H}_{y2}^{(\alpha)} \Big|_{x=l} = i \cdot Z_0 \cdot \operatorname{tg}(\beta_0 \cdot l + \alpha \cdot \pi/2), \quad (6)$$

где $Z_0 = \frac{\omega \cdot \mu_0}{\beta_0}$ – характеристическое сопротивление вакуума.

Для замедления волны необходимо, чтобы параметр $p > 0$, тогда поверхностный импеданс $Z_{нов1}$ является чисто реактивным и носит индуктивный характер.

Приравнявая (5) и (6) и учитывая, что $\omega \cdot \epsilon_0 \cdot Z_0 = \beta_0$, получаем дисперсионное уравнение

$$p = \beta_0 \cdot \operatorname{tg}(\beta_0 \cdot l + \alpha \cdot \pi/2). \quad (7)$$

Рассматриваемая импедансная поверхность способна направлять медленную E -волну, когда $\operatorname{tg}(\beta_0 \cdot l + \alpha \cdot \pi/2) > 0$. Таким образом, допустимыми оказываются значения l , удовлетворяющие неравенствам $-\alpha \cdot \lambda_0/4 < l < \lambda_0/4 - \alpha \cdot \lambda_0/4$, $\lambda_0/2 - \alpha \cdot \lambda_0/4 < l < 3 \cdot \lambda_0/4 - \alpha \cdot \lambda_0/4$ и т. д.

Из дисперсионного уравнения (7) следует формула для расчета коэффициента замедления такой структуры. Так как $K_{зам} = \lambda_0 / \lambda_g = h / \beta_0$, то

$$K_{зам} = \frac{\sqrt{p^2 + \beta_0^2}}{\beta_0} = \frac{1}{\cos(\beta_0 \cdot l + \alpha \cdot \pi/2)}. \quad (8)$$

Отсюда, если глубина канавки приближается к $\lambda_0/4 - \alpha \cdot \lambda_0/4$, то длина замедленной волны λ_g и фазовая скорость стремятся к нулю. Это происходит при $\beta_0 \cdot l + \alpha \cdot \pi/2 \rightarrow \pi/2$. Таким образом, возможно варьирование фазы распространяющейся поверхностной волны за счет изменения дробного показателя α .

На рис. 2 представлена частотная зависимость модуля поверхностного импеданса $|Z_{нов2}^{(\alpha)}|$ (а) и модуля $\dot{H}_{y2}^{(\alpha)}$ компоненты магнитного поля (б) волны E -типа, замедленной классической гребенчатой структурой ($\alpha = 0$) и слоем фрактального диэлектрика со скейлинговым показателем $\alpha = 0.05$. Толщина слоя выбрана согласно выше описанным неравенствам $l = 1,188$ мм.

Из графиков видно, что с увеличением скейлингового показателя величина поверхностного импеданса на высоких частотах резко возрастает. При этом полоса резкого возрастания с ростом α смещается в сторону низких частот.

Для поверхностной волны с рабочей длиной $\lambda_0 = 20$ мм и длиной в замедляющей системе $\lambda_g = 18$ мм показаны зависимости модуля поверхностного импеданса $|Z_{нов2}^{(\alpha)}|$ (рис. 3) и модуля $\dot{H}_{y2}^{(\alpha)}$ компоненты магнитного поля (рис. 4) от величины скейлингового показателя при различной толщине слоя фрактального диэлектрика.

Для слоя фрактального диэлектрика определенной толщины существуют критические значения дробного показателя α , при которых величина $|Z_{нов2}^{(\alpha)}| \rightarrow \infty$, следовательно, невозможно распространение поверхностной волны. Этот факт указывает на возможность управления толщиной диэлектрического слоя путем изменения дробного индекса α .

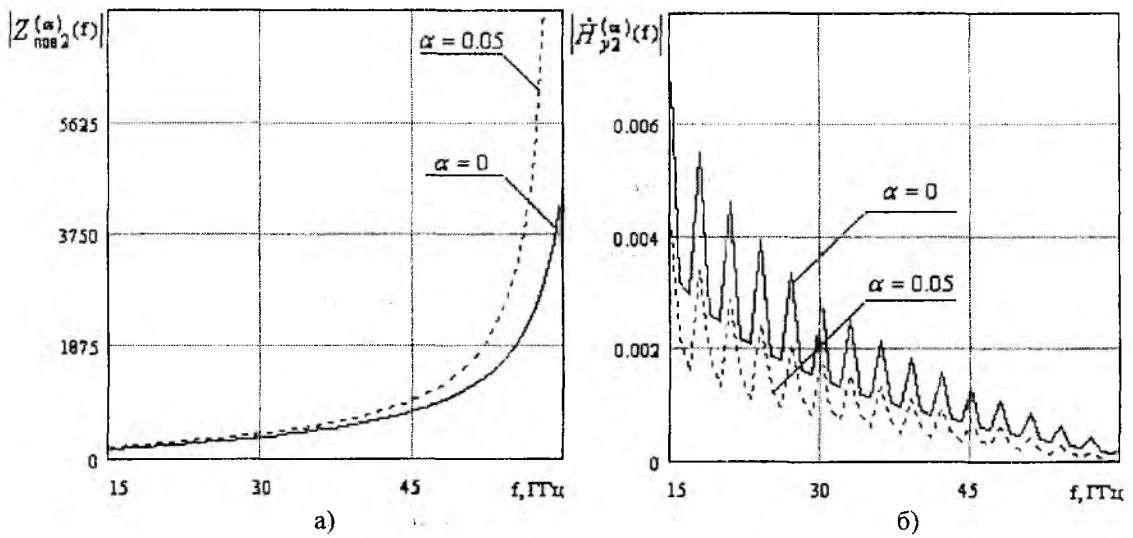


Рис.2

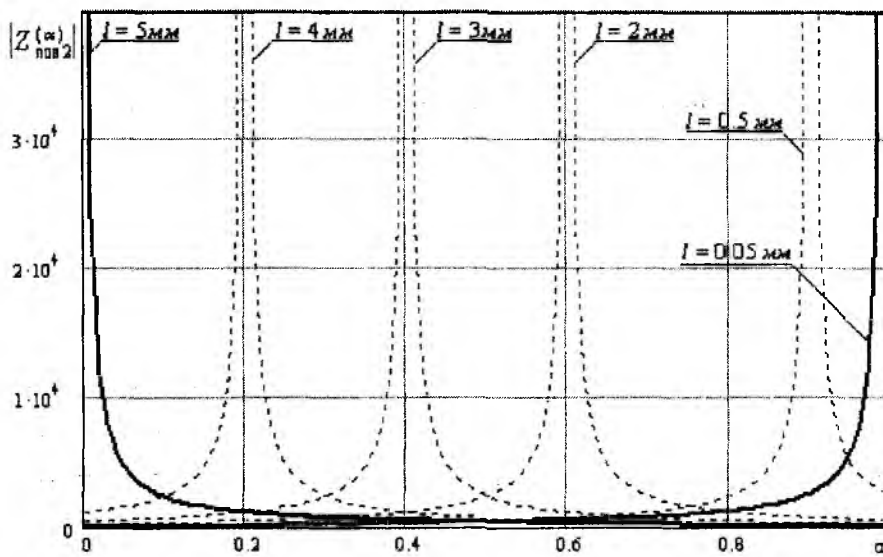


Рис.3

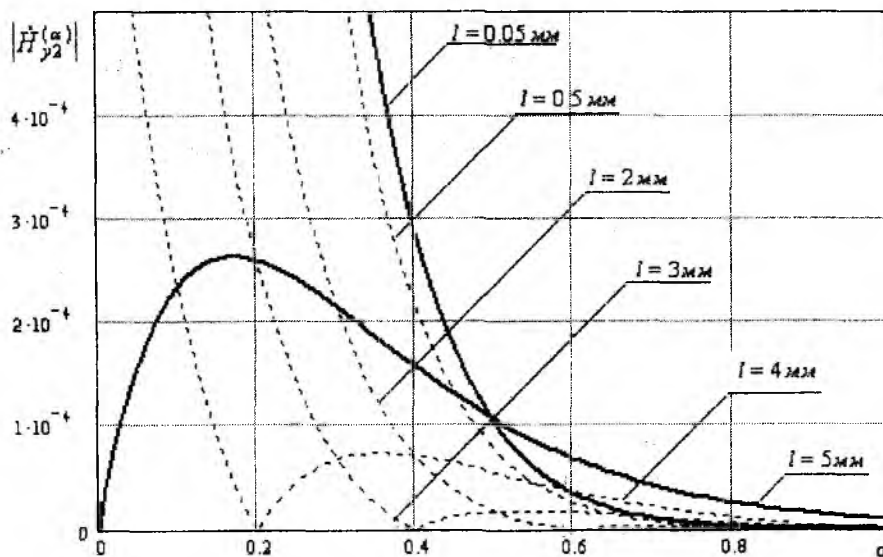


Рис.4

В заключение отметим, что рассмотрение и анализ импедансных свойств фрактальных поверхностей периодических систем и выявление влияния скейлингового показателя на величину поверхностного импеданса и толщину фрактального слоя возможно на примере простейшей замедляющей системы за счет использования α -характеристик компонент поля.

Применение интегро-дифференциального математического аппарата предоставляет возможность оценивать взаимодействие электромагнитных волн с импедансными поверхностями с помощью классических уравнений Максвелла без ввода дополнительных уточняющих слагаемых.

Как и в случае приближенных краевых условий типа Щукина-Леонтовича, описанный подход позволяет учитывать наличие импедансной (фрактальной в общей модели) поверхности и не рассматривать поле внутри среды, то есть сводить задачу к рассмотрению процессов на идеально проводящей фрактальной поверхности.

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

Список литературы: 1. *Фракталы в физике* // Тр. 6-го междунар. симпозиума по фракталам в физике (Триест, Италия, 9-12 июля 1985): Пер. с англ. / Под ред. Л.Пьетронеро, Э.Тозотти. М.: Мир, 1988. 672 с. 2. *Onufriyenko V.M. Physical and Geometric Interpretation of Electromagnetic Field's α – Characteristics* // TC&RE, Vol.53, N 4-5. 1999. PP. 136 – 139. 3. *Onufriyenko V.M. Interaction of a Plane Electromagnetic Wave with a Metallized Fractal Surface*// TC&RE. Vol. 55, № 3. 2001. PP. 27 – 32. 4. *Онуфрієнко В.М. Проходження плоскої хвилі у фрактальне середовище* // Радіотехніка: Всеукр. міжвед. науч. – техн. сб. 2002. Вып. 125. С. 73 – 77. 5. *Falconer K.J. Fractal geometry: mathematical foundations and applications*. John Wiley&Sons Ltd. New York. 1995. 287 p. 6. *Онуфрієнко В.М. Диферінтегральні альфа-форми у хаусдорфовій метриці на фрактальних множинах* // Радіоелектроніка. Інформатика. Управління. 2002. № 2(8). С. 31 – 39. 7. *Фихтенгольц Г.М. Курс дифференциального и интегрального исчисления*. Т.1. М.: Физматгиз, 1963. 656 с. 8. *Oldham K., Spanier J. The fractional calculus*. New York and London: Academic Press, 1974. 264 p. 9. *Никольский В.В. Электродинамика и распространение радиоволн*. М.: Наука, 1973. 607 с.

Запорожский национальный
технический университет

Поступила в редколлегию 20.01.2004

И. К. СУНДУЧКОВ, И. В. ЯКОВЛЕВ

КОМПЕНСАЦИЯ ТЕМПЕРАТУРНОГО УХОДА УСИЛЕНИЯ В МАЛОШУМЯЩЕМ УСИЛИТЕЛЕ Ka – ДИАПАЗОНА

Введение

Антенные комплексы приемных спутниковых систем связи, как правило, комплектуются малошумящими усилителями, которые размещаются в непосредственной близости у зеркала антенны [1-3]. Это эффективно снижает эквивалентную шумовую температуру системы, однако климатическое воздействие изменяет общий коэффициент усиления. Это обстоятельство налагает более жесткие требования к энергетике элементов канала и динамическому диапазону усилителя.

Автоматическая регулировка усиления (АРУ), работающая от датчика температуры, может при соответствующей настройке существенно уменьшить изменение коэффициента усиления в малошумящем усилителе Ka диапазона.

Состав, расчет и комплектация малошумящего усилителя

С системных позиций входной малошумящий усилитель должен иметь усиление порядка 40 – 45 дБ. Исполнительный элемент АРУ такого усилителя, компенсирующий температурные уходы коэффициента усиления, должен иметь пределы регулирования порядка 10 дБ. В качестве такого элемента разработан полосковый аттенуатор на диодах HPND 4028 (фирма «Agilent», США). Электрическая схема, топология и вносимое аттенуатором затухание при различных значениях тока приведены на рис. 1. В качестве подложки использован кварц С5-1 толщиной 0,3 мм. Подобные аттенуаторы рассмотрены в публикациях [5, 6].

Для снижения вклада шумов в эквивалентную шумовую температуру входного малошумящего усилителя, обусловленных потерями в аттенуаторе, последний следует разместить в схеме после нескольких каскадов усилителя с общим коэффициентом усиления порядка 30 дБ. Такое размещение аттенуатора в схеме с одной стороны существенно не увеличит эквивалентную шумовую температуру усилителя, а с другой – облегчит режим работы последующих каскадов усилителя, предохраняя их от насыщения.

Схема входного однокаскадного усилителя на транзисторе типа NE321000 фирмы NEC, определяющего эффективную температуру шума, приведена на рис. 2. Расчет характеристик выполнялся с использованием комплекса Microwave Office 2002 (Trial version).

Результаты расчета коэффициента усиления и эффективной температуры шума входного усилителя приведены на рис. 3.

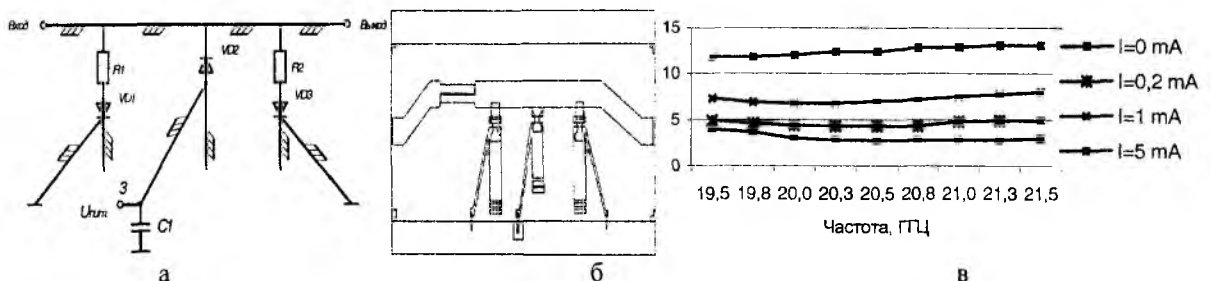


Рис. 1

Индекс 1 относится к результатам расчета. Результаты эксперимента приведены без индекса.

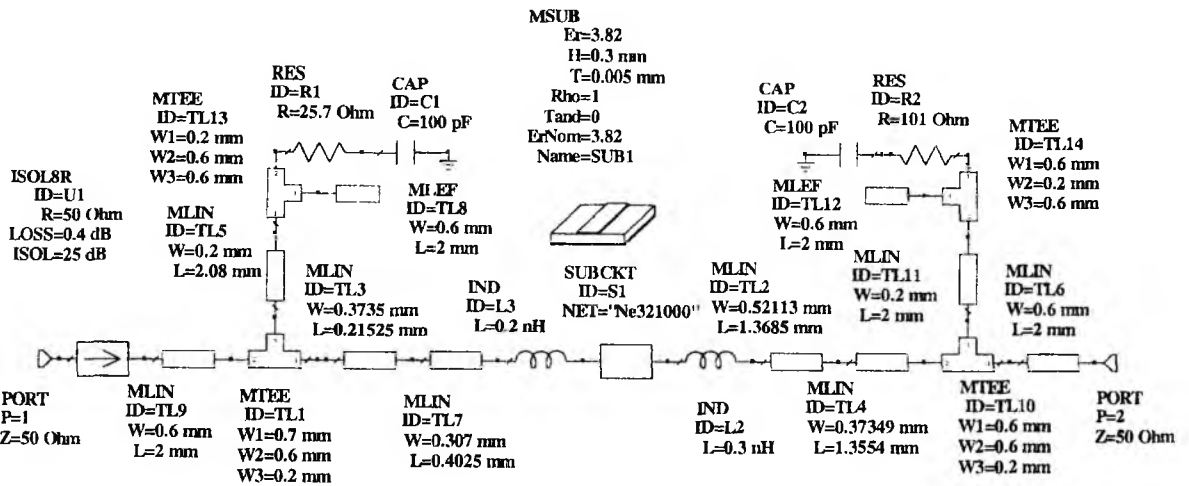
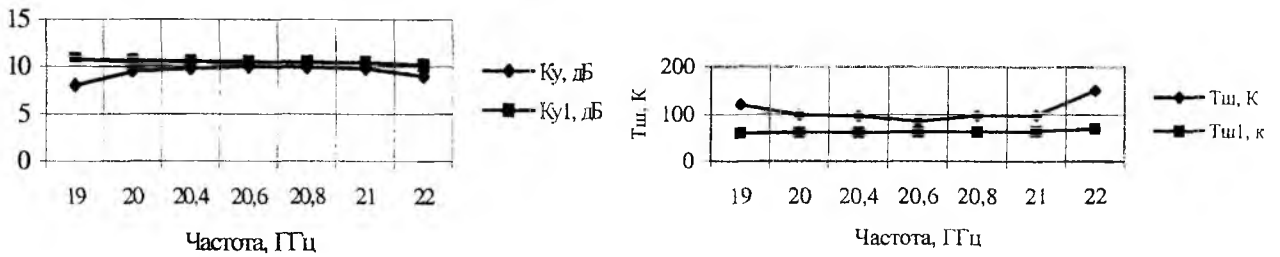


Рис. 2



а

б

Рис. 3

На рис. 4 приведена топология входного усилителя, выполненного на подложке из кварца С5-1 толщиной 0,3 мм. Электрическая схема усилителя приведена на рис. 5.

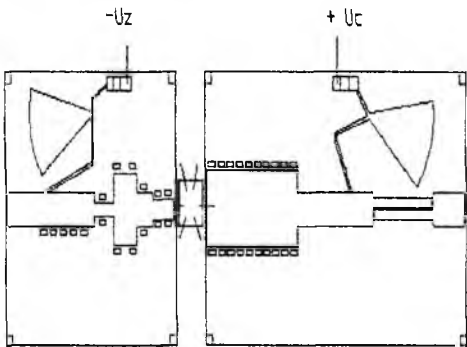


Рис. 4

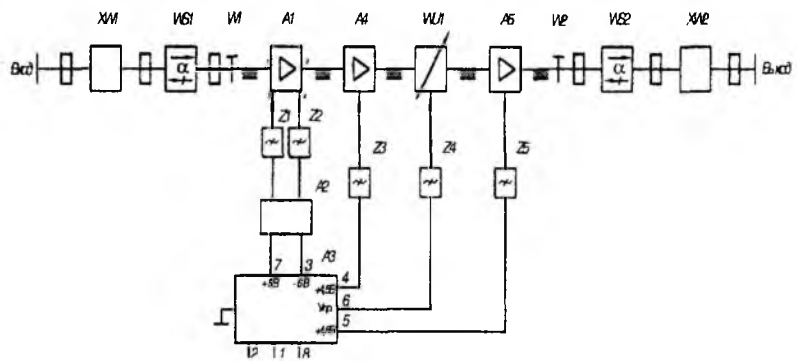


Рис. 5

На схеме приняты следующие обозначения:

A1 – входной усилитель; A2 – устройство обеспечения режимов входного усилителя; A4, A5 – последующие усилительные каскады; W1, W2 – волноводно – микрополосковый переход; WS1, WS2 – вентиль ФВВН2-46Б; WU1 – аттенюатор; XW1, XW2 – гермоввод; Z1...Z5 – фильтр питания.

Климатические испытания малошумящего усилителя с АРУ

Малошумящий усилитель с АРУ, состав и принципиальная электрическая схема которого представлены на рис.6, подвергся климатическим испытаниям в диапазоне температур от минус 40°С до плюс 60°С. Испытания проводились в камере «ФЭТРОН». Измерения коэффициента усиления и КСВН проводилось на панорамном измерителе КСВН и ослаблений P2 – 66 а температуры шума – на приборе X5-44. В процессе измерений аппаратура находилась вне камеры. Коэффициент усиления усилителя с АРУ измерялся на двух образцах сначала в нормальных условиях (+25°С), затем при пониженной температуре в камере, потом снова в нормальных климатических условиях. Испытания при повышенной температуре окружающей среды проводились по той же методике. Результаты измерений коэффициента усиления и неравномерности АЧХ в диапазоне частот от 20,1 ГГц до 20,9 ГГц приведены в табл. 1,2. Результаты контроля эквивалентной шумовой температуры в диапазоне частот от 20,1 ГГц до 20,9 ГГц приведены в табл. 3. Результаты измерений приведены для двух образцов как при нормальной температуре, так и при температуре плюс 60°С.

Таблица 1

Температура, °С	$t_1 = +25^{\circ}\text{C}$		$t_2 = +60^{\circ}\text{C}$		$t_3 = +25^{\circ}\text{C}$	
	1	2	1	2	1	2
№ образца	1	2	1	2	1	2
Кoeff. усиления Ку, дБ	44,6	42,4	45,5	42	45	43
Неравномерность Ку ($\Delta\text{Ку}$), дБ	0,5	0,7	0,2	0,8	0,5	0,5
Ток стока Id, мА	150	140	150	140	150	140

Таблица 2

Температура, °С	$t_1 = +25^{\circ}\text{C}$		$t_2 = -40^{\circ}\text{C}$		$t_3 = +25^{\circ}\text{C}$	
	1	2	1	2	1	2
№ образца	1	2	1	2	1	2
Кoeff. усиления Ку, дБ	44,5	42,5	44,0	42,5	44,6	42,4
Неравномерность Ку ($\Delta\text{Ку}$), дБ	0,5	0,7	0,8	1	0,5	0,7
Ток стока Id, мА	150	140	150	140	150	140

Таблица 3

№ образца	Температура, град. С	Частота, ГГц			
		20,1	20,37	20,61	20,9
1	+25	112	120	135	129
	+60	147	155	170	164
2	+25	94	109	110	104
	+60	129	144	145	144

Заключение

Полученные результаты стабилизации коэффициента усиления многокаскадного входного малошумящего усилителя в Ка-диапазоне до величины менее 1 дБ при изменении температуры окружающей среды от минус 40°С до плюс 60°С полностью отвечают требованиям, предъявленным ко входным усилителям приемо-передающих комплексов земных станций спутниковых систем связи.

Список литературы: 1. Сундучков К.С., Макаров А.А. Развитие телекоммуникационных спутниковых технологий государственного сектора в Украине // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып.128, С. 26 – 30. 2. *Распределительные системы телевидения и мультимедиа* / К.С. Сундучков, А.А. Макаров, Т.Н. Нарытник, И.К. Сундучков // Праці УНДІРТ. Одесса, 2003. №3(35). С.17 – 20. 3. Сундучков К.С. Макаров А.А., Сундучков И.К. Приемные системы радиосвязи и телевидения // Праці УНДІРТ. Одесса, 2003. №4(36). 4. Чмиль В.М., Сундучков К.С., Сундучков И.К. Техника и технология систем миллиметровых волн // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. Одесса, 2003. №4. С. 6 – 14. 5. Parris W.Y. // P-I-N variable attenuator with low phase shift // IEEE Trans., MTT-20. 1972. 9. P. 618 – 619. 6. Пат.53-20767 Японии. МКИ4Н01Р1 /00, Н01Р1/20, НКИ 98(3)В3. P-I-N variable attenuator / W.Y. Parris. 1978. 7. Усталов В.В., Федорович О.А. Плазмохимический реактор с коаксиальным магнитным полем для прецизионного травления элементов с субмикронными размерами // Тр. междунар. конф. СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии. Т.І. Севастополь. 15-18 сент. 1997 г. С. 275 – 277. 8. Чмиль В.М., Сундучков И.К. Малошумящий усилитель диапазона рабочих частот 35-37 ГГц // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 128, С. 216 – 218. 9. Сундучков И.К. Экспериментальные исследования случайных погрешностей измерения характеристик малошумящих усилителей в миллиметровом диапазоне // Радиозлектроника. 2004. Т. 47, № 3. С.52 – 59 (Изв. высш. учеб. заведений).

ОАО НПП «Сатурн»

Поступила в редколлегию 04.01.2004

СИНТАКСИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЯЗЫКОВЫХ КОНСТРУКЦИЙ, ОПИСЫВАЮЩИХ ЦИФРОВЫЕ УСТРОЙСТВА

Введение

Экспертные системы создаются для решения широкого круга проблем, в частности для решения задач проектирования – нахождения конфигурации компонентов системы, которая удовлетворяет целевым условиям и множеству проектных ограничений, а также задач планирования – разработки последовательности действий для достижения множества целей при данных начальных условиях и временных ограничениях. Одной из технологий, решающих проблему построения экспертной системы (ЭС), является технология на основе знаний, в которой знания составляют ядро системы. Традиционно ЭС строится на базе некоторой модели знаний: продукционной, логической, сетевой, фреймовой. Предлагается для построения экспертных систем применять трёхкомпонентную модель знаний, одной из компонент которой является грамматика. Применение трёхкомпонентной модели знаний позволяет повысить как эффективность функционирования самой системы, так и эффективность процесса её создания. Манипулирование знаниями, представленными продукциями грамматики, производится с помощью синтаксического анализа. Целью работы является рассмотрение методов синтаксического анализа и отработка методики построения синтаксического анализатора для решения задач по созданию программных моделей для тестирования физических устройств (средств вычислительной техники).

Постановка и решение задачи

Синтаксический анализ – это процесс обработки ИЯК с помощью продукций грамматики, результатом которого является некоторая иерархическая структура, представленная обычно деревом. Часто синтаксический анализ называют разбором (parsing), а дерево – деревом разбора. Разбор осуществляется при помощи последовательности шагов, каждый из которых требует применения конкретной продукции грамматики. Последовательность шагов, приводящая к созданию цепочки символов, называется порождением ИЯК. Задача синтаксического анализа есть нахождение порождения ИЯК или указания, что его не существует. Во втором случае ИЯК не принадлежит языку, описанному грамматикой, использованной в анализе. В порождении на каждом шаге из имеющейся цепочки получается следующая цепочка путем замены какого-то нетерминала имеющейся цепочки на правую часть от той продукции, где этот нетерминал является левой частью. Если на каждом шаге порождения заменяется крайний левый нетерминал, то порождение называется левым, если правый нетерминал, то – правым. Существуют порождения, которые не являются ни левыми, ни правыми. Для различных порождений одной и той же цепочки существует инвариант – дерево разбора.

Различают различные стратегии синтаксического анализа: развертку, свертку, смешанную. При развертке рассматривается порождение от аксиомы к ИЯК, при свертке – от ИЯК к аксиоме, в смешанной стратегии комбинируется свертка и развертка. Развертка обладает большей степенью наглядности, чем свертка, однако, свертка обладает большей общностью и более мощной инструментальной поддержкой.

Важным фактором при выполнении очередного шага порождения является способ выбора продукции, применяемой на этом шаге. Существуют специальные типы грамматик, где выбор продукции обуславливается наличием и выполнением определенных признаков и условий, обеспечивающих высокую эффективность алгоритма нахождения порождения.

Так, например, при развертке используют LL(1) – грамматику, которая позволяет однозначно выбрать продукцию на очередном шаге порождения, используя только два условия –

нетерминальный символ из цепочки порождения и текущий терминальный символ из входной цепочки. Однако, чтобы грамматика была LL(1), на ее продукции накладываются жесткие ограничения, которые часто невозможно удовлетворить. Кроме того, при преобразовании продукции к форме LL(1) разрываются семантические правила, что приводит к еще одному виду нестыковок. При программной реализации синтаксического анализа используется стек, в котором хранится текущая цепочка, полученная на текущем шаге порождения. При развертке самый левый нетерминал, находящийся в вершине стека, заменяется цепочкой (правой частью продукции). При свертке выделяется цепочка в вершине стека, которая является правой частью некоторой продукции, и заменяется на нетерминал. Таким образом, в алгоритме синтаксического анализа использованы две структуры данных – стек и входная строка.

В развертке появление терминала на вершине стека влечет сравнение этого терминала с текущим терминалом входной строки и при их совпадении удаление терминала из стека и перемещение на один символ по входной строке. Такой подход позволяет получить пустую цепочку на последнем шаге порождения в стеке и во входной строке, что является признаком успешности порождения.

В свертке символы из входной строки переносятся в вершину стека, накапливая там (с уже имеющимися) правую часть некоторой продукции. Процесс свертывания в общем случае является недетерминированным, так как в вершине стека могут иметься несколько цепочек, являющихся правыми частями разных продукции, среди которых нужно выбрать одну. Для разрешения недетерминизма (конфликтов) в свертке используют так же специальные типы грамматик. Грамматика, все конфликты которой, возникающие при свертке слева направо, могут быть разрешены с использованием фиксированного объема информации, касающейся уже проведенного анализа и конечного числа символов предпросмотра, называется LR(k)-грамматикой. Здесь L означает чтение исходной строки слева (left) направо, R – правые порождения (Rightmost), а k – означает количество символов предпросмотра. Если требуется только один символ предпросмотра, то грамматика относится к классу LR(1), что обеспечивает высокую скорость анализа.

Рассмотрим более подробно свертку и алгоритм синтаксического анализа сверткой, в котором превалируют две операции: перенос, свертка, которые дали название алгоритму «алгоритм типа перенос – свертка».

Дадим формальное определение этого алгоритма [1].

Пусть $G=(V_T, V_N, P, S)$ – КС-грамматика, продукции которой занумерованы целыми числами от 1 до n. Алгоритмом типа перенос – свертка для грамматики G называется пара функций (f, g), где f называется функцией переноса, а g – функцией свертки. Определим функции f и g:

– f отображает пару $V^* x(V_T^* \cup \{\#\})$ в множество {перенос, свертка, ошибка, допуск}, где $V = V_N \cup V_T$, а # – концевой маркер цепочки (V – алфавит стека);

– g отображает пару $V^* x(V_T^* \cup \{\#\})$ в множество {1, 2, ..., n, ошибка} при условии, что если $g(\alpha, \omega) = i$, то правая часть i-го правила является суффиксом цепочки α .

Обозначим через (α, ω, π) состояние алгоритма типа «перенос – свертка», в котором α – содержимое стека, ω – непочитанная часть входной цепочки, π – последовательность номеров продукции, участвующих в порождении; а через \Rightarrow – один шаг алгоритма из этого состояния. Один шаг алгоритма можно описать так:

– если f $(\alpha, a\omega)$ – перенос, то $(\alpha, a\omega, \pi) \Rightarrow (\alpha a, \omega, \pi)$ для $\alpha \in V^*, \omega \in V_T^* \cup \{\#\}$ и $\pi \in \{1, \dots, n\}^*$;

– если f $(\alpha\beta, \omega)$ = свертка, g $(\alpha\beta, \omega) = i$ и $A \rightarrow \beta$ – продукция с номером i, то $(\alpha\beta, \omega, \pi) \Rightarrow (\alpha A, \omega, \pi)$;

– если $f(\alpha, \omega) = \text{допуск}$, то $(\alpha, \omega, \pi) \Rightarrow \text{допуск}$;

– в остальных случаях $(\alpha, \omega, \pi) \Rightarrow \text{ошибка}$.

Алгоритм типа «перенос – свертка» в общем случае неэффективен ввиду наличия недетерминизма (какую функцию f или g выбрать; или какой суффикс β_i из множества $\{\alpha\beta_1, \alpha\beta_2, \dots, \alpha\beta_k\}$, где $A_1 \rightarrow \beta_1, \dots, A_k \rightarrow \beta_k$, выбрать для свертки).

Критерий принятия решений относительно предпринимаемого действия – переноса или свертки, или выбора правильного суффикса – может содержаться в таблице, называемой таблицей синтаксического анализа. Алгоритм типа «перенос – свертка» может быть реализован с помощью автомата с магазинной памятью, одной из компонент которого является множество состояний, выраженных целыми числами. Каждому состоянию анализатора соответствует одна строка в таблице синтаксического анализа (двумерная матрица), а каждому терминалу и нетерминалу грамматики – один столбец. Каждый шаг анализа определяется позицией таблицы, соответствующей **текущему состоянию и входным символам**. Позиция таблицы может принадлежать к одному из двух типов:

– позиция **переноса** вида f_i , вынуждающая анализатор выполнить действие переноса и изменить текущее состояние на состояние i ;

– позиция **свертки** вида g_i , вынуждающая анализатор выполнить действие свертки, используя продукцию j .

Позиции таблицы, не означенные f_i или g_i , должны быть означены символом **ошибка**.

Таблица синтаксического анализа представляет зависимость от входного языка часть синтаксического анализатора. Остальная часть анализатора является универсальной и, интерпретируя данные в таблице синтаксического анализа, выполняет действия, определенные в формализме «перенос – свертка». В начале синтаксического анализа анализатор находится в состоянии 1, а входной символ – это первый символ анализируемой входной цепочки. Вместо таблицы синтаксического анализа можно использовать ее эквивалент в форме характеристического конечного автомата (ХКА).

Опишем теперь процесс создания ХКА из контекстно-свободной грамматики путем аннотирования грамматики [2].

Аннотирование грамматики происходит следующим образом. Конфигурацией называется позиция в правой части продукции перед первым символом, после последнего символа или между двумя любыми символами. В конфигурации может быть несколько позиций.

Начинается аннотирование введением состояния 1 (позиция перед первым символом правой части продукции, где левая часть есть аксиома), состояние 2 ставится перед вторым символом этой правой части и т.д.; пусть получено соединение iX , где i – состояние, X – символ грамматики. Если X – нетерминальный символ, то состояние i появляется в начале всех правых частей продукций, где X есть левая часть. Если же X есть терминал, то за ним ставится следующее по порядку состояние iX_{i+1} . Конфигурации в различных продукциях, соответствующие одному состоянию, неразличимы с точки зрения синтаксического анализатора. Предположим, что мы получили $i_1, i_2, i_3 X_{j_1, j_2}$, где X – нетерминальный символ в одной из продукций, и i_1 соответствует j_1 (т.е. возможен переход из i_1 в j_1), а $i_2, i_3 - j_2$.

В другой продукции этот же символ аннотирован как $i_1 X_{j_2, j_3}$ ($j_1, j_2 < j_3$). Тогда в первой продукции аннотация символа X должна быть дополнена как $i_1, i_2, i_3 X_{j_1, j_2, j_3}$, и i_1 соответствует j_1, j_3 , а $i_2, i_3 - j_2$.

Состояние j , находящееся в конце продукции, соответствует свертке. Если между переносом и сверткой имеется конфликт в состоянии j , он разрешается следующим образом. Когда из состояния j имеется переход в состоянии j_1 с терминальным символом x , и текущий символ входной цепочки есть x , осуществляется перенос. Иначе это должна быть свертка. Конфликт сверток между собой разрешается состоянием, так как каждое из «сверточных» состояний связано строго с одной продукцией.

Продемонстрируем построение грамматики, ее аннотирование и создание ХКА для примера, который можно считать базовым при проектировании цифровых устройств.

Пусть имеется цифровой модуль с одним входом и одним выходом, задающими сигналы типа `bit_vector`, поведение которого описано таблицей истинности, представленный так, как на рис. 1.

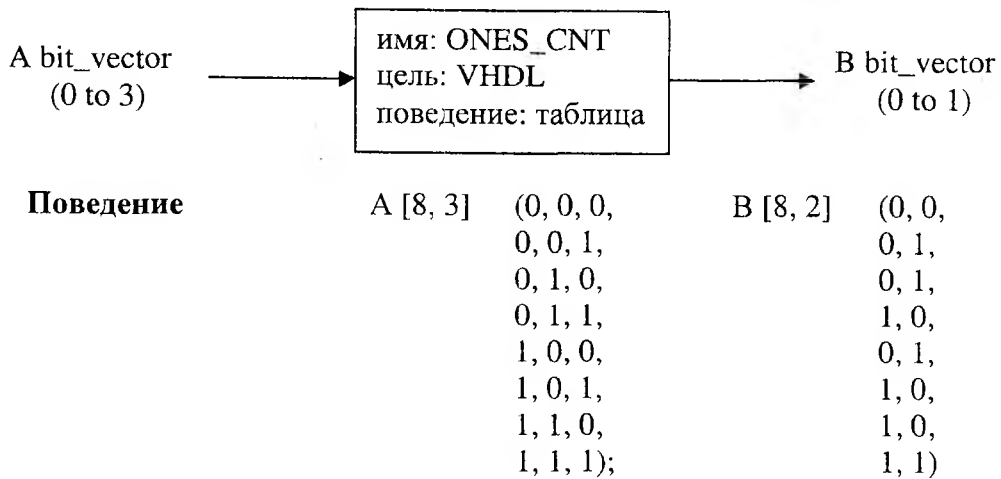


Рис. 1

Описание модуля, выполненное в визуальной форме можно представить графовой продукцией.

VHDL_таблица ONES_CNT (A bit_vector in; bit_vector out) ::
поведение in A [8, 3] (0, 0, 0, 0, 0, 1, 0, 1, 0, 0, 1, 1, 1, 0, 0, 1, 0, 1, 1, 1, 0, 1, 1, 1);
out B [8, 2] (0, 0, 0, 1, 0, 1, 1, 0, 0, 1, 1, 0, 1, 0, 1, 1) (1)

Преобразование рис. 1 в строку (1) производится автоматически (вид лексического преобразования). Разрабатываемая грамматика должна дать возможность выявить имя блока, интерфейс блока и его спецификацию, вид поведения, цель (программа на VHDL), таблицы, задающие поведение.

Грамматика должна описывать синтаксис строк типа (1). Грамматика, удовлетворяющая этим требованиям, представлена своими продукциями здесь ниже.

1. <схема> → **VHDL_таблица имя (<интерфейс>) :: <поведение>**
2. <интерфейс> → **имя <тип>in; имя <тип> out**
3. <тип> → **bit_vector (число to число)**
4. <поведение> → **поведение in имя [число, число] (<список данных>);
out имя [число, число] (<список данных>)**
5. <список данных> → <список данных>, <данное>
6. <список данных> → <данное>
7. <данное> → 0
8. <данное> → 1

Для аннотирования грамматики сократим ее запись, введя следующие обозначения.

Нетерминалы: <схема> – Н, <интерфейс> – I, <поведение> – С, <тип> – Т, <список данных> – L, <данное> – D;

Терминалы: VHDL_таблица–v, :: –:, имя–i, in–e, out–s, bit_vector–b, число–n, to–t.

Вышеприведенная грамматика в этих обозначениях имеет вид (включая аннотирование):

1. Н → $_1V_2 i_3 (4I_5)6:7 C_8$
2. I → $_4 i_9 T_{10} e_{11}; 12 i_{13} T_{14} S_{15}$
3. T → $_9,13 b_{16} (17 n_{18} t_{19} n_{20})_{21}$
4. C → $_7 P_{22} e_{23} i_{24} [25 n_{26}, 27n_{28}]_{29} (30 L_{31})_{32};$
 $33 S_{34} i_{35} [36 n_{37}, 38 n_{39}]_{40} (41 L_{42})_{43}$
5. L → $_{30,41} L_{44}, 45 D_{46}$
6. L → $_{30,41} D_{47}$

7. $D \rightarrow_{30, 41, 45} 0_{48}$

8. $D \rightarrow_{30, 41, 45} 1_{49}$

Состояния, в которых производится свертка: 8, 15, 21, 43, 46, 47, 48, 49. Конфликтов между переносом и сверткой нет.

Характеристический конечный автомат, построенный в соответствии с аннотированной грамматикой, приведен на рис. 2.

Далее сформулируем алгоритм синтаксического анализа PARSING (PR, KA, BX), аргументами которого являются PR – продукции грамматики; KA – характеристический конечный автомат; BX – анализируемая цепочка.

В этом алгоритме использованы следующие структуры данных и функции:

BX – массив входных данных;

СТЕ – стек состояний;

СТS – стек символов;

PR – множество продукций грамматики;

KA – характеристический конечный автомат;

XKA (X, Y, Z) – функция, возвращающая состояние по

X – имя структуры, содержащей автомат,

Y – символ, который читает автомат,

Z – состояние, в котором происходит чтение;

XKAN (X, Y) – функция, возвращающая номер продукции, по которой производится свертка X при указанном состоянии Y;

PRODL (X, Y) – возвращает левую часть продукции, содержащейся в X и имеющей номер Y;

PRODR (X, Y) – возвращает правую часть продукции с номером Y из X;

PRODn (X, Y) – возвращает количество символов, содержащихся в правой части продукции с номером Y из X.

PARSING (PR, KA, BX)

1. $i \leftarrow 1$
2. $k \leftarrow 1$
3. $j \leftarrow 0$
4. $СТЕ[K] \leftarrow '1'$
5. инициализация листьев дерева
6. while $BX[i] \neq \#$ and “анализ не закончен”
7. do if $СТЕ[K]$ – свертка
8. then $NP \leftarrow XKAN (KA, СТЕ[K])$
9. $DELETEE (СТЕ, PRODn (PR, NP))$
10. $DELETES (СТS, PRODP (PR, NP))$
11. $j \leftarrow j+1$
12. $L \leftarrow PRODL (PR, NP)$
13. $СТS [j] \leftarrow L$
14. $k \leftarrow k+1$
15. $СТЕ[K] \leftarrow XKA (KA, L, СТЕ[K-1])$
16. построение текущего узла дерева разбора
17. else $k \leftarrow k+1$
18. $СТЕ[K] \leftarrow XKA (KA, BX[i], СТЕ[K-1])$
19. $j \leftarrow j+1$
20. $СТS [j] \leftarrow BX[i]$
21. $i \leftarrow i+1$

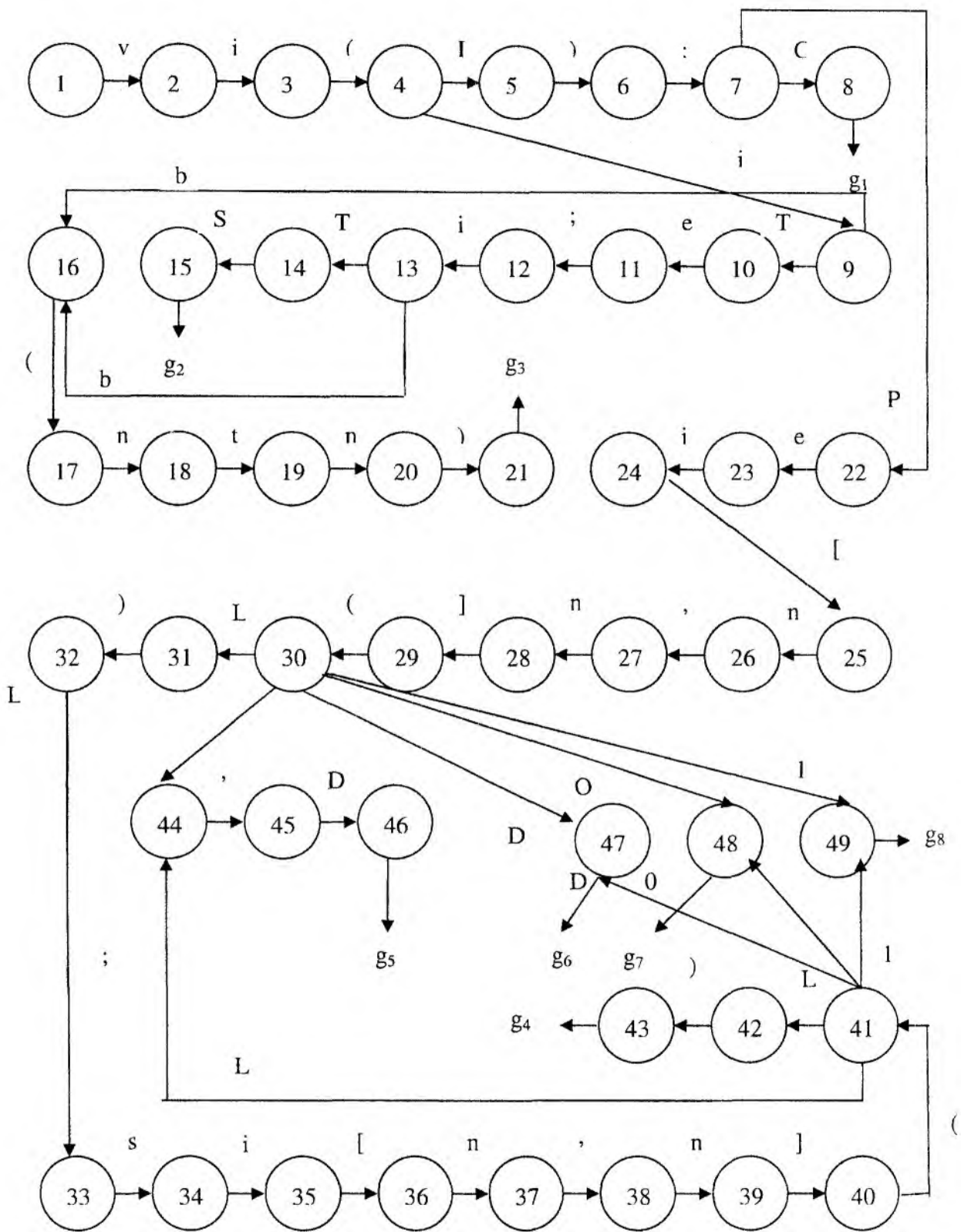


Рис. 2

Заключение

Предложенная методика построения синтаксического анализатора методом свертки в аннотированной грамматике легко поддается формализации, что гарантирует генерацию анализаторов в автоматическом режиме. Беступиковый анализатор весьма эффективен при манипуляции лингвистическими знаниями и может быть использован в системе автоматической генерации программных моделей, представляющих электронные устройства.

Список литературы: 1. *А. Ахо, Дж. Ульман.* Теория синтаксического анализа, перевода и компиляции. Т.1: Синтаксический анализ. М.: Мир, 1978. 612 с. 2. *Робин Хантер* Основные концепции компиляторов. М.: Издательский дом «Вильямс», 2002 . 256 с.

*Харьковский национальный
университет радиозлектроники*

Поступила в редколлегию 16.03.2004

В. А. УСИН, д-р техн. наук, О. Д. АНОХИНА, канд. техн. наук,
А. В. УСИНА, канд. физ.-мат. наук

ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ТОЧНОСТЬ БЛИЖНЕЗОННЫХ МЕТОДОВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК АНТЕНН ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ

1 ТОЧНОСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТОТНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ АНТЕНН

1.1 Введение

Основной тенденцией развития современных многофункциональных радиотехнических комплексов, используемых в радиоастрономии, радиосвязи, радионавигации, радиолокации является повышение их информационных возможностей, что проявляется прежде всего в расширении рабочего диапазона частот радиотехнических систем и в освоении более коротковолновых диапазонов волн [1 – 3]. Поэтому одной из проблем современной радиотехники является развитие методов теоретического анализа и экспериментальных исследований радиотехнических комплексов, работающих в широком диапазоне частот.

Важнейшие характеристики радиоэлектронных средств – пространственное и временное разрешение, помехозащищенность, сектор обзора, электромагнитная совместимость и т.п. – во многом определяются параметрами используемых в них антенных устройств. Поэтому знание реальных характеристик антенн и, соответственно, теория и техника измерений антенных устройств в последние десятилетия является одним из наиболее динамично развивающихся направлений прикладной радиоэлектроники.

1.2 Постановка задачи

Характеристики антенн можно определять по измерениям поля в дальней и ближней зонах. Методам измерений характеристик антенн в дальней зоне присущи определенные трудности, связанные, прежде всего с влиянием земли на результаты измерений и удалением границы дальней зоны. Поэтому интенсивно развиваются методы ближней зоны, которые основаны на измерении АФР тангенциальных компонент вектора электрического или (и) магнитного поля на поверхности, полностью или частично охватывающей антенну и последующей обработке результатов измерений.

В последние годы все более широкое применение в технике антенных измерений в ближней зоне находят широкополосные сигналы. Используют в основном два типа таких сигналов – импульсные и многочастотные и, соответственно, говорят об измерениях во временной или частотной областях [4 – 6].

Применение для измерений характеристик антенн в ближней зоне широкополосных сигналов позволяет существенно повысить информативность измерений, сократить их время и трудоемкость, снизить (при использовании импульсных сигналов) стоимость измерительной аппаратуры.

При использовании импульсных сигналов методика определения ДН включает три этапа. Вначале на замкнутой поверхности S , охватывающей антенну, измеряют тангенциальные составляющие электрического \vec{E}_τ и магнитного \vec{H}_τ полей временного импульсного отклика (ВИО) антенны (импульсной характеристики) при подаче на вход антенны воздействия в виде δ -функции. На втором этапе по измеренной импульсной характеристике $h_0(\vec{x}, t)$ рассчитывают частотную передаточную функцию антенны $K(\vec{x}, \omega)$ (частотную характеристику), где \vec{x} – положение точки измерения на S . И, наконец, определяют пространственную ДН антенны по найденной частотной характеристике антенны для требуемых частот.

В настоящее время теория измерений характеристик антенн во временной и частотной областях (алгоритмы, вычислительные схемы преобразований поля из ближней в дальнюю зону) достаточно полно разработана [4, 7 – 9]. Вместе с тем практическое внедрение таких измерений сдерживается отсутствием детально проработанной теории погрешностей измерений характеристик антенн указанными методами.

Ближнезонным методам определения характеристик антенн присущи методические и инструментальные (случайные) погрешности. Методические погрешности обусловлены ограничением области измерений ближнего поля и измерениями поля в отдельных точках поверхности, а не непрерывно. Как показано в [7], путем выбора условий измерений можно обеспечить пренебрежимо малые значения методических погрешностей определения характеристик антенн в заданном диапазоне частот. При этом основное влияние на точность определения ДН будут оказывать случайные ошибки измерений ВАО антенны. Эти ошибки приводят к ошибкам определения частотной характеристики антенны, которые затем «пересчитываются» в погрешности определения ДН антенн на требуемых частотах. Именно случайные ошибки определяют потенциальные возможности ближнезонных методов измерений и целесообразные области их применения. Поэтому важной задачей представляется анализ влияния случайных ошибок измерений ВАО на погрешности восстановления параметров антенн.

1.3 Источники погрешностей и математическая модель измерений амплитудных и временных параметров импульсных сигналов

Рассмотрим основные источники погрешностей измерения \bar{E}_τ и статистические характеристики рассчитанных спектральных составляющих $\bar{E}_\tau(\bar{x}, t)$.

Будем считать, что поле \bar{E}_τ поляризовано линейно, временной отклик зонда в точке \bar{x} пропорционален E_τ и равен $h_0(\bar{x}, t)$, причем $h_0(\bar{x}, t)$ финитная на интервале $(-T/2, T/2)$ функция. Для измерительной системы сигнал $h_0(\bar{x}, t)$ является периодическим с периодом T_p , равным циклу регистрации [10]. В каждом цикле регистрации T_p измеряют значение сигнала в одной временной точке t_n , и регистрируемый сигнал может быть представлен в виде

$$u_0(\bar{x}, t_n) = \sum_n h_0(\bar{x}, t_n), \quad (1)$$

где $t_n = \Delta t \cdot n + nT_p$ – момент времени n -го измерения; Δt – шаг считывания сигнала.

Суммирование в (1) ведется на интервале измерений T . Измеренный сигнал $u(\bar{x}, t)$ отличается от истинного u_0 из-за погрешностей определения амплитудных и временных параметров. Погрешности определяются рядом факторов, основными из которых являются следующие [10, 11]:

- линейные искажения сигнала при стробоскопическом преобразовании. Они определяются ограниченной полосой пропускания, а также искажениями, обусловленными отражениями сигнала от неоднородностей входного тракта измерителя;
- нелинейные искажения (которые определяют в основном погрешность амплитудных измерений);
- погрешности калибровки временных и амплитудных шкал;
- погрешности дискретизации.

Для анализа статистических характеристик частотной передаточной функции антенны по измерениям временного отклика зададимся моделью измеренного сигнала в виде

$$u(\bar{x}, t_n) = \sum_n \left\{ \left[1 + a(t_n^\varepsilon) \right] h_0(\bar{x}, t_n^\varepsilon) + e(t_n^\varepsilon) \right\}. \quad (2)$$

Здесь $a(t_n^\varepsilon)$, $e(t_n^\varepsilon)$ – соответственно мультипликативные и аддитивные ошибки измерений; $t_n^\varepsilon = t_n + \varepsilon_n$ – моменты регистрации сигнала; ε_n – ошибка фиксации момента регистрации сигнала в n -м измерении.

Будем считать, что функции $a(t)$, $e(t)$ являются независимыми, случайными, нормально распределенными функциями с нулевыми средними, постоянными дисперсиями и корреляционными функциями

$$\overline{a(t)a(t_1)} = \sigma_a^2 r_a(t-t_1), \quad \overline{e(t)e(t_1)} = \sigma_e^2 r_e(t-t_1), \quad (3)$$

зависящими только от интервала времени между измерениями.

Величины ε_n будем считать стационарной последовательностью нормально распределенных случайных величин с параметрами

$$\overline{\varepsilon_n} = 0, \quad \overline{\varepsilon_n \varepsilon_{n'}} = \sigma_\varepsilon^2 r_\varepsilon(n-n'). \quad (4)$$

Предложенная модель измеренного сигнала в виде (2) – (4) позволяет учесть как медленно меняющиеся («дрейфовые») компоненты флуктуаций $a(t)$, $e(t)$, ε_n , так и «быстрые» составляющие, практически не коррелированные в соседних отсчетах по n . Отметим, что в силу особенностей стробоскопической регистрации сигнала масштаб корреляционных функций (3), (4) для реального времени должен быть увеличен в $(T_p / \Delta t)$ раз. Принятые предположения позволяют достаточно просто получить численные оценки влияния ошибок измерений $a(t)$, $e(t)$ и ε_n на точность определения частотной характеристики антенны и справедливы при определенной длительности цикла проведения измерений (порядка десятков минут). В общем случае ошибки измерений $a(t)$, $e(t)$, ε_n нельзя считать стационарными [10]. Тем не менее можно ожидать, что основные закономерности влияния стационарных и нестационарных ошибок на точность определения частотной характеристики антенн будут одинаковыми.

Ближнезонным методам антенных измерений присущи еще две составляющие ошибки регистрации сигнала $u_0(\bar{x}, t)$. Эти ошибки обусловлены неточностями установки измерительного зонда в требуемую точку \bar{x} поверхности измерений S и деформациями тракта опорного сигнала в измерительных системах при механическом сканировании [7]. Неточности установки зонда приводят к ошибкам определения амплитуд и фаз ближнего поля на S , а деформации опорного тракта к случайному смещению отклика антенны относительно опорного сигнала на временной оси на величину $\delta t_{on}(\bar{x})$, и, соответственно к ошибкам определения частотной характеристики $K(\bar{x}, \omega)$.

1.4 Статистические характеристики комплексной передаточной функции.

Исходные соотношения

Будем считать, что измерения во временной области проводятся непрерывно, опорный тракт не вносит случайную временную задержку, т.е. $\delta t_{on}(\bar{x}) = 0$ и ошибки ε_n отсутствуют. В этом случае частотную характеристику отклика при измерении в точке \bar{x} можно представить в виде

$$K(\bar{x}, \omega) = \int_{-T/2}^{T/2} \{[1 + a(t)]h_0(\bar{x}, t) + e(t)\} e^{-j\omega t} dt. \quad (5)$$

Запишем выражение для ДН линейной антенны со случайными аддитивными $e(z')$ и мультипликативными $a(z')$ ошибками реализации амплитудного распределения $A_0(z')$ в относительных координатах $z' = \frac{2z}{L}$ и обобщенных угловых координатах $\psi = \frac{\pi L}{\lambda} \sin \theta$:

$$f(\psi) = \int_{-1}^1 \{[1 + a(z')]A_0(z') + e(z')\} e^{j\psi z'} dz'. \quad (6)$$

Здесь L – размеры антенны; λ – длина волны; угол θ отсчитываем от нормали к оси антенны.

Преобразуем выражение (5) для спектра временного отклика, вводя относительные временные $t' = \frac{2t}{T}$ и обобщенные частотные $\psi' = \pi fT$ координаты

$$K(\bar{x}, \psi') = \int_{-1}^1 \{[1 + a(t')]h_0(\bar{x}, t') + e(t')\} e^{-j\psi' t'} dt'. \quad (7)$$

Из выражений (6), (7) следует, что влияние аддитивных $e(t')$ и мультипликативных $a(t')$ ошибок измерения временного отклика на его спектр полностью аналогично влиянию ошибок реализации требуемого амплитудного распределения $A_0(z')$ на точность восстановления ДН линейной антенны [12].

В соответствии с принятыми предположениями среднее значение и флуктуации частотной характеристики равны соответственно

$$\overline{K(\bar{x}, \psi')} = K_0(\bar{x}, \psi') = \int_{-1}^1 h_0(\bar{x}, t') e^{-j\psi' t'} dt', \quad (8)$$

$$\delta K(\bar{x}, \psi') = \int_{-1}^1 \{a(t')h_0(\bar{x}, t') + e(t')\} e^{-j\psi' t'} dt'.$$

Дисперсия определения частотной характеристики может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} \overline{\delta^2 K(\bar{x}, \psi')} &= \sigma_K^2(\psi') = \sigma_a^2 \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 h_0(\bar{x}, t') h_0(\bar{x}, t'_1) r_a(t' - t'_1) \times \\ &\times e^{-j\psi'(t' - t'_1)} dt' dt'_1 + \sigma_e^2 \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 r_e(t' - t'_1) e^{-j\psi'(t' - t'_1)} dt' dt'_1. \end{aligned} \quad (9)$$

Дальнейшие вычисления предполагают задание модели измеряемого сигнала и корреляционных функций r_a, r_e .

Проанализируем последовательно влияние всех видов ошибок измерения отклика $h_0(\bar{x}, t')$ на точность определения частотной характеристики.

1.5 Аддитивные ошибки

Составляющая дисперсии $\sigma_{Ke}^2(\psi')$, обусловленная аддитивными ошибками, определяется как

$$\sigma_{Ke}^2(\psi') = \sigma_e^2(\psi') \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 r_e(t' - t'_1) e^{-j\psi'(t' - t'_1)} dt' dt'_1.$$

Примем корреляционную функцию гауссовой

$$r_e(t' - t'_1) = e^{-\frac{(t' - t'_1)^2}{c_e^2}}, \quad c_e = \frac{2t_e}{T}, \quad (10)$$

где c_e – относительный радиус корреляции ошибок измерений во времени; t_e – радиус корреляции в реальных координатах.

При задании r_e в виде (10) функция $\sigma_{Ke}^2(\psi')$ может быть представлена в виде

$$\sigma_{Ke}^2(\psi') = \sigma_e^2(\psi') I(c_e, -\psi', -\psi'),$$

где

$$I(c_e, \psi', \psi'_1) = \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 e^{-\frac{(t' - t'_1)^2}{c_e^2} + j\psi't' - j\psi'_1 t'_1} dt' dt'_1 - \quad (11)$$

интеграл, введенный и протабулированный в [12].

Графики функции $I(c_e, \psi', \psi')$ для различных относительных радиусов корреляции c_e в зависимости от обобщенной частоты приведены на рис. 1. Как видно из рис. 1, при больших c_e дисперсия частотной характеристики максимальна для нулевых частот и существенно зависит от частоты f . В пределе при $c_e \rightarrow \infty$ (это соответствует постоянной во времени ошибке измерений) $\sigma_{Ke}^2(\psi') = 4\sigma_e^2(\psi') \text{sinc}^2 \psi'$, где обозначено $\text{sinc} \psi = \frac{\sin \psi}{\psi}$. При малых

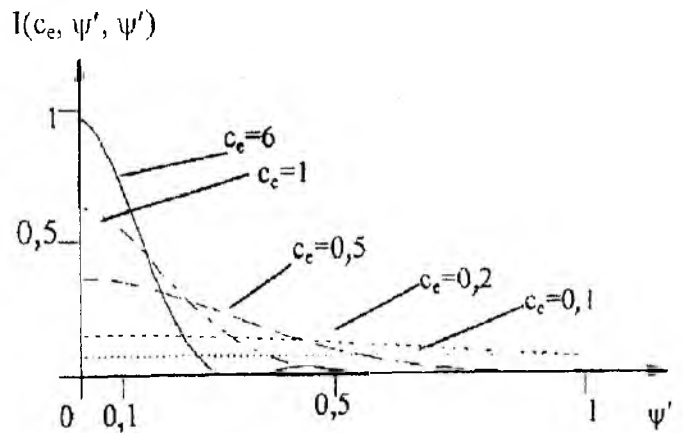


Рис. 1

значениях c_e величина σ_{Ke}^2 для $\psi' = 0$ ($f = 0$) уменьшается и зависимость дисперсии $\sigma_{Ke}^2(\psi')$ от частоты выражена слабее. При $c_e \ll 1$ первый член асимптотического разложения функции $\sigma_{Ke}^2(\psi')$ по c_e равен

$$\sigma_{Ke}^2(\psi') = 4\sigma_e^2 c_e T_e, \quad (12)$$

где $T_e = \int_0^\infty r_e(\tau) d\tau$, $\tau = \frac{|t' - t'_1|}{c_e}$.

Таким образом при $c_e \ll 1$ дисперсия комплексной частотной характеристики является практически постоянной для всех частот и зависит от соотношения времени корреляции r_e ошибок измерений импульсного отклика $h_0(\bar{x}, t')$ и интервала измерений T .

Если сигнал h_0 измеряют с дискретом Δt ($\Delta t = T/N_t$; N_t – число измерений отклика h_0 на интервале T) и ошибки $e(t)$ в измерениях можно считать независимыми, то относительный радиус корреляции $c_e = \frac{2t_e}{T} = \frac{\Delta t}{T} \frac{1}{N_t}$, $T_e = 1$ и

$$\sigma_{K_e}^2(\psi') = 4 \frac{\sigma_e^2}{N_t} = 4\sigma_e^2 \frac{\Delta t}{T}. \quad (13)$$

Из (13) видно, что вклад аддитивных ошибок в суммарную погрешность определения частотной характеристики можно уменьшить при увеличении числа измерений N_t на интервале T (уменьшении Δt). Дальнейшее уменьшение дисперсии $\sigma_{K_e}^2$ может быть достигнуто за счет увеличения количества циклов измерений отклика h_0 в каждой точке \bar{x} поверхности измерений и усреднения результатов измерений.

1.6 Мультипликативные ошибки

Соответствующая составляющая погрешности определяется как

$$\sigma_{K_a}^2(\psi') = \sigma_a^2 \int_{-1}^1 \int h_0(\bar{x}, t') h_0(\bar{x}, t'_1) r_a(t' - t'_1) e^{-j\psi'(t' - t'_1)} dt' dt'_1. \quad (14)$$

Для оценки значений $\sigma_{K_a}^2(\psi')$ необходимо задаться моделью измеряемого сигнала $h_0(\bar{x}, t')$.

Реальные сигналы $h_0(\bar{x}, t)$ ограничены по длительности, не имеют постоянной составляющей и могут быть аппроксимированы функциями вида

$$h_0(\bar{x}, t) = A_0(t) \sin \omega_0 t, \quad (15)$$

где $A_0(t)$ – огибающая временного отклика антенны; ω_0 – резонансная (средняя) частота антенны. Примеры временных импульсных откликов антенн различных типов приведены на рис. 2 (а – для штыревой антенны, б – для эталонной рупорной антенны) [13, 14].

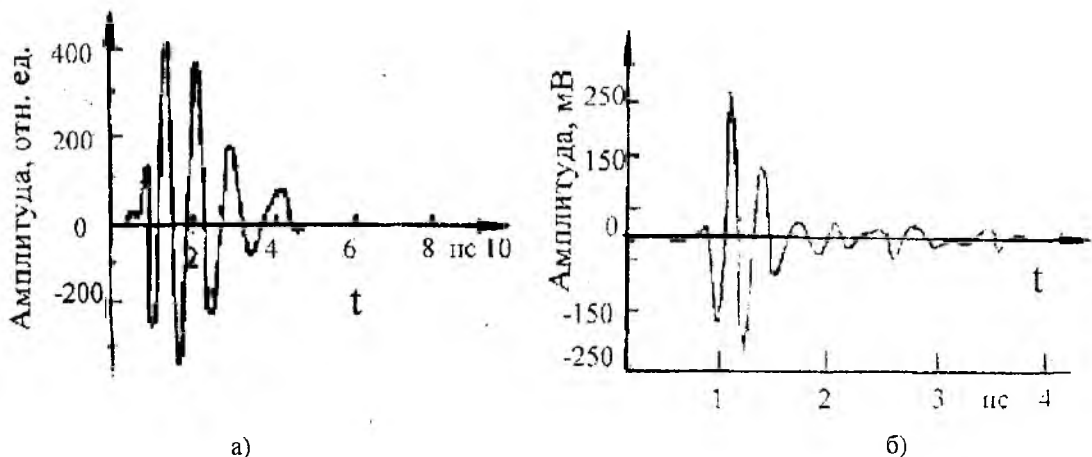


Рис. 2

Для упрощения дальнейших расчетов и получения численных оценок положим, что временной импульсный отклик антенны на интервале T представляет собой радиоимпульс с прямоугольной огибающей, который в координатах t' описывается выражением

$$h_0(\bar{x}, t') = \begin{cases} A_0 \sin \pi N_p t', & |t'| \leq 1, \\ 0, & \text{для остальных } t'. \end{cases} \quad (16)$$

Величина N_p в (16) равна $N_p = Tf_0$ и показывает число периодов резонансной частоты антенны, которые укладываются на интервале измерений отклика $h_0(\bar{x}, t')$. При изменении N_p меняется центральная частота спектра отклика антенны при неизменной его ширине, что позволяет изучить статистические характеристики спектра в зависимости от его относительной ширины.

Для принятой модели отклика средняя частота спектра $\omega_0 = \frac{2\pi}{T} N_p$ (в обобщенных угловых координатах $\omega'_0 = \pi N_p$); ширина спектра по первым нулям $\Delta\omega = \frac{4\pi}{T}$ (или $\Delta\omega' = 2\pi$); относительная ширина спектра $\gamma = \frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{\Delta\psi'}{\psi'_0} = \frac{2}{N_p}$.

Записывая корреляционную функцию ошибок $a(t')$ в виде, аналогичном (10), преобразуем выражение (14) для $\sigma_{Ka}^2(\psi')$:

$$\sigma_{Ka}^2(\psi') = \frac{\sigma_a^2}{4} A_0^2 \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 e^{-\frac{(t'-t'_1)^2}{c_a^2}} \left[e^{j\pi N_p(t'-t'_1)} + e^{-j\pi N_p(t'-t'_1)} - e^{j\pi N_p(t'+t'_1)} - e^{-j\pi N_p(t'+t'_1)} \right] e^{-j\psi'(t'-t'_1)} dt' dt'_1. \quad (17)$$

С учетом (11) из (17) окончательно имеем

$$\sigma_{Ka}^2(\psi') = \frac{\sigma_a^2}{4} A_0^2 \left[I(c_a, \pi N_p - \psi', \pi N_p - \psi') + I(c_a, -\pi N_p - \psi', -\pi N_p - \psi') - I(c_a, \pi N_p - \psi', -\pi N_p - \psi') - I(c_a, -\pi N_p - \psi', \pi N_p - \psi') \right]. \quad (18)$$

Результаты расчетов величины $\sigma_{Ka}^2(\psi')$ для различных значений параметров c_a, ψ' приведены на рис. 3 (а – $\alpha=0, N_p=1$; б – $\alpha=0, N_p=10$). Графики построены для различных значений относительной ширины спектра $\gamma(N_p)$ в зависимости от относительного радиуса корреляции мультипликативных ошибок c_a для частот ψ' , занимающих область $\Delta\psi'$. Из графиков видно, что качественно характер изменения дисперсии $\sigma_{Ka}^2(\psi')$ в зависимости от радиуса корреляции одинаков для временных откликов $h_0(\bar{x}, t')$ с различной относительной шириной спектра $\gamma = \frac{2}{N_p}$. Это иллюстрируется рис.3,а – 3,б, на которых приведены семейства кривых $\sigma_{Ka}^2(c_a, \psi')$ для сигналов с различными значениями γ . Для частот спектра, занимающих область шириной порядка $\frac{\Delta\omega}{2}$ вокруг центральной частоты ω_0 , дисперсия σ_{Ka}^2 монотонно

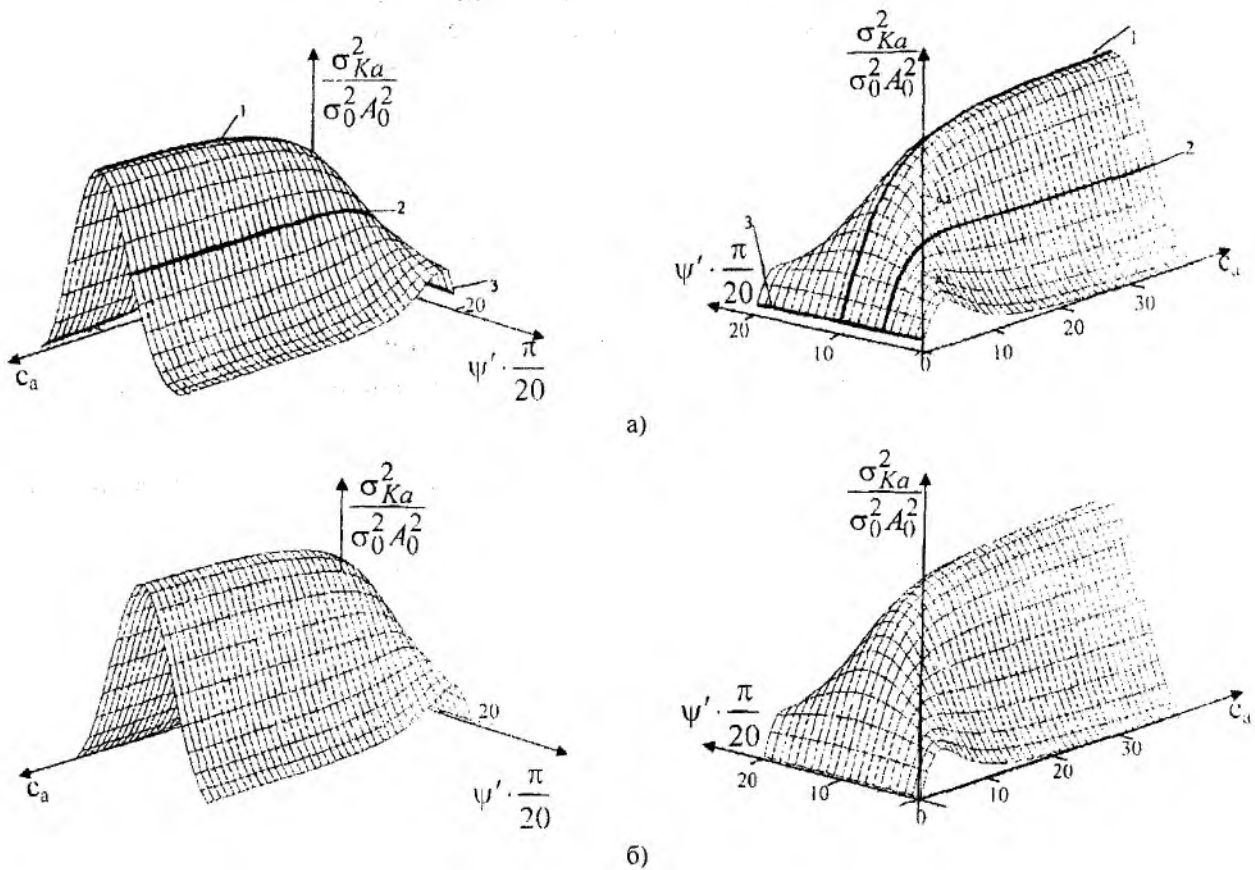


Рис. 3

возрастает с увеличением радиуса корреляции мультипликативных ошибок c_a (кривые 1, 2 на рис. 3, а). Это находится в полном соответствии с характером изменения дисперсии ДН линейной антенны в направлении главного максимума от радиуса корреляции фазовых ошибок [12]. Вне полосы $\frac{\Delta\omega}{2}$ (на частотах, близких к границам спектра функции $h_0(\bar{x}, t)$), зависимость $\sigma_{Ka}^2(c_a, \psi')$ от c_a имеет резонансный характер. Это означает, что для каждой частоты из этой области существует наиболее «неблагоприятное» значение радиуса корреляции c_a , при котором величина $\sigma_{Ka}^2(c_a, \psi')$ имеет максимум. Указанные особенности поведения $\sigma_{Ka}^2(c_a, \psi')$ присущи сигналам $h_0(\bar{x}, t')$ и с другой формой огибающей, например, огибающей $A_0(t)$ вида $A_0(t') = \exp\{-\alpha^2 t'^2\}$. Численные значения σ_{Ka}^2 для различных сигналов также близки, если пронормировать частотную характеристику (что аналогично нормировке ДН).

В наиболее важном для практики случае малых радиусов корреляции ошибок измерений ($c_a \ll 1$) аналогично (12) получим

$$\sigma_{Ka}^2(\psi') = \frac{\sigma_a^2}{2} c_a T_a \int_{-1}^1 h_0^2(\bar{x}, t') dt', \quad T_a = \int_0^\infty r_a(\tau) d\tau. \quad (19)$$

Как следует из (19), дисперсия σ_{Ka}^2 при $c_a \ll 1$ в первом приближении не зависит от частоты ψ' и является постоянной. Это видно из рис. 3 (например, кривая 3 на рис. 3, а). Если радиус корреляции c_a определяется шагом измерений Δt , то вклад мультипликатив-

ных ошибок в величину σ_K^2 (как и аддитивных) уменьшается при увеличении числа измерений N_t на интервале T .

1.7 Погрешности определения $K(\bar{x}, \omega)$, обусловленные ошибками фиксации моментов отсчета сигнала

Рассмотрим вначале случай, когда в точке $n\Delta t$ проводят однократные измерения отклика $h_0(\bar{x}, t')$. Полученное значение отклика в момент времени $t_n^\varepsilon = n\Delta t + nT_p + \varepsilon_n$ относят к требуемому моменту регистрации $t_n = n\Delta t$. Иначе говоря, ошибки измерения h_0 обусловлены отличием истинного времени регистрации t_n^ε от значений $t_n = n\Delta t$, т.е. $h(\bar{x}, t_n) = h_0(\bar{x}, t_n^\varepsilon)$.

Ограничиваясь первыми двумя членами разложения функции $h_0(\bar{x}, t_n^\varepsilon)$ в ряд Тейлора (полагая, что $a(t) = 0$, $e(t) = 0$), получим

$$h_0(\bar{x}, t_n^\varepsilon) = [h_0(\bar{x}, n\Delta t_n) + h_0'(\bar{x}, n\Delta t_n)\varepsilon_n]. \quad (20)$$

При записи (20) учтено, что в каждом периоде регистрации форма сигнала h_0 неизменна: $h_0(\bar{x}, n\Delta t) = h_0(\bar{x}, n\Delta t + nT_p)$. Из (20) видно, что наличие ошибок ε_n эквивалентно появлению аддитивных ошибок, равных произведению производной функции временного отклика h_0 в точке отсчета t_n на величину ошибки ε_n . Задаваясь формой сигнала $h_0(t)$, можно оценить статистику частотной характеристики $K(\bar{x}, \omega)$ в зависимости от параметров ошибок ε_n (4).

Так, среднее значение и дисперсия величины h_0 равны

$$\begin{aligned} \bar{h}(\bar{x}, n\Delta t) &= h_0(\bar{x}, n\Delta t) + h_0'(\bar{x}, n\Delta t)\overline{\varepsilon_n} = h_0(\bar{x}, n\Delta t), \\ \sigma_h^2(\bar{x}, n\Delta t) &= [h_0'(\bar{x}, n\Delta t)]^2 \sigma_\varepsilon^2. \end{aligned}$$

Частотная характеристика и ее статистические параметры определяются выражениями

$$\begin{aligned} K_0(\bar{x}, \psi') &= \frac{1}{2} \int_{-1}^1 [h_0(\bar{x}, t') + h_0'(\bar{x}, t')\varepsilon(t')] e^{-j\psi' t'} dt', \\ \delta K_\varepsilon(\bar{x}, \psi') &= \frac{1}{2} \int_{-1}^1 h_0'(\bar{x}, t')\varepsilon(t') e^{-j\psi' t'} dt', \\ \sigma_{K\varepsilon}^2(\psi') &= \frac{1}{4} \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 h_0'(\bar{x}, t') h_0'(\bar{x}, t_1') \overline{\varepsilon(t')\varepsilon(t_1')} e^{-j\psi'(t'-t_1')} dt' dt_1'. \end{aligned} \quad (21)$$

В рассматриваемом случае, считая, что интервал между временными отсчетами равен Δt и ошибки ε_n независимы во всех отчетах, относительный радиус корреляции $c_\varepsilon = \frac{\Delta t}{T} = \frac{1}{N_t} \ll 1$ и, используя асимптотику интеграла (21), получим

$$\sigma_{K\varepsilon}^2(\psi') = \frac{\sigma_\varepsilon^2}{2N_t} \int_{-1}^1 [h_0'(\bar{x}, t')]^2 dt'. \quad (22)$$

Как видно из (22), дисперсия определения $K(\bar{x}, \omega)$ за счет быстрой компоненты флуктуации ε_n («джиттера» [11]) в рассматриваемом приближении не зависит от частоты ψ' , определяется дисперсией джиттера σ_ε^2 , числом измерений N_t (дискретом считывания Δt) и зависит от скорости изменения сигнала $h_0(\bar{x}, t')$ во времени.

Будем считать теперь, что происходит накопление сигналов (для уменьшения влияния некоррелированных ошибок измерений), причем число измерений $N_{\Delta t}$ для каждой точки $t_n = n\Delta t$ велико ($N_{\Delta t} \gg 1$) и что величины ε_n в измерениях независимы. В этом случае результирующий сигнал можно найти усреднением $h_0(\bar{x}, t_n^\varepsilon)$ по множеству реализаций, т.е.

$$h_p(\bar{x}, n\Delta t) = \int_{-\infty}^{\infty} p_\varepsilon(s) h_0(\bar{x}, n\Delta t + s) ds, \quad (23)$$

где $p_\varepsilon(s)$ – плотность вероятности случайной величины ε_n .

Учитывая ранее принятые предположения о законе распределения величины ε_n , найдем

$$h_p(\bar{x}, n\Delta t) = \frac{1}{\sigma_\varepsilon \sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{s^2}{2\sigma_\varepsilon^2}} h_0(\bar{x}, n\Delta t + s) ds.$$

Заменой переменных $s' = n\Delta t + s$ получим окончательно

$$h_p(\bar{x}, n\Delta t) = \frac{1}{\sigma_\varepsilon \sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{-(n\Delta t - s')^2}{2\sigma_\varepsilon^2}} h_0(\bar{x}, s') ds'. \quad (24)$$

Из (24) видно, что усредненный результирующий сигнал $h_p(\bar{x}, n\Delta t)$ можно рассматривать как результат прохождения измеряемого сигнала $h_0(\bar{x}, t)$ через линейный фильтр с импульсной характеристикой

$$g(t) = e^{-\frac{t^2}{2\sigma_\varepsilon^2}}. \quad (25)$$

Частотная характеристика такого фильтра $G(\omega) = \sqrt{2\pi}\sigma_\varepsilon e^{-\frac{\omega^2\sigma_\varepsilon^2}{2}}$, а полоса пропускания на уровне $1/\sqrt{2}$ равна $\Delta\omega = \frac{\sqrt{\ln 2}}{\sigma_\varepsilon}$ или $\Delta f = \frac{\sqrt{\ln 2}}{2\pi\sigma_\varepsilon}$.

Здесь полоса частот определяется для положительных значений $\omega(f)$. Таким образом, накопление сигналов приводит к ограничению полосы восстановления спектра отклика h_0 величиной Δf , т.е. ограничивается верхняя частота восстановления сигнала.

1.8 Ошибки определения импульсного отклика антенны, вносимые измерительной установкой

До сих пор мы рассматривали ошибки измерения импульсного сигнала $h_0(\bar{x}, t)$, которые обусловлены особенностями работы широкополосных регистрирующих устройств стробоскопического типа. Такой подход характерен для анализа точности методов импульсной рефлектометрии, когда геометрия измерительной установки в процессе измерений неизменна.

При измерении временных откликов антенн из-за механических перемещений зонда по поверхности S меняется конфигурация измерительной системы. Ошибки возникают из-за того, что, во-первых, измерительная антенна не может быть установлена в требуемую точку абсолютно точно и, во-вторых, из-за изменения конфигурации линии передачи опорного сигнала (деформаций тракта: изгибов, скрутки линии передачи и др. [7, 15]). Оба эти фактора приводят к неконтролируемому смещению импульсного отклика на временной оси относительно опорного сигнала. Поэтому результат измерения отклика в точке \bar{x} представим в виде

$$u(\bar{x}, t) = \sum_n \{ [1 + a(t_1)] h_0(\bar{x}, t_1) + e(t_1) \}, t_1 = t - \delta t_{on}(\bar{x}).$$

Величину δt_{on} (случайную временную задержку измеряемого сигнала относительно сигнала в опорном канале) будем считать случайной нормально распределенной величиной с характеристиками

$$\overline{\delta t_{on}} = 0; \overline{\delta t_{on}(\bar{x}) \delta t_{on}(\bar{x}_1)} = \sigma_{on}^2 r_{on}(\bar{x} - \bar{x}_1). \quad (26)$$

Статистические характеристики величины δt_{on} зависят от свойств измерительной схемы и поэтому δt_{on} является функцией координат зонда \bar{x} на поверхности измерений.

Как и при анализе влияния других видов ошибок на точность определения частотной характеристики примем, что погрешности $K(\bar{x}, \omega)$ определяются только ошибками δt_{on} и что измерения во временной области проводятся непрерывно. Тогда получим

$$K(\bar{x}, \omega) = \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} h_0(\bar{x}, t - \delta t_{on}) e^{-j\omega t} dt.$$

Заменив переменную интегрирования $t = t_1 + \delta t_{on}$, получим

$$K(\bar{x}, \omega) = \int_{\frac{T}{2} - \delta t_{on}}^{\frac{T}{2}} h_0(\bar{x}, t_1) e^{-j\omega t_1} e^{-j\omega \delta t_{on}} dt \approx K_0(\bar{x}, \omega) e^{-j\omega \delta t_{on}}. \quad (27)$$

Как следует из (27), наличие случайного временного рассогласования приводит к физически очевидному результату: фазовая характеристика рассчитанного частотного отклика в каждой точке \bar{x} отличается от истинной на величину $\Delta\varphi(\omega) = -\omega \delta t_{on}$, причем

$$\overline{\Delta\varphi} = 0; \overline{\Delta\varphi(\bar{x}, \omega) \Delta\varphi(\bar{x}_1, \omega)} = \omega^2 \sigma_{on}^2 r_{on}(\bar{x} - \bar{x}_1). \quad (28)$$

Таким образом, отклонение фазы от истинного значения на фиксированной частоте f пропорционально временной случайной задержке сигнала δt_{on} , частоте f , а корреляционная функция фазовых ошибок совпадает с функцией $r_{on}(\bar{x} - \bar{x}_1)$. Наличие указанных фазовых ошибок принципиально ограничивает верхний частотный предел восстановления спектра временного импульсного отклика антенны с требуемой точностью.

1.9 Заключение

Получены выражения, позволяющие определить статистические свойства частотной передаточной функции антенны по известным (в статистическом смысле) характеристикам измерителя. Полученные результаты являются исходными для анализа точности определения ДН и ее параметров по измерениям временных импульсных откликов антенны.

Список литературы: 1. *Terence W.* History of Ultra Wideband Communications and Radar: Part I, UWB Communications // *Microwave Journal*. 2001. Vol. 44, № 1. P. 22 – 56. 2. *Terence W.* History of Ultra Wideband Communications and Radar: Part II, UWB Radars and Sensors // *Microwave Journal*. 2001. Vol. 44, № 2. P. 22 – 52. 3. *Warren L. Stutzman, Carey G. Buxton.* Radiating Elements for Wideband Phased Arrays // *Microwave Journal*. 2000. Vol. 43, № 1, P. 130 – 141. 4. *Применение* время-частотного преобразования при восстановлении характеристик направленности широкополосных антенн голографическим методом / *Будай А.Г., Вилькоцкий М.А. и др.* // *Методы и устройства радио- и акустической голографии*. Л.: Наука, 1983. С. 34 – 41. 5. *Горюнова С.В., Дрожилкин С.В., Жаворонков В.Н. и др.* Времяимпульсный метод измерения характеристик антенн в ближней зоне // *Радиофизика*. 1989. № 1. С. 73 – 83 (Изв. высш. учебн. заведений). 6. *Калинин А.В.* Многочастотный способ определения поля антенны в ближней зоне // *Радиофизика*. 1988. № 4. С. 495 – 500 (Изв. высш. учебн. заведений). 7. *Методы* измерений параметров излучающих систем в ближней зоне / *Л.Д. Бахрах, С.Д. Кременецкий и др.* Л.: Наука, 1985. 272 с. 8. *Hansen T.B., Yaghjian A.D.* Planar Near-Field Scanning Time-Domain Formulation // *IEEE Trans. on Ant. and Prop.* 1994. Vol. AP-42, № 9. P. 1280 – 1291. 9. *Hansen T.B., Yaghjian A.D.* Formulation of Probe-Corrected Planar Near-Field Scanning in the Time-Domain // *IEEE Trans. on Ant. and Prop.* 1995. Vol. AP-43, № 6. P. 569 – 584. 10. *Андрянов А.В., Глебович Г.В., Крылов и др.* Автоматизированные измерения во временной области и повышение их точности // *Измерительная техника*. 1980. № 9. С. 42 – 45. 11. *Исследование* объектов с помощью пикосекундных импульсов / *Г.В. Глебович, А.В. Андрянов и др.* М.: Радио и связь, 1984. 256 с. 12. *Шифрин Я.С.* Вопросы статистической теории антенн. М.: Сов. радио, 1970. 383 с. 13. *Экспериментальные* исследования антенных систем во временной области / *Пономарев Д.М., Горячев А.В., Жаворонков В.Н., Горюнова С.В.* // *Радиофизика*. 1987. № 8. С. 1023 – 1029 (Изв. высш. учебн. заведений). 14. *R.V. de Jong, M. Hajian, L.P. Ligthart.* Antenna Time Domain Measurement Techniques // *Ant. and Propag. Magazine*. 1997. Vol. 39, № 5. P. 7 – 12. 15. *Глебович Г.В., Ковалев И.П.* Широкополосные линии передачи импульсных сигналов. М.: Сов. радио, 1973. 224 с. 16. *Шифрин Я.С., Усин В.А.* Статистическая теория антенных измерений // *Антенны* / Под ред. Л.Д. Бахраха. М.: ИПРЖР. 2000. № 1(44). С. 27 – 62.

Харьковский военный университет

Харьковский государственный

экономический университет

Поступила в редколлегию 08.04.2004

В. А. КАТРИЧ, канд. физ.-мат. наук, С. А. МАРТЫНЕНКО, С. В. ПШЕНИЧНАЯ
**ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВАЯ АНТЕННА С НАКЛОННЫМИ ЩЕЛЯМИ
В УЗКОЙ СТЕНКЕ ПРЯМОУГОЛЬНОГО ВОЛНОВОДА**

Введение

В современных радарных системах широко используются линейные волноводно-щелевые резонансные антенны с наклонными щелями на узкой стенке прямоугольных волноводов или резонаторов. Такие антенны имеют незначительную ветровую нагрузку, позволяют получить достаточно высокое значение коэффициента усиления антенны и невысокий уровень кроссполаризованного излучения по основному лепестку диаграммы направленности (ДН) во всем рабочем диапазоне частот.

В имеющихся в литературе работах [1, 2, 3] в основном приведены результаты исследований частотно-энергетических характеристик линейных синфазных волноводно-щелевых решеток (ВЩР), создаваемых на основе наклонных щелей в узких стенках бесконечных или полубесконечных прямоугольных волноводов. При этом параметры решетки рассчитываются энергетическим методом или методом длинных линий с сосредоточенными параметрами на основе известных характеристик одиночных щелей (определяемых, как правило, или весьма приближенно, или экспериментально) в приближении синфазного возбуждения щелей и взаимодействия щелей в решетке только по основной волне.

Более широкое практическое применение антенных решеток со щелевыми излучателями такого вида ограничивается отсутствием адекватной математической модели и доступного для всестороннего многопараметрического анализа алгоритма расчета электродинамических характеристик как одиночного излучателя – наклонной щели в узкой стенке прямоугольного волновода с вырезами на его широкую стенку, так и системы двух и более щелей. Эти задачи достаточно сложны, так как и математическая модель и алгоритм расчета характеристик щелей должны учитывать сложную конфигурацию каждой щели, толщину стенки волновода и взаимодействие щелей как по основной, так и по высшим типам волн.

В [4] приведено решение внутренней задачи о наклонной щели в узкой стенке прямоугольного волновода с вырезами на его широкую стенку, где использован разработанный и примененный в наших работах [5, 6] метод решения задачи об одиночной и системе двух наклонных щелей в широкой стенке волновода. Однако в [4] получены ошибочные результаты при определении реактивной части внутренней проводимости щели и, соответственно, даны неверные определения ее резонансных частот ни как щелевого элемента, возбуждающего волновод, ни как щелевого излучателя. Кроме того, не решена внешняя задача, и результаты работы не могут быть применены при исследовании энергетических характеристик одиночной щели и щелевой решетки.

В [7] на основании полученных выражений для проводимости щели приводится определение ее резонансной длины, равной $0,4625\lambda$ (λ – длина волны в свободном пространстве) и не зависящей от угла наклона щели. Такое определение резонансной длины щели не согласуется с расчетными и экспериментальными значениями, полученными другими авторами [8, 10, 11]. В [8, 9] с использованием функции Грина для бесконечной полуплоскости и собственных векторных функций волновода получено выражение для внутренней проводимости щели, нормированной к волновому сопротивлению волновода и определена резонансная длина щели в приближении бесконечно тонкой стенки волновода.

В [12-14] сделана попытка более строгого решения задачи о наклонной щели в узкой стенке волновода, имеющей вырезы на широкую стенку. Утверждается, что функция распределения электрического поля в щели близка к полуволне синусоиды. Однако сами авторы отмечают чрезвычайную сложность и громоздкость полученных решений и практическую невозможность использования их для расчета многоэлементных систем.

Работы, в которых для расчета ВЦР использовались бы представления для проводимостей одиночных щелей [4, 7-9, 12-14], авторам не известны. Очевидно, их отсутствие связано либо с недостоверностью полученных решений, либо с громоздкостью и сложностью их практического применения. Также практически отсутствуют работы по исследованию ВЦР, возбуждаемых щелевыми элементами связи, решеток со щелями различной длины, ширины, углом наклона и с произвольным расстоянием между ними, что в принципе может обеспечить реализацию перспективных для практического применения амплитудно-фазовых распределений (АФР) электрического поля на излучающей апертуре решетки. Создание ВЦР такого типа с необходимыми частотно-энергетическими характеристиками, диаграммой направленности, КСВН на входе, кроссполяризацией на основе экспериментальных исследований, без применения электродинамических методов их расчета, позволяющих учесть геометрию системы и сильное взаимодействие щелей по высшим модам, практически, невозможно.

В наших работах [10, 11] методом наведенных магнитодвижущих сил (МДС) в приближении полуволновой аппроксимации поля в щели получено решение задачи возбуждения волновода одиночной щелью и системой двух щелей, определены внутренние и внешние собственные и взаимные проводимости щелей и построены математические модели, адекватно описывающие физические процессы как в одиночном, так и в системе двух таких щелевых излучателей. Решения достаточно просты и в отличие от результатов, имеющих в [7, 9, 12-14], доступны для широкого практического применения. Полученные решения позволяют впервые на практике применить электродинамический метод МДС для расчета характеристик многоэлементных волноводно-щелевых решеток с наклонными щелями в узкой стенке конечной толщины прямоугольного волновода и исследовать ДН при произвольных длинах щелей, их ориентации и расположении друг относительно друга. В литературе данные о проведении таких исследований отсутствуют.

Цель работы – создание на основе решения краевой задачи об одиночной и системе наклонных щелей в узкой стенке прямоугольного волновода и метода МДС математической модели, адекватной волновым процессам в рассматриваемой физической задаче и позволяющей рассчитать характеристики многоэлементной волноводно-щелевой антенной решетки с наклонными щелями в узкой стенке волновода с учетом геометрических и электродинамических параметров излучающей структуры.

Постановка задачи

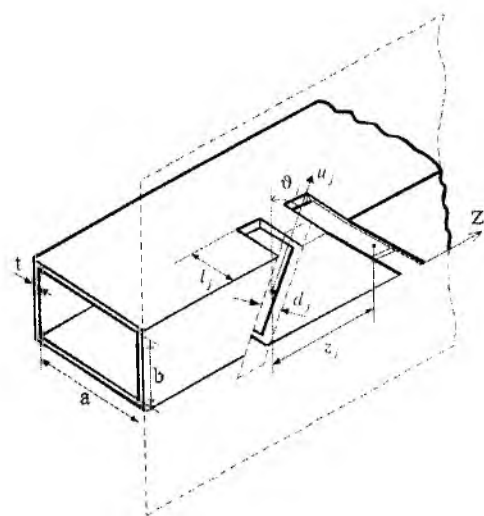


Рис. 1

Рассмотрим систему из N наклонных щелей в узкой стенке прямоугольного волновода сечением $a \times b$ с толщиной стенки t (рис. 1). Волновод возбуждается полем основной волны с длиной волны λ_0 . Обозначим через $L_j, l_j, d_j, \vartheta_j$ соответственно длину щели, длину выреза, ширину и угол наклона щели, а через z_j – смещение вдоль волновода центра щели с номером j , где $j \in 1, 2, \dots, N$. Свяжем со щелью прямоугольную систему координат с координатами u_j, v_j вдоль и поперек щели соответственно. Для решения задачи возбуждения волновода щелью воспользуемся приближением, что щели узкие ($d_j \ll 2L_j$) и электрическое поле в щели имеет только поперечную компоненту [5, 6, 10]. Функцию распределения $e_{zj}(u_j)$ электрического поля в j -й щели представим в виде [10-12]:

$$e_{sl_j}(u_j) = \begin{cases} \cos \frac{\pi u_j}{2L_j} & \text{на узкой стенке,} \\ \cos \frac{\pi}{2L_j} \left(\frac{b}{2 \cos \vartheta_j} + \frac{l_j}{2} + u_j \right) & \text{на широких стенках.} \end{cases}$$

Решение задачи возбуждения волновода одиночной щелью в таком приближении и собственные внутренние проводимости щелей приведены нами в [10].

Взаимные проводимости

Основополагающей задачей в предлагаемом для расчета характеристик ВЦР методе МДС является определение внутренних и внешних взаимных проводимостей щелей в решетке по основной и высшим типам возбуждаемых волн.

Взаимная внутренняя проводимость щелей в общем виде определяется согласно [1] как:

$$Y_{1,2}^{\text{int}} = \frac{1}{d_2} \int_{S_{sl_2}} e_{sl_2}(u) H_u^{\text{int}}(\vec{e}_{sl_1}) dS, \quad (1)$$

где S_{sl_2} – площадь раскрытия второй щели; $H_u^{\text{int}}(\vec{e}_{sl_1})$ – проекция на ось 2-й щели магнитного поля, возбужденного 1-й щелью внутри волновода. Считая, что области расположения щелей не перекрываются вдоль оси z , магнитное поле в области 2-й щели, возбужденное 1-й щелью, представим в виде суммы магнитных полей H - и E - волн [1,5,10]:

$$\vec{H}_{\pm u}^{\text{int}}(\vec{e}_{sl_1}) = \sum_{m,n} C_{\pm mn}^e \vec{H}_{\pm mn}^e + \sum_{m,n} C_{\pm mn}^h \vec{H}_{\pm mn}^h, \quad (2)$$

где $\vec{H}_{\pm mn}^e, \vec{H}_{\pm mn}^h$ – вихревые векторные функции, описывающие магнитное поле собственных волн волновода E_{mn} - и H_{mn} - типов соответственно; $C_{\pm mn}^e$ и $C_{\pm mn}^h$ – амплитуды этих волн, распространяющихся от первой щели и затухающих в направлениях $z < 0$ (знак «-») и $z > 0$ (знак «+») [5]:

$$C_{\pm mn}^{e(h)} = \frac{1}{N_{mn}} \frac{V_{01}}{d_1} \int_{S_{sl_1}} e_{sl_1}(u) H_{\mp u}^{e(h)} dS, \quad (3)$$

где $N_{mn} = \pm 4P_{0mn}$; P_{0mn} – мощность собственной волны с индексом mn единичной амплитуды («+» для H -волн, «-» для E -волн). Нормировка для полей выбрана такая же, как в [5].

Используя (2),(3), из общей записи (1) получаем выражение для внутренней взаимной проводимости, которое имеет вид:

$$Y_{1,2}^{\text{int}} = -\sqrt{\frac{\epsilon_a}{\mu_n}} \frac{k}{2\gamma abd_1 d_2} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} e^{-i\gamma z} \left[\frac{\epsilon_m \epsilon_n}{2} (F_1^h - V_1^h)(F_2^h - V_2^h) - (F_1^e - V_1^e)(F_2^e - V_2^e) \right]. \quad (4)$$

Здесь

$$F^h = -2iJ^h - 2 \frac{\kappa_x \gamma}{\kappa k} [1 + (-1)^n] G^S; \quad F^e = -2J^e;$$

$$V^h = -2D^h; \quad V^e = 2D^e - \frac{2\kappa_y}{\kappa} [(-1)^n + 1] G^S;$$

$$G^S = \frac{4L/\pi}{1 - (2L\kappa_x/\pi)^2} \left[\sin \Lambda \left(C + D \frac{2L\kappa_x}{\pi} - \cos \frac{l\pi}{4L} \right) + \cos \Lambda \left(A - B \frac{2L\kappa_x}{\pi} + \sin \frac{l\pi}{4L} \right) \right] \frac{\sin \gamma \frac{d}{2}}{\gamma};$$

$$J^e = \frac{\kappa_x}{\kappa} i \cos \vartheta \cos \kappa_y \frac{b}{2} \left[M \frac{\sin \chi \frac{d}{2}}{\chi} - N \frac{\sin \Psi \frac{d}{2}}{\Psi} \right]; J^h = \cos \kappa_y \frac{b}{2} \left[\alpha N \frac{\sin \Psi \frac{d}{2}}{\Psi} - \beta M \frac{\sin \chi \frac{d}{2}}{\chi} \right];$$

$$D^e = \frac{\kappa_x}{\kappa} \cos \vartheta \sin \kappa_y \frac{b}{2} \left[N \frac{\sin \Psi \frac{d}{2}}{\Psi} + M \frac{\sin \chi \frac{d}{2}}{\chi} \right]; D^h = \sin \kappa_y \frac{b}{2} \left[\alpha N \frac{\sin \Psi \frac{d}{2}}{\Psi} + \beta M \frac{\sin \chi \frac{d}{2}}{\chi} \right];$$

$$M = \frac{\sin(\varphi - \zeta)}{\frac{\pi}{2L} - \eta} + \frac{\sin(\varphi + \zeta)}{\frac{\pi}{2L} + \eta}; \quad \alpha = \frac{\gamma \kappa_y}{k \kappa} \cos \vartheta + \frac{\kappa}{k} \sin \vartheta;$$

$$N = \frac{\sin(\varphi + f)}{\frac{\pi}{2L} + \xi} + \frac{\sin(\varphi - f)}{\frac{\pi}{2L} - \xi}; \quad \beta = \frac{\gamma \kappa_y}{k \kappa} \cos \vartheta - \frac{\kappa}{k} \sin \vartheta;$$

$$A = \sin \frac{l\pi}{4L} \cos \kappa_x l; \quad B = \cos \frac{l\pi}{4L} \sin \kappa_x l; \quad C = \cos \frac{l\pi}{4L} \cos \kappa_x l; \quad D = \sin \frac{l\pi}{4L} \sin \kappa_x l;$$

$$\chi = \kappa_y \sin \vartheta - \gamma \cos \vartheta; \quad \Psi = -\kappa_y \sin \vartheta - \gamma \cos \vartheta;$$

$$\eta = -\kappa_y \cos \vartheta - \gamma \sin \vartheta; \quad \xi = \kappa_y \cos \vartheta - \gamma \sin \vartheta; \quad \Lambda = \frac{\pi}{4L} \left(\frac{b}{\cos \vartheta} + l \right);$$

$$f = \frac{\xi b}{2 \cos \vartheta}; \quad \varphi = \frac{\pi b}{4L \cos \vartheta}; \quad \zeta = \frac{\eta b}{2 \cos \vartheta}; \quad \kappa = \sqrt{\kappa_x^2 + \kappa_y^2}; \quad \gamma = \sqrt{k^2 - \kappa^2};$$

$$c = \frac{d}{\cos \vartheta} + b \tan \vartheta; \quad \kappa_x = \frac{m\pi}{a}; \quad \kappa_y = \frac{n\pi}{b}; \quad k = \frac{2\pi}{\lambda_0}; \quad \varepsilon_m = \begin{cases} 1, & m = 0, \\ 2, & m \neq 0; \end{cases} \quad \varepsilon_n = \begin{cases} 1, & n = 0, \\ 2, & n \neq 0. \end{cases}$$

В (4) $F_1^h, V_1^h, F_1^e, V_1^e$ и входящие в них величины вычисляются для первой щели, а $F_2^h, V_2^h, F_2^e, V_2^e$ – для второй щели, $\varepsilon_a = \varepsilon_0 \varepsilon$, $\mu_a = \mu_0 \mu$, где ε_0 и μ_0 – электрическая и магнитная постоянные, i – мнимая единица.

Внешняя взаимная проводимость [1] определяется выражением:

$$Y_{1,2}^{ext} = -\frac{1}{d_2 S_{st2}^{ext}} \int e_{st2}(u_j) H_u^{ext}(\vec{e}_{st1}) dS, \quad (5)$$

где $H_u^{ext}(\vec{e}_{st1})$ – проекция на ось второй щели вектора магнитного поля, излученного первой щелью во внешнее пространство, и S_{st2}^{ext} – площадь раскрытия второй щели со стороны внешнего пространства.

Для определения $Y_{1,2}^{ext}$ воспользуемся приближением, сформулированным нами в [10], представив внешние поверхности исследуемых щелей эквивалентными линейными щелями, излучающими в полупространство, ограниченное бесконечной плоскостью. При этом длины щелей определяются как $2L_j^{ext} = \frac{b+2t}{\cos \vartheta_j} + 2l_j + 2t$. Это позволяет для определения внешних

взаимных проводимостей исследуемых щелей в узкой стенке волновода использовать выражение для проводимости двух произвольно ориентированных щелей в бесконечном экране [15-16].

Амплитудно-фазовое распределение

Интегро-дифференциальное уравнение, определяющее распределение тангенциальной составляющей электрического поля на щелях [1] путем применения процедуры Галеркина, сводится к системе линейных алгебраических уравнений с неизвестными амплитудами напряжений на щелях V_{0j} :

$$\begin{cases} V_{01}(Y_{11}^{int} + Y_{11}^{ext}) + V_{02}(Y_{12}^{int} + Y_{12}^{ext}) + \dots + V_{0N}(Y_{1N}^{int} + Y_{1N}^{ext}) = \Phi_1^+, \\ V_{01}(Y_{21}^{int} + Y_{21}^{ext}) + V_{02}(Y_{22}^{int} + Y_{22}^{ext}) + \dots + V_{0N}(Y_{2N}^{int} + Y_{2N}^{ext}) = \Phi_2^+, \\ \vdots \\ V_{01}(Y_{N1}^{int} + Y_{N1}^{ext}) + V_{02}(Y_{N2}^{int} + Y_{N2}^{ext}) + \dots + V_{0N}(Y_{NN}^{int} + Y_{NN}^{ext}) = \Phi_N^+, \end{cases} \quad (6)$$

где Φ_j^+ – магнитодвижущая сила на щели с номером j , которая в общем виде определяется как:

$$\Phi_j^{\pm} = \frac{1}{V_{0j} d_j} \int_{S_{slj}} e_{slj}(u) H_{\pm u}^{int}(\vec{e}_{slj}) dS,$$

где $H_{\pm u}^{int}(\vec{e}_{slj})$ – проекция на ось щели вектора магнитного поля падающей волны основного типа.

В нашем случае МДС на щели имеет вид:

$$\Phi_j^{\pm} = \frac{1}{2d_j} \sqrt{\frac{\epsilon_n \epsilon_m}{\mu_a abc}} [\pm F_j^h + V_j^h] \times e^{\mp iy/z_j}. \quad (7)$$

Коэффициенты отражения Γ_1 и прохождения Γ_{12} для системы щелей определяются согласно [1] как

$$\Gamma_1 = \frac{1}{N_{mn}} (V_1 \Phi_1^+ + V_2 \Phi_2^+ + \dots + V_N \Phi_N^+),$$

$$\Gamma_{12} = 1 - \frac{1}{N_{mn}} (V_1 \Phi_1^- + V_2 \Phi_2^- + \dots + V_N \Phi_N^-).$$

Коэффициент излучения находим из уравнения баланса мощности:

$$|S_{\Sigma}|^2 = 1 - |\Gamma_1|^2 - |\Gamma_{12}|^2.$$

Диаграмма направленности

В общем случае, комплексную амплитуду возбуждающего поля в данной точке на щели можно представить в виде

$$e_{slj} = V_{0j} \cos \frac{\pi u_j}{2L_j}, \quad (8)$$

где V_{0j} – комплексная амплитуда возбуждающего поля в центре j -й щели.

Точка наблюдения M (рис.2) характеризуется координатами сферической системы координат θ, φ, r с началом координат в центре щели.

Разлагая орты \vec{x}^0, \vec{y}^0 по ортам сферической системы координат $\vec{\theta}^0, \vec{\varphi}^0, \vec{r}^0$ и записывая напряженность электрического поля, создаваемого щелью в точке наблюдения

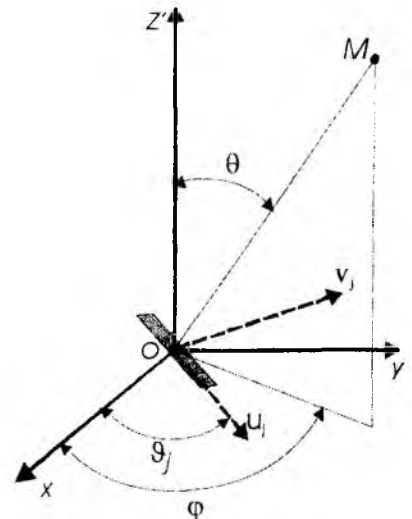


Рис. 2

$$\vec{E}_j(\theta, \varphi, r) = \frac{ike^{-ikr}}{4\pi r} \int_{S_{sl}} [\vec{r}^0, \vec{J}_j^m] e^{ik\vec{r}^0 \cdot \vec{r}} dS, \quad (9)$$

где $\vec{r}_s = \vec{u}_j^0 u_j + \vec{v}_j^0 v_j$, $\vec{J}_j^m = \vec{u}^0 e_{slj}$, после интегрирования выражения (9) по площади щели получим выражение для напряженности поля, создаваемого j -й щелью в точке наблюдения:

$$\vec{E}_j(\theta, \varphi, r) = \frac{i\dot{V}_{0j} L_j e^{-ikr}}{2\lambda_0 \pi r} \cdot \frac{\cos(\chi)}{1 - \left(\frac{2\chi}{\pi}\right)^2} \cdot \frac{2 \sin\left(k\gamma_v \frac{d_j}{2}\right)}{\gamma_v} (\alpha_u \vec{\varphi}^0 - \beta_u \vec{\theta}^0), \quad (10)$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda_0}$; $\chi = k\gamma_u L_j$; $\alpha_u = \cos\theta \cos(\varphi - \vartheta_j)$; $\alpha_v = \cos\theta \sin(\varphi - \vartheta_j)$; $\gamma_u = \sin\theta \cos(\varphi - \vartheta_j)$; $\beta_u = \sin(\vartheta_j - \varphi)$; $\beta_v = \cos(\vartheta_j - \varphi)$; $\gamma_v = \sin\theta \sin(\varphi - \vartheta_j)$.

Напряженность электрического поля, создаваемого системой излучателей в точке наблюдения, определим как

$$\vec{E}(\theta, \varphi, r) = \sum_{j=1}^N \vec{E}_j(\theta, \varphi, r) e^{ikz_j \sin\theta}, \quad (11)$$

где j – номер щели в решетке, а выражение $F(\theta, \varphi) = \left| \frac{\vec{E}(\theta, \varphi, r)}{\vec{E}_{\max}(\theta, \varphi, r)} \right|$ определяет диаграмму направленности по полю системы щелей.

Результаты расчетов и экспериментов

Полученные результаты позволяют впервые применить электродинамический метод и построить численный алгоритм расчета характеристик ВЩР на базе наклонных щелей в узкой стенке прямоугольного волновода при произвольных геометрических параметрах щелей и волновода, а также материальных параметров диэлектриков, заполняющих внутреннюю и внешние объемы и полости щелей.

Проведенные расчеты ДН и амплитудно-фазовых распределений антенн со щелями шириной $d_j = 1.50$ мм, прорезанными в узкой стенке прямоугольного волновода сечением $23 \times 10 \text{ мм}^2$, широко применяемого на практике в диапазоне СВЧ, с толщиной стенки $t = 1$ мм характеризуют перспективность применения таких ВЩР.

Так, например, на рис. 3 приведено амплитудно-фазовое распределение, а на рис. 4 – диаграмма направленности 30- элементной антенны со щелями длиной $L_j = 13.55$ мм при

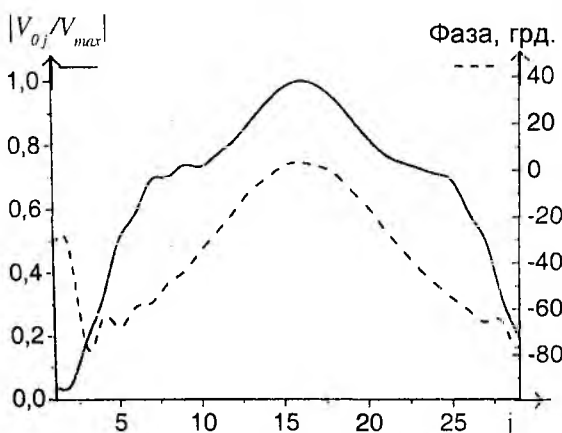


Рис. 3

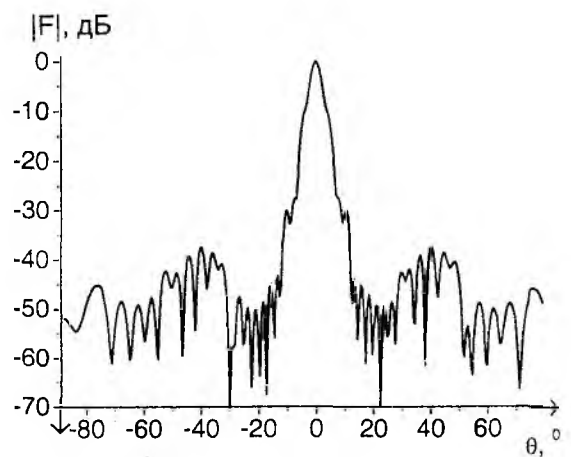


Рис. 4

частоте возбуждающего волновод поля $f = 8.0$ ГГц. Углы наклона щелей изменяются вдоль раскрыва решетки по закону $\vartheta_j = 40(-1)^j \sin\left(\frac{\pi j}{N}\right)$, расстояние между щелями равно $\lambda_g/2$, где λ_g – длина волны в волноводе. Амплитудное распределение электрического поля в раскрыве антенны имеет вид спадающего к краям. Уровень первых боковых лепестков не выше -30дБ, коэффициент отражения $|\Gamma_1|^2 = 0.04$.

На рис. 5, 6 приведены соответственно амплитудно-фазовое распределение и диаграмма направленности такой же 30- элементной решетки, но углы наклона щелей в решетке постоянны $\vartheta_j = (-1)^j \cdot 40$, а величина вырезов в широкие стенки волновода изменяется вдоль раскрыва по закону синуса $l_j = 3 \sin\left(\frac{\pi j}{N}\right)$. В этом случае максимальный уровень боковых лепестков – 18дБ, коэффициент отражения 0.05. При этом максимальное отклонение фазы электрического поля в раскрыве составляет не более 20° , что существенно ниже, чем в предыдущем случае.

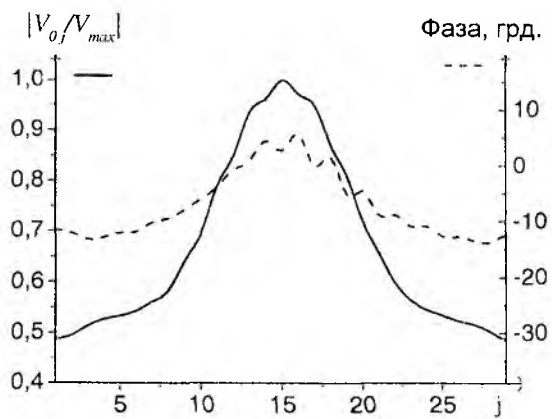


Рис. 5

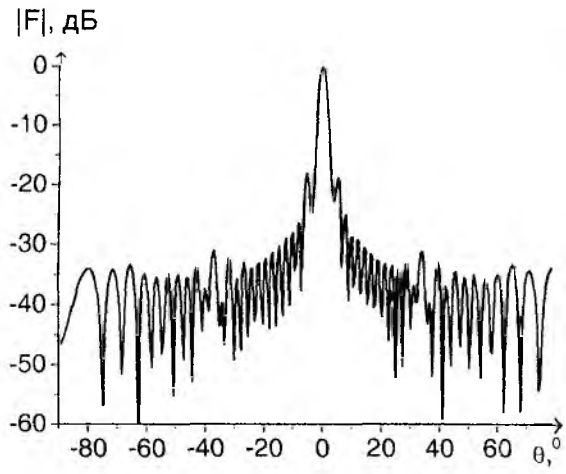


Рис. 6

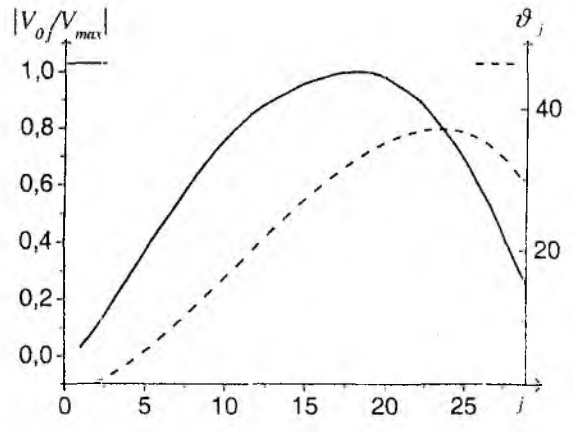


Рис.7

Исследовались также характеристики решеток, образованных близко расположенными, но непересекающимися вдоль волновода щелями с одинаковым знаком их углов наклона ϑ . На рис. 7 показаны амплитудное распределение и углы наклона каждой из щелей с длинами $L_j = 13.55$ мм, а на рис. 8 – ДН решетки, с расстоянием между щелями 15мм. При этом в раскрыве решетки создается линейное фазовое распределение, и антенна обладает свойствами, присущими антенне «вытекающей волны». Для получения симметричного амплитудного распределения на апертуре решетки уменьшение возбуждения последних щелей в решетке компенсируется увеличением их углов наклона.

На рис. 9 приведены расчетная (сплошная кривая) и экспериментальная (нанесена символом «o») ДН антенны с 21 щелью при расстоянии между щелями 13.00 мм, углами наклона $\vartheta_j = 40 \sin\left(\frac{\pi j}{N}\right)$ и вырезами $l_j = 2.00$ мм на частоте 8.0 ГГц. Коэффициент излучения такой

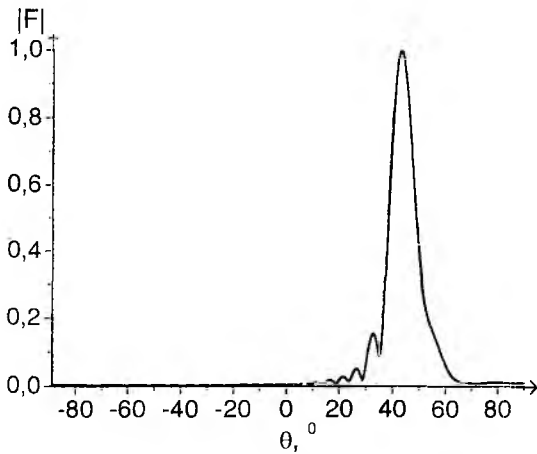


Рис. 8

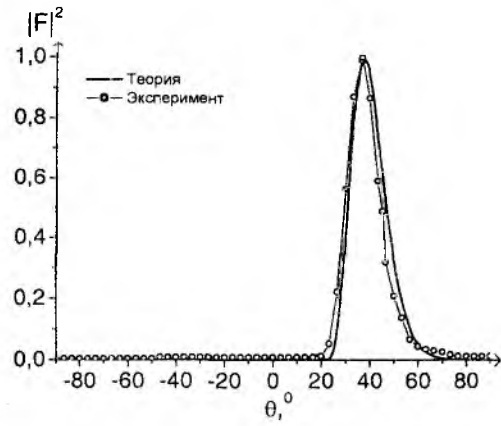


Рис. 9

антенны на рабочей частоте $|S_{\Sigma}|^2 = 0.85$, коэффициент стоячей волны в рабочем диапазоне КСВН < 1.07.

Выводы

В работе на основе метода МДС построена математическая модель расчета характеристик антенны с наклонными щелями в узкой стенке прямоугольного волновода. Учтена толщина стенки волновода и вырезы щелей в его широкие стенки. Методика является простой и удобной для реализации на ЭВМ и позволяет проводить расчет характеристик многоэлементных антенных решеток, поскольку она не требует мощных вычислительных ресурсов.

Показано, что для получения оптимальных диаграмм направленности амплитудное распределение в раскрыве антенны можно создавать с помощью изменения угла наклона и глубины выреза в широкие стенки волновода каждой из щелей. Полученные решения и алгоритмы расчета позволяют рассчитать и исследовать характеристики как синфазных антенных решеток, так и антенн типа «вытекающей волны». При этом возможно получить большое значение коэффициента излучения при низком коэффициенте отражения в волноводном тракте. Хорошее согласование расчетных характеристик антенны с экспериментальными данными подтверждает правильность построения математической модели, позволяющей впервые применить электродинамический метод МДС для расчета ВЦР с наклонными щелями на узкой стенке прямоугольного волновода при различной геометрии щелей и расстоянии между ними.

Список литературы: 1. *Фельд Я.Н., Бененсон Л.С.* Антенно-фидерные устройства. Т.2. М. 1959. 551 с. 2. *Антенны и устройства СВЧ. Расчет и проектирование антенных решеток и их излучающих элементов / Под ред. Д.И. Воскресенского.* М.: Сов. радио. 1972. 318 с. 3. *Сазонов Д.М.* Антенны и устройства СВЧ. М.: Высш. школа. 1988. 432 с. 4. *Коробченко Н.А.* Внутренняя проводимость нерезонансной наклонной щели на узкой стенке прямоугольного волновода // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1987. Вып. 82. С. 102 – 110. 5. *Яцук Л.П., Жиронкина А.В., Катрич В.А.* Возбуждение прямоугольного волновода наклонной и крестообразной щелями // Антенны М. 1975. Вып. 22. С. 46 – 60. 6. *Катрич В.А.* К расчету матрицы рассеяния системы двух щелей в прямоугольном волноводе // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1978. Вып. 47. С. 72 – 78. 7. *B.N. Das, J. Ramakrishna, B.K. Sarap,* «Resonant conductance of inclined slots in the narrow wall of a rectangular waveguide», IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-32, pp. 759 – 761, July 1984. 8. *P. Hsu and S.H. Chen,* «Admittance and resonant length of inclined slots in the narrow wall of a rectangular waveguide», IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. 37, pp. 45 – 49, Jan 1989. 9. *G.S.N. Raju, A. Chakraborty, and B.N. Das,* «Studies on wide inclined slots in narrow wall of rectangular waveguide», IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. 38, pp. 24 – 29, Jan 1990. 10. *Катрич В.А., Мартыненко С.А., Яцук Л.П.* Наклонная щель в узкой стенке прямоугольного волновода // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып.121. С. 100 – 105. 11. *Катрич В.А., Мартыненко С.А., Яцук Л.П.* Энергетические характеристики системы двух наклонных щелей в узкой стенке прямоугольного

волновода // Радиофизика и радиоастрономия. 2002, Т. 7, №3. С. 289 – 295. 12. *C.G. Jan, P. Hsu, R.B. Wu*, «Moment method analysis of sidewall inclined slots in rectangular waveguides», IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. 39, pp. 68 – 73, Jan 1991. 13. *C.G. Jan, P. Hsu, R.B. Wu*, «Variational analysis of inclined slots in the narrow wall of a rectangular waveguide», IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. 42, No. 10, pp. 1455 – 1458, Oct 1994. 14. *E.A. Kraut, J.C. Olivier, J.B. West* «FDTD solution of Maxwell's equations for an edge slot penetrating adjacent broad walls of a finite wall thickness waveguide», IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. 42, pp. 1646 – 1648, Dec 1994. 15. *Яцук Л.П.* Взаимная проводимость произвольно ориентированных щелей в бесконечном плоском идеально проводящем экране // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 102. С. 41 – 46. 16. *Лященко В.А., Катрич В.А.* Внешние проводимости широких щелей // Вісник Харківського національного університету. Радіофізика та електроніка. 2000. № 467. С. 17 – 22.

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

Поступила в редколлегию 26.03.2004

В. В. ДОЛЖИКОВ, канд. физ.-мат. наук, А. В. СЕРБИН

О ФОКУСИРУЮЩИХ СВОЙСТВАХ КРУГЛОЙ АПЕРТУРЫ В МАТЕРИАЛЬНЫХ СРЕДАХ

Проблемы, возникающие при проектировании антенн для медицинского применения (аппликаторов), значительно отличаются от тех, что имеют место при создании антенн, излучающих в свободное пространство. Главная причина, порождающая эти отличия, заключается в том, что биологическая среда, в контакте с которой находятся антенны, является поглощающей и, кроме того, имеет большое значение вещественной части диэлектрической проницаемости.

Наличие заметного поглощения приводит, во-первых, к тому, что многие «традиционные» параметры теряют свой смысл, в частности понятие диаграммы направленности (ДН), коэффициента направленного действия и др. Во-вторых, появляется фундаментальное противоречие между глубиной проникновения и возможностью локализации поля внутри ткани. Так для концентрации поля в ограниченном объёме необходимо формировать узкий пучок электромагнитного поля, что в свою очередь требует создания аппликаторов с большой в единицах длины волны апертурой. Наиболее просто реализовывать такие аппликаторы на более высоких частотах. Однако с повышением частоты значительно уменьшается глубина проникновения поля в биологическую среду. В связи с быстрым затуханием поля в глубину существенно возрастает роль ближнего поля и поля в зоне Френеля. Особенно важна информация о распределении этого поля при проектировании аппликаторов, предназначенных для гипертермии.

Многообразие и противоречивость требований технического и медицинского характера, предъявляемых к аппликаторам, порождает большие сложности при выборе оптимального варианта конструкции и расчете их конструктивных параметров. Эта задача усложняется тем, что теория антенн, работающих в контакте с материальной средой или внутри её, достаточно хорошо разработана только для линейных антенн [1]. Для антенн других типов теория находится в стадии разработки и ни в коей мере не удовлетворяет потребностям практики. В первую очередь это касается вопросов расчета поля в ближней зоне и зоне Френеля, создания математических моделей аппликаторов, которые в максимальной степени учитывали бы их конструктивные особенности и реальные условия функционирования. Один из вопросов, а именно разработка математической модели аппликатора в виде круглой апертуры и исследование возможности и эффективности фокусировки его поля в материальной среде рассматривается в данной работе.

Общие соотношения

Пусть имеется круглая апертура, излучающая в однородную материальную среду с потерями (рис. 1). Плоскость апертуры располагается в плоскости XOY декартовой системы координат.

Выражение для напряженности электрического поля, создаваемого круглой апертурой S с радиусом R в точке наблюдения $P(\rho, \varphi, z)$ может быть записано следующим образом [2]:

$$\vec{E}(\rho, \varphi, \theta) = \frac{jk}{4\pi} \int_S \vec{E}_0(\rho', \varphi') \frac{e^{-jkr'}}{r'} \left(1 + \frac{z}{r'}\right) ds, \quad (1)$$

где $\vec{E}_0(\rho', \varphi')$ и $\vec{E}(\rho, \varphi, z)$ – напряженность поля на апертуре и в точке наблюдения P соответственно; r' – расстояние от произвольной точки Q в пределах апертуры до точки наблюдения P ; r – расстояние от начала координат до точки наблюдения, $k = k' - ik''$ – волновое число.

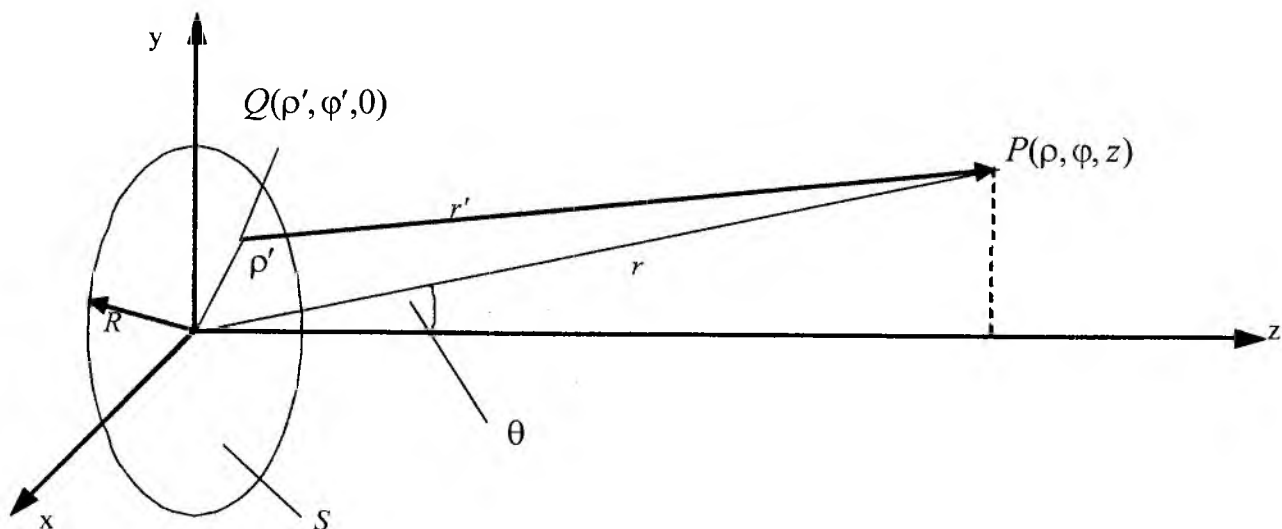


Рис. 1

Будем считать, что поле возбуждения \vec{E}_0 линейно поляризовано, аксиально-симметрично, имеет единичную амплитуду и опережающее квадратичное фазовое распределение, позволяющее сфокусировать поле апертуры в точку на оптической оси апертуры с продольной координатой z_0 :

$$\vec{E}_0(\rho', \varphi') = \vec{e}_0 e^{j \frac{k' \rho'^2}{2z_0}}. \quad (2)$$

Здесь $\vec{e}_0 = \frac{\vec{E}_0}{|\vec{E}_0|}$ единичный вектор.

Для дальнейшего удобно ввести ряд нормированных величин: относительные радиальные координаты на апертуре $u = \frac{\rho'}{R}$ и точки наблюдения $v = \frac{\rho}{R}$; относительные продольные координаты точки наблюдения $\chi = \frac{z\lambda}{8R^2}$ и фокуса $\chi_0 = \frac{z_0\lambda}{8R^2}$; обобщенная продольная координата $\zeta = \frac{\pi}{16\chi_0} \left(1 - \frac{\chi_0}{\chi}\right)$; $b = \frac{1}{16\chi_0}$, а также параметр, характеризующий потери $\delta = \frac{k''}{k'}$; $\alpha = \frac{\pi}{4\chi} (1 - j\delta)$. Параметр δ связан с тангенсом угла диэлектрических потерь $\text{tg}\Delta$ соотношением:

$$\delta = \sqrt{\frac{\sqrt{\text{tg}^2 \Delta + 1} - 1}{\sqrt{\text{tg}^2 \Delta + 1} + 1}}.$$

Тогда (1) можно привести к виду:

$$\bar{E}(\rho, \varphi, z) = R^2 \bar{V}_0 \int_0^1 e^{j(2u^2 \zeta + j2u^2 b \delta)} \int_0^{2\pi} e^{juv_1 \cos(\varphi - \varphi')} d\varphi' u du, \quad (3)$$

где $v_1 = \alpha v$; $\bar{V}_0 = \frac{jk}{4\pi z} (1 + \cos \theta) e^{-jkz} e^{-j\frac{\alpha}{2} v^2} \bar{e}_0$.

Проведя интегрирование по φ' , после ряда преобразований получим:

$$E(\chi, v) = T(\chi, v) \int_0^1 e^{j2u^2(\zeta + jb\delta)} J_0(uv_1) u du, \quad (4)$$

где

$$T(\chi, v) = \frac{j\pi}{8\chi} (1 - j\delta)(1 + \cos \theta) e^{-\pi\delta \left(16R_1^2 \chi + \frac{v^2}{8\chi}\right)} e^{-j\pi \left(16R_1^2 \chi + \frac{v^2}{8\chi}\right)}.$$

Соотношение (4) является общим выражением для комплексной амплитуды поля, создаваемого круглой равномерно возбужденной и сфокусированной в точку на оптической оси апертурой.

Чтобы избежать осложнений при численном интегрировании, связанных с комплексностью аргумента функции Бесселя, можно воспользоваться теоремой умножения для бesselевых функций, предварительно записав её аргумент следующим образом:

$$uv_1 = u \frac{\pi}{4\chi} (1 - j\delta)v = \lambda_0 v'_0,$$

где

$$\lambda_0 = (1 - j\delta),$$

$$v'_0 = \frac{\pi}{4\chi} uv.$$

Тогда будем иметь:

$$E(\zeta, v) = T(\chi, v) \int_0^1 e^{j2u^2(\zeta + jb\delta)} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{[\delta(2j + \delta)]^n}{n!} \left(\frac{\pi}{8\chi} uv\right)^n J_n\left(\frac{\pi}{4\chi} uv\right) u du. \quad (5)$$

Продольное распределение поля. Пусть точка наблюдения Q расположена на оси z , т. е. $v = 0$, $\cos \theta = 1$. Тогда, учитывая, что $J_0(0) = 1$ и введя новую переменную $y = 2u^2 - 1$, можем интеграл в (4) свести к виду

$$\int_0^1 e^{j2u^2(\zeta + jb\delta)} u du = \frac{1}{4} e^{j(\zeta + jb\delta)} \int_{-1}^1 e^{jy(\zeta + jb\delta)} dy.$$

Выполнив интегрирование, после ряда преобразований получим следующее выражение для модуля напряженности поля:

$$|E(\zeta, 0)| = \frac{\pi\sqrt{1+\delta^2}}{8\chi} e^{-\pi\delta\left(16R_1^2\chi + \frac{1}{16\chi}\right)} \sqrt{\frac{\sin^2 \zeta \cdot ch^2 b\delta + \cos^2 \zeta \cdot sh^2 b\delta}{\zeta^2 + \delta^2 b^2}}. \quad (6)$$

Выражение (6) является основой для численных исследований продольного распределения электрического поля сфокусированной круглой апертуры.

Поперечное распределение поля в фокальной плоскости. Точка наблюдения Q расположена в фокальной плоскости. В этом случае $\zeta = 0, \chi = \chi_0$. Запишем (4) в виде

$$E(0, \nu) = T(\chi_0, \nu) \int_0^1 e^{-2u^2 b_0 \delta} J_0(u\nu_1) u du,$$

где

$$b_0 = \frac{\pi}{16\chi_0},$$

$$\nu_1 = \frac{\pi}{16\chi_0} (1 - j\delta)\nu.$$

Разложив экспоненту в степенной ряд, выполнив интегрирование и воспользовавшись затем теоремой умножения для бесселевых функций, подобно тому, как это было сделано выше, получим окончательно:

$$E(\chi_0, \nu) = T(\chi_0, \nu) \frac{4\chi_0}{\pi\nu} \sum_{m=0}^M \sum_{s=0}^m \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^{m+n+s} \left(\frac{\pi\delta}{8\chi_0}\right)^m \times$$

$$\times m! \frac{(2s+1)\chi_0^{2s} (\chi_0^2 - 1)^s}{(m-s)!(m+s+1)!n!} \left(\frac{\pi\nu}{8\chi_0}\right)^n J_{2s+n+1}\left(\frac{\pi\nu}{4\chi_0}\right), \quad (7)$$

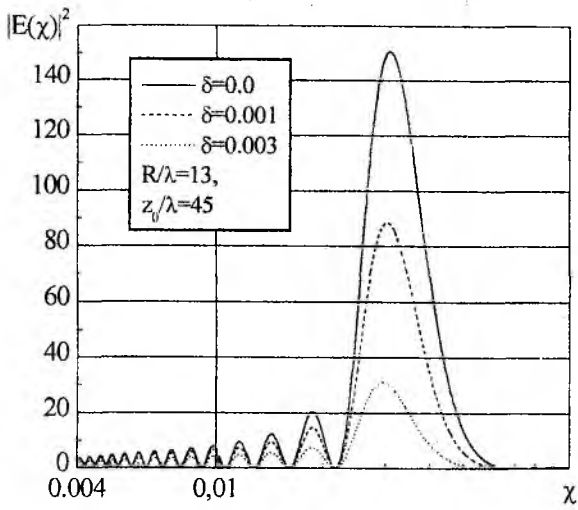
где χ_0 – определено выше, а

$$T(\chi_0, \nu) = \frac{i\pi}{8\chi_0} (1 - i\delta) \left(1 + \frac{\chi_0}{\sqrt{\chi_0^2 + \frac{\nu^2}{64R_1^2}}} \right) e^{-\pi\delta\left(16R_1^2\chi_0 + \frac{\nu^2}{8\chi_0}\right)} e^{-i\pi\left(16R_1^2\chi_0 + \frac{\nu^2}{8\chi_0}\right)}.$$

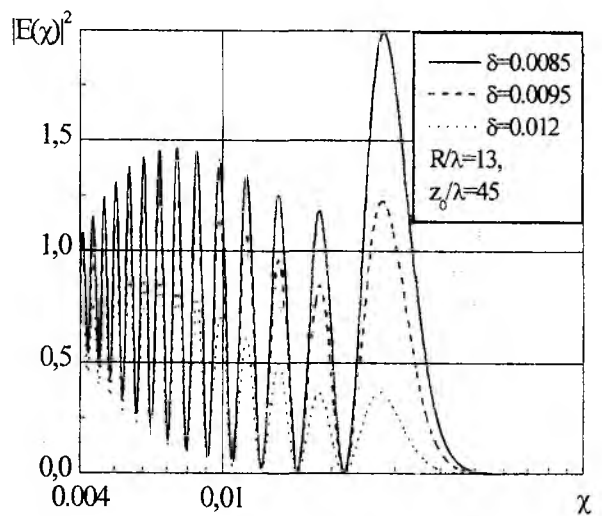
Основные результаты

Основные качественные выводы о характере влияния потерь на вид распределения интенсивности поля в зоне Френеля можно сделать на основании рис. 2а-в, на которых представлены зависимости квадрата модуля напряженности электрического поля круглой сфокусированной апертуры от относительной радиальной координаты χ . Поскольку поле в среде с потерями достаточно быстро убывает по величине при удалении от апертуры, то рассматривается случай глубокой фокусировки $\chi_0 < 0.125$.

При наличии затухания радиальное распределение сохраняет осциллирующий вид, типичный для зоны Френеля. Однако при изменении величины потерь характер осцилляций значительно меняется.



а)



б)

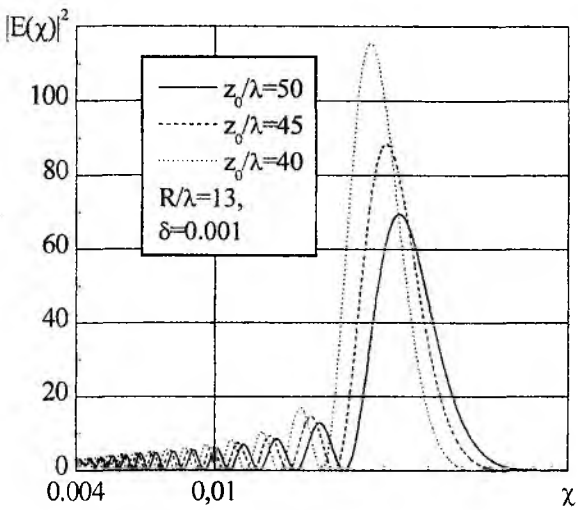


Рис. 2

В случае малых δ он очень близок к распределению в отсутствие потерь. В частности, имеется четко выраженный главный лепесток, соответствующий фокальному пятну, и его величина монотонно убывает с ростом δ . При этом уровень главного лепестка снижается быстрее, чем побочных, (рис. 2а). При достаточно больших δ главный лепесток сравнивается по величине с побочными и при дальнейшем росте потерь становится меньше и фокусировка, как таковая, фактически исчезает (рис. 2б). Увеличение фокусного расстояния также приводит к снижению эффективности фокусировки – уменьшению величины главного максимума (рис. 2в) и значения поля в фокусе.

Интенсивность поля в фокусе на основании (6) описывается соотношением:

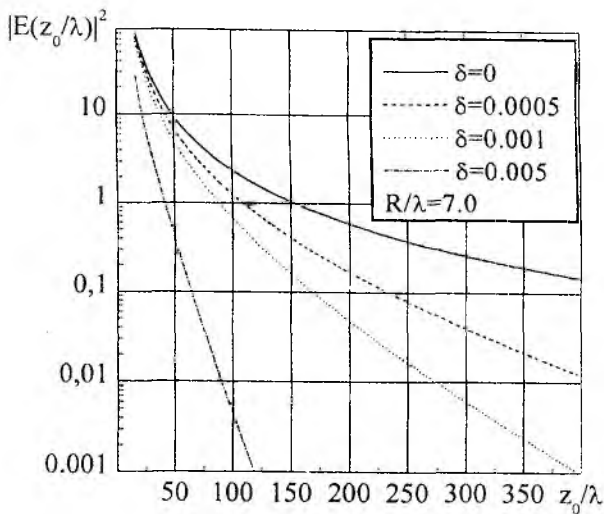
$$|E(R, z_0, \delta)|^2 = \left(1 + \frac{1}{\delta^2}\right) e^{-4\pi\delta z_1} \left(1 - e^{-\frac{\pi\delta R_1^2}{z_1}}\right)^2, \quad (8)$$

где $z_1 = z_0/\lambda$, $R_1 = R/\lambda$.

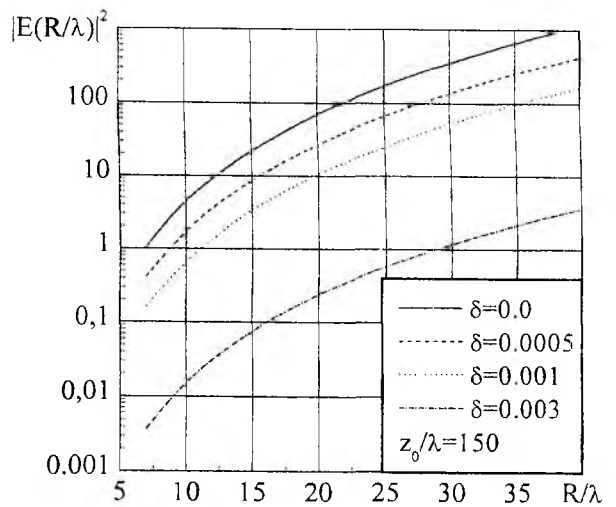
Из него следует, что с ростом фокусного расстояния при фиксированных размерах апертуры величина поля в фокусе уменьшается, а при фиксированном z/λ с ростом R/λ – растет. Видно также, что увеличение δ приводит к быстрому уменьшению поля в фокусе. Соответствующие кривые приведены на рис. 3а, б.

Весьма интересными оказываются зависимости интенсивности поля в фокусе от R/λ в случае, если отношение фокусного расстояния к радиусу апертуры $s = z_0/R$ остается постоянным – рис.4. Известно [4], что для зоны Френеля $s_{\min} = 2,42$.

Характерным является наличие четко выраженного максимума при вполне определенном значении радиуса апертуры, зависящем от параметра δ .



а)



б)

Рис. 3

Этот максимум имеет место при радиусах, удовлетворяющих условию

$$R\delta = \frac{s}{\pi} \ln \left(1 + \frac{1}{2s^2} \right). \quad (9)$$

При этом максимальное значение интенсивности в фокусе равно:

$$|E_f|_{\max}^2 = \left(1 + \frac{1}{\delta^2} \right) \frac{1}{4s^4 \left(1 + \frac{1}{2s^2} \right)^{4s^2+2}} \quad (10)$$

Как известно, в отсутствие потерь координата максимума главного лепестка продольного распределения интенсивности не совпадает с координатой фокуса – она смещена в сторону излучающей системы. Появление заглушения в среде приводит к дополнительному его смещению. На рис. 5а приведены графики зависимости этого смещения, выраженного в единицах длины волны в среде, относительно его положения в отсутствие потерь от величины параметра δ . Видно, что смещение увеличивается с ростом потерь при фиксированном фокусном расстоянии. Аналогичный эффект имеет место с увеличением фокусного расстояния при постоянной величине параметра потерь δ (рис. 5б).

Приближение главного максимума к апертуре сопровождается ростом отношения значения интенсивности в этом максимуме к его величине в фокусе – рис. 6а, б. На этих рисунках приведены зависимости отношения величины интенсивности поля в главном максимуме к её значению в фокусе от параметра δ и фокусного расстояния.

По мере увеличения потерь при фиксированном положении фокуса отношение $|E_m|^2 / |E_f|^2$ растёт – рис. 6а. Это объясняется в первую очередь ростом величины смещения положения главного максимума к апертуре (рис. 5а). При этом чем больше фокусное расстояние, тем превышение интенсивности в главном максимуме по сравнению с его значением в фокусе значительнее. Столь же существенное увеличение интенсивности в максимуме наблюдается и с ростом фокусного расстояния рис.6.б при постоянной величине параметра δ .

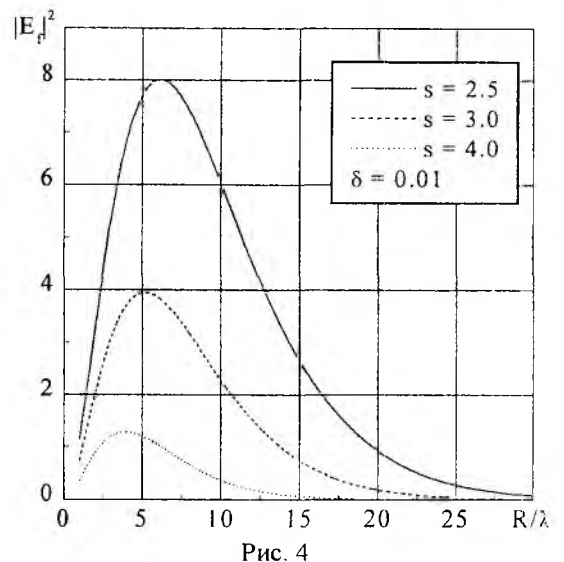


Рис. 4

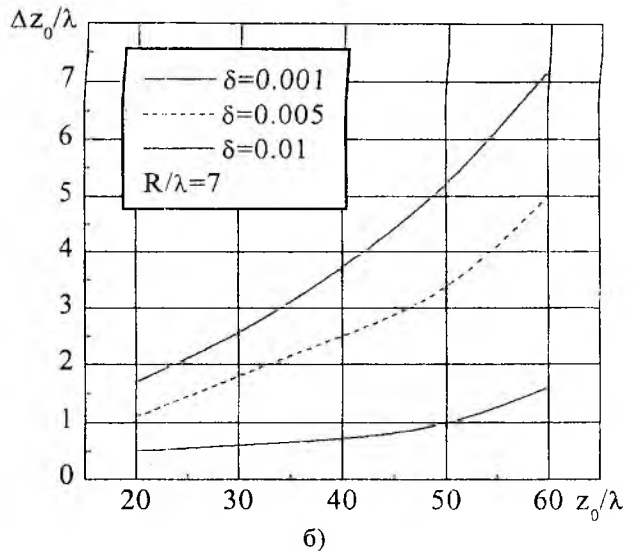
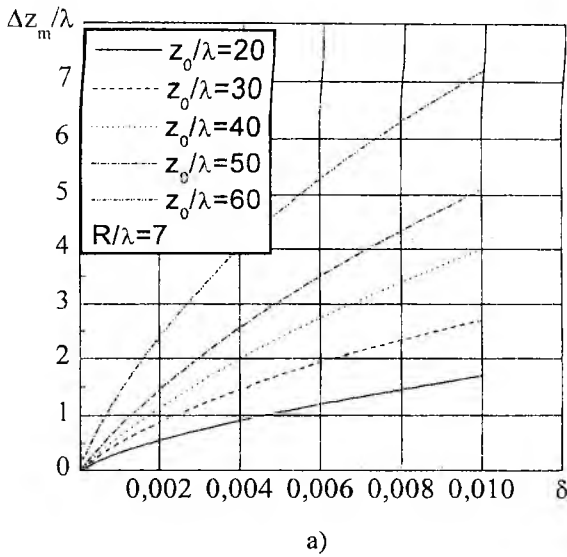


Рис. 5

Особенно сильно этот эффект проявляется при достаточно больших значениях δ (кривая для $\delta = 0.05$ на рис. 6б).

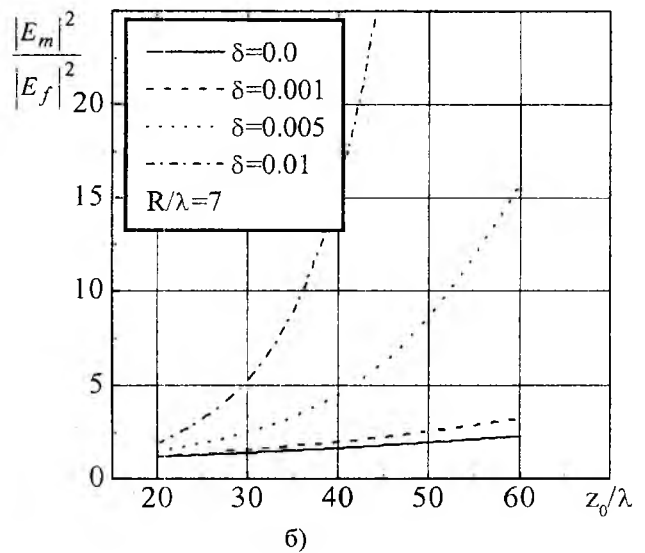
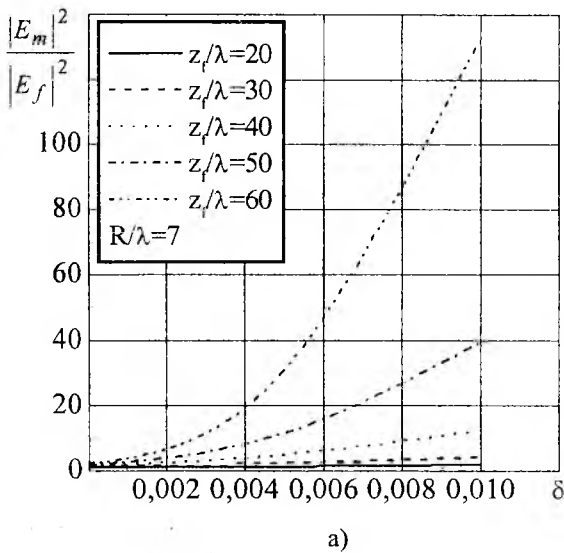


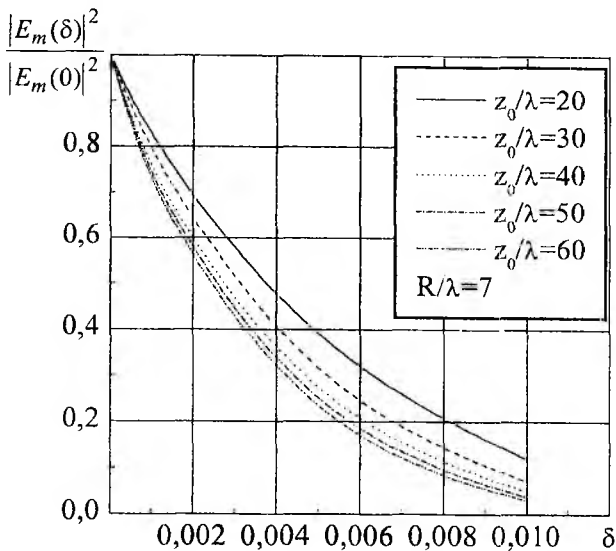
Рис. 6

Однако столь большие значения $|E_m|^2/|E_f|^2$ еще не гарантируют больших абсолютных значений интенсивности в главном максимуме, а значит и высокой эффективности фокусировки. Так на рис. 7а,б приведены зависимости отношения максимума интенсивности при наличии потерь к его значению в отсутствие потерь от величины параметра потерь и фокусного расстояния.

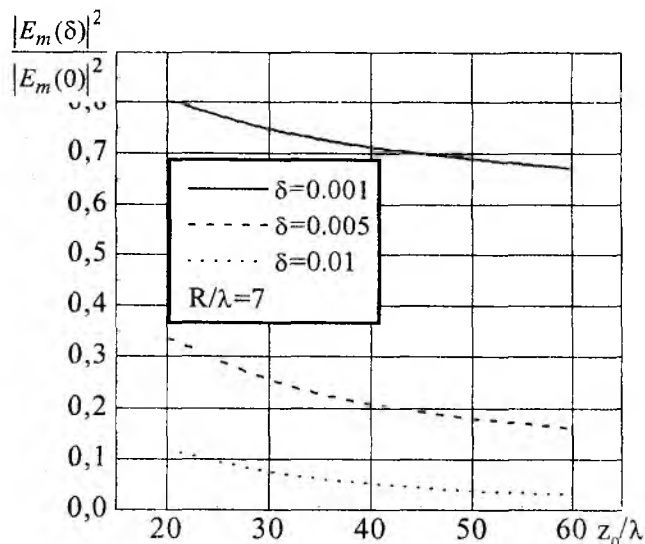
Как видно из рис. 7, наличие потерь приводит к уменьшению интенсивности поля в главном максимуме по сравнению со случаем отсутствия их.

Наименьшее снижение интенсивности имеет место при малых фокусных расстояниях, то есть когда фокус находится около ближней границы зоны Френеля.

Значение интенсивности в максимуме, однако, еще не определяет однозначно возможность эффективной фокусировки. Для этого необходимо, чтобы величина главного максимума была больше, чем всех остальных. Как уже упоминалось выше (рис. 2в), такая ситуация имеет место не всегда.



a)



б)

Рис. 7

На рис.8 показана граница области значений параметра потерь и радиусов апертуры, при которых фокусировка еще возможна на ближней границе зоны Френеля, то есть при $z_0/\lambda = 2.42$. Для значений R/λ и δ , лежащих ниже приведенной кривой, величина главного максимума больше, а при лежащих выше меньше уровня побочных максимумов, расположенных ближе к апертуре.

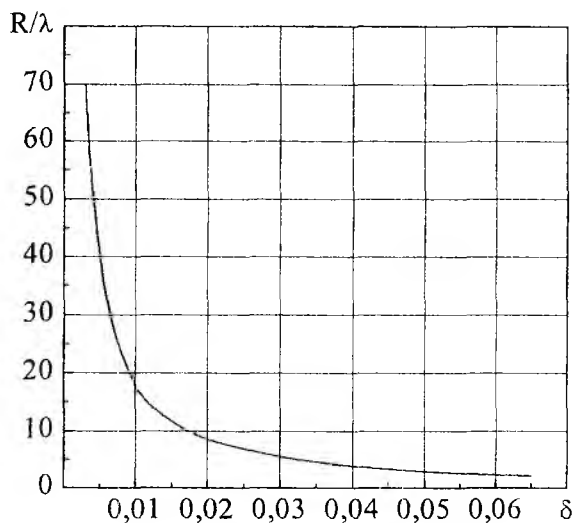


Рис. 8

Список литературы: 1. *Р. Кинг, Г. Смит.* Антенны в материальных средах: В 2-х кн. Пер с англ. М.: Мир, 1984. 824 с. 2. *Silver S.* Microwave Antenna Theory and Design. New York.: McGraw-Hill, 1949. 312 p. 3. *Должиков В.В.* Продольное распределение интенсивности поля в зоне Френеля круглой сфокусированной апертуры // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 106. С. 87 – 96. 4. *Р. Хансен.* Сканирующие антенные системы СВЧ. Т.1. М.: Сов. Радио, 1966. 536 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редакцию 05.01.2004

ВЗАИМНЫЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДИПОЛЕЙ НАД СЛОЕМ НЕИДЕАЛЬНОГО ДИЭЛЕКТРИКА

Введение

Решению задачи об излучении электрических вибраторов, расположенных вблизи слоя диэлектрика посвящено большое число публикаций. Особый интерес к этой задаче обусловлен тем, что она является ключевой для исследования и разработки целого класса излучающих устройств – микрополосковых антенн [1], которые в настоящее время интенсивно развиваются и внедряются в практику [2-5]. Вместе с тем в большинстве работ такая задача решается либо в предположении отсутствия потерь в слое диэлектрика, либо потери считаются весьма малыми. В литературе практически отсутствуют сведения о влиянии достаточно больших потерь в диэлектрическом слое на параметры систем излучателей.

В настоящей работе исследуется влияние диэлектрического слоя с заметными потерями на взаимные сопротивления между горизонтальными электрическими диполями, которые могут быть использованы при оценке энергетических характеристик антенных систем. В строгой постановке данная задача не имеет аналитического решения и решается численными методами [6]. В данной работе используется метод, основанный на представлении искомого электромагнитного поля антенны спектром плоских волн [7].

Основные соотношения

Рассмотрим пространство, состоящее из двух полубесконечных линейных изотропных сред 1 и 3 (рис. 1, а), разделенных плоским диэлектрическим слоем 2 толщиной d . Будем полагать, что среда 1, заполняющая верхнюю часть пространства ($z > 0$), является идеальным диэлектриком (проводимость $\sigma_1 = 0$) с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 , магнитной проницаемостью μ_1 , а среды 2

и 3 имеют параметры $\epsilon_2, \mu_2, \sigma_2$ и $\epsilon_3, \mu_3, \sigma_3$ соответственно. В среде 1 размещена излучающая система, состоящая из N горизонтальных диполей Герца, два из которых показаны на рис. 1, а, б. Центры этих диполей расположены в точках $Q_m(x_m, y_m, z_m)$ и $Q_n(x_n, y_n, z_n)$, а их электрические моменты соответственно равны

$\vec{p}_m = (\vec{x}^0 \cos \varphi_m + \vec{y}^0 \sin \varphi_m) I_m l_m$ и $\vec{p}_n = (\vec{x}^0 \cos \varphi_n + \vec{y}^0 \sin \varphi_n) I_n l_n$, где I_m, I_n – амплитуды токов диполей; l_m, l_n – их длины; φ_m, φ_n – углы поворота диполей в плоскости xOy относительно оси x (рис. 1, б). Взаимное сопротивление между этими диполями может быть представлено в следующем виде:

$$Z_{mn} = Z_{mn}^{\infty} + \Delta Z_{mn}, \quad (1)$$

где Z_{mn}^{∞} – взаимное сопротивление между этими диполями над плоским идеально проводящим

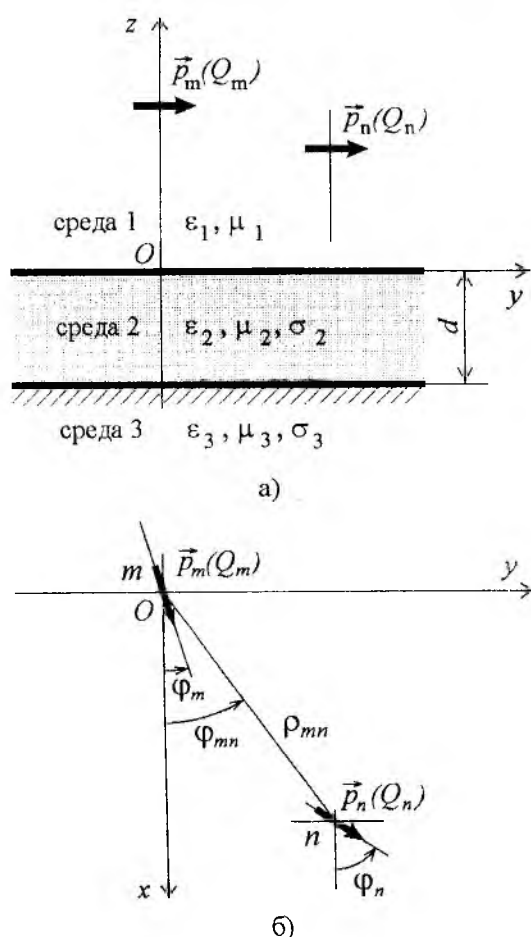


Рис. 1

экраном, расположенным в плоскости $z = 0$; ΔZ_{mn} – добавочное сопротивление, учитывающее реальные параметры сред 2 и 3.

Реальную часть ΔZ_{mn} можно представить суммой из двух слагаемых [7, 8]:

$$\Delta R_{mn} = \text{Re}(\Delta Z_{mn}) = \Re_{dmn} + \Delta \Re_{\Sigma mn}, \quad (2)$$

первое из которых (\Re_{dmn}) является взаимным сопротивлением потерь, а второе ($\Delta \Re_{\Sigma mn}$) – отражает влияние этих сред на взаимное сопротивление излучения между диполями.

Для отыскания добавочного сопротивления ΔZ_{mn} в (1) и его составляющих (2) воспользуемся методикой, изложенной в [7, 9]. В результате ее применения нетрудно получить выражения для искомых сопротивлений, которые здесь представлены в нормированном виде:

$$\Delta z_{mn} = \Delta r_{mn} + jx_{mn} = \frac{\Delta Z_{mn}}{R_{00}} = \frac{3}{2} \int_0^\infty \left(\frac{\gamma_1}{jk_1} T_\varepsilon A + \frac{jk_1}{\gamma_1} \tilde{T}_\mu B \right) e^{-\gamma_1(z_m+z_n)} v dv; \quad (3)$$

$$\Delta r_{\Sigma mn} = \Delta r_{\Sigma mn} + jr''_{mn} = \frac{\Delta \Re_{\Sigma mn}}{R_{00}} = \frac{3}{2} \text{Re} \int_0^\infty \left(\frac{\gamma_1}{jk_1} T_\varepsilon A + \frac{jk_1}{\gamma_1} \tilde{T}_\mu B \right) e^{-\gamma_1(z_m+z_n)} v dv - \frac{3}{2} \int_0^\infty \left\{ \frac{\gamma_1}{jk_1} \left(\text{Re}(T_\varepsilon) - \frac{1}{2} |T_\varepsilon|^2 \right) A + \frac{jk_1}{\gamma_1} \left(\text{Re}(\tilde{T}_\mu) - \frac{1}{2} |\tilde{T}_\mu|^2 \right) B \right\} e^{-\gamma_1(z_m-z_n)} v dv; \quad (4)$$

$$r_{dmn} = r_{dmn} - jr''_{mn} = \frac{\Re_{dmn}}{R_{00}} = \frac{3}{4} \int_0^\infty \left\{ \text{Re} \left(\frac{\gamma_1}{jk_1} T_\varepsilon \tilde{T}_\varepsilon^* \right) A + \text{Re} \left(\frac{jk_1}{\gamma_1} \tilde{T}_\mu T_\mu^* \right) B \right\} e^{-\gamma_1 z_m - \gamma_1^* z_n} v dv, \quad (5)$$

где $k_q = \omega \sqrt{\tilde{\varepsilon}_q \mu_q}$; $\tilde{\varepsilon}_q = \varepsilon_q \left(1 - j\sigma_q / \omega \varepsilon_q \right)$; $\gamma_q = \sqrt{k_1^2 v^2 - k_q^2}$, $R_{00} = 20k_1^2 l_m l_n$;

$$\left. \begin{matrix} A \\ B \end{matrix} \right\} = J_0(k_1 v \rho_{mn}) \left\{ \begin{matrix} \cos \tilde{\varphi}_m \cos \tilde{\varphi}_n \\ \sin \tilde{\varphi}_m \sin \tilde{\varphi}_n \end{matrix} \right\} \mp \frac{J_1(k_1 v \rho_{mn})}{k_1 v \rho_{mn}} \cos(\tilde{\varphi}_m + \tilde{\varphi}_n);$$

$$\tilde{\varphi}_m = \varphi_m - \varphi_{mn}; \quad \tilde{\varphi}_n = \varphi_n - \varphi_{mn};$$

$$R_\varepsilon = R_{12}^\varepsilon + \frac{T_{12}^\varepsilon R_{23}^\varepsilon T_{21}^\varepsilon e^{-2\gamma_2 d}}{1 - R_{21}^\varepsilon R_{23}^\varepsilon e^{-2\gamma_2 d}}; \quad R_\mu = R_{12}^\mu + \frac{T_{12}^\mu R_{23}^\mu T_{21}^\mu e^{-2\gamma_2 d}}{1 - R_{21}^\mu R_{23}^\mu e^{-2\gamma_2 d}};$$

$$R_{pq}^\varepsilon = \frac{\gamma_p \varepsilon_q - \gamma_q \varepsilon_p}{\gamma_p \varepsilon_q + \gamma_q \varepsilon_p}; \quad R_{pq}^\mu = \frac{\gamma_p \mu_q - \gamma_q \mu_p}{\gamma_p \mu_q + \gamma_q \mu_p}; \quad p, q = 1, 2, 3 - \text{номер среды};$$

$$T_{\varepsilon, \mu} = 1 - R_{\varepsilon, \mu}; \quad \tilde{T}_{\varepsilon, \mu} = 1 + R_{\varepsilon, \mu}; \quad T_{pq}^\varepsilon = 1 - R_{pq}^\varepsilon; \quad T_{pq}^\mu = 1 - R_{pq}^\mu.$$

При выводе этих выражений считалось, что сопротивление излучения является мерой мощности, излучаемой диполями в верхнее полупространство посредством пространственных волн, а сопротивление потерь – мерой мощности, рассеиваемой в средах 2 и 3. Приведенные выражения позволяют изучать влияние параметров сред 2 и 3 на взаимодействие горизонтальных диполей и оценивать энергетические характеристики решеток таких излучателей. Ниже обсуждаются результаты расчета зависимостей взаимных сопротивлений между горизонтальными диполями, расположенными над слоем заземленного диэлектрика, от их взаимного расположения, а также зависимости КПД одного из них от толщины слоя диэлектрика и уровня джоулевых потерь в нем.

Результаты расчетов

Для иллюстрации изложенной методики приведем результаты расчета взаимных сопротивлений между двумя диполями, расположенными над слоем диэлектрика, лежащем на идеальном экране. Будем полагать, что верхнее полупространство занято вакуумом, слой 2

является реальным диэлектриком и характеризуется относительной диэлектрической проницаемостью ϵ_r и заданным $\text{tg } \delta$ ($\mu_r = 1$), а нижнее полупространство заполнено идеальным проводником ($\sigma_3 \rightarrow \infty$). В этом случае коэффициенты отражения от нижней границы раздела между средами 2-3 равны $R_{23}^E = 1$ и $R_{23}^H = -1$.

Вначале оценим влияние параметров слоя диэлектрика на КПД горизонтального диполя, используя соотношение $\eta = r_{\Sigma 11} / (r_{\Sigma 11} + r_{d11})$, где $r_{\Sigma 11}$ и r_{d11} – нормированные собственные сопротивления излучения и потерь диполя соответственно. Последние могут быть найдены по формулам (4) и (5) в предположении, что собственное сопротивление тонкого цилиндрического диполя диаметром $2a$ равно взаимному сопротивлению между двумя такими же параллельными диполями, оси которых разнесены на расстояние a .

На рис. 2 приведены результаты численных расчетов зависимостей КПД горизонтального диполя от толщины d слоя диэлектрика с относительной диэлектрической проницаемостью $\epsilon_r = 8$ для различных $\text{tg } \delta$ на частоте $f = 6$ ГГц. Радиус диполя был принят равным $a = 0,001\lambda_0$ (λ_0 – длина волны в вакууме).

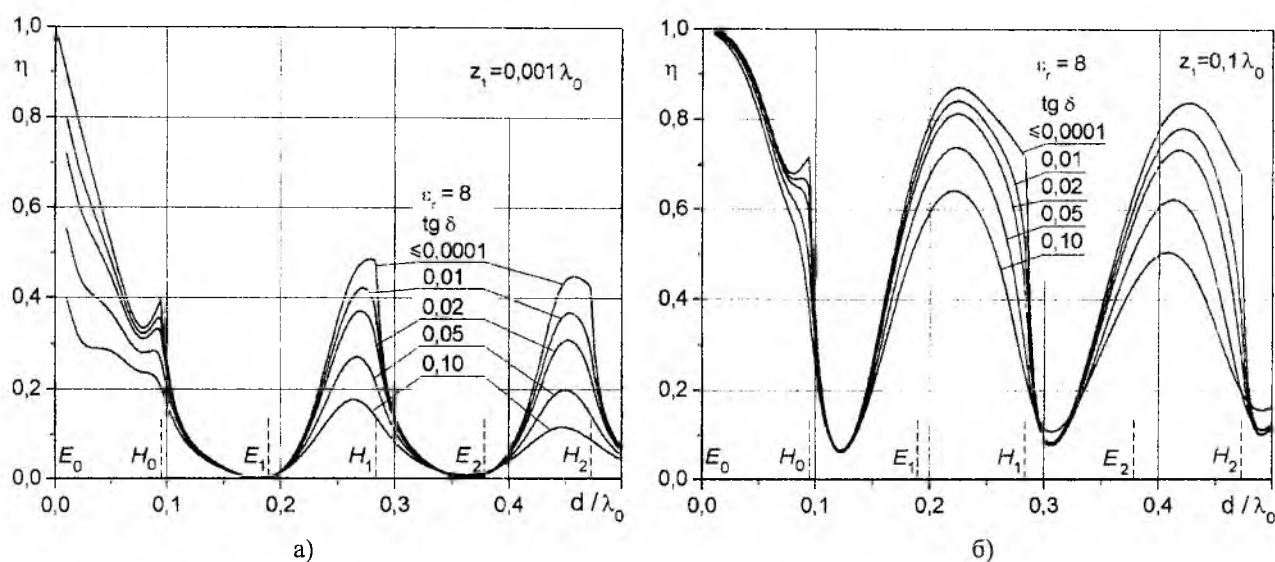


Рис. 2

Графики, изображенные на рис. 1, а, относятся к диполю, лежащему на поверхности раздела ($z_1 = a$), а рис. 2, б – горизонтальному диполю, поднятому над поверхностью диэлектрика на высоту $z_1 = 0,1\lambda_0$. Верхние кривые на обоих графиках соответствуют диэлектрику с малыми тепловыми потерями, при этом изменение $\text{tg } \delta$ в пределах $0 \dots 0,0001$ практически не сказывается на величине КПД при любых d . Здесь отличие КПД от 1 целиком обусловлено затратами мощности на создание поверхностных волн в слоистой структуре, что хорошо известно из теории микрополосковых антенн [1]. Пунктирными линиями на рисунке отмечены точки, соответствующие критическим длинам поверхностных волн электрического E_n или магнитного H_n типа. Рост $\text{tg } \delta$ диэлектрика от 0,1 и выше приводит к заметному снижению КПД диполя, что обусловлено дополнительным нагреванием диэлектрика ближним полем антенны, которое представлено спектром нераспространяющихся волн. Эти явления особенно ярко проявляются в случае, когда диполь лежит на поверхности диэлектрика (рис. 1, а). Удаление диполя на расстояние $d = 0,1\lambda_0$ от поверхности диэлектрика (рис. 1, б) резко меняет характер зависимости $\eta(d)$. Поверхностные волны в этом случае возбуждаются не столь интенсивно и влияние тепловых потерь, особенно при малой толщине слоя диэлектрика ($d/\lambda_0 < 0,07$), менее заметно.

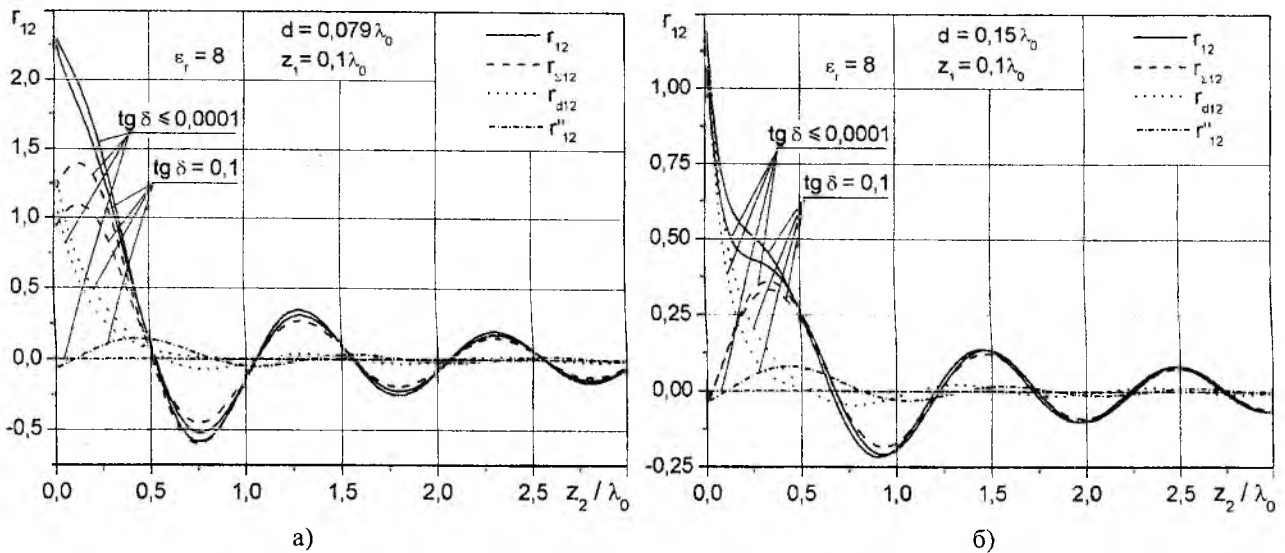


Рис. 3

На рис. 3 представлены графики зависимостей активной части взаимного сопротивления вибратора r_{12} между двумя диполями и ее составляющих $r_{\Sigma 12}$, r_{d12} и r''_{12} от высоты подвеса одного из них. При расчетах полагалось, что оба диполя идентичны, ориентированы вдоль оси y , а их центры занимают позиции $Q_1(0,0,z_1=0,1\lambda_0)$ и $Q_2(a,0,z_2=\text{var})$. Вычисления выполнялись для двух значений толщины слоя $d=0,079\lambda_0$ (рис.3,а) и $d=0,15\lambda_0$ (рис. 3, б), при которых наблюдаются одномодовый (E_0) и двумодовый (E_0, H_0) режимы возбуждения поверхностных волн (см. рис. 2, б) соответственно. Как и следовало ожидать, основные различия в графиках видны в области малых z_2/λ_0 , где в случае двумодового режима поверхностных волн наблюдается явное перераспределение взаимного сопротивления от $r_{\Sigma 12}$ к r_{d12} . В области высот $z_2/\lambda_0 > 0,5$ зависимости на обоих графиках почти идентичны, хотя и здесь следует отметить некоторое смещение кривых по отношению друг к другу.

Заключение

Полученные соотношения позволяют исследовать влияние параметров слоя диэлектрика на взаимные сопротивления излучения и потерь между электрическими диполями, поднятыми над поверхностью раздела, и с помощью импедансного подхода оценивать энергетические параметры излучающих систем.

Список литературы: 1. Панченко Б.А., Нефедов Е.И. Микрополосковые антенны. М.: Радио и связь, 1986. 2. Microstrip Antenna Design Handbook / R.Garg, P.Bhartia, Inder Bahl, A. Ittipiboon. – Artech House Publishers. 2001. 875 с. 3. Wong K.L. Compact and Broadband Microstrip Antennas. – Wiley-Interscience Publishers. 2002. 344 с. 4. Waterhouse R.B. Microstrip Patch Antennas: A Designer's Guide. – Kluwer Academic Publishers. 2003. 421 с. 5. Чебышев В.В. Микрополосковые антенны и решетки в слоистых средах // Антенны. 2003. Вып. 10-11 (77-78). С. 3 – 102. 6. Shastry S.V.K., Kumar A. Dipole over a Dielectric-Coated Conducting Plane // J. Inst. Electronics & Telecom. Engrs. 1985. V. 31, No.1. С. 13 – 19. 7. Токарский П.Л. Взаимные сопротивления и КПД электрических диполей, расположенных вблизи поверхности раздела двух сред // Радиопизика и радиоастрономия. 1998. Т. 3, № 4. С. 434 – 440. 8. Токарский П.Л. Взаимные связи в системе излучателей с джоулевыми потерями // Радиотехника и электроника. 1986. Т. 31, №9. С. 1717 – 1723. 9. Токарский П.Л. Взаимные сопротивления и КПД горизонтальных электрических диполей, расположенных над поверхностью земли // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 118. С. 42 – 46.

Ю. Г. ДАНИК, *д-р техн. наук, Р. Э. ПАЩЕНКО, канд. техн. наук,*
 А. А. НАКОНЕЧНЫЙ, *канд. техн. наук, Н. Н. ТКАЧЕНКО, А. В. ЧЕЛПАНОВ*

КОМПЕНСАЦИЯ АНОМАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ПРИ ОЦЕНКЕ ПАРАМЕТРОВ ТРАЕКТОРИИ ОБЪЕКТОВ

Постановка проблемы. На этапе вторичной обработки радиолокационной информации решается задача нахождения оценок параметров траектории $X(t)$ по выборке измерений координат $Y(t_i)$. Качество получаемых оценок определяется точностью отдельных измерений и степенью соответствия выбранной модели движения реальной траектории цели.

Ошибки измерения, в зависимости от их величины и характера изменения, влияют на точность оценки параметров траектории цели. В частности, на качество оценок оказывают влияние так называемые аномальные наблюдения (измерения со значительными ошибками). Единичные аномальные наблюдения (АН) также снижают точность оценки параметров траектории, причём их обнаружение и учёт в значительной степени затруднены. В первую очередь АН оказывают влияние, когда осуществляется оценка и экстраполяция параметров траектории по фиксированной выборке измерений на значительный временной интервал, например, при определении орбитальных параметров космических объектов. В связи с этим обнаружение и селекция АН является важной задачей в ходе траекторной обработки.

Анализ литературы. Селекция АН может осуществляться с применением метода наименьших квадратов (МНК) или на основе порядкового критерия [1].

При использовании МНК производится сглаживание выборки измерений q_n параметра X с определением коэффициентов аппроксимирующего полинома a_k (параметров траектории). Далее проверяются неравенства

$$\left| y_i - \sum_{k=0}^{k_0} a_k \tau_i^k \right| \leq d, \quad (1)$$

где $i = 1, 2, \dots, n$; k_0 – максимальная степень полинома, определяемая объёмом выборки; d – допустимый уход измеренного значения y_i от сглаженного.

Значение допуска выбирается, исходя из соотношения

$$d = \begin{cases} 3\sigma_x, & \text{если } 3\sigma_x \leq \Delta X, \\ \Delta X, & \text{если } 3\sigma_x > \Delta X, \end{cases} \quad (2)$$

где ΔX – максимально возможная ошибка измерения.

Измеренные значения y_i , не удовлетворяющие условию (1), считаются АН, им присваивается вес $p_i = 0$. Далее, уже без АН, вновь производится сглаживание выборки q_n и уточнение оценки параметров траектории цели.

Эффективность данного метода определяется объёмом выборки и количеством АН в выборке. Он требует весьма большого объёма вычислений.

Порядковый критерий предполагает получение и анализ выборки невязок Z_i . Величина невязки определяется, как разность между измеренным и экстраполированным значениями параметра (невязка) и характеризует динамическую ошибку фильтрации

$$Z_i = Y_i - H_i \bar{X}_{y_i}, \quad (3)$$

где \bar{X}_{y_i} , Y_i – экстраполированное и измеренное значение параметра соответственно;

H_i – известная матрица, устанавливающая связь между наблюдаемыми координатами и оцениваемыми параметрами.

Далее из значений Z_i формируется вариационный ряд в порядке возрастания и по определённому критерию принимается решение о принадлежности максимальных членов ряда к АН. Данный алгоритм требует меньшего объёма вычислений, но несколько уступает по вероятности обнаружения АН при неизвестной дисперсии ошибки измерения.

Обнаружение АН может производиться по выборке форм динамических ошибок, получаемых в процессе фильтрации [2]. Однако данный метод в ряде случаев не обеспечивает заданных характеристик обнаружения и возможности идентифицировать АН.

Цель статьи – исследовать возможность обнаружения аномальных наблюдений и их учёт при построении траектории цели.

Двусторонний алгоритм фильтрации и обработки выборки из n измерений

Аномальные наблюдения могут появляться при наличии отказов или сбоев в канале измерения, в системе формирования зондирующих сигналов или в системе обработки. В этом случае модель процесса измерения может быть представлена в виде

$$Y_i = H_i X_i + \beta_i \alpha_i, \quad (4)$$

где X_i – вектор параметров траектории цели на i -м шаге фильтрации; α_i – нормально распределённый вектор шумов измерений; β_i – случайная величина, принимающая одно из двух значений 1 или β_0 , $\beta_0 \gg 1$ – значение АН.

Последовательность значений β_i характеризует состояние системы измерения. Значение системы $\beta_i = 1$ соответствует режиму нормальной работы системы. Если значения $\beta_i = \beta_0$ встречаются в последовательности достаточно редко, обычно говорят о наличии единичных АН (сбоях в системе). Если $\beta_i = \beta_0 \cdot 1(i,k)$, где $1(i,k)$ – единичная ступенчатая функция, это характеризует устойчивый отказ системы в момент времени t_k .

В процессе вторичной обработки наибольшее распространение получили рекуррентные алгоритмы фильтрации параметров траектории цели.

Значение текущих оценок параметров траектории для оптимального линейного фильтра Калмана могут быть записаны как:

$$\bar{X}_i = \bar{X}_{i-1} + k_i (Y_i - H_i \bar{X}_{i-1}), \quad (5)$$

где k_i – коэффициент усиления фильтра, $i = 1, 2, \dots, n$.

Аномальные наблюдения также могут обнаруживаться в процессе рекуррентной обработки (фильтрации) измерений по текущим (аномальным) значениям «обновляющего» процесса – невязок Z_i или их квадратичных форм Q_i (с учётом корреляционной матрицы ошибок) [2]. Под аномальной невязкой будем понимать невязку $Z_i \gg \sigma_x$, например, $Z_i > 3\sigma_x$. При этом анализе используются как однозначные значения невязок, так и их выборки, например в «скользящем окне» размером m .

Для обнаружения АН по выборке невязок могут использоваться как параметрические [2, 3], так и непараметрические [1] методы. При этом должна также решаться задача выделения АН, так как одно появление АН вызывает появление порядка двух-трёх аномальных невязок.

Рассмотренным выше методам селекции присущи следующие недостатки.

При реализации МНК выделение АН производится путём сравнения измерений со значениями аппроксимирующего полинома, коэффициенты которого получены по выборке измерений, содержащей АН. Следовательно, будет рассогласование полинома и реальной траектории цели, причём пропорциональное АН, которое может привести к невыполнению условия обнаружения АН (1), что уменьшает вероятность обнаружения АН.

При селекции АН в ходе рекуррентной обработки измерений (линейной фильтрации), принятие решения о наличии АН принимается на основе анализа выборки из i измерений (наблюдений) ($i < n$), что также снижает вероятность ложной тревоги.

В связи с этим предлагается двусторонний алгоритм фильтрации и обработки выборки из n измерений, который предусматривает два основных этапа обработки информации.

На первом этапе осуществляется фильтрация измерений с использованием рекуррентных соотношений (5) с фильтрованием последовательности невязок Z_1, Z_2, \dots, Z_n и оценок траектории.

На втором этапе производится фильтрация полученной выборки из n измерений, начиная с последней опорной точки: $n, n-1, \dots, i, i-1, \dots, 1$

$$\bar{X}_{(i/i)} = \Phi_{(i/i-1)} \bar{X}_{(i-1/i-1)} + K_{(i)} [Y_{(i)} - H_{(i)} \Phi_{(i/i-1)} \bar{X}_{(i-1/i-1)}] = \bar{X}_{o(i)} + K_{(i)} Z_{o(i)}. \quad (6)$$

При этом фиксируется последовательность невязок $Z_{o(i)}$.

Для анализа формируется суммарная последовательность модульных значений невязок для каждой опорной точки

$$Z_{C(i)} = |Z_{(i)}| + |Z_{o(n-i+1)}|, \quad (7)$$

где $i = 1, 2, \dots, n$.

Далее по полученной информации необходимо выделить аномальные невязки и по их распределению принять решение о наличии АН. Анализ производится в «скользящем окне» размером m .

Формируется последовательность сумм значений обновляющего процесса

$$S_k = \sum_{i=k-m+1}^k Z_{C(i)}, \quad (8)$$

где $k = m, m+1, \dots, n$.

Размер окна m определяется количеством аномальных невязок, вызываемых АН. Как правило, одно АН вызывает появление двух-трех аномальных невязок [1]. Учитывая, что анализ ведётся на последовательности суммарных значений $Z_{C(i)}$, число аномальных невязок удваивается и величину окна целесообразно выбирать равной пяти (в первичных последовательностях аномальные невязки располагаются по разные стороны от АН).

Решение о наличии АН принимается при превышении значением S_k некоторого порога S_0

$$S_k \geq S_0. \quad (9)$$

Если таких значений несколько (подряд), выбирается максимальное, и его номер f будет соответствовать номеру АН ξ , со смещением на два периода обновления информации за счёт суммирования

$$S_f = \max \{S_k\}, \text{ для } S_k \geq S_0, \quad (10)$$

$$\xi = f - 2.$$

Временные диаграммы, поясняющие обработку информации для случая, когда в выборке измерений присутствует АН (в момент времени $t_i = t_\xi$), приведены на рис. 1.

На рис. 1а показаны значения координат цели (X_i) и их измеренные значения (Y_i).

На рис. 1б приведены прямая и обратная последовательности невязок Z_{1i} и Z_{2i} .

На рис. 1в приведена суммарная последовательность невязок $Z_{C(i)}$, а на рис. 1г – значения выборки S_k из «скользящего окна» размером m , которые сравниваются с порогом S_0 .

Уровень порога выбирается, исходя из заданной вероятности ложной тревоги (вероятности принятия измерения с допустимой ошибкой за АН).

Для определения характеристики качества обнаружения АН необходимо знать закон распределения значений невязки при наличии и отсутствии возмущающих факторов.

При отсутствии АН «обновляющий» процесс Z_i является белым гауссовским шумом со средним значением $M_{[Z]} = 0$ и дисперсией $D_Z \approx 1,5 \cdot \sigma_x^2$ [1]. Для выборки из m суммарных невязок S_k (8) дисперсия $D_S = 3 \cdot m \cdot \sigma_x^2$.

При наличии возмущений (АН) появляется смещение значений невязки $\Delta = M[S_k]$, тем больше величина ошибки измерения δ .

При ошибке измерения δ среднее значение аномальной невязки [1]

$$\Delta_a \approx (\frac{1}{2}) \cdot \delta. \quad (11)$$

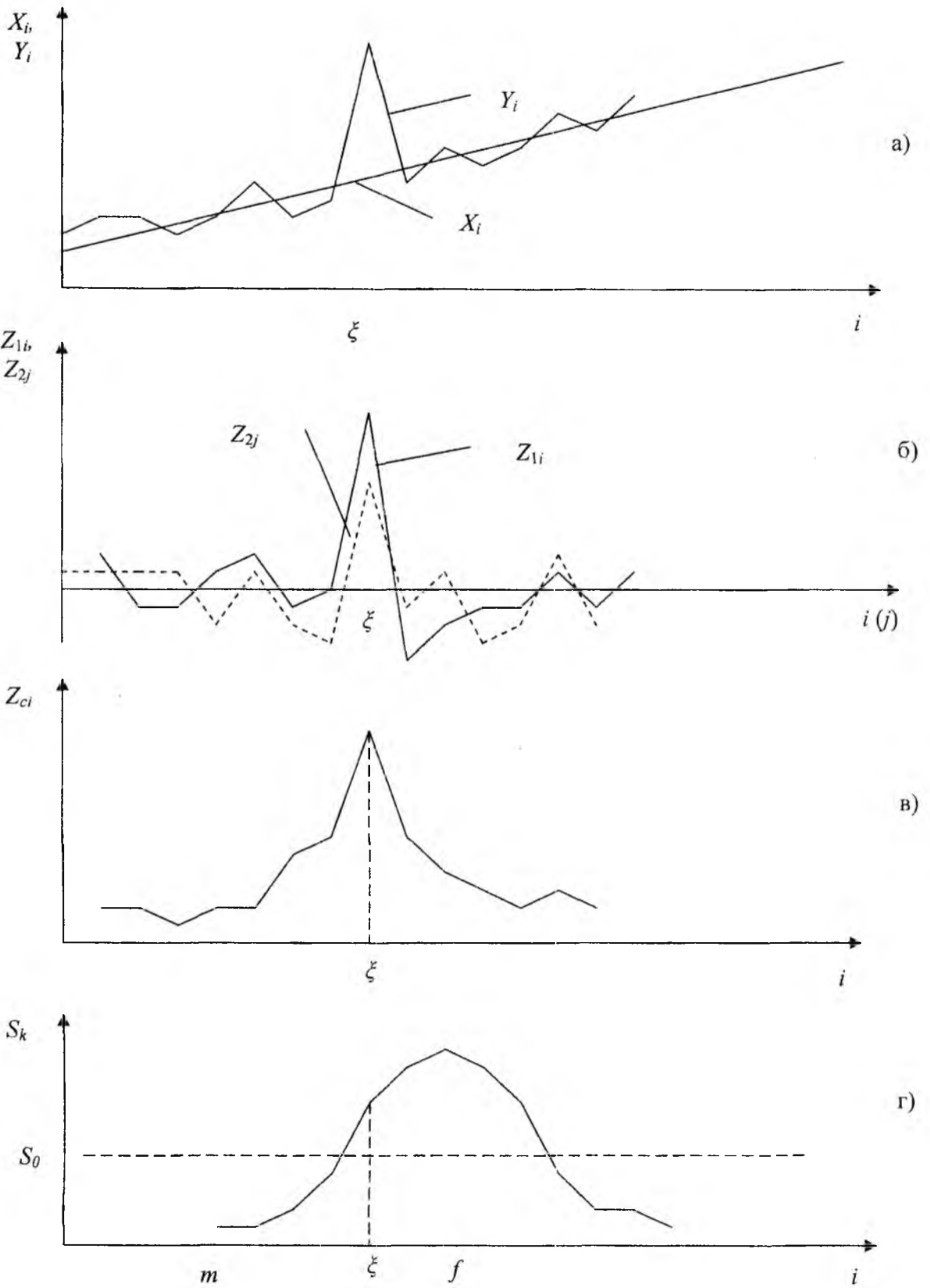


Рис. 1

Вероятность ложного обнаружения АН можно представить через интегральную функцию распределения нормальной случайной величины F

$$P_{\text{лж}} = 1 - F(S_0 / \sqrt{D_S}). \quad (12)$$

Соответственно вероятность обнаружения АН

$$P_o = F(S_0 - \Delta_a) / \sqrt{D_S}, \quad (13)$$

где

$$F(X) = \left(1/\sqrt{2\pi}\right) \int_{-\infty}^X \exp(-t^2/2) dt.$$

Выводы. При реализации данного алгоритма обеспечивается выигрыш в точности построения траектории цели по сравнению с обычной фильтрацией.

Во-первых, точность оценки повышается за счёт удаления АН из последовательности фильтруемых опорных точек.

Во-вторых, при двусторонней фильтрации по сравнению с рекуррентным алгоритмом увеличивается объём анализируемой выборки, по которой принимается решение о наличии АН, и оцениваются параметры траектории цели.

Качественно выигрыш B в точности сглаженной оценки при двусторонней фильтрации по сравнению с односторонней можно охарактеризовать соотношением дисперсий получаемых оценок [3]

$$B = \frac{D_1}{D_2} = 2 - \frac{2}{1 + \sqrt{1+q}}, \quad (14)$$

где D_1 , D_2 – дисперсии оценки односторонней и двусторонней фильтрации соответственно; q – соотношение сигнал/шум при проведении измерений, определяющее дисперсию единичных измерений.

При $q \gg 1$ значение B стремится к двум.

Список литературы: 1. Саврасов Ю.С. Алгоритмы и программы в радиолокации. М.: Радио и связь, 1985. 216 с. 2. Кузьмин С. 3. Основы теории цифровой обработки радиолокационной информации. М.: Сов. радио, 1974. 432 с. 3. Тихонов В.Н., Харисов В.Н. Статистический анализ и синтез радиотехнических устройств и систем. М.: Радио и связь, 1991. 608 с.

А. И. КУРТОВ, канд. техн. наук, О. А. ШУТИКОВ, Н. И. НОВИКОВ, канд. воен. наук

ВЛИЯНИЕ ДЕСТАБИЛИЗИРУЮЩИХ ФАКТОРОВ НА ВИД ФУНКЦИИ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ПРОДОЛЬНОГО СИНТЕЗА АПЕРТУРЫ В РЕЖИМЕ ПИКИРОВАНИЯ

Постановка проблемы. Одной из актуальнейших проблем современной радиолокации является проблема дальнейшего повышения точности и разрешающей способности при определении угловых координат движущихся целей при нахождении летательного аппарата в режиме пикирования.

Связь с важными научными и практическими заданиями. Важность и практическая значимость решения соответствующих задач связаны с эффективностью функционирования современных средств радионавигации, а также средств управления воздушным движением.

Одной из важнейших задач в рамках указанной проблемы является исследование возможности применения продольного синтеза апертуры в режиме пикирования.

Анализ последних достижений. Предварительный анализ показал, что применение продольного синтеза позволило бы существенно улучшить характеристики бортовых РЛС перехвата и прицеливания при поражении воздушных целей [1].

Целью работы является исследование влияния дестабилизирующих факторов на вид функции неопределенности (ФН), синтезируемых в направлениях, близких к направлению линии полета летательного аппарата (ЛА) в режиме пикирования [2].

Продольный синтез апертуры может обеспечить формирование изображений наземных целей в сравнительно небольшой области пространства с размерами 50-100 м и получить их заданное качество по истечении некоторого промежутка времени T_c . Считаем, что направление максимума диаграммы направленности (ДН) $G(\theta)$ совпадает с направлением на цель, характеризуемое углом θ_0 . Здесь речь идет о возможности наблюдения за всеми точками поверхности в пределах луча ДН.

Выбор такой ориентации связан с необходимостью однозначного наблюдения за каждой точкой поверхности. Ориентация луча антенны вдоль линии пикирования не позволяет обеспечить однозначное определение целей, так как они могут находиться на линии равных доплеровских частот. Для раздельного наблюдения за целями необходим, например, импульсный режим работы станции, позволяющий определить дальности до целей.

В рамках такой постановки задачи можно синтезировать оптимальный алгоритм воспроизведения изображения поверхности. Излученный сигнал запишем следующим образом:

$$S_{изл}(t) = \text{Re } \dot{A}(t) e^{j\omega t}. \quad (1)$$

Здесь $\dot{A}(t)$ – комплексная огибающая излученного сигнала.

Сигнал на выходе одиночной антенны системы наведения или на одном из выходов антенной решетки, соответствующий рассмотренной выше ориентации ДН, может быть представлен в таком виде:

$$U(t) = \text{Re} \int \frac{\dot{G}(t, \vec{r})}{DR^2(t, \vec{r})} \dot{F}(\vec{r}) \dot{A}[t - t_3(t, \vec{r})] e^{j\omega_0[t - t_3(t, \vec{r})]} d\vec{r} + n(t), \quad (2)$$

где $\dot{G}(t, \vec{r})$ – функция, соответствующая ДН антенны на излучение и прием, пересчитанной к координатам подстилающей поверхности. Эта функция характеризует степень облученности того участка поверхности, на которую направлена ДН антенны. Общая площадь этого участка уменьшается по мере приближения летательного аппарата к поверхности. В режиме

телескопического обзора ось ДН будет отслеживать направление на точку $Ц$ в течение времени синтеза апертуры T_c [3]. При фиксированном значении угла θ_0 «освещенный» участок поверхности будет приближаться к точке 0. Этим объясняется зависимость функции $\dot{G}(t, \vec{r})$ не только от координат подстилающей поверхности, но и от времени t ;

$d\dot{F} = \dot{F}(\vec{r})d\vec{r}$ – комплексный коэффициент рассеяния элементов поверхности, расположенных на площади $d\vec{r}$. Тогда функцию $\dot{F}(\vec{r})$ можно определить как удельный комплексный коэффициент рассеяния поверхности в точке поверхности с координатами \vec{r} .

Помеху $n(t)$ – считаем аддитивным дельта-коррелированным случайным процессом.

Выражение (1) целесообразно записать в следующем виде:

$$u(t) = \operatorname{Re} \int_D \dot{F}(\vec{r}) \dot{s}(t, \vec{r}) d\vec{r} + n(t), \quad (3)$$

где

$$\dot{s}(t, \vec{r}) = \frac{\dot{G}(t, \vec{r})}{R^2(t, \vec{r})} \dot{A}[t - t_3(t, \vec{r})] \cdot e^{j\omega_0[t - t_3(t, \vec{r})]} d\vec{r} \quad (4)$$

– единичный сигнал, который имел бы место при отражении радиоволн от одной точки с коэффициентом отражения $\dot{F}(\vec{r}) = 1$.

Форма этого сигнала зависит от ДН, дальности и доплеровского сдвига частоты, обусловленного приближением летательного аппарата к этой точке, имеющей координаты \vec{r} . Очевидно, что величина доплеровского сдвига частоты является функцией времени t .

По наблюдению требуется дать оптимальную оценку функции, являющейся комплексным изображением поверхности. Задачу решим, используя метод максимального правдоподобия. Функционал правдоподобия для этого случая имеет следующий вид:

$$P[u(t) / \dot{F}(\vec{r})] = k \exp \left\{ -\frac{1}{N_0} \int_0^{T_c} \left[u(t) - \operatorname{Re} \int_D \dot{F}(\vec{r}) \dot{s}(t, \vec{r}) d\vec{r} \right]^2 dt \right\}. \quad (5)$$

Поскольку определяется оптимальная оценка функции, то задача является вариационной. Представим комплексный коэффициент в таком виде:

$$\dot{F}(\vec{r}) = \bar{F}(\vec{r}) + \delta\dot{F}(\vec{r}), \quad \delta\dot{F}(\vec{r}) = \gamma\dot{\chi}(\vec{r}),$$

где $\delta\dot{F}(\vec{r})$ – вариация функции $\dot{F}(\vec{r})$; $\bar{F}(\vec{r})$ – оптимальная оценка функции; γ – малое число; $\dot{\chi}$ – произвольная комплексная функция.

Оптимальную оценку функции можно найти, решая следующую вариационную задачу:

$$\frac{d}{d\gamma} P[u(t) / \dot{F}(\vec{r})] \Big|_{\gamma=0} = 0$$

или

$$\frac{d}{d\gamma} \ln P[u(t) / \dot{F}(\vec{r})] \Big|_{\gamma=0} = \frac{d}{d\gamma} I[\dot{F}(\vec{r})] \Big|_{\gamma=0} = 0,$$

где

$$I[\dot{F}(\vec{r})] = \frac{1}{N_0} \int_0^T \left[u(t) - \operatorname{Re} \int_D \dot{F}(\vec{r}) \dot{s}(t, \vec{r}) dt \right]^2.$$

Подставляя, в последнее выражение функцию $\dot{F}(\vec{r})$ и дифференцируя его по параметру γ , находим:

$$\int_0^T u(t) \dot{s}^*(t, \vec{r}) dt = \frac{1}{2} \int_D \bar{F}(\vec{r}_1) \dot{\psi}(\vec{r}, \vec{r}_1) d\vec{r}_1, \quad (6)$$

где

$$\dot{\psi}(\vec{r}, \vec{r}_1) = \int_0^T \dot{s}(t, \vec{r}_1) \dot{s}^*(t, \vec{r}) dt \quad (7)$$

– функция неопределенности системы, определяющая ее разрешающую способность.

Интегральное уравнение (7) определяет оптимальный алгоритм формирования функции $\dot{F}(\vec{r}_1)$. Сущность этого алгоритма заключается в умножении принятого колебания $u(t)$, определяемого уравнением наблюдения, на опорный сигнал $\dot{s}^*(t, \vec{r})$, совпадающий (с точностью до комплексного сопряжения) с комплексным единичным сигналом, реальная часть которого формируется элементом поверхности, расположенным в точке \vec{r} и имеющим единичный коэффициент отражения.

Следующей операцией должна быть операция обращения интегрального уравнения. Однако на практике это уравнение обращают редко, и за оценку функции $\dot{F}(\vec{r})$ принимают оценку

$$\bar{F}(\vec{r}) \approx \int_0^T u(t) \dot{s}^*(t, \vec{r}) dt. \quad (8)$$

Правая часть равенства (8) содержит высокочастотные сигналы под знаком интеграла, представляемые в виде

$$u(t) = \operatorname{Re} \dot{U}(t) e^{j\omega_0 t}, \quad \dot{s}(t) = \dot{S}_0(t) e^{j\omega_0 t}, \quad (9)$$

где $\dot{U}(t)$ и $\dot{S}_0(t, \vec{r})$ – комплексные огибающие принятого сигнала и единичного сигнала, играющего роль опорного сигнала.

Тогда в качестве оценки комплексного коэффициента рассеяния может быть принято следующее выражение:

$$\bar{F}(\vec{r}) \approx \frac{1}{2} \int_0^T U(t) \dot{S}^*(t, \vec{r}) dt. \quad (10)$$

Аналогично, учитывая выражение для опорного сигнала, получим:

$$\dot{\psi}(\vec{r}, \vec{r}_1) = \int_0^T \dot{S}_0(t, \vec{r}_1) \cdot \dot{S}_0^*(t, \vec{r}) dt, \quad (11)$$

т. е. функция неопределенности системы наблюдения за поверхностью определяется огибающей единичного сигнала. Огибающая единичного сигнала с точностью до множителя $\exp(j\omega_0 t)$, описывающего высокочастотное заполнение этого сигнала, определяется выражением:

$$\dot{S}_0(t, \vec{r}) = \left[\dot{G}(t, \vec{r}) / R^2(t, \vec{r}) \right] \dot{A}[t - t_s(t, \vec{r})] e^{-j\omega_0 t_s(t, \vec{r})}. \quad (12)$$

Нетрудно показать, что функции неопределенности здесь совпадают по формам с функциями неопределенности, рассмотренными в предыдущих подразделах. Практически формируют модуль или квадрат модуля величины $\bar{F}(\vec{r})$, то есть

$$|\bar{F}(\vec{r})|^2 = \left| \int_0^T \dot{U}(t) \dot{S}^*(t, \vec{r}) dt \right|^2.$$

На рис. 1 показаны исходные (широкие) ДН, формируемые, например, антенной решеткой и синтезированные для точек, отстоящих от точки 0 вдоль оси x на расстоянии 25, 50, 75, 100, 125 м. Графики построены для значений скорости $V = 250 \text{ м/с}$, длины волны $\lambda = 0,03 \text{ м}$, исходном расстоянии от начала пикирования $R_0 = 1 \text{ км}$ и времени синтезирования апертуры $T = 0,25 \text{ с}$.

Если считать, что $\bar{F}(\vec{r})$ случайный процесс с очень узкой корреляционной функцией, значительно меньшей ширины функции неопределенности, то можно показать, что корреляционная функция

$\left\langle \left| \bar{F}(\vec{r}_1) \right|^2 \left| \bar{F}(\vec{r}_2) \right|^2 \right\rangle = R_F(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ имеет ширину, примерно равную ширине функции неопределенности $|\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2)|^2$, которая определяет разрешающую способность РЛС.

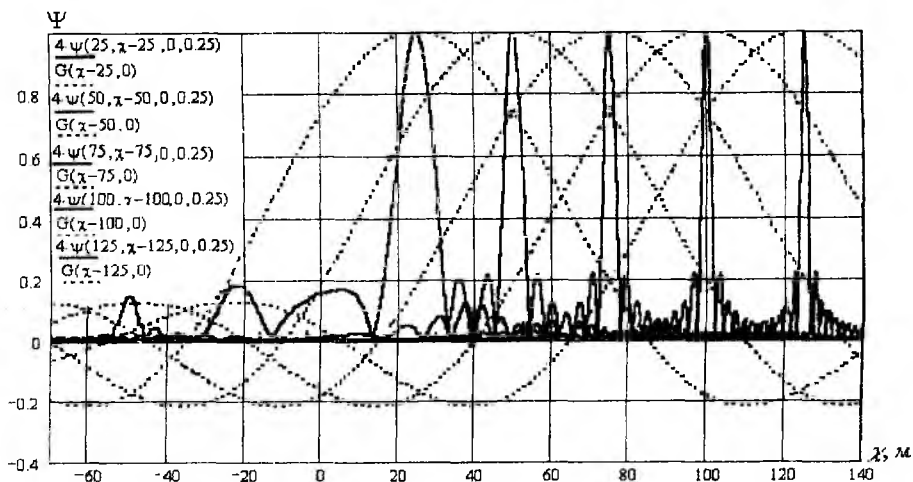


Рис. 1

При этом изображение селективируемого участка поверхности имеет пятнистую структуру (спекл-структуру). Ширина спеклов примерно равна ширине функции $|\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2)|^2$. Для их устранения обычно применяют различные окна (медианные фильтры, фильтр Ли, фильтры Фроста, прямоугольные окна, экспоненциальные окна и др.) [4]. Однако выполнить такую процедуру в режиме пикирования в реальном масштабе времени достаточно трудно. Поэто-

му для сглаживания спекл – структуры можно предложить либо использование субапертур, то есть когерентное накопление на отдельных участках времени с последующим сложением некоррелированных различных изображений одного и того же участка поверхности, либо использование многолучевых систем с формированием независимых (статистически) одних и тех же участков поверхности, сформированных по каждому лучу в отдельности.

Вид функции неопределенности системы с синтезированной апертурой существенно зависит от степени совпадения параметров опорного и принятого сигналов. Такими параметрами являются частота, начальная фаза, взаимная скорость сближения целей и др. Естественно, что в силу наличия нестабильности устройств генерирования излучаемых сигналов и сигналов гетеродина, а также при недостаточно точном измерении скорости и дальности до цели, будет иметь место рассогласование между принятым и опорным сигналами. Это рассогласование является существенным, когда цель интенсивно маневрирует и не удается быстро и оперативно с необходимой точностью оценить ее координаты и скорость [5].

Рассмотрим влияние нестабильности частот передатчика и гетеродина при прохождении сигнала передатчика через канал фазирования, а сигнала приемника – через основной тракт приемника.

Пусть сигнал передатчика отличается по частоте от номинального на величину $\Delta\omega_n$, а сигнал гетеродина на величину $\Delta\omega_z$. Излученный сигнал передатчика в течение длительности одного импульса имеет вид:

$$U_n \cos[(\omega_0 \pm \Delta\omega_n)t + \varphi_n].$$

Этот же сигнал через аттенюатор поступает на смеситель канала фазирования, УПЧ и когерентный гетеродин. На выходе последнего имеем:

$$U_{кз} \cos\{[\omega_0 \pm \omega_n - \omega_z \mp \Delta\omega_z]t + \varphi_n + \varphi_{см1} + \varphi_{упч1} + \varphi_{кз}\}.$$

Принятый импульс

$$U_c \cos[\omega_0 \pm \omega_n + \varphi_n - \varphi_y(t)]$$

на выходе УПЧ-приемника примет следующий вид:

$$U_{упч} \cos[(\omega_0 \pm \Delta\omega_n - \omega_z \mp \Delta\omega_z)t + \varphi_n + \varphi_{см2} + \varphi_{упч2} - \varphi_y(t)].$$

На выходах квадратурного детектора реальная и мнимая части комплексной огибающей соответственно примут такой вид:

$$U_{Re} = U_m \cos\{\varphi_y(t) + \Delta\varphi\},$$

$$U_{Im} = U_m \sin\{\varphi_y(t) + \Delta\varphi\},$$

где $\Delta\varphi = \varphi_{см1} - \varphi_{см2} + \varphi_{упч1} - \varphi_{упч2} + \varphi_{кз}$ – постоянный сдвиг фазы.

Таким образом, поскольку каждый импульс сигнала передатчика и соответствующий ему принятый импульс имеют одну и ту же частоту и, кроме того, гетеродинируются в канале фазирования и в основном приемном канале одним и тем же гетеродином, то на выходе квадратурных детекторов составляющая, обусловленная наличием абсолютных нестабильностей $\Delta\omega_n$ и $\Delta\omega_z$, будет отсутствовать. Однако фаза отраженного сигнала

вследствие нестабильности сигнала передатчика будет отличаться от номинальной на величину

$$\Delta\omega \cdot t_3(\Delta x_y, \chi, t) = 2[k - k(1 \pm \varepsilon)]R(\Delta x_y, \chi, t),$$

где $k = 2\pi/\lambda = \frac{\omega_0}{c}$ – волновое число; $\varepsilon = \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ – относительная нестабильность частоты.

Неточное знание скорости взаимного сближения (удаления) РЛС и цели приводит к рассогласованию принятого и опорного сигналов по доплеровскому сдвигу частоты $\Delta\omega_D = 2kV - 2k(V \pm v) = \mp 2kv$. Соответственно рассогласование фаз, связанное с неточностью определения дальности $\Delta\varphi = 2kR_0 - 2k(R_0 \pm \rho) = \mp 2k\rho$.

С учетом этих рассогласований ФН примет следующий вид:

$$\Psi(\Delta x_y, \chi, \rho, v, \varepsilon, T) = \frac{1}{T} \int_0^T \dot{G}_H(\Delta x_y, t) \dot{G}_H(\Delta x_y + \chi, t) \exp \left\{ -jk \left[2(R_0 - Vt) + \frac{\Delta x_y^2}{R_0 - Vt} \right] \right\} \times \exp \left\{ jk(1 + \varepsilon) \left[2[R_0 + \rho - (V + v)t] + \frac{(\Delta x_y + \chi)^2}{R_0 + \rho - (V + v)t} \right] \right\}, \quad (13)$$

где \dot{G}_H – нормированная исходная ДН поперечного раскрытия.

Особенностью этого режима является то, что фокусировка РЛС осуществляется в направлениях, отличающихся от направления пикирования. На рис. 2. (а, б, в, г) построены исходные и синтезированные функции неопределенности для точки расположения элемента земной поверхности (цели), смещенной относительно точки пересечения линии пикирования с поверхностью земли на расстояние $\Delta x_y = 50$ м, соответственно для значений нестабильностей частоты $\varepsilon = 0$, $\varepsilon = 10^{-3}$, $\varepsilon = 10^{-4}$, $\varepsilon = 10^{-5}$ при $V = 150$ м/с, $\lambda = 0,03$ м, $R_0 = 1000$ м, $\rho = v = 0$. Видно, что уже при $\varepsilon = 10^{-5}$ синтезированная ФН практически не отличается от идеальной [6]. Необходимо отметить, что требования к нестабильности частоты здесь ниже примерно в 5 + 8 раз по сравнению со случаем строго продольного синтеза апертуры. Менее жесткие требования предъявляются и к другим дестабилизирующим факторам. Объясняется это более ярко выраженной частотной модуляцией (большей девиацией частоты) за счет более быстрого изменения частоты Доплера.

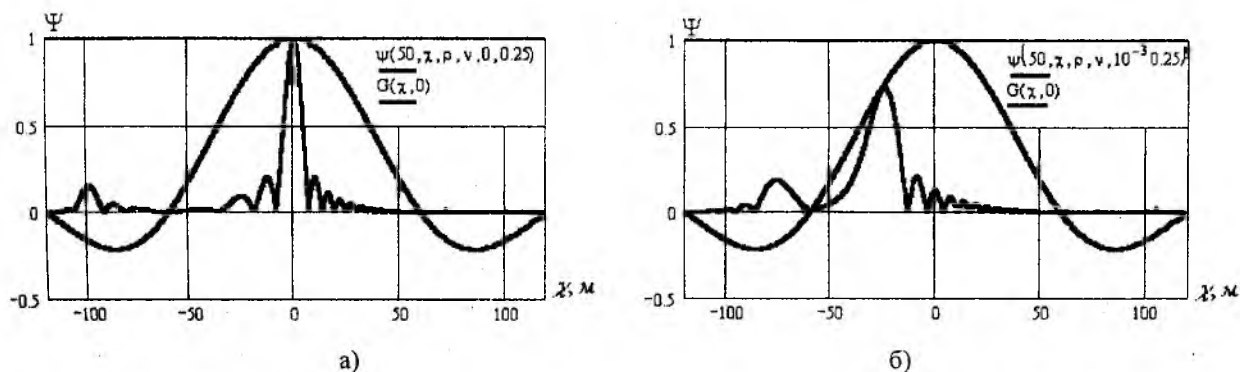
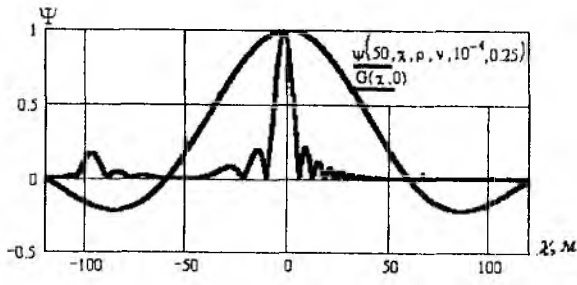
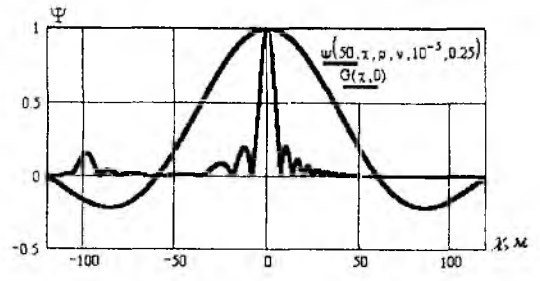


Рис. 2



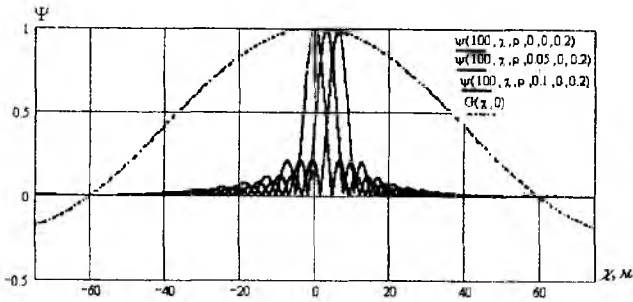
в)



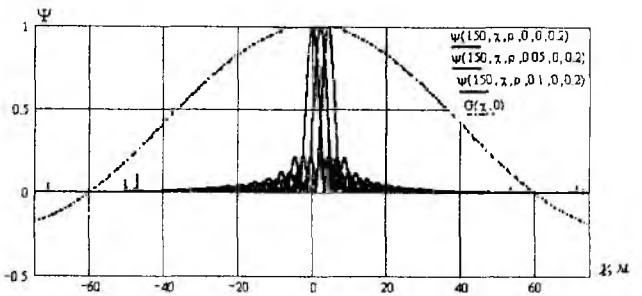
г)

Рис. 2

Рис. 3 (а, б) иллюстрирует влияние погрешности задания скорости в опорном сигнале ($v = 0; 0,05; 0,1 \text{ м/с}$) для $\Delta x_y = (100, 150 \text{ м})$.



а)

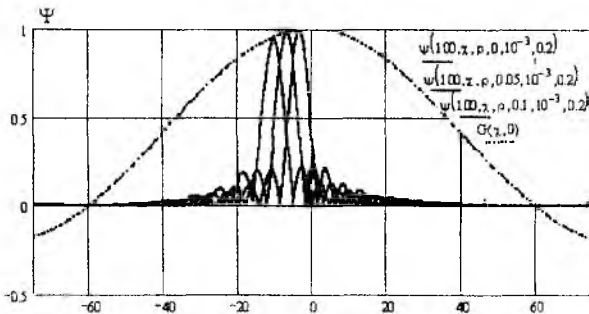


б)

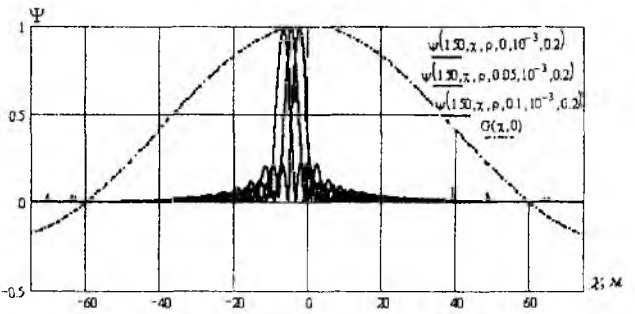
Рис. 3

Видно, что требования к погрешности измерения скорости здесь также ниже, чем для случая продольного синтеза апертуры.

Рис. 4 (а, б) и 5. (а, б) иллюстрируют одновременное влияние нестабильности частоты (соответственно $\epsilon = 10^{-3}; \epsilon = 10^{-4}$) и скорости ($v = 0,05; v = 0,1 \text{ м/с}$).

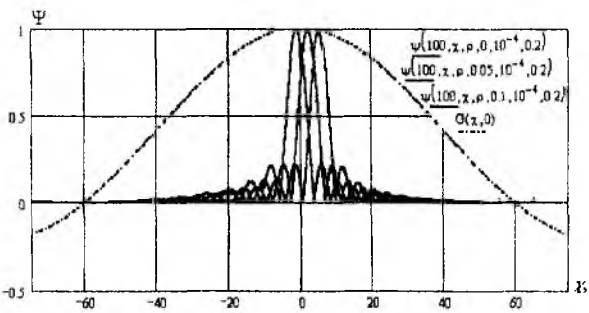


а)

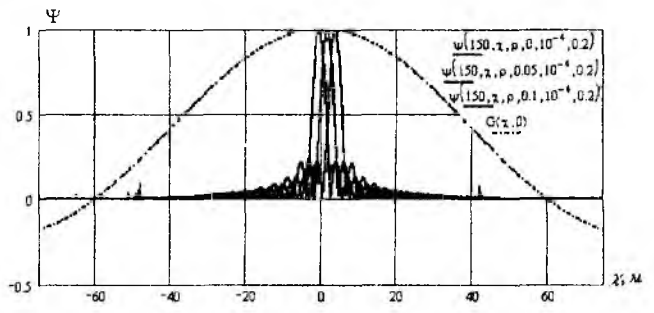


б)

Рис. 4



а)



б)

Рис. 5

Из графиков видно, что максимумы ФН смещаются пропорционально увеличению этих дестабилизирующих факторов. Однако разрешающая способность и точность определения пеленга наземной цели остается достаточно высокой.

Выводы

Таким образом, в результате моделирования влияния дестабилизирующих факторов на качественные показатели продольного синтеза апертуры в режиме пикирования установлено, что при синтезировании в направлениях, отличающихся от направления пикирования на величины 0,1-0,2 рад, требования к стабильности частоты меньше примерно в 5-8 раз. Менее жесткие требования предъявляются и к другим дестабилизирующим факторам.

Список литературы: 1. Куртов А. И. РСА с продольным синтезом апертуры – новый способ обнаружения, наблюдения, сопровождения и распознавания объектов // Прикладная радиоэлектроника. Состояние и перспективы. Ч 1. Международный радиоэлектронный форум. 2002. С. 65 – 69. 2. Первачов С.В., Валуев А.А., Чиликин В.М. Статистическая динамика радиотехнических следающих систем. М.: Сов. радио, 1973. 488 с. 3. Оценка эффективности селекции целей на фоне земной поверхности при наклонном зондировании / В.К. Волосюк, О.Г. Горбуненко, А.А. Шаповалов, А.И. Куртов // Зарубежная радиоэлектроника. 1999. №11. С. 32 – 45. 4. Леонов А.И., Фомичев К.И. Моноимпульсная радиолокация. М.: Изд-во. 2. 1984. 37 с. 5. Куртов А.И. Использование продольного синтеза апертуры в определении угловых координат воздушных целей и картографировании // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 131. С. 11 – 17. 6. Куртов А.И., Шутиков О.А. Оптимизация обработки сигналов в фазовых суммарно-разностных моноимпульсных системах с использованием продольного синтеза апертуры // Радіоелектронні і компютерні системи. 2003. №4. С. 21 – 24.

Харьковский институт ВВС им. И. Кожее дуба

Поступила в редколлегию 18.02.2004

ОБНАРУЖЕНИЕ МАЛОВЫСОТНЫХ ЦЕЛЕЙ НА ЗАГОРИЗОНТНЫХ ДАЛЬНОСТЯХ НАД МОРСКИМ ТРОПОСФЕРНЫМ ВОЛНОВОДОМ

Нестандартные условия рефракции могут как увеличивать, так и уменьшать дальность действия радиолокационных станций [1]. Возникновение тропосферного волновода (ТВВ) над морской поверхностью приводит к сосредоточению радиоволн внутри ТВВ и распространению их далеко за пределами зоны прямой видимости. Однако захват радиоволн тропосферным волноводом приводит к перераспределению поля в освещенной зоне и образованию «радиоям» над ТВВ [2].

Оценим влияние тропосферного волновода на зону видимости РЛС и показатели качества обнаружения. При этом условимся, что рабочая длина волны РЛС λ меньше критической длины волны $\lambda_{кр}$, захватываемой волноводом, антенна РЛС находится внутри, а цель – над верхней границей (стенкой) ТВВ. В соответствии с [3, 4] верхней границей считается высота h_0 , на которой градиент модифицированного индекса преломления $M(h)$ равен нулю ($dM/dh = 0$), нижней границей – высота h_n , на которой $M(h_n) = M(h_0)$.

На рис. 1 приведены примеры вертикальных М-профилей (кривых), при которых возникает нормальная рефракция (рис. 1а) и тропосферный волновод (рис. 1б). Соответствующие им расчетные лучевые диаграммы и зоны видимости РЛС приведены на рис. 2 и 3.

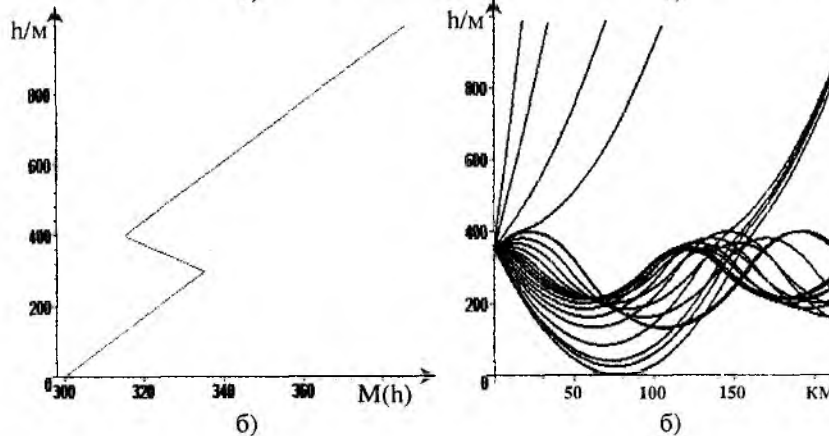
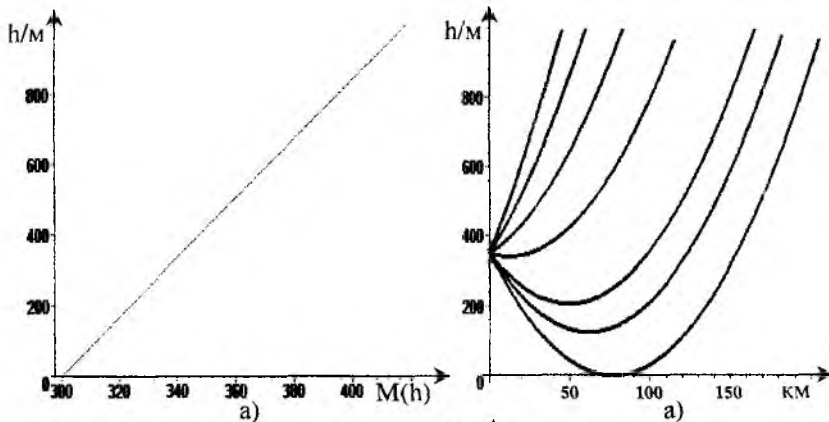


Рис. 1

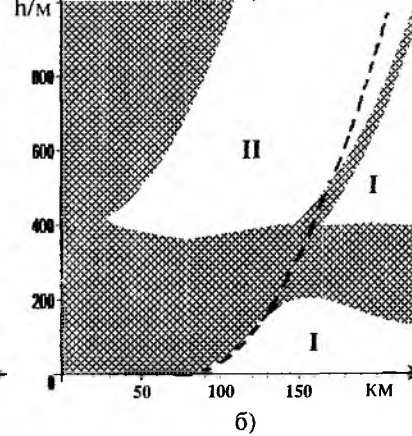
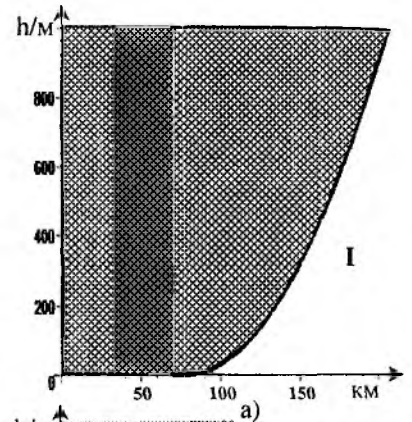


Рис. 2

Рис. 3

Пунктиром показана дальняя граница зоны видимости РЛС при нормальной рефракции радиоволн. Светлые зоны на рисунках соответствуют областям пространства, в которые радиоволны не проникают. Зона I соответствует области дифракции, зона II образуется над

ТВВ в результате захвата части прямых и отраженных от подстилающей поверхности радиоволн в волновод.

Захват радиоволн происходит при условии, что волна попадает в волновод под малым углом скольжения. В этом случае за счет повышенного градиента показателя преломления происходит как бы полное внутреннее отражение радиоволн от стенок ТВВ. Если же угол скольжения α больше некоторого критического угла $\alpha_{кр}$, то волна выходит из волновода. Похожие процессы происходят при распространении радиоволн в диэлектрических волноводах.

Анализ процессов, происходящих при распространении радиоволн в тропосферных волноводах, с помощью строгих методов электродинамики является довольно сложным и громоздким. Поэтому, приняв во внимание сделанное выше замечание, для оценки поля над ТВВ воспользуемся методикой расчета поля в диэлектрических волноводах, изложенной в [5].

Представим ТВВ в виде диэлектрического волновода с резкой границей (рис. 4).

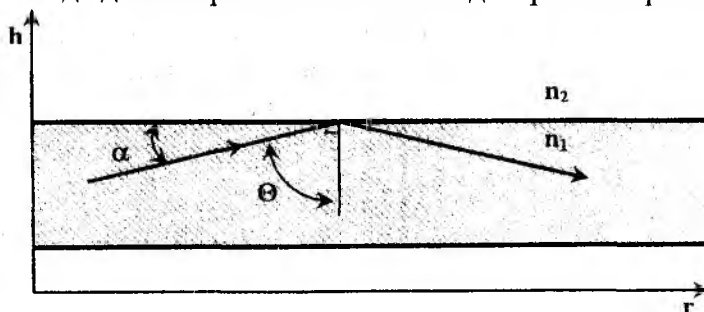


Рис. 4

При этом значение коэффициента преломления внутри волновода n_1 будем считать постоянным и равным усредненному:

$$n_1 = \frac{1}{H_2 - H_1} \cdot \int_{H_1}^{H_2} n(h) dh, \quad (1)$$

где H_1 и H_2 – высоты нижней и верхней границ ТВВ, $n(h)$ – вертикальный профиль коэффициента преломления.

Значение коэффициента преломления над ТВВ n_2 будем также считать постоянным и равным

$$n_2 = \frac{1}{H_3 - H_2} \cdot \int_{H_2}^{H_3} n(h) dh, \quad (2)$$

где H_3 – высота тропосферы ($H_3 \approx 10$ км).

Условимся, что угол падения волны на границу раздела диэлектриков Θ близок к 90° . Так как Θ в нашем случае гораздо больше угла Брюстера, то ограничимся рассмотрением эффектов, возникающих при падении горизонтально поляризованной волны на границу раздела двух диэлектриков.

Если электромагнитная волна падает на границу раздела двух диэлектриков из оптически более плотной среды, то в оптически менее плотной среде возникает поверхностная волна, амплитуда которой находится по формуле [5]:

$$E_2 = E_1 \cdot |T_\perp| \cdot e^{-k_1 \chi z}, \quad (3)$$

где E_1 – амплитуда падающей волны; T_\perp – коэффициент прохождения волны; $k_1 = 2 \cdot \pi / \lambda$ – волновое число в 1-й среде; $\chi = \sqrt{\sin^2 \Theta - n_{21}^2}$; z – расстояние от стенки ТВВ,

$$E_1 = E_{\max} \cdot \frac{1}{\alpha_{кр}} \int_0^{\alpha_{кр}} F(\alpha) d\alpha, \quad (4)$$

где E_{\max} – амплитуда поля волны, излученной в направлении максимума диаграммы направленности антенны (ДНА), $F(\alpha)$ – ДНА в угломестной плоскости,

$$T_{\perp} = \frac{2 \cos \Theta}{\cos \Theta + \sqrt{n_{21}^2 - \sin^2 \Theta}}, \quad (5)$$

где $\Theta = \frac{\pi}{2} - \alpha$ – угол падения электромагнитной волны на границу раздела сред; $\alpha = |0 \div \alpha_{кр}|$ – угол скольжения; n_{21} – относительный коэффициент преломления из первой среды во вторую.

Быстрота затухания амплитуды напряженности поля во второй среде определяется произведением $k_1 \chi = k_1 \sqrt{\sin^2 \Theta - n_{21}^2}$ и возрастает с увеличением Θ . Следовательно, она будет максимальной при $\alpha=0$ и минимальной при $\alpha=\alpha_{кр}$. Поэтому для всего пакета захваченных волн скорость затухания поля во второй среде будет определяться некоторым средним углом скольжения $\alpha_{ср} = \alpha_{кр} / 2$.

После отражения от цели сферическая волна проходит до границы волновода расстояние z . Амплитуда падающей волны в этом случае будет равна [6]

$$E'_2 = \frac{E_2}{2\pi \cdot z}. \quad (6)$$

Штрих над обозначением указывает, что волна распространяется от цели к РЛС.

При прохождении волны из оптически менее плотной в оптически более плотную среду будет иметь место частичное отражение и амплитуда волны в более плотной среде составит

$$E'_1 = E'_2 \cdot |T'_{\perp}|, \quad (7)$$

где $T'_{\perp} = \frac{2 \cos \Theta'}{\cos \Theta' + \sqrt{n_{12}^2 - \sin^2 \Theta'}}$ – коэффициент прохождения волны; Θ' находится из

выражения $n_1 \cdot \sin \Theta = n_2 \cdot \sin \Theta'$ при условии $\Theta \in \left[\frac{\pi}{2} - \alpha; \frac{\pi}{2} \right]$.

Амплитуда пакета волн, прошедших в ТВВ, будет зависеть от некоторого среднего значения $\Theta'_{ср} = \Theta'_{\min} + \frac{\Theta'_{\max} - \Theta'_{\min}}{2}$.

Найдем коэффициент ослабления плотности потока мощности у цели при расположении ее над верхней стенкой ТВВ по сравнению с расположением цели в ТВВ

$$V_{21} = \frac{S_{y21}}{S_y} = \frac{E_2^2 / 240\pi}{E_1^2 / 240\pi} = \left(\frac{E_2}{E_1} \right)^2 = \left(|T_{\perp}| \cdot e^{-k_1 \chi z} \right)^2. \quad (8)$$

Аналогично для коэффициента ослабления плотности потока мощности у приемника получаем выражение

$$V_{12} = \frac{S_{i\delta 12}}{S_{i\delta}} = \frac{(E'_1)^2 / 240\pi}{(E'_2)^2 / 240\pi} = \left(\frac{E'_1}{E'_2} \right)^2 = |T'_{\perp}|^2. \quad (9)$$

Найдем мощность на входе приемника для сигнала, отраженного от цели, находящейся над верхней стенкой ТВВ. Из (8) и (9) с учетом изложенного в [7] получаем

$$P_{np}^{над\ ТВВ} = \frac{P_n G^2 \sigma_c \lambda^2 \gamma_{ав}^2 V_{ав}^2}{16\pi^3 H_{ав}^2 r^2} \cdot V_{21} \cdot V_{12}. \quad (10)$$

Определим множитель прохождения принимаемого сигнала в зависимости от высоты цели над верхней стенкой волновода

$$\eta = \frac{P_{np}^{над\ ТВВ}}{P_{np}^{ТВВ}} = V_{21} \cdot V_{12}. \quad (11)$$

На рис. 5 приведена зависимость множителя прохождения радиоволн η от высоты цели z над верхней стенкой ТВВ для различных средних углов скольжения α : 1 – $\alpha=6'$, 2 – $\alpha=9'$, 3 – $\alpha=12'$, 4 – $\alpha=15'$ и длин волн (а) длина волны $\lambda=0,1\text{м}$; б) $\lambda=0,5\text{м}$; в) $\lambda=1\text{м}$).

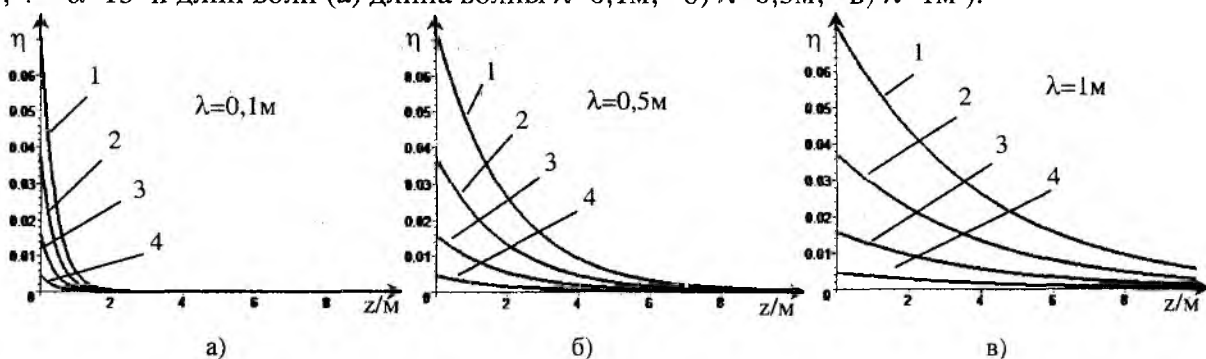


Рис. 5

Из рисунка видно, что величина множителя ослабления пропорциональна углу скольжения, а скорость ее уменьшения с высотой обратно пропорциональна длине волны. О быстром затухании поля над тропосферным волноводом свидетельствуют также данные, приведенные в [2, 8].

При решении задач обнаружения обычно задаются показателями качества обнаружения и ЭПР цели σ_c . На рис.6 показано изменение высоты обнаружения цели над волноводом от дальности r для различных длин волн λ и углов скольжения α при $\sigma_c = 1\text{м}^2$, уровне ложной тревоги $F = 10^{-7}$, вероятности правильного обнаружения $D = 0,5$ для сигнала со случайной фазой и амплитудой в зависимости от длины волны и угла скольжения. Расчеты производились при условии, что импульсная мощность передатчика РЛС $P_n = 2 \cdot 10^6\text{Вт}$, длительность импульса $\tau_n = 1\text{мкс}$, коэффициент усиления антенны $G = 10^4$, коэффициент шума приемника $K_{ш} = 4$. Угол скольжения определяется вертикальными размерами ТВВ и М-дефицитом (рис. 16).

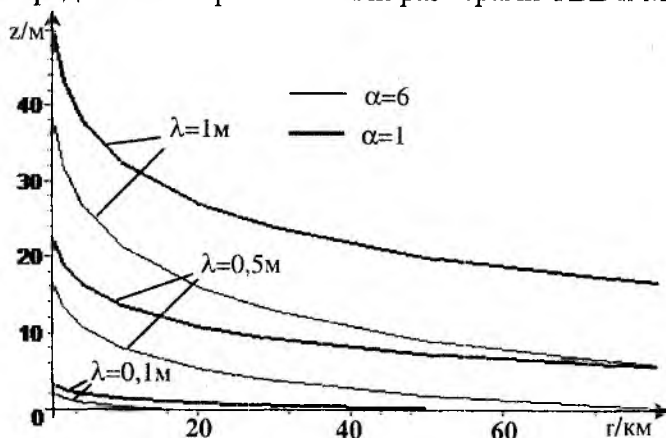


Рис. 6

Из рисунка видно, что высота обнаружения цели над верхней стенкой тропосферного волновода сравнительно слабо зависит от угла скольжения и очень сильно зависит от длины волны.

На рис. 7а, б показаны кривые обнаружения сигнала со случайной фазой и амплитудой, отраженного от цели, находящейся над ТВВ на дальности $r = 400$ км для различных длин волн λ и углов скольжения α (1- $\alpha=6'$, 2- $\alpha=9'$, 3- $\alpha=12'$, 4- $\alpha=15'$). Параметры передатчика, приемника и ТВВ были взяты такими же, как и при расчетах для рис. 6.

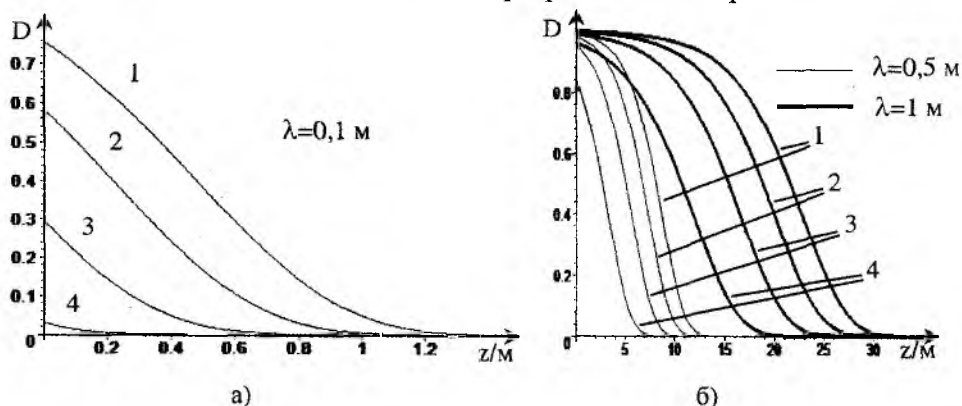


Рис. 7

Из рис. 7 следует, что вероятность обнаружения сигнала над тропосферным волноводом сильно зависит от угла скольжения и длины волны и резко убывает с высотой.

Таким образом, проведенный анализ позволяет сделать следующие выводы:

- высота обнаружения цели над верхней стенкой ТВВ с заданной вероятностью сравнительно слабо зависит от угла скольжения (условий запитки волновода) и очень сильно зависит от длины волны РЛС;
- обнаружение цели на загоризонтных дальностях над тропосферным волноводом возможно лишь на небольшом расстоянии от стенки ТВВ. В нашем случае для угла скольжения $\alpha = 15'$ и длин волн 1 и 0,1 м обнаружение цели над верхней стенкой волновода с вероятностью $D = 0,5$ на дальности 40км возможно соответственно на высотах примерно 25 и 0,5 м. Это приводит к «увеличению» зоны обнаружения РЛС по вертикали за пределы ТТВ на 10 и 2% соответственно.

Список литературы: 1. *Распространение ультракоротких радиоволн*: Пер. с англ. / Под ред. Б.А. Шиллерова. М.: Сов. радио, 1954. 564 с. 2. *Применение методов геометрической оптики для расчета поля при наличии приводных или приподнятых волноводов и при большой высоте одного из корреспондирующих пунктов* / Комаров Н.Н., Островский И.Е., Замараев Б.Д., Розенберг А.Д. // Радиофизика. 1960. Т.03, №1. С.39 – 42. (Изв. высш. учеб. заведений). 3. *Кукушкин А.В., Синицын В.Г.* Влияние приводной М-инверсии на распространение радиоволн в тропосферном волноводе // Радиофизика. 1979. Т.22, №7. С. 802 – 808. (Изв. высш. учеб. заведений) 4. *Михайлов Н.Ф., Рыжков А.В., Щукин Г.Г.* Радиометеорологические исследования над морем. Л.: Гидрометеиздат, 1990. 207 с. 5. *Фальковский О.И.* Техническая электродинамика: Учебн. для вузов связи. М.: Связь, 1978. 432 с. 6. *Черный Ф.Б.* Распространение радиоволн. М.: Сов. радио. 1972. 463 с. 7. *Карлов Д.В., Мисайлов В.Л., Рафальский Ю.И.* Потенциальные показатели качества обнаружения низколетящих целей в условиях существования тропосферного волновода над морской поверхностью // Системы обработки информации. 2003. № 5. С. 196 – 201.

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ОЦЕНИВАНИЕ СПЕКТРОВ ЧЕТВЕРТОГО ПОРЯДКА НЕГАУССОВЫХ ПРОЦЕССОВ

Введение

Актуальным является поиск эффективных спектральных оценок высших порядков, которому посвящены многие работы по статистическому анализу случайных процессов. Основной целью анализа спектров высших порядков является обнаружение дополнительной информации, которая может отсутствовать в спектрах второго порядка. Проводятся исследования по применению спектров высших порядков в таких областях, как океанография, геофизика, пассивная гидролокация, биомедицина, связь, науки о Земле, при исследовании временных рядов в экономике и анализе данных наблюдения солнечных пятен [1].

Для анализа негауссовых процессов предлагалось использовать периодограммы третьего порядка [2]. Они получались произведением трех конечных преобразований Фурье негауссовых случайных процессов. Изучению кумулянтных спектров высших порядков посвящены работы [3, 4]. Фурье-анализ моментных функций временных рядов анализировался и в других работах [5]. Так, Тюки и другие авторы предложили название биспектра для спектра третьего порядка, а спектр четвертого порядка был назван триспектром [2]. Наряду с использованием этих терминов будем называть спектры s – го порядка «моментограммой s – го порядка», если они получены $s - 1$ – кратным преобразованием Фурье от соответствующих моментных функций s – го порядка.

Применение параметрической оценки спектров дает во многих случаях преимущества по сравнению с использованием коррелограммного или периодограммного методов оценок СПМ. Обычно параметрические оценки СПМ вычисляются по параметрам моделей линейного предсказания, найденным по корреляционной функции. Однако модели линейного предсказания можно строить и по моментным функциям, описывающим негауссовы свойства процессов [6]. Такие модели называются обобщенными моделями линейного предсказания. На основе обобщенных моделей линейного предсказания также можно находить параметрические оценки спектров высших порядков. Если параметры модели находятся по моментным функциям s – го порядка, то такая модель называется обобщенной моделью s – го ранга.

Задачами статьи является: вывод уравнений для нахождения параметрической оценки спектров четвертого порядка на основе обобщенной модели авторегрессии (ОАР); генерация негауссова процесса авторегрессии с заданным спектром; параметрическая оценка спектра четвертого порядка полученного негауссова процесса; анализ оптимальности построенной модели ОАР четвертого ранга.

Целью статьи является разработка и анализ элементов теории параметрической оценки спектров высших порядков на основе обобщенных моделей линейного предсказания четвертого порядка.

Приведены формулы параметрической оценки спектров четвертого порядка на основе обобщенных моделей авторегрессии (ОАР) четвертого ранга. При их выводе использовались свойства преобразования спектров негауссова белого шума в линейных системах, описываемых моделями авторегрессии. На примере имитационного негауссова процесса авторегрессии четвертого порядка продемонстрированы параметрические оценки спектра четвертого порядка.

Обобщенная модель авторегрессии четвертого ранга

Модели линейного предсказания ОАР могут использоваться для получения параметрических спектральных оценок случайных процессов. Найдем выражения для расчета коэффициентов ОАР четвертого ранга.

Для построения модели ОАР четвертого ранга, описываемой рекуррентным уравнением

$$x[t] = \sum_{i=1}^{p_{l,k}} \Phi_4^{l,k}[i]x[t-i] + a_4^{l,k}[t], \quad (1)$$

необходимо потребовать, чтобы ошибка предсказания $a_4^{l,k}[t]$ имела нулевую моментную функцию четвертого порядка при некоторых фиксированных l, k . Параметры модели $p_{l,k}$ и $\Phi_4^{l,k}[i]$ определяются моментными функциями негауссова процесса четвертого порядка.

Чтобы получить уравнения, по которым можно было бы вычислять $\Phi_4^{l,k}[i]$, необходимо левую и правую части (1) умножить на $x[t-j]x[t-l]x[t-k]$ и взять математическое ожидание. Тогда уравнение для расчета коэффициентов ОАР четвертого ранга имеет вид

$$m_4[j, j-l, j-k] = \sum_{i=1}^{p_{l,k}} \Phi_4^{l,k}[i]m_4[j-i, j-l, j-k], \quad j > 0, l \geq 0, k \geq 0. \quad (2)$$

Для вычисления коэффициентов ОАР фиксируются l, k , а затем составляется система уравнений $p_{l,k}$ – того порядка. Значение сдвигов l и k выбираются, исходя из решаемой задачи и негауссовых свойств моделируемого процесса.

Параметрические спектры четвертого порядка обобщенной модели авторегрессии

Моментограмма четвертого порядка входного процесса типа негауссова белого шума преобразуется в линейной системе, описываемой моделью ОАР, по формуле [5]

$$\begin{aligned} P_4(\omega_1, \omega_2, \omega_3) &= m_{4a} \sum_{n=0}^{\infty} h_n e^{-j\omega_1 n} \sum_{r=0}^{\infty} h_r e^{-j\omega_2 r} \sum_{u=0}^{\infty} h_u e^{-j\omega_3 u} \sum_{v=0}^{\infty} h_v e^{-j(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3)v} = \\ &= m_{4a} H(\omega_1)H(\omega_2)H(\omega_3)H(-\omega_1 - \omega_2 - \omega_3). \end{aligned} \quad (3)$$

Линейная система, описываемая выражением (1), имеет рациональную передаточную функцию

$$H(z) = \frac{1}{\sum_{i=0}^{p_{l,k}} \Phi_4^{l,k}[i]z^{-i}}, \quad (4)$$

где $\sum_{i=0}^{p_{l,k}} \Phi_4^{l,k}[i]z^{-i}$ – оператор авторегрессии. Чтобы получить частотную характеристику

системы, сделаем замену $z \rightarrow e^{j\omega T}$ в (4)

$$H(z) = \frac{1}{\sum_{i=0}^{p_{l,k}} \Phi_4^{l,k}[i]e^{-j\omega Ti}}. \quad (5)$$

Выражение для спектральной плотности мощности четвертого порядка (3) модели ОАР четвертого ранга с учетом (5) имеет вид

$$P_4(\omega_1, \omega_2, \omega_3) = \frac{1}{\sum_{i=0}^{P_{l,k}} \Phi_4^{l,k}[i] e^{-j\omega_1 T i} \sum_{u=0}^{P_{l,k}} \Phi_4^{l,k}[u] e^{-j\omega_2 T u} \sum_{v=0}^{P_{l,k}} \Phi_4^{l,k}[v] e^{-j\omega T v} \sum_{r=0}^{P_{l,k}} \Phi_4^{l,k}[r] e^{j(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3) T r}} \quad (6)$$

Как видно из полученного соотношения (6), параметрическая спектральная оценка четвертого порядка комплексная. Таким образом, в отличие от СПМ второго порядка, спектры высших порядков характеризуются не только абсолютной величиной, но и фазой, что важно при решении ряда задач.

Для анализа спектральной плотности мощности четвертого порядка можно также применять одномерные спектры. В таком случае достаточно воспользоваться выражением, которое можно получить из (6) при условии $\omega_1 = \omega_2 = 0$,

$$P_4(\omega) = \frac{m_{4a} K_4}{\left| \sum_{i=0}^{P_{l,k}} \Phi_4^{l,k}[i] e^{-j\omega T i} \right|^2}, \quad K_4 = \frac{1}{\left(\sum_{i=0}^{P_{l,k}} \Phi_4^{l,k}[i] \right)^2} \quad (7)$$

Хотя многомерные спектры высших порядков сложнее анализировать чем СПМ второго порядка, использование их параметрического представления дает значительное преимущество. Только p параметров модели содержат исчерпывающую информацию как о самом спектре высшего порядка, так и о системе, моделирующей передаточную функцию соответствующего формирующего линейного фильтра. Многомерный спектр высших порядков содержит существенно избыточную информацию. Существенно меньшей избыточностью обладают коэффициенты ОАР. Применение параметрических спектров высших порядков оправдано тем, что сложные реальные нелинейные системы, формирующие негауссовы процессы, могут аппроксимироваться набором линейных моделей предсказания разных рангов. Например, анализируя модели ОАР для различных фиксированных сдвигов, получают характеристики системы, с помощью которой мог быть получен данный спектр высшего порядка.

Оценки СПМ модели ОАР четвертого ранга имитационного случайного процесса

Рассмотрим пример параметрической спектральной оценки четвертого порядка негауссова процесса. Выборка процесса была получена с помощью авторегрессионного формирующего фильтра четвертого порядка. В качестве порождающего процесса использовался

негауссов белый шум с одномерным гамма – распределением и параметрами формы и масштаба $c = 4, b = 1$ соответственно. Длина реализации равнялась 200 отсчетам. Значения относительных частот спектральных пиков и соответствующие им полосы частот выбирались равными $f_1 = 0, \Delta f_1 = 0,08, f_2 = 0,4, \Delta f_2 = 40$. Коэффициенты АР рассчитывались согласно [8] и составляли $\Phi[1] = 0,129, \Phi[2] = 0,837, \Phi[3] = 0,347, \Phi[4] = -0,47$. Параметрический спектр второго порядка, рассчитанный по этим коэффициентам, представлен на рис. 1.

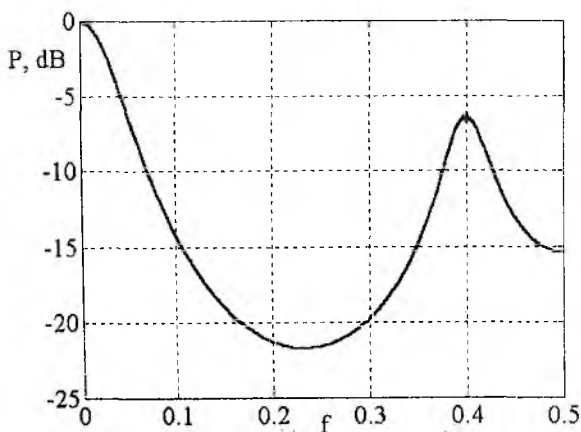


Рис. 1

Так как негауссов процесс является процессом авторегрессии, полученным с помощью линейного формирующего фильтра, то его оценки спектра высших порядков будут иметь вид соответствующий спектру второго порядка. Оценки коэффициентов ОАР модели четвертого ранга можно получать для разных сдвигов l и k , используя (2). На рис. 2 представлены графики параметрических оценок спектра четвертого порядка в зависимости от порядка модели, рассчитанные по (7). Коэффициенты ОАР были рассчитаны для модели с $l=1, k=1$. Как видно из графиков, они довольно точно соответствуют моделируемому спектру (рис. 1) при значениях порядка ОАР, равных $p = 4 \div 7$.

На рис. 3 показана зависимость значений моментной функции четвертого порядка ошибки предсказания от порядка модели. Значения моментных функций взяты в точках 1 — $m_{4a}[1,1,-1]$, 2 — $m_{4a}[1,1,-2]$, 3 — $m_{4a}[1,1,-3]$. Как следует из графиков, минимальное значение, как правило, наблюдается уже при четвертом порядке модели. Это доказывает, что ошибки предсказания модели ОАР четвертого порядка практически статистически независимы.

На рис. 4 показаны графики сечений оценок спектра, полученных преобразованием Фурье от моментных функций четвертого порядка. Спектры соответствуют наборам сечений при значениях сдвигов $l=k=0$; $l=1, k=0$; $l=k=1$. Представленные на рис. 4 оценки получены с применением процедуры взвешивания моментных функций окном Блэкмана-Хэрриса длиной $N = 51$. Сравнение оценок представленных на рис. 2 для порядков $p = 4 \div 7$ и на рис. 4 показывает их достаточное сходство. В то же время параметрические спектральные оценки не искажаются боковыми и процедурой сглаживания при использовании оконной обработки.

Выводы

На основании принципа статистической независимости ошибок предсказания получены уравнения модели ОАР четвертого ранга негауссовых процессов. Из уравнений преобразования спектров высших порядков линейной системой, описываемой моделью ОАР, найдены выражения для расчета параметрической оценки спектров четвертого порядка. Найденные выражения были использованы для получения параметрической оценки спектра негауссова

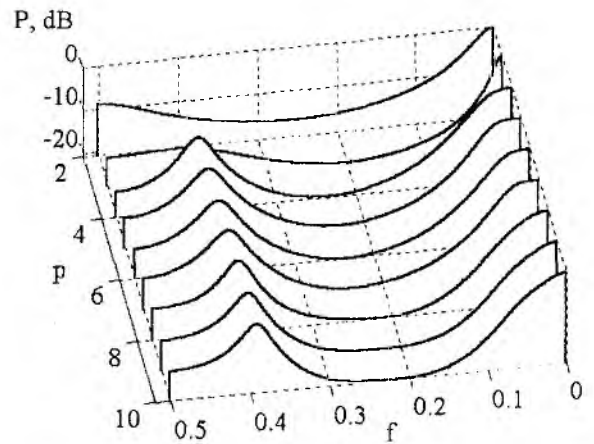


Рис. 2

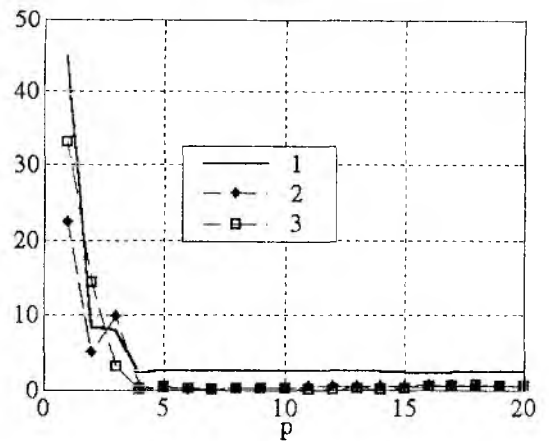


Рис. 3

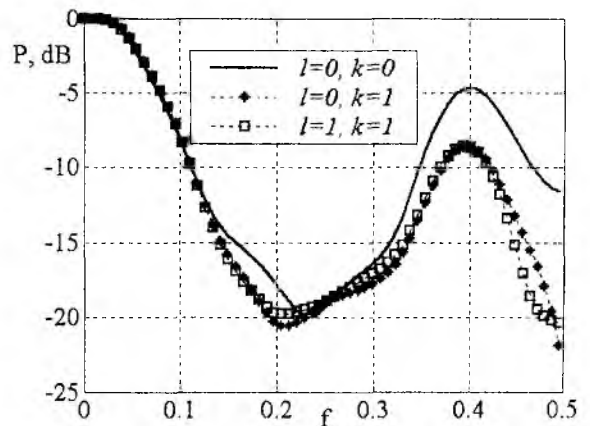


Рис. 4

имитационного процесса. Проведенные исследования показали, что параметры полученных моделей довольно точно отражают спектр имитационного процесса.

Научная новизна полученных результатов заключается в том, что впервые получены соотношения, позволяющие получать параметрические оценки спектров высших порядков по обобщенной модели АР. Предложенный способ оценки спектров высших порядков расширяет возможности применения моделей линейного предсказания для исследования негауссовых процессов, что имеет практическое значение при моделировании линейных систем и случайных процессов.

Список литературы: 1. *Журбенко И.Г.* Анализ стационарных и однородных случайных систем. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1987. 240 с. 2. *Бриллинджер Д.Р.* Временные ряды. Обработка данных и теория. М.: Мир, 1980. 536 с. 3. *Ширяев А.Н.* Некоторые вопросы спектральной теории старших моментов // Теория вероятности и ее применение. 1960. №№ 5, 3. С. 293 – 313. 4. *Леонов В.П.* Некоторые применения старших семинвариантов в теории стационарных случайных процессов. М.: Наука, 1964. 124 с. 5. *Малахов А.Н.* Кумулянтный анализ случайных негауссовых процессов и их преобразований. М.: Сов. радио, 1978. 376 с. 6. *Тихонов В.А.* Обобщенная модель авторегрессии негауссовых процессов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. № 132. С. 78 – 82. 7. *Бокс Дж., Дженкинс Г.* Анализ временных рядов: Пер. с англ. М.: Мир, 1974. Вып. 1. 406 с. 8. *Тихонов В.А., Русановский Д.Е., Тихонов Д.Е.* Генерация узкополосных имитационных случайных процессов // Радиотехника и информатика. 1999. №4. С. 83 – 85.

*Харьковский национальный
университет радиотехники*

Поступила в редколлегию 29.01.2004

В. И. ЛЕОНИДОВ, Г. И. СИДОРОВ, канд. техн. наук

АВТОМАТИЗАЦИЯ КЛАССИФИКАЦИИ АМПЛИТУДНО-ВРЕМЕННЫХ СТРУКТУР ЭХО-СИГНАЛОВ В СИСТЕМАХ АКУСТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

Введение

В современных системах акустического зондирования (АЗ) атмосферного пограничного слоя (АПС) конечным результатом обработки эхо-сигналов является восстановление некоторых параметров АПС по измерениям параметров одиночного эхо-сигнала на временном интервале t_a , равном длительности зондирующего импульса τ_n , т.е. $t_a = \tau_n$ [1 – 3]. Такой подход ограничивает число восстанавливаемых производных параметров эхо-сигналов измерением импульсной мощности $P_n(\sigma)$, которая интерпретируется как коэффициенты структурной функции турбулентного поля температуры C_T^2 и скорости C_V^2 , и спектром $W(\omega)$, сдвиг центральной частоты которого относительно центральной частоты зондирующего сигнала интерпретируется как радиальная скорость V_R движения воздушной массы, ограниченной импульсным объемом [2]. Однако турбулентный и нестационарный характер процессов притока и преобразования тепловой энергии в АПС [4, 5], распределенный характер цели, в качестве которой выступает воздушная масса, заключенная в импульсном объеме, а также неконтролируемое воздействие внешних акустических помех приводят как к неопределенностям при расчете параметров эхо-сигналов, так и к неопределенности их интерпретирования. Для того чтобы избежать этого недостатка, а также с целью расширения функциональных возможностей метода АЗ и с целью получения данных прогностического характера, целесообразно исследовать не только одиночные эхо-сигналы, но и временные характеристики их выборок, представленных, например, в виде амплитудно-временных записей (эхограмм) [1].

Анализ эхограмм

Проведенный авторами систематический визуальный анализ эхограмм показывает, что записи, получаемые в непрерывном режиме, характеризуются большой изменчивостью. На рис.1 приведен пример непрерывной записи полученной авторами 18.09.94 г с помощью бистатической импульсной системы акустического зондирования, работавшей на территории Харьковского аэропорта в период с 15 августа по 30 октября 1994 г. Запись показывает эволюцию в термодинамическом состоянии (ТДС) от радиационной инверсии температуры, наблюдавшейся (на записи) от 8.45 до 10.30 местного времени, до развитой термической конвекции от 11.00 до 12.30. Скорость ветра в приземном слое не превышала 1,3 м/с при постоянном северном направлении. Температура воздуха, измеренная на высоте 2 м, изменялась от 19,2°C в 8.40 до 26,2°C в 12.30. Запись отображает типичный процесс изменения ТДС в зависимости от режима солнечной радиации (времени суток), наблюдающийся летом или ранней осенью в условиях антициклона. Процессы такого типа можно считать детерминированными. Однако их наблюдение и идентификация имеет большое практическое значение, так как позволяет, во-первых, применить как минимум три различных типа моделей АПС, во-вторых, определить интервалы времени их справедливости для текущего состояния АПС и в-третьих, получить пространственную область определения применяемых моделей. В данном случае с помощью адекватных моделей могут быть описаны процессы распространения вредных выбросов, сдвиги вертикальной и горизонтальной компонент скорости ветра, а также их средние вертикальные профили.

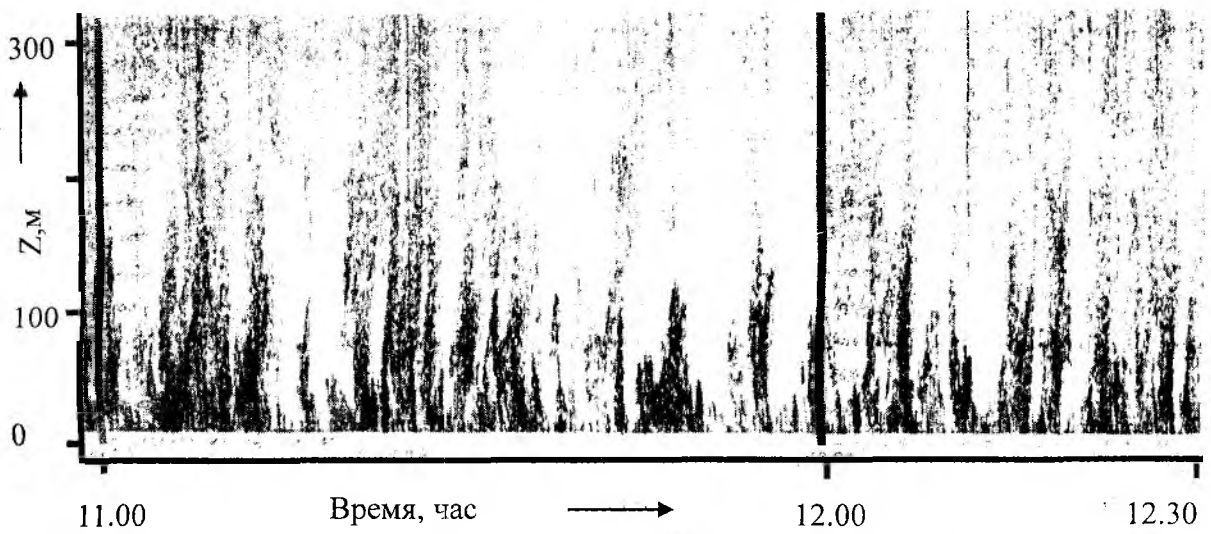
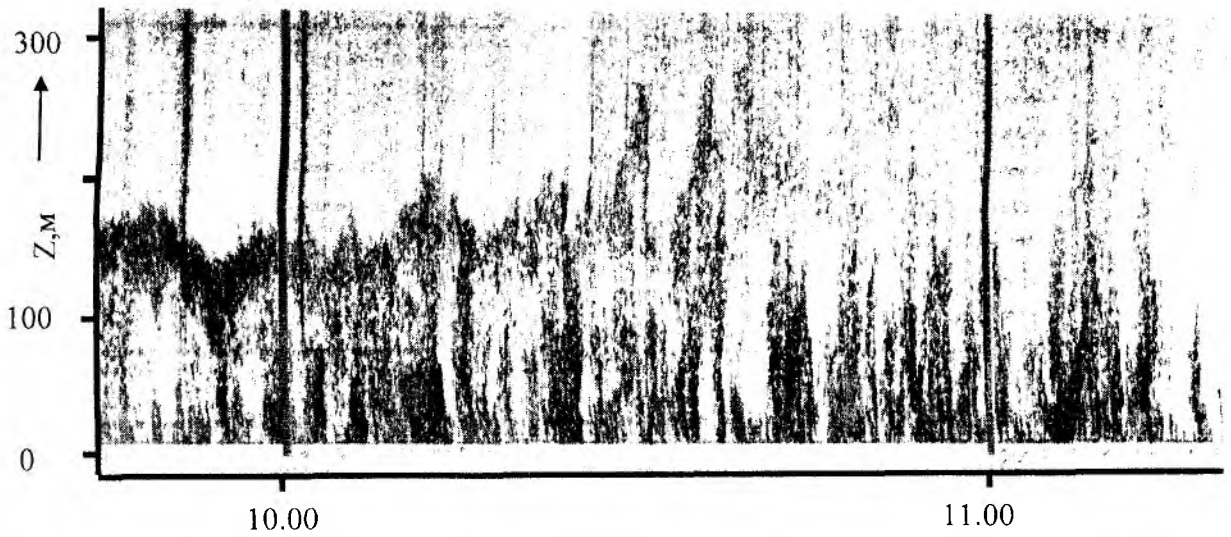
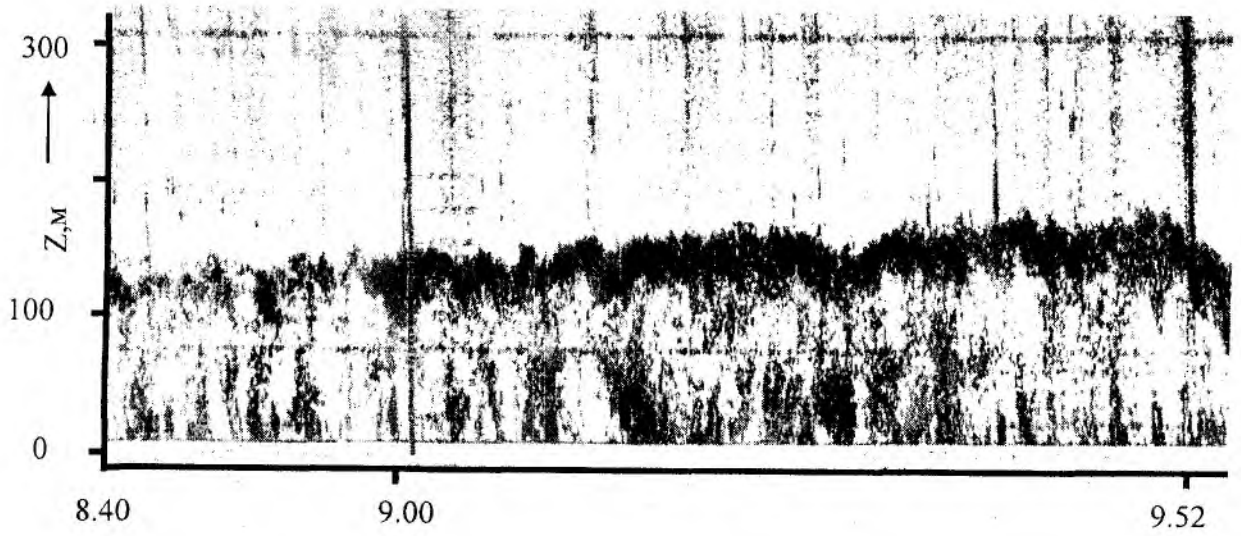


Рис. 1

Изменчивость эхограмм характерна также и для однотипных погодных ситуаций, описанных по данным аэрологического зондирования. Это может означать, что подавляющее большинство изменений в ТДС АПС некоторым образом отображается на амплитудно-временной структуре эхо-сигнала. Это свойство метода АЗ побуждает к попыткам решить обратную задачу – по анализу структуры эхограммы описать ТДС в такой системе признаков, которая позволяла бы в конечном счете перейти к распределениям физических величин. Мы предполагаем, что если вид эхограммы зависит от состояния атмосферы, определенного в некоторой системе признаков, то должно быть справедливым утверждение о том, что из стационарности параметров эхограммы следует стационарность состояния АПС на тех же пространственно-временных масштабах, на которых произведен анализ эхограммы. Если это так, то состояния АПС на этих интервалах могут быть описаны квазистационарными моделями распределения физических величин или иных свойств АПС, выраженных в терминах математического формализма. Достоинством такого подхода является перенос процедуры измерения параметров V_R , C_T^2 и C_V^2 в область синтеза моделей ТДС, совокупность которых может представлять собой библиотеку готовых решений, в структуре которой будет реализован перечень разновидностей ТДС.

В настоящей работе рассматриваются цифровые аналоги эхограмм, которые формируются в памяти компьютера. Результатом однократного вертикального зондирования атмосферы импульсным сигналом длительностью $\tau_{\text{и}}$ является реализация эхо-сигнала $S = U_r(t)$ длительностью $t_p = T_F - t_b$, где T_F – период повторения зондирующих импульсов, t_b – время блокировки приемного тракта. С выхода приемного тракта огибающая амплитуды эхо-сигнала преобразуется в последовательность цифровых отсчетов, производимых с интервалом $\Delta t = \tau_{\text{и}}$. Таким образом, максимальное количество дискретных отсчетов каждой реализации составит $j_{\text{max}} = T_F / \tau_{\text{и}}$. При этом разрешающая способность по дальности, как известно, равна: $\Delta z = C_{\text{зв}} \cdot \tau_{\text{и}} / 2$, а максимальная высота зондирования $z_{\text{max}} = C_{\text{зв}} \cdot T_F / 2$. В результате процедуры зондирования получаем массив данных, содержащий i реализаций, которые организуются в матрицу-выборку M_{ij} , где элементами столбца j являются одноименные дискретные отсчеты реализаций, а элементы строк образуют одномерные массивы значений эхо-сигналов для j -й высоты. Свойства полученного фрагмента в виде матрицы-выборки (МВ) рассматриваются как объект исследования.

Классификация выборок эхо-сигналов

Значительные формальные различия эхограмм, которые наблюдаются при однотипных состояниях, объясняются тем, что на ТДС и, следовательно, на структуру эхо-сигналов, влияют причины случайного характера. К ним можно отнести, например, неоднородность земной поверхности, различие в теплофизических, радиационных и других свойствах ее соседних частей, бризы, горно-долинные (склоновые) и ледниковые ветры. В результате в общем случае нелинейного воздействия этих факторов на основной воздушный поток синоптического масштаба, создаются процессы и движения мезометеорологического масштаба горизонтальные размеры которых изменяются от нескольких сотен метров до одной или двух сотен километров [6-7].

На основании выше изложенного можно сделать вывод о том, что при анализе результатов АЗ возможное разнообразие исследуемых объектов (МВ) значительно превосходит число моделей АПС, из которых следует выбрать одну, адекватную его текущему состоянию. Следовательно, задача анализа МВ относится к классификационным, решение которой может быть получено методами распознавания образов.

При разработке систем автоматического распознавания возникают задачи представления исходных данных в виде вектора $x = (x_1, x_2, \dots, x_n)$, где x_i – результаты измерений, задача выделения характерных признаков или свойств из полученных исходных данных, задача снижения размерности вектора образов (предварительная обработка и выбор признаков), а

также отыскание оптимальных решающих процедур, необходимых для идентификации и классификации [8]. В данном случае основная трудность решения задачи классификации состоит в выборе системы признаков формирования классов МВ. В общем случае существуют два принципа решения этой задачи – выявление математических признаков и выявление таких особенностей в классифицируемых образах, которые связаны с причинами, приводящими к изменениям в этих образах. Первый подход выглядит абстрактным. Для его реализации необходимо исследовать представительную выборку, которая содержала бы все возможные вариации собственно образов. Такой подход оправдан, когда целью классификации является задача систематизации данных. В случае классификации МВ конечной целью является классификация ТДС АПС. Поэтому в данном случае второй подход следует считать предпочтительным. Для его реализации необходимо проанализировать физические основы возникновения эхо-сигналов.

Согласно теории рассеяния звуковых волн в турбулентной атмосфере [4, 9, 10], развитой также и в экспериментальных исследованиях [11, 12], выражение для величины удельной мощности обратного рассеяния σ из импульсного объема имеет вид:

$$\sigma = 2\pi k^4 \frac{\Phi_T(2k)}{4T^2}, \quad (1)$$

где $k = 2\pi/\lambda_{зв}$, $\lambda_{зв}$ – длина волны звука; T – среднее значение температуры в рассеивающем объеме; Φ_T – трехмерная спектральная плотность турбулентных пульсаций поля температуры при пространственном волновом числе K , где $K = 2k$ или $K = 2\pi/l$, где $l = \lambda_{зв}/2$ – пространственный масштаб турбулентных пульсаций температуры.

Фактически выражение (1) представляет собой попытку представить импульсный объем в виде некоторого эквивалента эффективной площади (сечения рассеяния). При этом из чисто геометрических соображений принимается, что наиболее эффективное рассеяние происходит на пульсациях температуры, пространственный масштаб l которых равен: $l = \lambda_{зв}/2$. Относительно этого предположения известно [12], что возникновение эхо-сигналов, например, при длине звуковой волны $\lambda_{зв} \sim 0,35$ м, сопровождается заметными флуктуациями температуры масштаба $l \sim 0,2$ м в рассеивающем объеме. Там же указывается, что в общем случае различимые эхо-сигналы возникают всякий раз, когда в атмосфере присутствуют пульсации температуры с частотой выше 1 Гц и амплитудой больше $0,05^\circ\text{C}$. Сведения относительно вероятности возникновения температурных пульсаций в виде пространственных решеток с шагом $l = \lambda_{зв}/2$ в литературе отсутствуют, однако можно предположить, что при вертикальном зондировании вследствие расслоенности потока по вертикали вероятность таких структур весьма мала.

Поскольку выражение (1) формализует эффект рассеяния, создаваемый трехмерной спектральной плотностью поля температурных пульсаций $\Phi_T(K)$, значения величины σ будут усреднены на том же временном интервале, что и $\Phi_T(K)$, т.е. на интервале $t_{cp} \geq 10$ мин [6].

Если предположить, что турбулентное поле температуры стационарно в пространстве и времени, то $\Phi_T(K)$ может быть выражено через параметр соответствующей структурной функции [4]:

$$\Phi_T(K) = 0,033 C_T^2 K^{-11/3}, \quad k_0 < K < k_m, \quad (2)$$

где C_T^2 – коэффициент структурной функции турбулентного поля температуры, определяемой как $D_T(r) = C_T^2 r^{2/3}$ при $L_0 > r > l_m$, где L_0 и l_m – внешний и минимальный масштаб турбулентности соответственно.

Или, из (1) и (2):

$$\sigma = 0,008\lambda^{-1/3} \left(C_T / T \right)^2. \quad (3)$$

По определению структурной функции параметр C_T^2 есть средний квадрат разности температур в точках пространства, разнесенных на единичное расстояние, т.е. это статистический момент поля температуры.

Выражение (3) указывает на весьма слабую зависимость мощности рассеяния от длины акустической волны. Так как согласно экспериментальным данным [1-3, 11-15] эхо-сигналы при однотипных ТДС, например, при термической конвекции, наблюдаются в широком диапазоне акустических длин волн, это эквивалентно предположению о том, что на заданной высоте одновременно присутствуют пульсации всех масштабов в диапазоне всех практически используемых длин волн, например от 0,4 м до 0,11 м, и что плотность их распределения близка к равномерной.

Рассмотренные количественные оценки процесса обратного рассеяния акустической мощности при АЗ АПС позволяют интерпретировать только среднюю за 10 мин мощность эхо-сигнала как величину, пропорциональную спектральной плотности температурных пульсаций масштаба $\lambda_{зв}/2$ или среднему квадрату разности этих пульсаций в точках, расстояние между которыми определяется выбранной системой измерений, например 1 см. Практическое использование такого интерпретирования имеет весьма ограниченный характер. Например, параметр C_T^2 может быть использован для оценки аналогичного параметра C_n^2 коэффициента преломления для электромагнитных волн видимого диапазона частот [5].

Анализ современного представления о физических причинах возникновения эхо-сигналов приводит к выводу о том, что обратное рассеяние создается случайными пульсациями температуры, которые возникают в результате процессов турбулентного обмена объемами воздуха между слоями с различной потенциальной температурой. Следовательно, для возникновения эхо-сигнала необходимы во-первых, статическая температурная расслоенность и, во-вторых, необходим сдвиг ветра, создающий турбулентные пульсации скорости, приводящие к турбулентному перемешиванию. Отсюда следует, что мощность принятого эхо-сигнала характеризует разность температур в перемешиваемых слоях атмосферы, а его пространственная структура (на МВ) характеризует величину сдвига ветра в горизонтальном и вертикальном направлениях – чем шире зона эхо-сигнала, тем больше сдвиг ветра, т.е. тем глубже взаимное проникновение вихрей, переносящих различные свойства, в данном случае температуру. Однако к количественному описанию мощности эхосигналов следует отнестись только как к оценочному, так как их вывод базируется не на бесспорных гипотезах. Следовательно, задачами классификации МВ могут быть ответы на следующие вопросы: в каком направлении происходит перемешивание – в горизонтальном или вертикальном, происходит ли оно вообще, какова локализация областей, в которых происходит перемешивание, происходит ли перемешивание при детерминированном типе ТДС (развитая термическая или вынужденная конвекция, радиационная инверсия температуры) или это нестационарный процесс (адвекция). Решение перечисленных задач и предлагается осуществить путем классификации МВ.

Структура процедуры автоматизированной классификации эхо-сигналов

Обобщенная структура использования АЗ в метеорологическом мониторинге может быть представлена в следующем виде. Эхо-сигналы вертикального импульсного АЗ после прохождения приемного тракта детектируются, преобразуются в цифровую форму и комплектуются в виде матриц-выборок (МВ) M_{ij} , содержащих i последовательно полученных временных зависимостей (вертикальных профилей). Объем каждой МВ соответствует получасовому непрерывному зондированию АПС. Эти МВ рассматриваются

как образы, которые могут быть отнесены к одному из классов, сформированных по рассмотренным выше принципам. Для каждого класса образов априори, на стадии «обучения» системы распознавания разрабатываются совокупности моделей признаков, которые представляют собой параметры и функции некоторого универсального вида. Признаки отражают особенности структуры МВ, обусловленные термодинамическим состоянием АПС, которое описывается данным классом. В результате зондирования АПС формируются МВ по которым рассчитываются параметры и признаки в соответствии со стандартным для всех классов перечнем. Полученные признаки далее приводятся к некоторому универсальному временному и амплитудному формату, в котором разработаны соответствующие модели. Процедура распознавания сводится к последовательному сравнению полученных признаков с их моделями, хранящимися в памяти ЭВМ. В результате процедуры сравнения рассчитываются среднеквадратичные отклонения σ_i между признаками и их моделями для данного класса образов. Полученные значения σ_i анализируются и рассматриваются как мера соответствия признаков данному классу. В результате получаем описание соответствия полученной МВ данному классу в выбранной системе признаков и с известной точностью, которая оценивается в соответствии с

известным выражением: $\sigma_{\Sigma} = \sqrt{\sum_{i=1}^n \sigma_i^2}$, где n – количество классов. Процедура сравнения повторяется для всего перечня классов. Рассматриваемая МВ относится к тому классу, для которого $\sigma_{\Sigma} = \sigma_{\Sigma \min}$.

Для того чтобы процедура сравнения была компактной, ее последовательность и перечень операций определяются гипотезой относительно текущего класса ТДС, которая выдвигается на основании непрерывного анализа контекстной информации.

На рис. 2 приведена блок-схема рассмотренного обобщенного алгоритма процедуры автоматизированной классификации структур акустических эхо-сигналов.

Заключение

Формализация структурного анализа выборок эхосигналов позволяет применить новый подход к использованию АЗ для исследований АПС. Этот подход состоит в автоматизированной классификации пространственно-временных структур эхо-сигналов по принципу их соответствия известным типам термодинамических состояний АПС и последующем применении моделей распределения метеопараметров или иных показателей состояния АПС. Такой подход, например, дает возможность указать границы применимости известных логарифмических моделей АПС, разработанных для приземного и пограничного слоя и справедливых, как известно только для тех состояний, когда вертикальный градиент изменения температуры не слишком отличается от сухоадиабатического, а также позволяет упростить методику расчета потоков тепла при использовании моделей, разработанных на основе теории подобия и размерности. Классификация выборок на основе структурного анализа также стимулирует исследователей, работающих в области изучения термодинамики атмосферы, к разработке моделей возмущенных состояний АПС, например для сильной неустойчивости и для развитых температурных инверсий, для которых модели вертикальных профилей физических величин в настоящее время просто отсутствуют, а также для наиболее нестационарных и наименее изученных состояний, связанных с адвективными процессами, при моделировании процессов мезометеорологического масштаба, которые являются определяющими для целого ряда важных практических приложений, таких как моделирование процессов рассеивания вредных выбросов, диагностики условий распространения радиоволн и условий посадки самолетов. Основным достоинством такого подхода является перенос процедуры решения обратной задачи из области измерения параметров эхосигналов в область синтеза моделей АПС, классификация которых осуществляется на основании автоматизированного анализа амплитудно-временной структуры акустических эхо-сигналов.

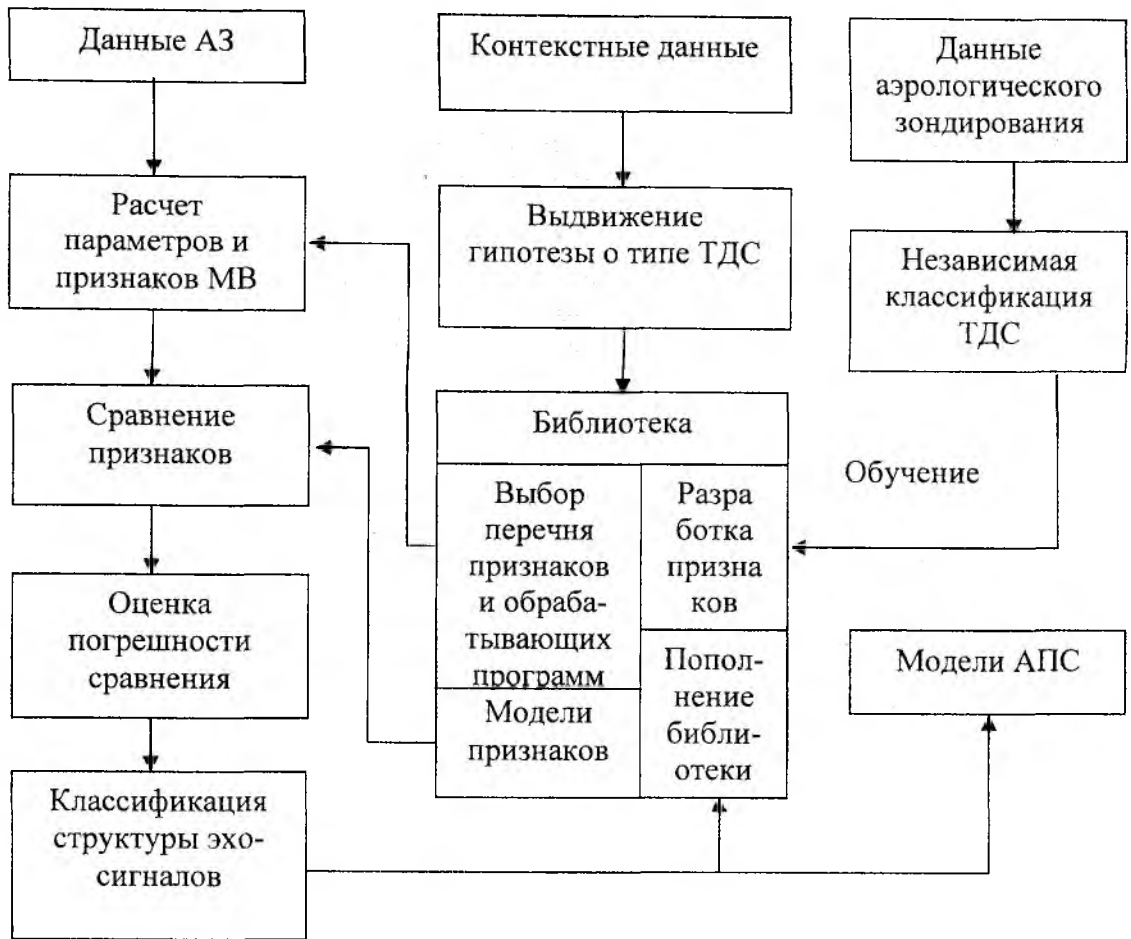


Рис. 2

Список литературы: 1. *Каллистратова М.А., Карюкин Г.А.* Исследование вертикальной структуры флуктуаций показателя преломления методом акустического зондирования. Астроклимат и эффект. телескопов // Тр. Всес. конф. РГ Астроклимат астросовета АН СССР, Абастумани, 23 – 26 ноября 1981 Вып. 6. 2. *D.W. Beran, C.G. Little and B.C. Willmarth.* Acoustic Doppler Measurements of Vertical Velocities in the Atmosphere. Nature, Vol. 230, March, 19. 1971. P.160 – 162. 3. *R.L. Coulter,* «Remote sensing of micrometeorological quantities». Proceedings of the 11th International Symposium on Acoustic Remote Sensing and Associated Techniques of the atmosphere and Oceans. 24-28 June 2002, Rome, Italy, P. 321 – 327. 4. *Обухов А.М.* Рассеяние звука в турбулентном потоке // Докл. АН СССР. 1941. Т. 30, № 7. С. 611 – 614. 5. *Иванов В.Н., Масагутов Т.Ф.* Флуктуации оптических неоднородностей в турбулентной атмосфере // Тр. ин-та экспериментальной метеорологии. Обнинск, 1974, Вып. 6 (44). С. 135 – 145. 6. *Л.Т. Матвеев,* Курс общей метеорологии: Физика атмосферы. Л.: Гидрометиздат, 1976. 640 с. 7. *Ж.В. Мигем,* Энергетика атмосферы / Под ред. Л.Т. Матвеева. Л.: Гидрометиздат, 1977. 328 с. 8. *Дж. Ту, Р. Гонсалес.* Принципы распознавания образов. М.: Мир, 1979. 9. *Д.И. Блохинцев.* Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Наука, 1981. С. 206. 10. *А.С. Монин, А.М. Яглом.* Статистическая гидромеханика. Ч.2. М.: Наука, 1967. 11. *Каллистратова М.А.* Экспериментальное исследование распространения звука в турбулентной атмосфере // Докл. АН СССР. 1959. Т. 125, № 1. С. 69 – 72. 12. *Акустическое зондирование – новый метод исследования строения атмосферы / Л.Д. Макаллистер, Д.Р. Поллард, А.Л. Махони, П.Д.Р. Шоу // ТИИЭР. 1968. №4. С. 231 – 239.* 13. *G.H. Clark, E. Charash and E.O. K. Bendun / NTES Pattern Recognition Studies in Acoustic Sounding, Journal of applied meteorology, vol. 16, December 1977.,* p 1365 – 1368 14. *Анализ частотно-энергетических соотношений при зондировании атмосферы акустическими видеосигналами / А.Ф.Апорович., Г.И.Сидоров, В.И.Сидько, В.И.Леонидов // Радиотехника. Харьков: Изд-во ХГУ. 1980. Вып. 55. С. 93.* 15. *В.И. Леонидов, Ф.В. Кивва* Прогнозирование вертикальных профилей коэффициента преломления воздуха над океаном по данным дистанционного акустического зондирования // Физические исследования с использованием радиоволн миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. Сб. науч. тр. ИРЭ АН Украины. Харьков. 1991. С. 103 – 111.

ПОВЫШЕНИЕ ПРОПУСКНОЙ СПОСОБНОСТИ МЕТЕОРНОГО РАДИОКАНАЛА ПУТЁМ ПРИМЕНЕНИЯ ПЕРЕМЕННОЙ СКОРОСТИ ПЕРЕДАЧИ ДАННЫХ

Метеорная радиосвязь, существующая благодаря отражению метровых волн от ионизированных метеорных следов в атмосфере Земли, известна с середины 50-х годов и достаточно хорошо изучена [1]. С её помощью можно передавать небольшие объёмы информации на расстояния до 2000 км при сравнительно небольшой средней мощности передающего устройства. В 60-х – 80-х годах значительный интерес к этому виду связи был обусловлен её скрытностью и устойчивостью к аномальным явлениям атмосфере как естественного, так и искусственного происхождения. Кроме того, высокая степень взаимности метеорного радиоканала (равенство времени прямого и обратного распространения сигнала по трассе) позволяет использовать его для высокоточного сличения шкал эталонов времени.

Один из наиболее существенных факторов, сдерживающих применение метеорной связи в настоящее время — низкое значение средней скорости передачи данных и, следовательно, малая средняя пропускная способность, составляющая в лучшем случае несколько десятков – сотни бит/с.

Вместе с тем, теоретически достижимый объём информации, который может быть передан по метеорному радиоканалу, достаточно высок [2]. Поэтому имеет смысл рассмотреть, какими путями можно увеличить пропускную способность метеорного радиоканала. Для анализа одного из возможных резервов рассмотрим более подробно механизм образования и рассеяния следа.

Участок метеорного следа, принимающий участие в отражении, формируется за очень короткое время (несколько десятков миллисекунд), после чего начинается его постепенное разрушение, вызванное действием амбиполярной диффузии и рядом других факторов, подробно описанных в [3]. С точки зрения отражения радиоволн процесс разрушения следа сопровождается уменьшением амплитуды отражённого сигнала. Закон изменения амплитуды для ненасыщенного метеорного следа достаточно точно описывается уравнением

$$S(t) = S_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (1)$$

где S_0 — значение амплитуды сигнала в момент формирования следа; τ — постоянная времени рассеяния следа, численно равная времени уменьшения амплитуды отражённого сигнала в 2,72 раза.

В зависимости от высоты формирования, начальной ионизации и ряда других факторов τ может составлять 30...300 мс. График зависимости (1) представлен на рис. 1. Для насыщенного метеорного следа характер зависимости более сложный: в течение времени его существования могут иметь место периодические изменения амплитуды, вызванные интерференцией сигналов, отражённых от нескольких «зеркальных точек».

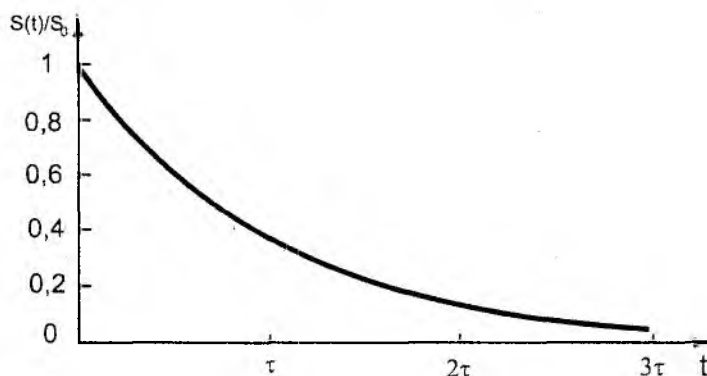


Рис. 1

Согласно формуле Шеннона предельная пропускная способность канала связи (бит/с) может быть выражена как

$$C = \Delta F \cdot \log_2 \left(1 + \frac{S^2}{N^2} \right), \quad (2)$$

где ΔF — полоса пропускания канала; N^2 — мощность шума.

Ширина полосы пропускания метеорного радиоканала достаточно велика и ограничивается параметрами аппаратуры. Если исходить из того, что уровень шума в месте приёма за время сеанса связи существенно не изменяется, то объём информации, передаваемый за достаточно малый интервал времени dt , можно записать как

$$dV = \Delta F \cdot \log_2 \left(1 + \frac{S_0^2 \cdot \exp(-2t/\tau)}{N^2} \right) dt. \quad (3)$$

График зависимости (3) представлен на рис. 2. Его можно интерпретировать как мгновенную скорость передачи данных, достижимую в каждый момент времени.

Теоретически достижимый объём информации, который может быть передан через метеорный след за всё время его существования, выражается как

$$V = \int_0^{\infty} \Delta F \cdot \log_2 \left(1 + \frac{S_0^2 \cdot \exp(-2t/\tau)}{N^2} \right) dt. \quad (4)$$

Данный интеграл в элементарных функциях не выражается, но численная оценка для $\Delta F = 10$ кГц показывает, что через метеорный след с постоянной времени $\tau = 300$ мс и отношением сигнал/шум в момент его формирования $S_0/N = 20$ дБ можно передать до 8 кбит информации.

Эти расчёты справедливы лишь в том случае, если скорость передачи в канале изменяется по мере изменения уровня принимаемого сигнала. Действительно, если при фиксированной скорости ($dV = \text{const}$) ориентироваться на высокий уровень сигнала в начале следа, то можно достичь высокой скорости, но на небольшом временном интервале (прямоугольник 1 на рис. 2). Если же с самого начала ориентироваться на использование всего времени существования метеорного следа, то скорость получается низкой (прямоугольник 2.)

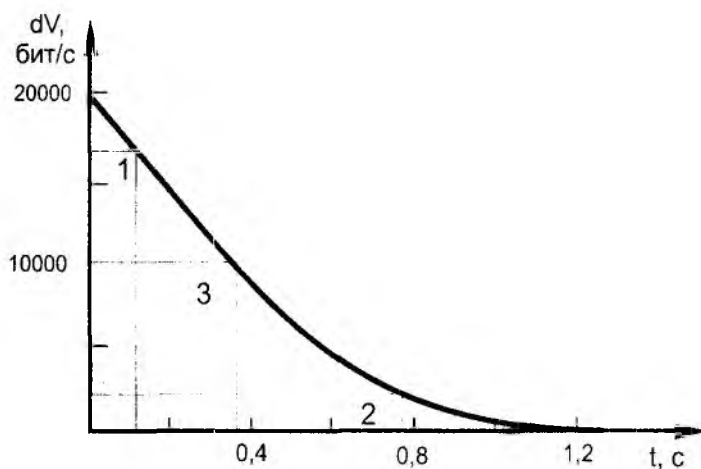


Рис. 2

И в одном, и в другом случае будут потери, размер которых графически интерпретируется как площадь под кривой на рис. 2, но вне соответствующего прямоугольника.

Можно показать, что оптимальной скоростью для конкретного следа будет такое её значение, при котором используется время существования равное $1,2\tau$ — прямоугольник 3 на рис. 2. Но даже в этом случае используется лишь 45 % потенциальной пропускной способности метеорного радиоканала. Задача усложняется тем, что в момент начала передачи (сразу после формирования следа) ни полное время его жизни, ни τ не известны, из-за чего пра-

вильно выбрать скорость оказывается невозможно. В существующих системах метеорной связи [1] используется фиксированная скорость передачи. Это приводит к тому, что эффективность использования метеорного следа оказывается ещё меньше, чем приведенная выше оценка в 45 %.

Таким образом, для повышения эффективности использования метеорного радиоканала необходимо применять переменную скорость передачи в зависимости от уровня отражённого сигнала как от сеанса к сеансу, так и в течение одного сеанса. При этом, как будет показано ниже, система становится адаптивной.

Рассмотрим вопрос технической реализации переменной скорости передачи данных по метеорному радиоканалу.

При использовании классических видов модуляции изменение скорости передачи сопровождается изменением ширины полосы частот, занимаемой спектром сигнала в эфире. Хотя ширина полосы частот, отражающихся от метеорного следа, достаточно велика и может составлять несколько мегагерц, изменение ширины спектра сигнала не может считаться приемлемым, поскольку в этом случае для получения ожидаемого выигрыша по помехоустойчивости необходимо изменять полосу пропускания приёмного устройства. Реализовать её быстрое изменение и обеспечить точность настройки приёмника при узкой полосе технически достаточно сложно. Поэтому есть смысл рассмотреть метод решения аналогичной задачи в модемной (телефонной) связи, где передача осуществляется в постоянной полосе частот, но скорость передачи при этом может изменяться в десятки раз за счёт применения специальных способов модуляции, позволяющих кодировать несколько информационных бит в одну информационную посылку. К таким видам модуляции относится относительная фазовая модуляция (ОФМ) и квадратурная амплитудная модуляция (КАМ).

ОФМ — это разновидность дискретной угловой модуляции, при которой фаза несущего колебания принимает фиксированные значения к моменту окончания информационной посылки модулирующего сигнала. В качестве модели модулирующего сигнала удобно рассматривать случайный синхронный телеграфный сигнал. Различают простую или двухфазную ОФМ (ОФМ-2), четырёхфазную (ОФМ-4), восьмифазную (ОФМ-8). ОФМ с большим количеством дискретных значений фазы в модемной связи, как правило, не применяется. В случае ОФМ-2 фаза несущего колебания может принимать значения 0 и 180°. В случае ОФМ-4 фаза несущего колебания может принимать четыре фиксированных значения, ОФМ-8 – восемь и т. д.

В том случае если для достижения заданного набега фазы используется минимально необходимая для этого частота, то этот вид модуляции называется также минимальной частотной модуляцией (МЧМ).

В случае КАМ информация содержится не только в значении фазы несущей, но и в её амплитуде. При использовании 32-позиционной КАМ за одну информационную посылку можно передать 9 бит данных [4].

Простой перенос методов, применяемых в модемной связи, в метеорную связь невозможен. С одной стороны, в отличие от телефонного канала связи, в метеорном нет искусственных ограничителей полосы пропускания. Также в нём отсутствует явление, называемое в телефонии «джиттер» или «дрожание фазы», то есть хаотическое изменение фазы несущего колебания, вызванное нестабильностью генераторов аппаратуры высокочастотного уплотнения. Ширина излучаемого спектра в метеорной радиосвязи ограничивается только разрешением контролирующих органов, а ошибка в определении фазы сигнала на приёмной стороне линии может быть вызвана только воздействием шумов и помех или нестабильностью собственных генераторов. С другой стороны, в метеорной связи уровень сигнала в месте

приёма может значительно изменяться от одного сеанса к другому, а в течение одного сеанса может подвергаться достаточно быстрым и глубоким замираниям, что не характерно для телефонных линий связи. Это вынуждает применять амплитудное ограничение в приёмном тракте.

Отсюда можно сделать вывод, что КАМ, более предпочтительная в телефонном канале, для метеорной связи оказывается неприемлемой, а ОФМ, напротив, может применяться даже с большим числом возможных значений поворота фазы, чем восемь.

Положительным обстоятельством применения данного метода можно считать то, что для его реализации не потребуются существенных изменений в электрической схеме приёмника, а в передатчике необходимо лишь установить модулятор, обеспечивающий фазовую модуляцию с нужной дискретностью. В основном все изменения касаются процедур обработки сигнала и алгоритма работы системы, которые реализуются программным путём.

Типовой алгоритм работы аппаратуры метеорной связи включает в себя процедуры обнаружения канала, разделения передаваемых данных на пакеты определённого объёма и последовательной передачи этих пакетов. Передача очередного пакета начинается только после получения подтверждения о неискажённом приёме предыдущего. Передача данных в очередном сеансе связи (через новый метеорный след) начинается с последнего неподтверждённого в предыдущем сеансе пакета.

Рассмотрим возможные алгоритмы работы линии метеорной радиосвязи при использовании переменной скорости передачи данных.

Наиболее простой алгоритм. Передача первого пакета в каждом сеансе всегда начинается на максимальной скорости. В случае получения подтверждения о неискажённом приёме этого пакета передача продолжается на той же скорости, а если получен запрос о повторе, то пакет повторяется на пониженной скорости. Дальнейшая передача также продолжается на пониженной скорости до получения очередного запроса о повторе, после которого скорость вновь снижается. Так происходит до тех пор, пока скорость не снижается до минимальной, обеспечивающей наименьшую вероятность битовой ошибки при сложившемся отношении сигнал/шум. Увеличивать скорость во время сеанса в расчёте на то, что предыдущие ошибки были вызваны замираниями, представляется нецелесообразным, поскольку замирания могут повторяться.

В более сложном алгоритме можно предусмотреть включение в сигнал подтверждения, посылаемый приёмной станцией, информации об уровне сигнала на приёмной стороне линии, что позволит упреждающим образом изменять скорость передачи.

Учитывая обратимость метеорного канала, приблизительную оценку уровня сигнала на одном конце радиолинии можно сделать по уровню сигнала на другом её конце. Введение в алгоритм процедуры измерения уровня принятого зондирующего сигнала позволит начинать передачу не с максимальной скорости, а с той, которая наилучшим образом соответствует состоянию канала. Таким же образом можно осуществлять изменение скорости передачи во время сеанса связи.

Оценим возможное увеличение пропускной способности метеорного радиоканала благодаря применению переменной скорости передачи данных в нём. На рис. 3 в виде кривой изображен график зависимости теоретически достижимой мгновенной скорости передачи для тех же параметров канала ($\Delta F = 10$ кГц, $\tau = 300$ мс, $S_0/N = 20$ дБ), а ступенчатой линией показано возможное изменение скорости при использовании соответствующих видов модуляции. Расчёт, сделанный для этого случая, показывает, что эффективность использования следа составляет уже на 45, а 75 %.

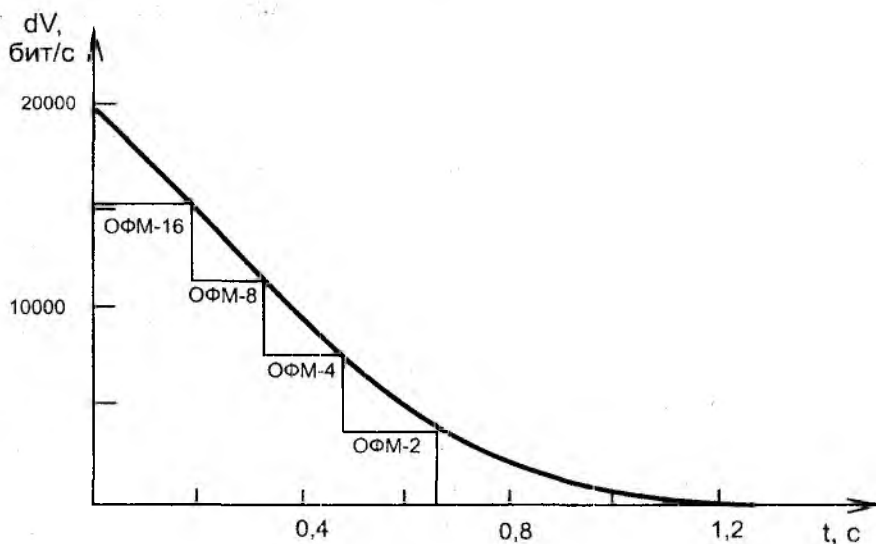


Рис. 3

Из-за дискретного характера изменения скорости и неизбежных потерь на повторение пакетов, принятых с ошибками, достичь теоретического предела не удаётся, однако возможно приблизиться к нему.

Список литературы: 1. *Метеоры сегодня* / Б. Л. Кашеев, Б. Г. Бондарь, В. И. Горбач, Ю. А. Коваль. Киев: Техніка, 1996. 196 с. 2. *В. И. Горбач*. Оценка средней пропускной способности аппаратуры МЕТКА-11 в режиме метеорной связи // Информационный Бюллетень Украинской Астрономической Ассоциации. Киев: ИПЦ «Наукова книга», 1996. № 9. С. 59 – 60. 3. *Б.Л. Кашеев, В. Н. Лебединец, М. Ф. Лагутин*. Метеорные явления в атмосфере Земли. М.: Наука, 1967. 260 с. 4. *О. И. Лагутенко*. Модемы. Справочник пользователя связью / С.-Петербург: Лань, 1997. 368 с.

Харьковский национальный
университет радиотехники

Поступила в редколлегию 04.03.2004

*В. И. ЧУМАКОВ, д-р техн. наук, А. В. СТОЛЯРЧУК, М. А. ОСТРИЖНОЙ,
Ю. Я. ВОЛКОЛУПОВ, канд. физ.-мат. наук, Т. А. СЕМЕНЕЦ, Ю. А. ЛОШАКОВ*

ФОРМИРОВАТЕЛИ ИМПУЛЬСОВ СШП ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ НЕЛИНЕЙНОЙ СИСТЕМЫ С МАГНИТНЫМ ПРЕРЫВАНИЕМ ТОКА

Введение

В системах возбуждения сверхширокополосных (СШП) излучателей применяются различные устройства формирования импульсов короткой длительности. Наиболее известными являются схемы, основанные на зарядке апертурной антенны импульсом высокого напряжения [1], непосредственное возбуждение антенны высоковольтным импульсом через повышающий трансформатор с обострителем [2], возбуждение антенны электронным пучком сильноточного ускорителя [3]. К недостаткам указанных систем относится малая энергия излучения, обусловленная невозможностью накопления большой энергии в электрическом поле антенны, громоздкость и сложность оборудования, и невозможность работы в частотном режиме.

Индуктивные накопители выгодно отличаются от емкостных накопителей меньшим занимаемым объемом [4]. Так, при запасании энергии в форме магнитного поля с напряженностью 50 кЭ, ее плотность будет примерно в 1000 раз больше, чем в конденсаторе.

В данной работе показана перспектива использования индуктивных накопительных схем с магнитным прерыванием тока для возбуждения апертурной антенны. Разработанная система позволяет генерировать последовательности импульсов. В качестве прерывателя тока используется плазменный аналог ВП – магнитный прерыватель тока (МПТ). Испытания прототипа антенны типа ТЕМ рупора при возбуждении с помощью высоковольтного генератора импульсных напряжений (ГИН) без обострителя показали, что пробой внутреннего разрядника характеризуется нестабильностью, а вся система обладает слабой электропрочностью. Внешний вид установки с подключенной к ГИНу антенной и фотография срабатывания разрядников в антенне приведены на рис. 1.

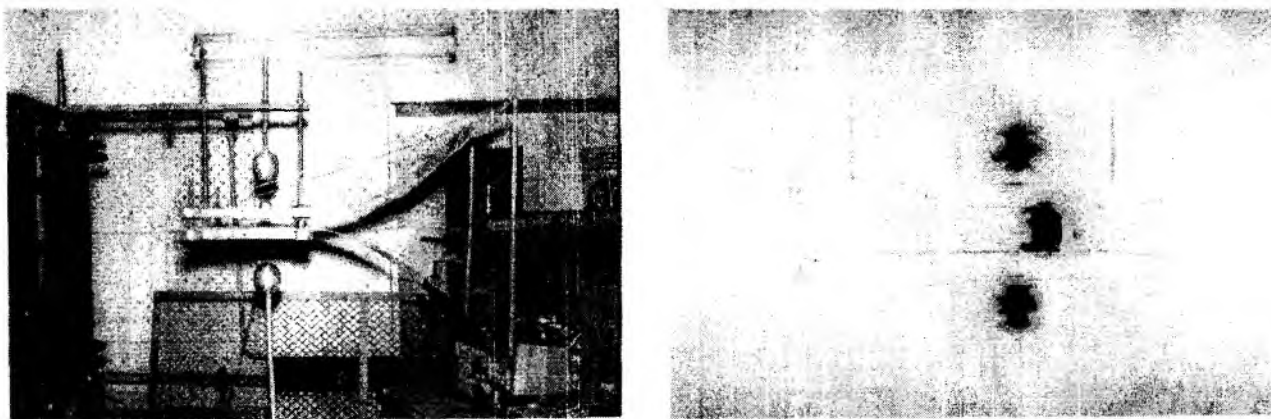


Рис. 1

Для передачи энергии от индуктивного накопителя в нагрузку необходимо разомкнуть цепь питания накопителя. Причем эффективность передачи обратно пропорциональна времени размыкания цепи, которое не должно превышать 10 мкс при запасаемых энергиях порядка единиц мегаджоулей. В случае обострения тока, для получения высокого напряжения на индуктивности время размыкания должно быть очень мало (<1 мкс). В подобных системах обострения используются, как правило, взрывающиеся проводники (ВП). Основной

недостаток ВП как размыкателей – невозможность генерирования последовательности импульсов. Выбор направления исследования заключался в апробации традиционных схем с ВП-обострителем [4] с целью получить высокое напряжение на индуктивном накопителе. Для экспериментальной проверки эффективности ВП-обострителя и магнитного прерывателя были испытаны аналогичные схемы с заменой ВП на магнитный прерыватель.

МПТ представляет собой трехэлектродный управляемый газовый разрядник типа РГ-24, размещенный внутри одновиткового соленоида. Механизм работы МПТ заключается в следующем. Собственное магнитное поле плазменного столба складывается с внешним магнитным полем, образованным одновитковым соленоидом. Вследствие усиления эффекта пинчевания разрядного столба внешним магнитным полем ток в цепи обрывается.

В данной работе описан ГИН, разработанный по результатам предварительных испытаний схем из [4]. Отличительной особенностью настоящего генератора является реализация эффекта синхронного прерывания тока и изменения индуктивности. Для расширения возможностей применения индуктивных накопителей в схемах генерации высоковольтных импульсов использован способ, ранее предложенный для питания электронной пушки [5].

1 ГИН с нелинейной индуктивностью

Схема первого варианта ГИН с магнитным прерывателем тока, изображенная на рис.2, состоит из емкости C_n , коммутатора K_I и накопительной индуктивности L_n . Последовательное соединение индуктивностей L_n и L_o образует индуктивный делитель напряжения, необходимый для запуска разрядника P_I . L_n – катушка подмагничивания сердечника L_n . Сам разрядник размещен непосредственно внутри одновиткового соленоида. Нагрузкой схемы служит ТЕМ-рупор. Указанная выше отличительная особенность генератора заключается в том, что накопительная индуктивность L_n нелинейная.

Устройство работает следующим образом. В начале осуществляется запуск схемы подачей управляющего импульса на коммутатор K_I , после срабатывания которого емкость C_n начнет разряжаться через индуктивный делитель напряжения L_n, L_o . Синхронно с запускающим импульсом коммутатора K_I подается импульс запуска на управляющий электрод разрядника P_I и напряжение на обмотки катушки подмагничивания и магнитный прерыватель тока. При поступлении напряжения с индуктивного делителя L_n, L_o на разрядник P_I последний пробивается и начинает проводить электрический ток. В момент достижения значения тока, близкого к максимуму, напряженность магнитного поля МПТ достигает порогового значения и ток в разряднике P_I обрывается. Синхронно с нарастанием магнитного поля в прерывателе уменьшается значение индуктивности L_n вследствие протекания тока через катушку подмагничивания и, как результат, насыщения магнитного сердечника. На выходе генератора формируется импульс напряжения ЭДС самоиндукции как совокупность двух процессов, происходящих в цепи:

– уменьшение абсолютного значения тока в цепи вследствие обрыва разрядного столба магнитным полем $U_{\text{вых}} = -L_n \frac{di}{dt}$;

– уменьшение абсолютного значения накопительной индуктивности вследствие насыщения сердечника $U_{\text{вых}} = -\frac{dL_n}{dt} I$,

где $\frac{di}{dt}$ – скорость обрыва тока в разряднике; $\frac{dL_n}{dt}$ – скорость изменения индуктивности.

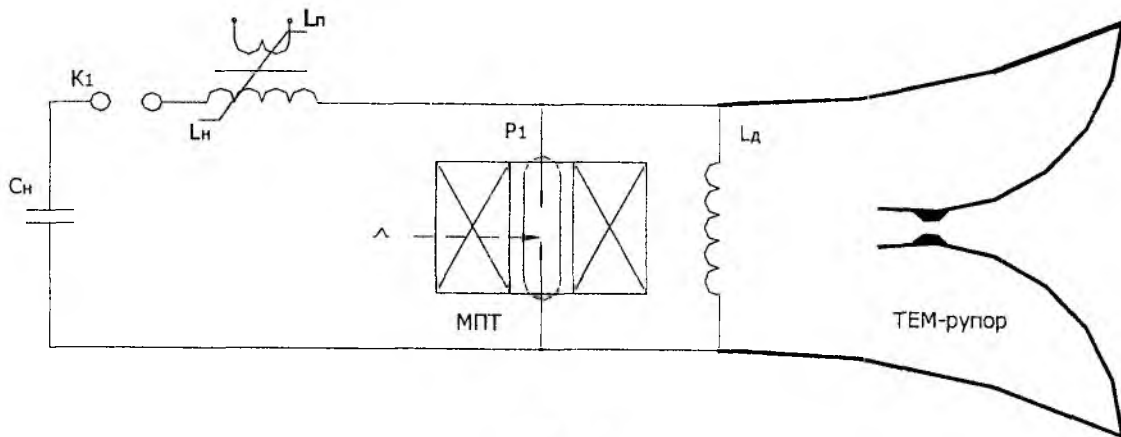


Рис. 2

В [5] описан ГИН с линейной индуктивностью и тиратроном, установленным в короткую магнитную линзу, в качестве магнитного прерывателя. Проведенные авторами исследования показали, что при зарядном напряжении 1 кВ на нагрузке был сформирован импульс напряжения амплитудой 25 кВ при характерных временах обрыва тока 100-140 нс. Частотный режим работы ГИН определялся условиями заряда емкости и паспортными параметрами тиратрона. В проведенных опытах максимальная частота составила ~ 250 Гц.

Однако при тщательном анализе вышеприведенной схемы, а также схемы из [5] были выявлены следующие основные недостатки:

- необходимость использования трехэлектродного разрядника (тиратрона);
- наличие дополнительного запускающего генератора;
- использование индуктивного делителя напряжения, для обеспечения напряжения на разряднике (на аноде тиратрона);
- часть индуктивного делителя является нагрузкой генератора и находится под полным выходным напряжением, вызывая необходимость ее усиленной изоляции с расчетом на максимальную амплитуду напряжения и неоправданного усложнения всей конструкции;
- необходимость изоляции поджигающего электрода (сетки, катода тиратрона) и его конструктивное сочетание с катушкой магнитного прерывателя (магнитной линзы).

2 ГИН с магнитным ключом

С учетом всех вышеперечисленных недостатков была разработана новая конструкция ГИН с применением магнитного ключа для запуска [6]. Усовершенствованная схема ГИН (рис. 3) дополняет предыдущую следующими элементами: запускающей емкостью C_z , коммутатор K_1 – низковольтный, импульсным трансформатором ИТ и разделительной емкостью C_p . Разрядник P_1 , в отличие от схемы на рис. 2, неуправляемый, что позволило существенно упростить конструкцию магнитного прерывателя тока.

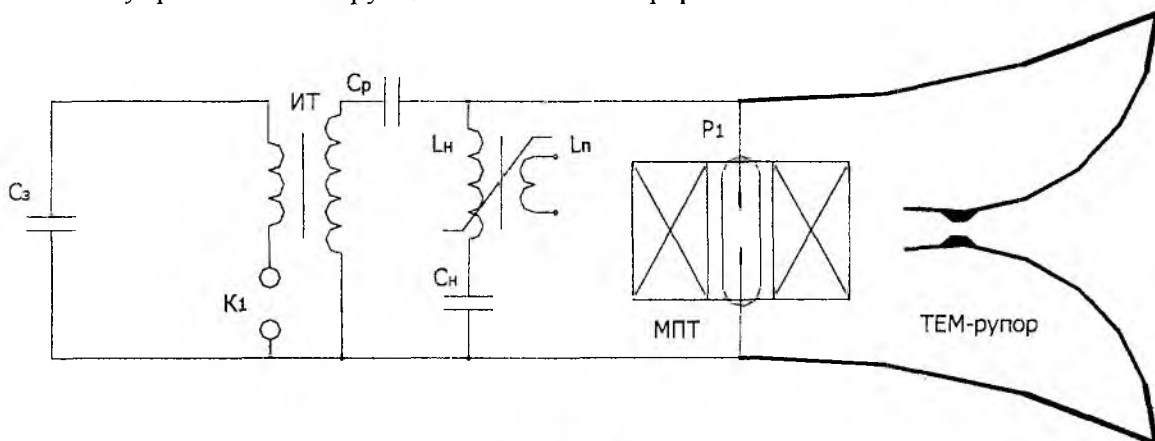


Рис. 3

Принцип работы устройства заключается в следующем. Генератор запускается коммутатором K_1 , разряжая запускающую емкость C_3 на первичную обмотку импульсного трансформатора ИТ с коэффициентом трансформации k . Умноженный в k раз высоковольтный импульс со вторичной обмотки ИТ через разделительную емкость C_p пробивает разрядник P_1 . В этот момент накопительная индуктивность L_n находится в ненасыщенном состоянии и благодаря своему высокому абсолютному значению, защищает накопительную емкость C_n от пробоя. После поджига разрядника P_1 емкость C_n начинает разряжаться через индуктивность L_n . Ток в цепи начинает расти, переводя сердечник L_n в насыщенное состояние, вместе с тем, синхронно с пробоем разрядника P_1 , подается напряжение на подмагничивающую обмотку L_n , для ускорения процесса насыщения сердечника $L_n \left(\frac{dL_n}{dt} \right)$, и на обмотку магнитного прерывателя тока. Далее процессы, протекающие в схеме, идентичны процессам в схеме на рис. 2.

Разработка проводилась в рамках создания в ХНУРЭ комплекса сильноточного и плазменного ускорителей [7, 8].

Список литературы: 1. *К.П. Грачев, Н.Н. Грицов, И.И. Есаков, К.В. Ходатаев* Искровой сверхвысокочастотный генератор-излучатель высокой пиковой мощности // Радиотехника и электроника, 1994. Вып. 12. С. 2044 – 2049. 2. *Н.И. Бойко, И.А. Сафронов, Л.Д. Тандий* АШЭМИТ – аппарат для широкополосной электромагнитной импульсной терапии // Приборы и техника эксперимента, 2000. №5. С. 101 – 108. 3. *Н.И. Гапоненко, В.И. Курилко и др.* Возбуждение изолированной штыревой антенны сильноточным РЭП // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерно-физические исследования. 1997. Т.11. Вып. 4,5 (31, 32), С. 151 – 153. 4. *Г. Кнопфель.* Сверхсильные магнитные поля: Пер. с англ. М.: Мир. 1972. 291 С. 5. *С.А. Корнеев, И.Б. Енчевич, М.К. Михов.* Генератор импульсного напряжения для питания электронной пушки // ПТЭ, 1987. № 2. С. 13 – 15. 6. *Ю.Е. Коляда, В.И. Федун, И.Н. Онищенко, Е.А. Корнилов* // Приборы и техника эксперимента, 2001. № 2 С. 89 – 91. 7. *В.И. Чумаков, М.А. Острижной и др.* Визуальные исследования характеристик высоковольтного разряда в атмосфере // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 116. 8. *В.И. Чумаков, М.А. Острижной и др.* Экспериментальные исследования сильноточного разряда магнитоплазменного компрессора в атмосфере // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 115. С. 106 – 110.

Харьковский национальный
университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 26.02.2004

РУХ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК У СИСТЕМАХ ЗІ СХРЕЩЕНИМИ ПОЛЯМИ ЦИЛІНДРИЧНОЇ КОНСТРУКЦІЇ (КІНЕМАТИЧНЕ НАБЛИЖЕННЯ)

Системи зі схрещеними полями (магнетронні діоди, багаторезонаторні магнетрони, амплітони тощо) протягом кількох десятиріч використовують у техніці, науці, медицині та побуті. Незважаючи на їх доволі довге використання, фізичні процеси, що мають місце в таких системах, дотепер не мають закінченого теоретичного пояснення [1].

Досі прилади магнетронного типу є одним з основних видів генераторів потужних коливань сантиметрового та міліметрового діапазонів і знаходять широке застосування в радіолокаційних, навігаційних та зв'язкових пристроях, що пояснюється високим коефіцієнтом корисної дії, можливістю отримання великої потужності, відносно простою конструкцією й деякими іншими позитивними властивостями приладів цього типу.

Теоретичне дослідження взаємодії електронів з полем у багаторезонаторному магнетроні та споріднених приладах розпочинається з розв'язання двовимірної задачі про рух електронів у однорідному магнітному полі та електричних полях. При цьому широко використовується адіабатичне наближення з заміною трохіодальних траєкторій на усереднені.

Траєкторії електронів у плоскому магнетроні у параметричній формі виражають один з окремих випадків трохіод – циклоїду [2].

Циклоїдальний рух електрона є характерним для приладів типу М і може здійснюватися практично, якщо один з електродів, між якими локалізовано прискорююче поле E_0 , є емітуючим (наприклад плоский магнетрон).

Треба зауважити, що траєкторії у вигляді простої циклоїди є результатом розв'язання ідеалізованої задачі без урахування поля просторового заряду електронного пучка на рух окремих електронів. Врахування просторового заряду навіть у найпростіших випадках призводить до більш складних характеристик руху електрона.

На практиці у багатьох випадках електроди є коаксіальними циліндрами, між якими рухається електронний пучок. У цьому випадку доцільно перейти від запису рівнянь руху в декартовій системі координат до циліндричної.

У циліндричному діоді траєкторія електрона є складною кривою – епітрохіодою, конкретний вигляд якої залежить від співвідношення між початковою кутовою швидкістю й середньою кутовою швидкістю електрона [2 – 5].

Повертаючись до питання про «дійсну» форму електронних траєкторій, треба зауважити про незавершеність цього розділу теорії циліндричного й плоского магнетронів. Циклоїдальні або близькі до них петлеподібні траєкторії, що розглядалися, відповідають існуванню двох потоків електронів, котрі рухаються назустріч у радіальних напрямках. Крім такого двопотокового стану, теорія показує можливість існування однопотокового стану електронної хмари в магнетронах, за якого електрони рухаються по колам, котрі не перетинаються й є концентричними щодо аноду та катоду.

Циклоїдальний характер руху електронів можна спостерігати візуально на моделях магнетронів за наявності залишкових газів. Існують й інші експериментальні дані, що підтверджують циклоїдальну форму електронних траєкторій в реальних магнетронах [6].

У динамічному режимі магнетрона петлеподібний характер траєкторій електронів підтверджується досить достовірними результатами розрахунку траєкторій методом самоузгодженого поля.

Низка якісних співвідношень, що отримано В.Ф. Коваленком [7], добре узгоджується з уявленнями про епіциклоїдальний характер траєкторій в магнетроні.

Надзвичайна складність аналітичного опису процесів у магнетроні спонукає до введення різноманітних припущень, в межах яких стає можливим з тим чи іншим ступенем точності описати взаємодію електронів з електромагнітним полем магнетрона [1].

Більшість приладів зі схрещеними електричним та магнітним полями виготовляється у вигляді циліндричних конструкцій, тому розгляд кінематики цього випадку є цікавим як з теоретичної, так і з практичної точок зору. Математична складність розв'язання рівнянь у циліндричній системі координат пояснює складності, що виникають при спробах побудови цих приладів. З'явлення обертальної складової руху ускладнює й фізичну картину процесів, які мають місце.

Рух електронів у системах зі схрещеними полями циліндричної конструкції виявляється більш складним, ніж у плоскому, зокрема ускладнюється механізм фокусування [8].

Наразі для дослідження фізичних процесів у таких приладах застосовують так званий «обчислювальний» експеримент [9]. За такого підходу до вивчення систем зі схрещеними полями набуто певних результатів.

Найчастіше розглядається самоузгоджена задача, котру розв'язують за методами «макрочастинок».

Алгоритм такого підходу полягає у наступному.

1. За рівняннями Лапласа визначаються статичні поля.
2. Через рівняння руху визначаємо стан та параметри руху частинок, що обумовлено статичними полями.
3. Використовуючи стан та параметри руху частинок у просторі взаємодії, за рівняннями Пуассона та збудження визначаємо потенціальні поля, котрі утворюються зарядженими частинками, та вихорові поля.

З вищенаведеного переліку розглянемо тільки друге. Щодо систем зі схрещеними полями, розглянемо найпростішу з них – циліндричний магнетронний діод, вигляд простору взаємодії котрого наведено на рис. 1.

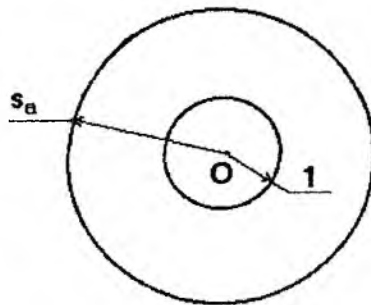


Рис. 1

У нерелятивістському та квазістатичному наближеннях, які виконуються в моделях, що відповідають більшості реальних конструкцій [10 – 16], рівняння руху електронів у циліндричній системі координат (r, φ, z) мають вигляд:

$$\frac{m}{|e|} \left\{ \frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 \right\} = \frac{\partial V}{\partial r} - rB \frac{d\varphi}{dt},$$

$$\frac{m}{|e|} \frac{d}{dt} \left\{ r^2 \frac{dr}{dt} \right\} = \frac{\partial V}{\partial \varphi} + rB \frac{dr}{dt}.$$

Тут $\eta = \frac{|e|}{m}$ – питомий заряд електрона, B – магнітна індукція, V – скалярний електричний потенціал.

Перейдемо до системи відліку, котра обертається з кутовою швидкістю ω_H . Якщо ввести такі безрозмірні параметри та змінні:

$$s = \frac{r}{r_k}; \quad T = \omega_H t; \quad \Phi = \frac{\eta V}{r_k^2 \omega_H^2},$$

де $\omega_H = \frac{|e|}{m} B$ – циклотронна частота, то рівняння руху запишуться таким чином [17]:

$$\frac{d^2 s}{dT^2} - s \left(\frac{d\varphi}{dT} \right)^2 = \frac{\partial \Phi}{\partial s} - s \frac{d\varphi}{dT} \omega_H, \quad (1)$$

$$s \frac{d^2 \varphi}{dT^2} + 2 \frac{ds}{dT} \frac{d\varphi}{dT} = \frac{1}{s} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} + \omega_H \frac{ds}{dT}. \quad (2)$$

Перше рівняння характеризує радіальний компонент руху електрона. Ліва частина його є алгебраїчною сумою двох прискорень: одне – обумовлене дією радіального електричного поля, друге – пов'язане з орбітальним рухом. Від'ємний знак цього прискорення показує, що воно намагається зменшити радіальне прискорення. У правій частині першого рівняння перший член визначає радіальну електричну силу, котра обумовлена сталим електричним полем; другий член визначає радіальну силу, котра обумовлена взаємодією кутової складової з осьовим магнітним полем (сила Лоренця).

Друге рівняння характеризує тангенційний компонент руху електрона. Ліва частина його містить два члени, які визначають тангенційне прискорення. Перший член $s \frac{d^2 \varphi}{dT^2}$ виникає в результаті зміни кутової швидкості в часі, другий член $2 \frac{ds}{dT} \frac{d\varphi}{dT}$ – прискорення, котре обумовлене силою, яка необхідна для підтримки кутової швидкості електрона, сталою при зміні радіуса. Права частина є силою, котра виникає при взаємодії радіальної складової швидкості з осьовим магнітним полем (сила Лоренця).

Рівняння (2) легко інтегрується за умови нульової початкової швидкості на катоді: $s = 1$, $\frac{d\varphi}{dT} = 0$:

$$\frac{d\varphi}{dT} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{s^2} \right).$$

Підставляючи значення кутової швидкості в рівняння (1), отримуємо рівняння для радіальної складової рівняння:

$$\frac{d^2 s}{dT^2} - \frac{s}{4} \left(1 - \frac{1}{s^4} \right) = \frac{e}{m} \frac{\partial \Phi}{\partial s}.$$

Розподіл потенціалу за радіусом у магнетронному діоді можна зобразити логарифмічною залежністю [18]:

$$\Phi(s) = \frac{\eta U_a}{r_k^2 \omega_H^2} \frac{\ln s}{\ln s_a}.$$

Таким чином, рівняння руху для такої системи без урахування дисипації матиме вигляд:

$$\frac{d^2s}{dT^2} + a^2s = \frac{b}{s} + \frac{a^2}{s^3},$$

$$\frac{d\varphi}{dT} = a \left(1 - \frac{1}{s^2} \right),$$
(3)

де $a = 0,5$; $b = \frac{\eta}{\omega_H^2 r_k^2} \frac{U_a}{\ln s_a}$.

Дотепер такі рівняння розв'язувалися за допомогою чисельних методів. Найживанішим методом розв'язання таких рівнянь є чисельний метод Рунге–Кутта четвертого порядку. Траєкторії заряджених частинок, що обчислено за системою рівнянь (3) з допомогою чисельного методу Рунге–Кутта четвертого порядку, який має похибку, котра дорівнює четвертому порядку кроку інтегрування, мають петлеподібний вигляд, що наведено на рис. 2 [5, 19].

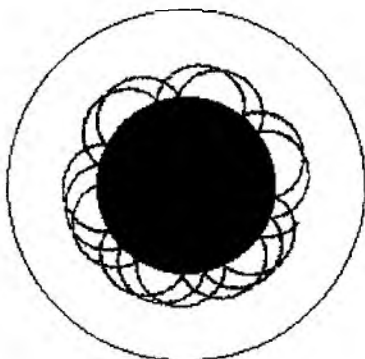


Рис. 2

Однак аналізувати чисельні результати не дуже зручно. Аналітичні результати (вирази) піддаються аналізу значно простіше. Тому бажано знайти аналітичний розв'язок системи рівнянь (3) руху заряджених частинок у циліндричній конструкції зі схрещеними полями.

Рух заряджених частинок в системах циліндричної конструкції зі схрещеними полями відбувається за циклоїдальними траєкторіями. Таке стверджується майже в усіх літературних джерелах, які присвячено цьому питанню [1 – 4, 6 – 15, 17, 18].

Припустимо, що рух заряджених частинок відбувається за циклоїдальними траєкторіями. Тоді з параметричного рівняння епіциклоїди отримаємо:

$$s = \sqrt{\frac{s_m^2 + 1 + (1 - s_m^2) \cos \gamma t}{2}},$$
(4)

$$\varphi = \varphi_0 + \frac{t}{2} - \frac{\arctg \left(s_m \operatorname{tg} \frac{\gamma t}{2} \right)}{\gamma s_m},$$
(5)

де $\gamma = \sqrt{1 - \frac{4b}{s_m^2 + 1}}$; $s_m = \sqrt{z}$; z – корінь рівняння

(6)

$$z - 4b \ln z + \frac{1}{z} = 2.$$
(7)

Знаходження розв'язку рівняння (7) є досить складною процедурою, тому обчислено залежність s_m від величини анодної напруги U_a (рис. 3).

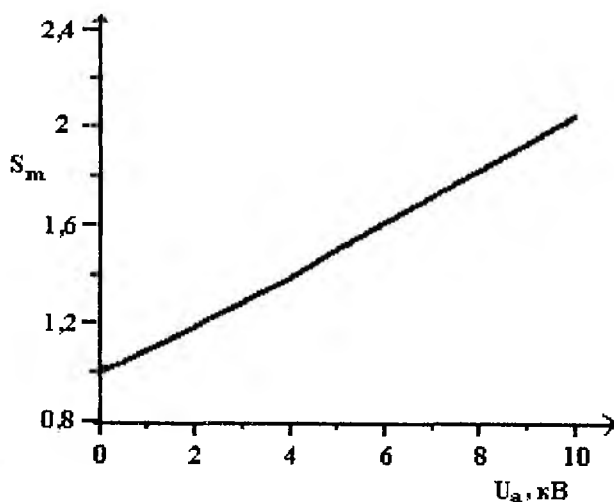


Рис. 3

Через те що залежність $s_m = f(U_a)$ дуже близька до прямої, для зручності обчислення значення s_m цю залежність можна апроксимувати таким чином: $s_m = \frac{s_a - 1}{U_{kp}} U_a + 1$. Похибка за такої апроксимації не перевищує 3 %.

Порівняння аналітичного розв'язку рівнянь руху (3) з чисельними результатами показало, що різниця між ними не перевищує 5% протягом 300 циклотронних періодів.

Таким чином для швидшого та зручнішого аналізу процесів у системах зі схрещеними полями на початкових стадіях еволюції доцільно користуватися аналітичними виразами (4) – (7).

Список літератури: 1. Бычков С.И. Вопросы теории и практического применения приборов магнетронного типа. М.: Сов. радио, 1967. 216 с. 2. Стельмахов В.С. Основы электроники сверхвысоких приборов со скрещенными полями. М.: Сов. радио, 1963. 366 с. 3. Шимони К. Физическая электроника. М.: Энергия, 1977. 608 с. 4. Nikitenko O., Volovenko M. Changed Particles Motion in Crossed-field System under dissipation // Modern problems of radio engineering, telecommunications and computer science, Lviv, 2002, P. 59 – 60. 5. Белякова Л.Ф., Филимонов В.Ф. Вывод уравнений нелинейной теории магнетрона и выбор метода их решения // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ 1986. № 11. С. 4 – 25. 6. Лебедев И.В. Техника и приборы сверхвысоких частот. Т. 2. Электровакуумные приборы СВЧ / Под ред. Н.Д. Девяткова. М.: Высш. школа, 1972. 376 с. 7. Коваленко В.Ф. Введение в электронику сверхвысоких частот. М.: Сов. радио, 1955. 343 с. 8. Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973. 400 с. 9. Хокни Р., Иствуд Дж. Численное моделирование методом частиц. Пер. с англ. М.: Мир, 1987. 640 с. 10. Коллинз Дж. Магнетроны сантиметрового диапазона: Пер. с англ. / Под ред. С.А. Зусмановского. М.: Сов. радио, Т. 1, 1950. 420 с. 11. Коллинз Дж. Магнетроны сантиметрового диапазона: Пер. с англ. / Под ред. С.А. Зусмановского. М.: Сов. радио, Т. 2, 1951. 472 с. 12. Тычинский В.П., Деркач Ю.Т. Колебания облака пространственного заряда в цилиндрическом магнетроне // Радиотехника и электроника. 1956. Т. 1, № 2 (ч. 1. С. 223 – 225), № 3 (ч. 2, С. 344 – 357). 13. Усыченко В.Г. Волновое решение уравнений движения электронов в магнетронном диоде при магнитных полях, превышающих критическое значение // Радиотехника и электроника. 1996. Т. 41, № 10. С. 1243 – 1250. 14. Усыченко В.Г. Структура пространственного заряда и устойчивость уединенных волн в магнетронном диоде при пониженной эмиссии электронов // Радиотехника и электроника. 2001. Т. 46, № 12. С. 1489 – 1498. 15. Kaup D.J. Theoretical modeling of crossed-field electron vacuum devices // Physics of Plasmas. V. 8, No 5, 2001, pp. 2473 – 2480. 16. Воловенко М.В., Нікітенко О.М. Теоретичні дослідження магнетронів міліметрового діапазону довжини хвиль // Вісник Харк. нац. ун-ту ім. В.Н. Каразіна. № 570. Серія «Радіофізика та електроніка». 2002. Вип. 2. С. 117 – 123. 17. Нечаев В.Е. К анализу процессов в многорезонаторном магнетроне // Радиофизика. 1064, 7, № 1. С. 146 – 159 (Изв. высш. учеб. заведений). 18. Шевчик В.Н., Шведов Г.Н., Соболева А.В. Волновые и колебательные явления в электронных потоках на сверхвысоких частотах. Саратов: Изд-во Саратовского ун-та, 1962. 336 с. 19. Нікітенко О.М., Воловенко М.В. Рух заряджених частинок у системах зі схрещеними полями за наявності дисипації // Теоретична радіотехніка / Львівський нац. ун-т ім. І. Франка. 2002. Вип. 56. С. 47 – 53.

М. А. КОПОТЬ, В. П. ГЕРАСИМОВ, канд. физ.-мат. наук

ВОЗМОЖНОСТЬ РЕГЕНЕРАЦИИ МОЩНЫХ ЭВП СВЧ. 3 КАТОДНЫЙ УЗЕЛ

Понижение стоимости любого изделия (без изменения его технических характеристик) является основной экономической задачей производства. Вопросы регенерации наравне с созданием новых приборов как раз и решают поставленную задачу. Анализ причин отказа ЭВП СВЧ показывает, что в большинстве случаев такой причиной является потеря эмиссии катодом, что делает невозможным дальнейшую эксплуатацию прибора. Кроме повышенных температур, фактор присутствия электронной и ионной бомбардировки усиливает процесс переноса материалов и примесей с одних деталей на другие, что приводит к изменению свойств поверхностей и отравлению катодов. Как показывает имеющийся опыт проектирования, производства и эксплуатации мощных ЭВП, основными факторами, определяющими стабильность во времени их динамических параметров, а в конечном итоге и срок службы, являются эмиссионные свойства катодов. Обзор применяемых катодов в настоящее время приведён в [1].

Относительная стоимость катодного узла составляет примерно 10 процентов стоимости магнетронных генераторов. Становится очевидным, что достаточно недорогостоящая часть прибора играет существенную роль в его долговечности.

Из выше сказанного следует вывод о нецелесообразности реставрации или регенерации катодов, поскольку деградация катода необратима. Таким образом, можно вести речь только о повышении срока службы катодного узла, а соответственно и об общей долговечности прибора в целом. Учитывая, что в настоящий момент технологии восстановления эмиссии без нарушения вакуума в приборе не существует, регенерация приборов в этом случае связана с заменой катодного узла.

С теоретической точки зрения самым лучшим путём увеличения долговечности является создание приборов с одинаковым «временем жизни» его составляющих узлов. На практике такой подход реализовать пока не представляется возможным. Поэтому создание долговечных катодов остаётся достаточно актуальной задачей.

Повысить срок службы катода можно двумя путями:

1. Создание новых материалов.
2. Создание новых конструкций и принципов работы.

Вопрос о создании новых материалов не является предметом рассмотрения в данной статье.

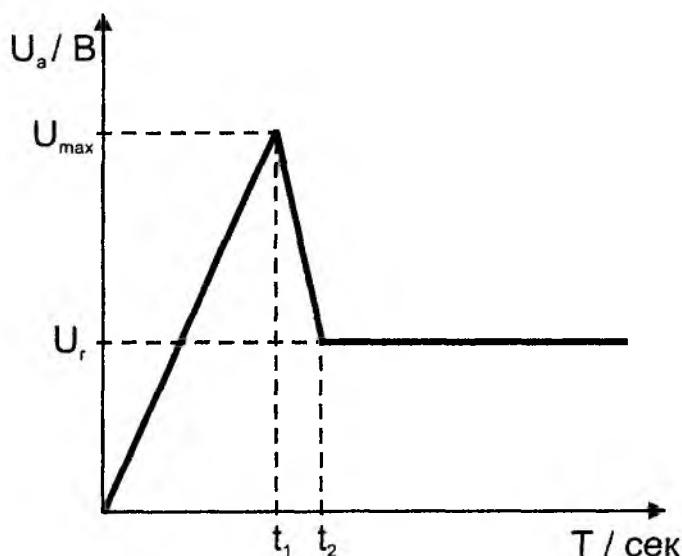


Рис. 1

Остановимся на втором пути. Относительно вопроса о создании новых конструкций можно утверждать, что конструкции приборов, описанных в [2-4], дают возможность повысить срок службы катода, но не решают задачу кардинально. Что же касается второй части этого утверждения, то достаточно перспективным для магнетронных генераторов является применение принципа, использованного в магнетронной пушке [5]. Суть принципа заключается в использовании выброса анодного напряжения на фронте его нарастания с амплитудой большей, чем у рабочего напряжения. Форма импульса анодного напряжения приведена на рис. 1.

Условия поддержания процессов вторичной эмиссии в магнетронной пушке и самом магнетроне существенно различаются. Это связано с тем, что в магнетронной пушке имеется продольно действующее электростатическое поле, которое обеспечивает необходимую добавку энергии электронам для поддержания вторичноэмиссионного размножения. В магнетроне же таким источником добавки энергии может служить только дополнительное действие ВЧ-поля.

Крутизна как нарастания, так и спада этого выброса, а также его амплитуда однозначно определяются типом материала применённого катода, так как каждому материалу соответствуют собственные значения первого и второго критического потенциала, а также максимальный коэффициент вторичной эмиссии. При таком подходе в магнетронной пушке используется холодный катод, причём в качестве катода могут быть использованы обычные материалы, такие как медь и алюминий, то есть требования к коэффициенту вторичной эмиссии материала катода минимальны. Это объясняется тем, что каждый появившийся электрон осуществляет всего одно движение по циклоиде и попадает на катод, вызывая тем самым появление новых электронов за счёт вторичной эмиссии. Время этого движения очень мало, поэтому размножение происходит практически мгновенно. В магнетроне же процессы формирования втулки происходят гораздо медленней.

В последнее время появляется всё больше работ по использованию именно холодных катодов в магнетронных генераторах, для запуска работы которых используются различные принципы получения первичных электронов: термоэмиссии с отдельно расположенного торцевого катода [6]; явления фотоэмиссии [7]; явления автоэмиссии [8, 9].

Использование подхода [5] в магнетронных генераторах ставит следующие вопросы:

1. Появление первичных (начальных) электронов и их размножение.
2. Процесс возбуждения прибора.

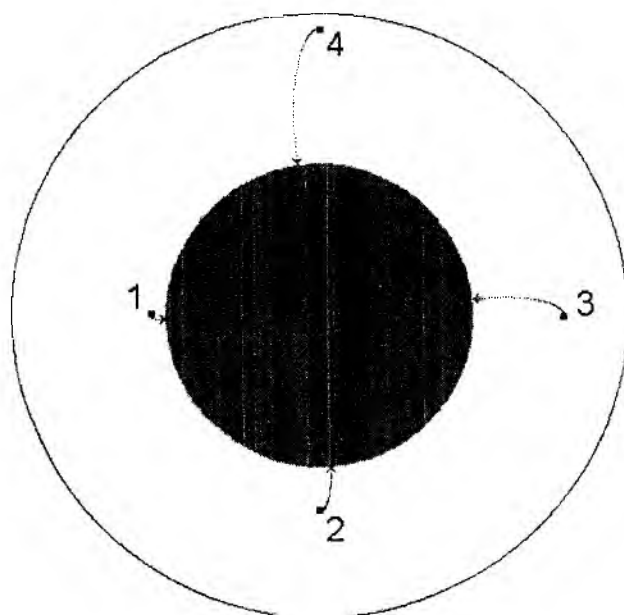


Рис. 2

Рассмотрим эти вопросы. В предлагаемом подходе специальный источник первичных электронов отсутствует, и сделано предположение о том, что электроны появляются за счёт явления ионизации остаточных газов в приборе. Таким образом, первичные электроны появляются при напряжениях порядка 20-30 В, так как именно в этих пределах лежат значения напряжений ионизации остаточных газов. Причём появившиеся электроны начинают двигаться по направлению к катоду. Для примера взяты четыре частицы, появившиеся на различной высоте над катодом. Траектории движения этих частиц приведены на рис. 2. Энергия электронов зависит от высоты их появления над катодом [10], чем выше появится электрон над катодом, тем с большей энергией он на него оседет. Крутизна фронта нарастания импульса анодного напряжения практически не влияет на энергии оседающих частиц, так как время этого движения несоизмеримо мало по сравнению со временем оседания электронов на катод.

Процесс запуска механизма вторичной эмиссии начинается с момента оседания кольца из электронов на ниспадающем участке импульса анодного напряжения. На рис.3 приведена зависимость энергии падения частицы от величины крутизны спада анодного напряжения. Этот график представляет качественную зависимость, так как на количественные характеристики существенное влияние оказывает и крутизна нарастания фронта анодного импульса и значение максимального анодного напряжения. Как видно из графика, существует минимальная крутизна спада импульса, естественно при фиксированном E_{\max} , при которой электрон будет достигать анода с минимальной энергией. Другими словами, существует возможность того, что частица не оседет на катод, если величина крутизны будет меньше S_{\min} , и таким образом не пройдёт запуск процессов вторичной эмиссии.

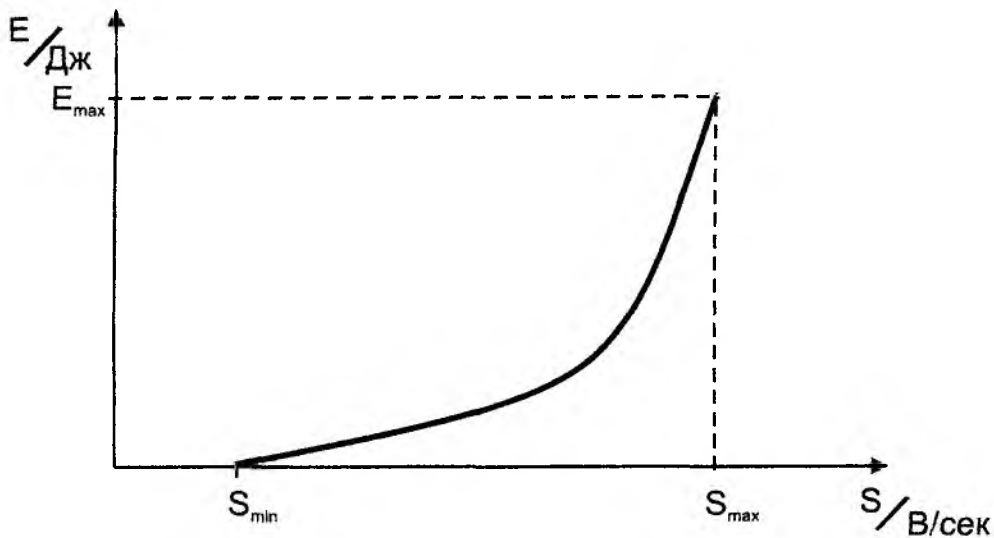


Рис. 3

Единственным условием для возбуждения прибора остаётся появление достаточной амплитуды ВЧ-поля, необходимой для дальнейшего размножения и пополнения пространства взаимодействия электронами. ВЧ-поле в свою очередь начнёт появляться с некоторой достаточной плотности пространственного заряда, прошедшего определённую группировку. Если же в результате одного выброса анодного напряжения не произойдёт образование необходимой плотности пространственного заряда, то очевидно, что нужно повторить выброс анодного напряжения над рабочим значением необходимое количество раз. Характеристики последующих пиков будут существенно отличаться от первого (запускающего) импульса, так как электроны будут находиться в разных начальных условиях. Все же последующие импульсы, если они необходимы для запуска, идентичны второму.

Список литературы: 1. *Звіт з НДР*; № ГР 0101U005127, інв. № 0203U008255. Харків. 2003. С. 74. 2. *Деклараційний пат.* 61797 А. Україна. 7 Н 01 J 19/10. Катод / Копоть М.А. Заяв. 30.04.2003. Опубл. 17.11.2003, Бюл. № 11. 3. *Деклараційний пат.* 47632 А. Україна. 7 Н 01 J 25/50. Магнетрон / Копоть М.А., Чурюмов Г.І., Козорезов Г.Г., Грицунов О.В. Заявл. 31.05.2001. Опубл. 15.07.2002, Бюл. № 7. 4. *Деклараційний пат.* 58753 А. Україна. 7 Н 01 J 25/50. Магнетрон / Копоть М.А., Чурюмов Г.І., Козорезов Г.Г., Грицунов О.В. Заявл. 07.10.2002. Опубл. 15.08.2003, Бюл. № 8. 5. *Закутин В.В.* Исследование генерации электронных пучков в магнетронных пушках с холодным вторично-эмиссионными катодами // Вопросы Атомной науки и техники. 1999. №1. С. 91 – 94. (Сер: Ядерно-физические исследования (33)). 6. *В.Д. Науменко, А.Н. Суворов, А.Р. Сыров.* Исследование температурного режима стартового катода в магнетроне миллиметрового диапазона // Радиофизика и электроника. 2003. Т. 8, №1. Харьков: Изд-во института радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины. С. 99 – 101. 7. Патент 2007777. Российская Федерация. 5 Y 01 J 25/50. Магнетрон / Копылов М.Ф., Бондаренко Б.В., Махов В.Н., Назаров В.А. Заявл. 15.04.1992. Опубл. 15.02.1994, Бюл. № 3, 1994 г. 8. *Деклараційний пат.* 45712 А. Україна. 7 Н 01 J 25/50. Магнетрон / Ванцан В.М., Карушкин М.Ф., Фролова Т.І., Чурюмов Г.І. Заявл. 12.06.2001. Опубл. 15.04.2002, Бюл. №4. 9. *Деклараційний пат.* 62691 А. Україна. 7 Н 01 J 25/50. Магнетрон / Копоть М.А. Заявл. 30.04.2003. Опубл. 15.12.2003, Бюл. № 12. 10. *Копоть М.А., Никитенко А.Н.* Создание эффективных эмиттеров для магнетронных генераторов // III Междунар. Сем. «Компьютерное моделирование электромагнитных процессов в физических, химических и технических системах». Воронеж. 2004.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 16.03.2004

*В. А. АНТОНОВА, канд. техн. наук, В. Н. БОРЩЕВ, д-р. техн. наук,
В. Р. КОПАЧ, канд. техн. наук, А. М. ЛИСТРАТЕНКО, канд. техн. наук,
Н. И. СЛИПЧЕНКО, канд. техн. наук, И. Т. ТЫМЧУК*

ФИЗИКО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ТЫЛЬНОКОНТАКТНЫХ ФОТОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

Одной из характерных особенностей начала третьего тысячелетия является стремительное развитие существовавших ранее, а также возникших совсем недавно новых промышленных ресурсосберегающих экологически чистых технологий. Среди последних особое место занимает фотоэлектрическое преобразование солнечной энергии, превратившееся на рубеже тысячелетий из научно-прикладного направления в индустриальное [1]. Сегодня его вклад в копилку мирового рынка энергетических ресурсов составляет свыше 1 ГВт пиковой мощности, которые явились востребованными для обеспечения электроэнергией как многих наземных объектов, так и практически всех современных космических аппаратов. Поэтому наряду с задачей массового применения энергетических установок на основе солнечных батарей (СБ) фотопреобразователей (ФП) и проблемой повышения их эффективности особо актуальным становится обеспечение технологической простоты и снижение стоимости изготовления как ФП так и СБ.

В настоящее время около 90 % объема мирового производства ФП осуществляется на основе кристаллического кремния [1]. Согласно [2, 3], достигнутые значения КПД для серийно изготавливаемых монокристаллических кремниевых фотопреобразователей космического применения составляют 12-17%, а для ФП наземного применения – до 20 %, в то время как рекордные значения КПД лучших лабораторных образцов монокристаллических кремниевых-ФП космического применения составляют 19-20%, а наземного применения – около 24 %.

Согласно [4, 5], для достижения максимально возможной эффективности работы ФП, изготавливаемых в условиях промышленного производства, необходимо обеспечить:

- как можно более высокое значение времен жизни τ неосновных носителей заряда в объеме базового кристалла, в диффузионном слое и в слое обеднения р-п перехода после изготовления ФП;
- превышение диффузионной длины L неосновных носителей заряда над толщиной базового кристалла в течение всего срока эксплуатации ФП;
- минимальные скорости поверхностной рекомбинации неосновных носителей заряда на лицевой и тыльной поверхностях базового кристалла ФП;
- максимальное снижение потерь солнечной энергии на отражение при взаимодействии солнечного излучения с ФП.

Выполнение первых двух из перечисленных выше требований при изготовлении ФП космического применения достигается ставшими за последние 10 лет традиционными способами – использованием высококачественного радиационно-стойкого кремния р-типа с удельным сопротивлением $\rho = 10 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ и $\tau_n \geq 100 \text{ мкс}$, утонением базовых кристаллов до толщины не более 200 мкм, а также оптимизацией геометрического и концентрационного профилей p^+ -слоя со стороны фронтальной поверхности ФП. Удовлетворение третьего и четвертого требований связано с использованием новых конструктивно-технологических решений (КТР), обеспечивающих существенное повышение фототока и снижение диодного тока насыщения, что ведет к значительному приросту напряжения холостого хода $U_{\text{хх}}$, плотности тока короткого замыкания $j_{\text{кз}}$, фактора заполнения нагрузочной световой вольт-амперной характеристики FF и, следовательно, КПД.

Так, например, для существенного снижения потерь солнечного излучения, обусловленных рекомбинационными процессами непосредственно на фронтальной и тыльной поверхностях ФП, а также на межфазных поверхностях Si/металл под токосъемными электродами,

применяются следующие подходы [6]. Фронтальная и тыльная поверхности пассивируются термически выращенным тонким слоем SiO_2 . Непосредственный контакт электродов с этими поверхностями создается через многочисленные сквозные отверстия в окисле, суммарная площадь которых составляет около 0,2 % площади указанных поверхностей. В области контакта металла с поверхностью р-типа проводимости уровень ее легирования акцепторной примесью повышается на 3-4 порядка. Для снижения потерь солнечной энергии на отражение от фронтальной поверхности ФП последняя подвергается текстурированию с образованием инверсионного либо хаотичного прямого пирамидального рельефа [3, 4-7]. Полное устранение затенения фронтальной поверхности ФП токосъемными электродами достигается созданием n^+ -р и p^+ -р переходов со стороны тыльной поверхности ФП и вынесением электродов обеих полярностей на эту поверхность [6, 7].

Целью настоящей работы является обоснование и разработка КТР тонких тыльноконтактных ФП с использованием процессов диффузии из жидкорастворных композиций (ЖРК) и процессов внешнего геттерирования, обеспечивающих простоту изготовления, повышение надежности, снижение стоимости ФП и воспроизводимость их параметров [8]. Основной мотивацией разработки является то, что наряду с реализацией 100%-й фотоприемной активной площади ФП появляются новые возможности создания эффективных процессов сборки ФП в модули. При этом перспективной является новая техника межсоединений, базирующаяся на использовании проводящих адгезивов [9].

Такое усовершенствованное КТР отечественных монокристаллических кремниевых ФП космического применения при сохранении наиболее рациональных подходов, реализованных ранее [10-13], должно включать следующие новые элементы:

- утонение кремниевых пластин до толщин не более 200 мкм;
- создание нерегулярного мелкого рельефа фронтальной поверхности базового кристалла и формирование со стороны последней диффузионного n^+ -слоя;
- пассивацию кремния его тонким термическим окислом со стороны фронтальной и тыльной поверхностей;
- вынесение на тыльную поверхность ФП контактной системы электрод/ n^+ -Si и электрод/ p^+ -Si с двумя (соответствующими n^+ -Si и p^+ -Si областям) встречными металлическими гребенками и локальными точечными сквозными окнами под ними в слое SiO_2 .

По нашим оценкам результатом указанного совершенствования КТР отечественных монокристаллических кремниевых ФП космического применения должно явиться улучшение их показателя мощность/вес в 1,5-2 раза.

При решении поставленной комплексной задачи в качестве исходных пластин для изготовления тонких тыльноконтактных ФП предполагается использовать высококачественный кремний марки КДБ-10 с ориентацией (100), выращенный методом Чохральского и имеющий время жизни неосновных носителей $\tau_n \geq 100$ мкс. Использование в качестве исходного материала кремния, полученного методом зонной плавки, может обеспечить более высокие показатели ФП, но приведет к значительному повышению их стоимости.

Для обоснования топологии и структуры тыльноконтактных ФП были проведены расчеты диффузионной длины неосновных носителей заряда для различных областей фотопреобразователя:

$$L = \sqrt{D\tau}, \quad (1)$$

где D – коэффициент диффузии носителей заряда, определяемый из соотношения Эйнштейна:

$$D = \frac{kT}{e} \cdot u = \varphi_T \cdot u. \quad (2)$$

Здесь u – подвижность носителей заряда, $\varphi_T = \frac{kT}{e}$ – температурный потенциал, который при $T=300$ °С равен 0,026В.

Для базовой области ФП решение системы уравнений [14]

$$N_a = \frac{I}{e \cdot u_p(N_a) \cdot \rho}, \quad (3)$$

$$u_p(N_a) = (480 - 122 \cdot \lg \frac{N_a}{10^{21}}) \cdot 10^{-4} \frac{M^2}{B \cdot c}, \quad 10^{21} < N_a < 4 \cdot 10^{24} M^{-3} \quad (4)$$

показывает, что в случае кремния марки КДБ-10 с $\rho=10$ Ом·см и концентрацией акцепторной примеси $N_a = 1,35 \cdot 10^{21} M^{-3}$ подвижность основных носителей (дырок) $u_p = 0,0464 M^2/(B \cdot c)$.

Учитывая связь между отношением подвижностей носителей заряда и отношением их эффективных масс, для Si с $m_n^* = 0,26 m_0$ и $m_p^* = 0,49 m_0$ получим значение подвижности неосновных носителей (электронов) $u_n = 0,125 M^2/(B \cdot c)$. На основании выражений (1) и (2) в

базовой области фотопреобразователя $D_n = 32,5 \cdot 10^{-4} M^2/c$, $L_n = 5,7 \cdot 10^{-4} M = 570$ мкм.

Для легированных слоев n-типа с удельным поверхностным сопротивлением $R_s = 200$ Ом/кв и глубиной залегания p-n-перехода $x_i = 1,5$ мкм с учетом выражений [14]:

$$R_s = \frac{\rho}{x_i} = \frac{I}{e \cdot N_d \cdot u_n(N_d) \cdot x_i}, \quad (5)$$

$$u_n(N_d) = (1300 - 284 \cdot \lg \frac{N_d}{2 \cdot 10^{20}}) \cdot 10^{-4} \frac{M^2}{B \cdot c}, \quad 2 \cdot 10^{20} < N_d < 4 \cdot 10^{24} M^{-3} \quad (6)$$

и соотношений (1) и (2) получаем: $N_d = 7,1 \cdot 10^{23} M^{-3}$, $u_n = 293 \cdot 10^{-4} M^2/(B \cdot c)$, $u_p = 108 \cdot 10^{-4} M^2/(B \cdot c)$,

$D_p = 2,8 \cdot 10^{-4} M^2/c$, $L_p = 7,5 \cdot 10^{-5} M = 75$ мкм (при $\tau = 20$ нс).

Полученные результаты позволяют предложить несколько вариантов структуры и топологии тыльноконтактных ФП (рис. 1, рис. 2). На рис. 1 приведен общий вид (рис. 1а) и структура (рис. 1б) тыльноконтактного ФП.

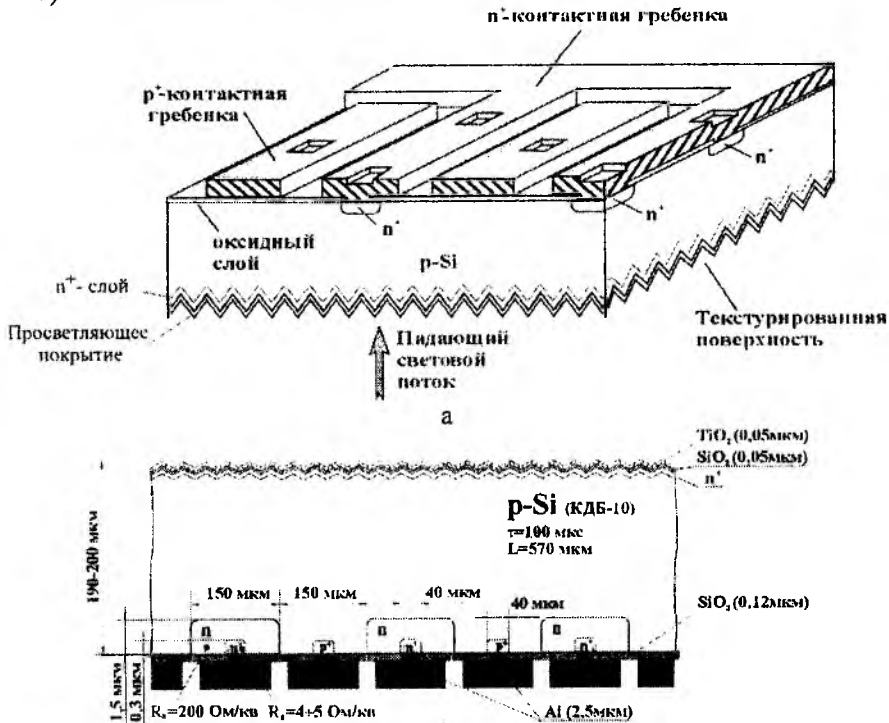


Рис.1

Структура тыльноконтактного ФП с утопленными контактами к базовой области изображена на рис. 2.

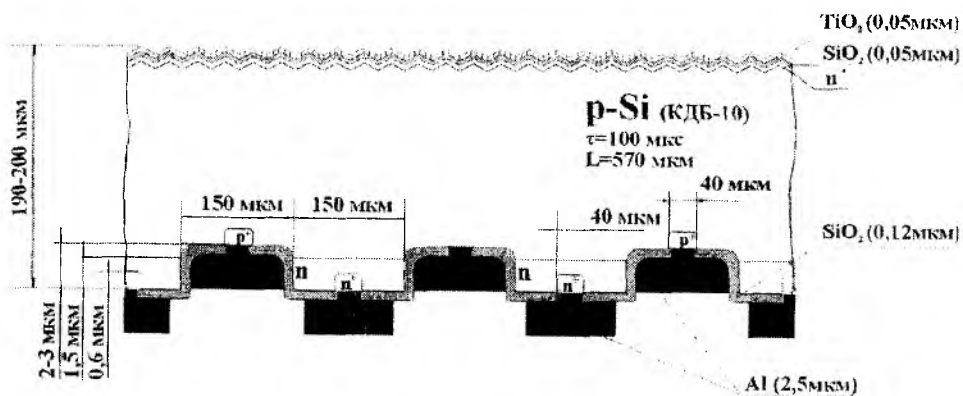


Рис. 2

Конструкция контактной системы ФП, при которой контакты как к p^+ -области, так и к p^- -области выполнены на тыльной поверхности ФП с помощью двух встречных металлических гребенок, контактирующих с полупроводниковыми слоями в локальных точечных местах, обладает еще одним важным преимуществом наряду с указанными ранее. Это преимущество связано с возможностью изготавливать такие металлические гребенки достаточно широкими, минимизируя тем самым потери на выделение джоулева тепла в контактной системе и обеспечивая повышение КПД фотопреобразователя. Кроме того, при размещении контактных гребенок на одной стороне упрощается процесс сборки ФП в солнечные модули и возрастает надежность коммутации ФП.

Подготовка исходных пластин для изготовления тыльноконтактных ФП предполагает утонение и неглубокое текстурирование Si-пластин, имеющих ориентацию (100), с использованием анизотропного травителя – 100 г КОН + 500 мл H_2O . Процесс текстурирования проводится в статических условиях при температуре травителя – $(90 \pm 5) ^\circ C$. Скорость утонения пластин составляет 6-7 мкм/мин. Текстурирование фотоприемной поверхности уменьшает коэффициент отражения солнечного излучения и обеспечивает многократное прохождение длинноволнового излучения в объеме ФП, что должно приводить к росту плотности фототока.

Особенностью разрабатываемых КТР фотопреобразователей является использование для диффузионных процессов жидкорастворных композиций КФК-15-15 и КФК-50-10, для которых проведены комплексные исследования технологических режимов, обеспечивающих требуемые параметры диффузионных слоев [8,10,13]. Использование ЖРК позволяет обеспечить высокую равномерность распределения диффузанта на поверхности кремниевой пластины, а также возможность плавного регулирования поверхностной концентрации атомов примеси и точное регулирование R_s в широком диапазоне благодаря высокой точности дозирования атомов примеси в слое ЖРК.

На рис. 3 приведена структура ФП с контактной сеткой на тыльной стороне и электродом на лицевой стороне. Для конструкции тыльноконтактных ФП с p^+ -слоем на лицевой стороне максимальный КПД обеспечивается при соединении тыльного и лицевого контактов к p^+ -областям. Однако лицевой p^+ -слой может быть изолирован и находиться под плавающим отрицательным потенциалом, снижающим скорость рекомбинации неосновных носителей заряда на этой поверхности. В этом случае электроны, генерируемые в эмиттере и базе, собираются p^+ -коллектором подобно тому, как это имеет место в биполярном транзисторе с заданным p^+ -эмиттером.

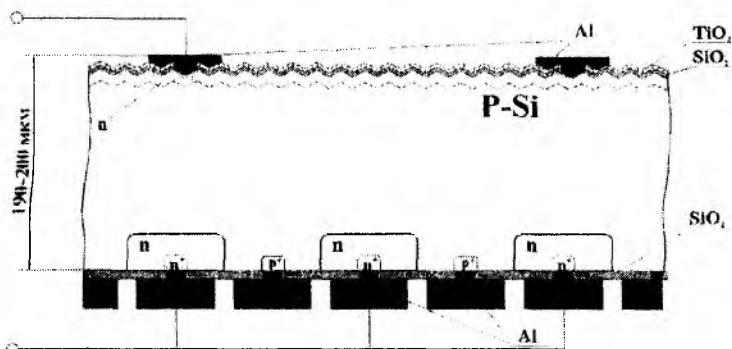


Рис. 3

В заключение отметим, что практическая реализация предложенных КТР тыльноконтактных кремниевых ФП позволит существенно упростить процесс сборки модулей из таких ФП и увеличить коэффициент заполнения СБ до 98%. При этом могут быть значительно улучшены показатели отношения мощность/вес, что за счет сравнительно низких ценовых характеристик и в дальнейшем позволит конкурировать кремниевым ФП с арсенид-галлиевыми ФП, которые в настоящее время все более широко используются для применения в космосе.

Список литературы: 1. Hoffmann W. PV solar electricity: one among the new millennium industries // Proceedings of the 17th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Munich, Germany. 2001. P. 851 – 861. 2. Bücher K., Kunzelmann S. The Fraunhofer ISE PV charts: assessment of PV device performance // 14th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Barcelona, Spain. 1997. P. 272 – 277. 3. K.A. Münzer, R.E. Schlosser, B. Hösselbarth et al. Silicon solar cells for satellites based on terrestrial manufacturing // Proceedings of the 17th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Munich, Germany. 2001. P. 2171 – 2174. 4. Фаренбрух А. Бьюб Р. Солнечные элементы: теория и эксперимент. М.: Энергоиздат, 1987. 280 с. 5. 18,3% efficient silicon solar cell for space application / G.T. Grotty, P.J. Verlinden, M. Cudzinovich et al // 26-th IEEE Photovoltaic Specialist Conference. Anaheim, CA. 1997. P. 1035 – 1038. 6. The range of high efficiency silicon solar cells fabricated at Fraunhofer ISE / S.W. Glunz, J. Knobloch, C. Hebling, W. Wetzling // 26-th IEEE Photovoltaic Specialist Conference. Anaheim, CA. 1997. P. 231-237. 7. Состояние и тенденции развития твердотельных преобразователей солнечной энергии / Ю.Е. Николаенко, Н.М. Вакив, С.И. Круковский и др. // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. 2001. №2. С. 21 – 30. 8. Антонова В.А., Листратенко А.М., Слипченко Н.И. Высокоэффективные солнечные элементы на основе жидкорастворной технологии. // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 115. С. 90 - 94. 9. Ace Designs: The Beauty of Rear Contact Solar Cells/A. Schönecker, D.W.K. Eikelboom, P. Manshanden et al // 29th IEEE Photovoltaic Specialists Conference, New Orleans, USA. 2002. 10. Оптимизация кремниевых солнечных элементов на основе n^+p-p^+ -структур / В.А. Антонова, В.Н. Борщев, В.А. Золотарев, А.М. Листратенко и др // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 120. С. 155 – 161. 11. Перспективные конструкторско-технологические решения монокристаллических кремниевых фотопреобразователей космического назначения / В.А. Антонова, В.Н. Борщев, В.Р. Копач и др. // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 125. С. 110 – 116. 12. Comprehensive optimization on the frontal structure elements of solar cells for space application / V.A. Antonova, V.N. Borshchov, V.R. Kopach and al // Functional materials. 2003. Vol. 10, №1. P. 168 – 175. 13. Твердотельные солнечные фотопреобразователи на основе жидкорастворных композиций / В.А. Антонова, А.М. Листратенко, Б.И. Макаренко, Н.И. Слипченко // Технология приборостроения. 1999. Вып. 3. С. 54 – 57. 14. Антонова В. А., Слипченко Н. И. Алгоритм расчета режимов импульсной фотонной обработки (ИФО) при формировании в кремнии диффузионных слоев с требуемыми параметрами // Сб. науч. тр. (по материалам 4-й междунар. конфер. «Теория и техника передачи, приема и обработки информации. Новые информационные технологии»). Харьков: ХТУРЭ, 1999. С. 442 – 444.

Харьковский ГП НИТИ Приборостроения

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Национальный технический университет

Харьковский политехнический университет»

Поступила в редколлегию 26.02.2004

А. Г. ПАЩЕНКО, канд. физ.-мат. наук, В. М. ВАНЦАН, канд. физ.-мат. наук

ЛОКАЛИЗАЦИЯ ЧАСТИЦ В ДВУХСЛОЙНОЙ НАНОСТРУКТУРЕ НА ОСНОВЕ GaAs/Al_xGa_{1-x}As

Введение. В работе [1] на основании решения стационарного уравнения Шредингера для двухслойной наноструктуры на основе GaAs/Al_xGa_{1-x}As получены соотношения, полностью описывающие энергетические состояния и собственные функции частиц и квазичастиц, находящихся в такой структуре. В постановке задачи изначально предполагалось, что барьерные слои структуры как ограничивающие, так и разделительный, созданные на основе Al_xGa_{1-x}As, имеют одинаковый химический состав, то есть одинаковую молярную долю алюминия – X. Кроме того, ширина квантово-ограниченных слоев двухслойной структуры, созданных на основе GaAs, также предполагается одинаковой, а следовательно структура является симметричной относительно центра разделительного барьера. В данной работе по соотношениям (6) – (17), приведенным в работе [1], проведен численный эксперимент с использованием математического пакета Mathcad 2000 pro для исследования влияния геометрических и энергетических параметров наноструктуры на энергетические состояния и плотность распределения вероятностей состояний частиц и квазичастиц в пространстве квантового ограничения.

Исходные данные и результаты численного эксперимента. Материальные параметры арсенида галлия и алюминий-галлий арсенида, используемые в расчетах выбраны согласно данным, приведенным в [2,3]. Используя избранную методику и исходные данные, расчёты проводились во всем диапазоне изменения молярной доли алюминия. Ширина квантово-ограниченного слоя – Lz изменялась в пределах от постоянной кристаллической решетки GaAs до длины волны де-Бройля электронов в данном материале. Ширина разделительного барьерного слоя (барьера) Lb изменялась от постоянной кристаллической решетки до половины ширины квантово-ограниченного слоя – квантовой ямы (в пропорции). Результаты расчётов собственных значений энергии электронов при ширине квантово-ограниченного слоя – Lz=20 Å, разделительного барьерного слоя – Lb=6 Å, молярной доле алюминия в твердом растворе замещения материала барьера x=0,75, которая определяет высоту потенциального барьера для электронов в зоне проводимости, как Ve=0,832 эВ, и высоту потенциального барьера для тяжелых и легких дырок в валентной зоне – Vh=0,448 эВ, показаны на рис. 1. На этом же рисунке для сравнения показаны собственные значения энергии электронов для одиночного квантово-ограниченного слоя. Толстыми пунктирными и штрих – пунктирными линиями показаны решения для двухслойной квантово-размерной структуры, тонкими – для однослойной. На рис. 2 показаны собственные функции электронов в двухслойной наноструктуре (рис. 2 а) и плотности распределения вероятности в пространстве квантового ограничения (рис. 2 б), рассчитанные для стационарного состояния, то есть в отсутствие внешнего электрического и магнитного полей. Из анализа рис. 2 следует, что потоки вероятности распределения частиц, проходя через барьер, могут испытывать отражение от границ раздела «барьер-яма» и «яма-барьер» как в фазе, так и в противофазе, меняя свой знак (свою четность относительно середины разделительного барьера). Подобное поведение волновых функций частиц обуславливает вырождение собственных значений энергии частиц (удвоение энергетического уровня), что и отражено на рис. 1. По результатам расчётов с другими энергетическими и геометрическими параметрами можно утверждать, что с увеличением ширины квантово-ограниченных и барьерных слоёв собственные значения энергии для удвоенных уровней сближаются, и по мере увеличения ширины квантово-ограниченных и барьерных слоев могут сливаться в одну линию.

Кроме описанных расчётов в данной работе по ранее изложенной методике [4, 5] было исследовано воздействие стационарного (постоянного во времени) электрического поля на энергетические состояния и собственные функции частиц и квазичастиц.

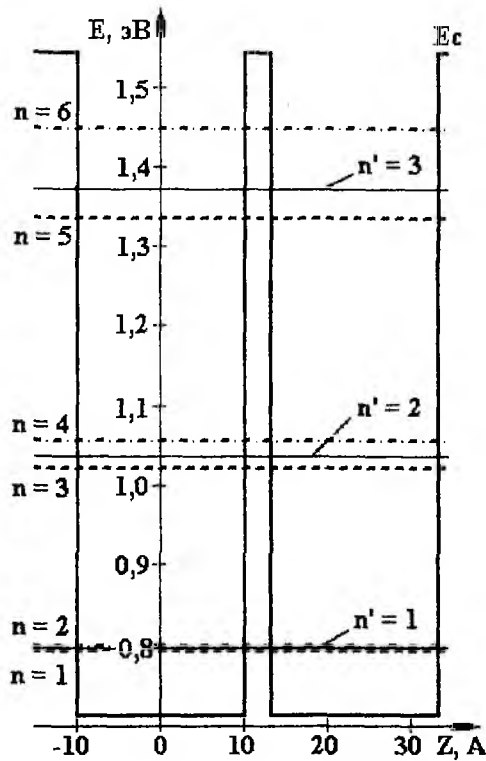


Рис. 1

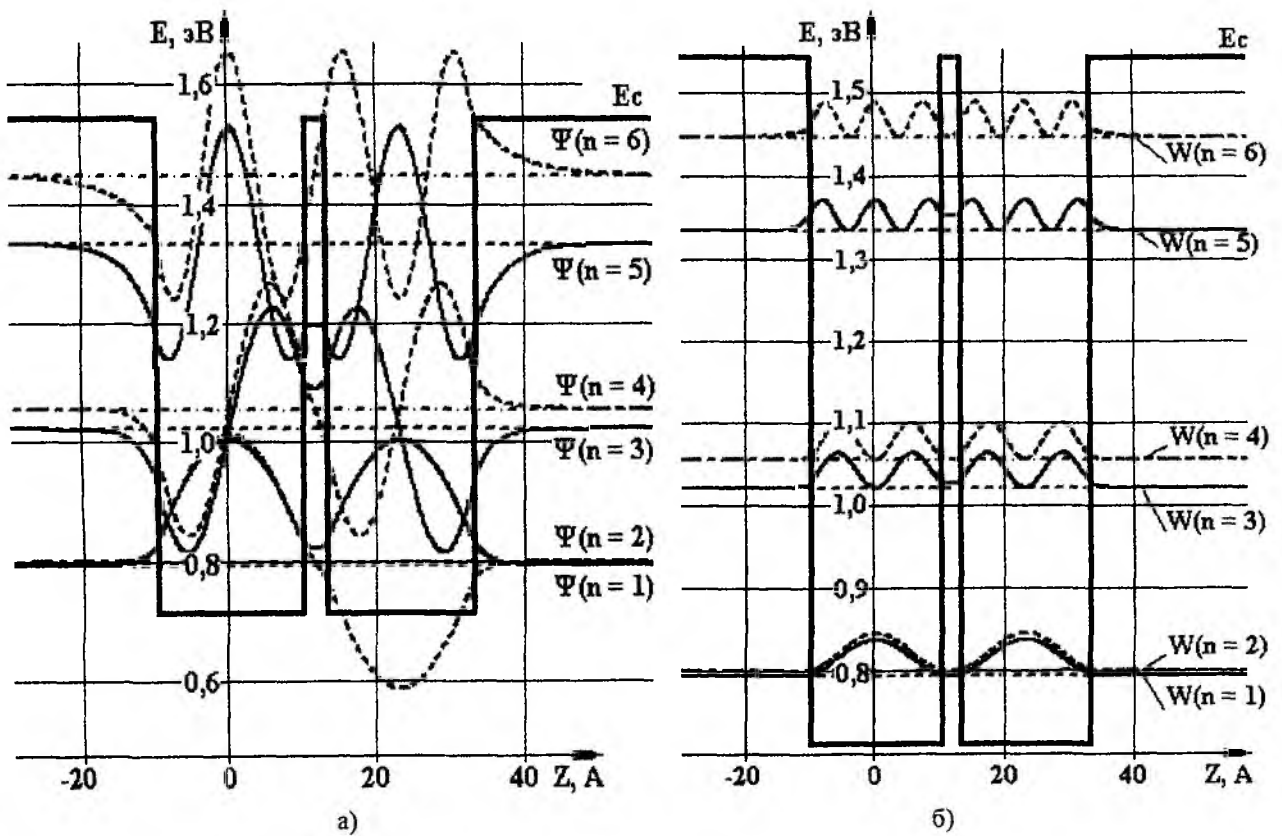


Рис. 2

Результаты исследований влияния постоянного электрического поля на собственные значения энергии, волновые функции частиц и плотности вероятности их распределения показаны соответственно на рис. 3, 4 и 5.

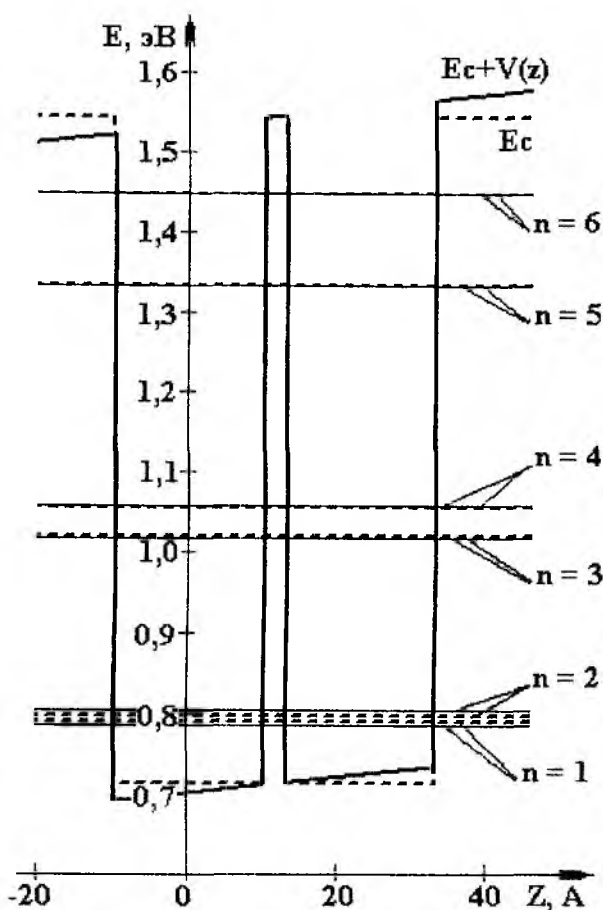


Рис. 3

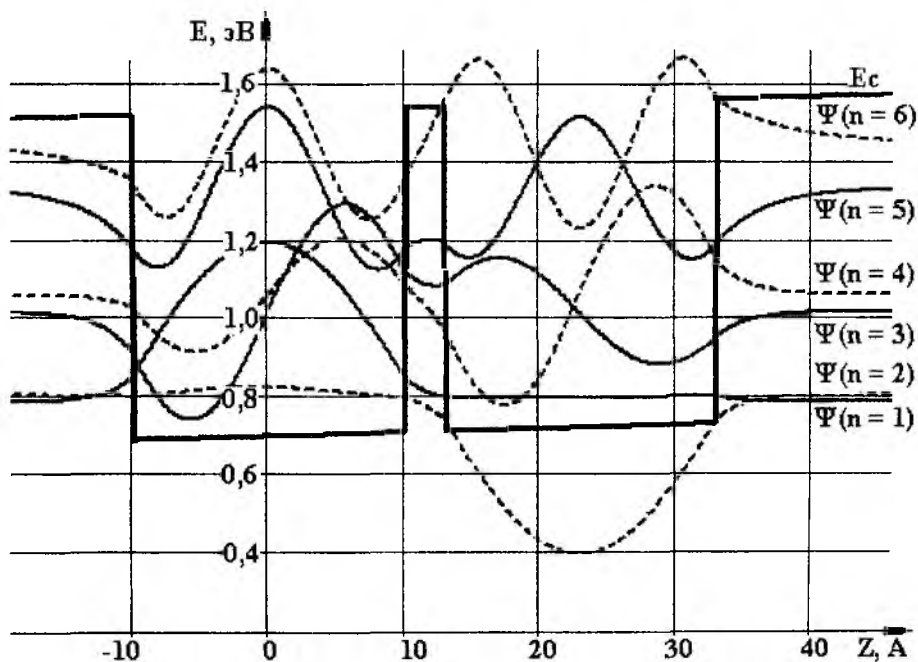


Рис. 4

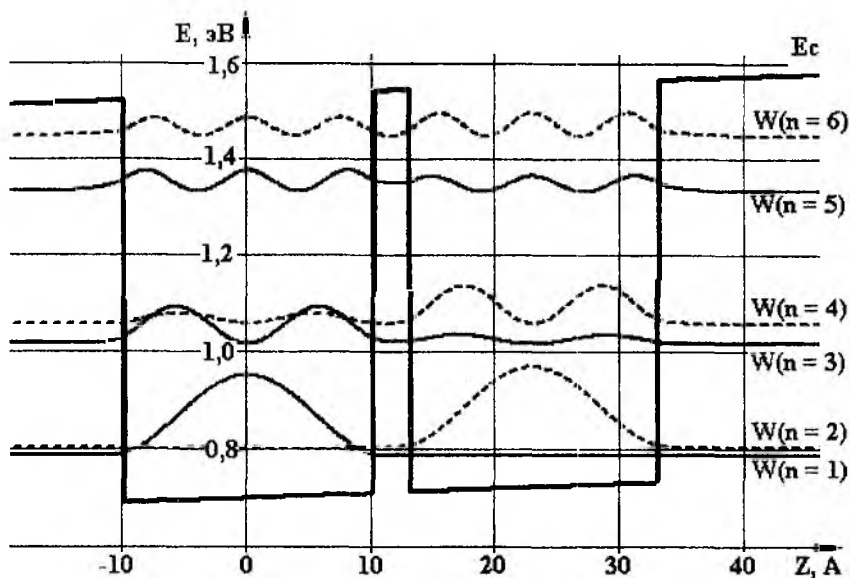


Рис. 5

Из анализа результатов расчёта следует:

1. Воздействие внешнего электрического поля приводит к дополнительному расширению положения энергетических уровней, удвоенных самой структурой (эффект Штарка).

2. Электрическое поле деформирует энергетический профиль структуры, что в свою очередь, при определённом значении напряженности, приводит к делокализации волновых функций частиц и плотностей распределения вероятности по всей структуре.

Вывод. Использование двухслойных симметричных квантово-размерных структур (наноструктур) дает возможность спектрально выделить энергетические состояния частиц и квазичастиц, находящихся в соседних квантово-ограниченных слоях. Воздействием внешнего постоянного во времени электрического поля можно делокализовать плотности вероятности распределения частиц и квазичастиц по отдельным слоям и удерживать такое состояние. Это в свою очередь дает возможность реализовать устойчивое логическое состояние, обусловленное усредненным электрическим зарядом частиц, находящихся в том или ином энергетическом состоянии в условно «первом» или «втором» квантово-ограниченном слоях. Подбором параметров внешнего электрического поля (величины и направления вектора напряженности, четности воздействия относительно потенциала квантового ограничения) логическое состояние можно изменять на противоположное, причем, согласно квантово-механическим представлениям данный квантовый переход будет происходить без промежуточных электронных состояний.

Список литературы: 1. Пащенко А.Г. Энергетические состояния частиц в многослойных периодических наноструктурах // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2004. Вып. 136. С. 127 – 132. 2. Emmanuel Anemogiannis, Elias N. Glytsis, Tomas V. Gaylord. Quasi – Bound States Determination Using a Perturbed Wavenumbers Method in a Large Quantum Box // IEEE J. Quantum Electronics 1998. Vol. 34. N 5. P. 742 – 752. 3. J.M. Luttinger, W. Kohn. Motion of Electrons and Holes in Perturbed Periodic Fields // Phys. Rev. Ser. B. 1955. Vol. 97, No 4, P. 869 – 883. 4. Пащенко А.Г. Влияние внешнего стационарного электрического поля на энергетические состояния частиц и квазичастиц в квантоворазмерной структуре. Ч. 1. Постановка задачи // Радиотехника Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 117. С. 117 – 120. 5. Пащенко А.Г. Влияние внешнего стационарного электрического поля на энергетические состояния частиц и квазичастиц в квантоворазмерной структуре. Ч. 2. Обсуждение результатов // Радиотехника Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 118. С. 55 – 60.

СИНТЕЗ СТРУКТУРЫ ПРОТОЧНО-ИНЖЕКЦИОННОЙ СИСТЕМЫ С ЭЛЕКТРОХЕМИЛЮМИНЕСЦЕНТНЫМ АНАЛИЗОМ БИОЖИДКОСТЕЙ

1 Постановка проблемы в общем виде и ее связь с важными научными и практическими задачами

При анализе биожидкостей с целью диагностики существуют две основные проблемы: *биомедицинская*, которая связана с тем, что при изъятии биопробы из организма нарушаются естественные связи ее с другими компонентами, развиваются процессы лизиса, денатурации, разрушения структур и комплексов; *техническая*, связана с выбором/разработкой метода анализа, соответствующей аппаратуры, а также оптимизацией процесса лабораторного анализа.

Решение указанных проблем должно приводить к получению достоверных результатов медицинского лабораторного анализа за наиболее короткий промежуток времени, желательного в *real-time* режиме, с минимальными экономическими затратами и трудовыми ресурсами.

2 Анализ последних достижений и публикаций, в которых начато решение проблемы

Последние 15-20 лет отмечены бурной автоматизацией лабораторных исследований и появлением приборов и устройств, использующих компьютерную технику. Среди наиболее эффективных подходов к автоматизации основных стадий медицинского лабораторного анализа важное место занимает проточно-инжекционный анализ (ПИА) [1]. Этот подход к анализу биожидкости основан на введении дискретных микрообъемов образца в непрерывно движущийся ламинарный поток жидкого носителя и образования контролируемого градиента концентрации компонентов образца в потоке. Большое число публикаций последнего времени посвящено практическому применению ПИА в медицине.

Можно выделить два этапа развития и применения ПИА. Первый этап связан, главным образом, с разработкой и исследованием устройств и методик ПИА как простого и эффективного способа автоматизации известных методик массового анализа жидких образцов. Второй этап включает широкое применение ПИА как нового методологического подхода к непрерывному анализу в потоке с помощью различных инструментальных методов применительно к определению элементов и изучению состава сложных биологически активных материалов. В настоящее время основные сферы применения ПИА в биомедицине – определение метаболитов в крови, моче и других биологических жидкостях; контроль качества изготовления лекарственных препаратов и изучение скорости их растворения. Особенно полезно использование ПИА при проведении массовых анализов в клинических лабораториях для диагностики различных заболеваний.

3 Выделение нерешенных ранее частей проблем

В рассматриваемых проблемах нерешенными остаются вопросы выбора оптимального для данного анализа метода детектирования биокомпонентов и перевода его в вариант ПИА; разработки модификации системы; улучшения основных метрологических характеристик анализа; повышения производительности проточно-инжекционной системы (ПИС), автоматизации всех стадий медицинского лабораторного анализа. В связи с этим актуальным является разработка системы лабораторного анализа биожидкостей, которая за наиболее короткий промежуток времени в *real-time* режиме дает возможность получить достоверные результаты с минимальными экономическими затратами и трудовыми ресурсами.

4 Цель работы

Цель работы заключается в разработке структуры проточно-инжекционной системы для детектирования определенных компонентов в биопробах с помощью метода электрохемилюминесцентного анализа (ЭХЛ) режиме ПИА. При этом необходимо решить следующие задачи: 1 – обеспечить высокую чувствительность к изменению концентрации исследуемого объекта; 2 – повысить производительность проточно-инжекционной системы (определений в час) с применением математических методов оптимизации; 3 – минимизировать расход биопробы и реагента; 4 – управлять процессом анализа и обработкой полученных результатов при помощи ЭВМ.

5 Решение задач

Для достижения поставленной цели необходимо определиться с физико-химическим методом анализа. Он должен согласовываться со всеми задачами поставленной цели. В литературе описано более 20 различных аналитических методов [2, 3], при этом для анализа биожидкостей используют спектрометрические, химические, электрохимические, в частности, электрохемилюминесцентные методы. В последнее время ЭХЛ-метод все чаще используется для анализа в медицине, биологии, фармакологии, сельском хозяйстве, экологии с целью определения ряда веществ: белков, углеводов, аминокислот, канцерогенных веществ и др. [4]. Например, содержание аминокислот в биопробах мало и составляет микромоли на литр, по этому параметру ЭХЛ-метод, имея низкий предел обнаружения (до 10^{-15} моль/л), обеспечивает решение первой задачи. Отметим, что использование ЭХЛ-метода в сочетании с ПИА значительно повышает производительность ПИС, чем решает вторую задачу. Известно предложенное зарубежными авторами использование ЭХЛ-метода в варианте ПИА для иммуноанализа атразина [5], а также для обнаружения глюкозы с использованием плоского оптического волновода [6]. При многих положительных чертах, достигнутых благодаря совместному применению методов ПИА с ЭХЛ, данные работы не свободны от целого ряда недостатков – отсутствие обоснования выбора модификации ПИС, конструкций основных его элементов. Также рядом недостатков обладают использованные реакторы (аналитические ячейки) и программное обеспечение.

Для решения второй задачи следует рассмотреть особенности метода ПИА.

Главной особенностью ПИА, отличающей его от других методов анализа в потоке, состоит в том, что для ПИА существенна дисперсия образца и образование контролируемого градиента концентрации образца в ламинарном потоке носителя (реагента), а детектирование аналитического сигнала осуществляется в тот момент, когда ни физические процессы, ни химические реакции не завершены.

Существование границы раздела образец/носитель в потоке приводит к частичному размыванию (разбавлению) зоны образца по мере ее продвижения через проточно-инжекционную систему. Это явление и получило название физической дисперсии образца [7]. Степень дисперсии вдоль зоны образца неодинакова. В двух крайних частях зоны она является результатом диффузии и конвекции, а в центральной части, где отсутствует граница раздела носитель/образец – только конвекции. При этом дисперсия может проходить как в радиальном, так и в аксиальном направлениях. Для количественной оценки степени дисперсии образца в потоке используется коэффициент дисперсии D , равный отношению начальной концентрации образца c_0 к его концентрации $c_{град}$, соответствующей какой-либо точке концентрационного профиля, в частности, точке максимума $c_{макс}$:

$$D = \frac{c_0}{c_{град}}, \quad D = \frac{c_0}{c_{макс}}, \quad (1)$$

Коэффициент дисперсии больше или равен 1. В зависимости от значения D проточные системы делятся на три группы:

1) системы с ограниченной дисперсией, $1 < D_{мин} < 3$;

2) системы со средней дисперсией, $3 < D_{\text{мин}} < 10$;

3) системы с высокой дисперсией, $D_{\text{мин}} > 10-15$.

Экспериментально коэффициент дисперсии рассчитывают косвенным путем [8]. В случае детектора, сигнал которого высотой H линейно зависит от концентрации c , значение $D_{\text{мин}}$ можно оценить по уравнению:

$$D_{\text{мин}} = \frac{H_0}{H}. \quad (2)$$

Таким образом, чем меньше $D_{\text{мин}}$, тем меньше разность между аналитическими сигналами, измеренными в условиях динамического равновесия (H_0) и переходными сигналами ПИА (H). В общем случае соотношение $\frac{H_0}{H}$ определяется уравнением:

$$f = \frac{H_0}{H} = \frac{c_0 D_{\text{мин}} e k_{\text{равн}}}{c_{\text{макс}} q E k_{\text{ПИА}}}, \quad (3)$$

где q – степень разбавления образца при измерении сигнала в равновесных условиях; e и E – степень образования продукта реакции в условиях равновесия и ПИА соответственно; $k_{\text{равн}}$, $k_{\text{ПИА}}$ – константы.

Из данного соотношения следует, что при $D_{\text{мин}}/q < 1$ и в случае быстрых химических реакций ($e/E = 1$) предел обнаружения в системе ПИА может быть ниже, чем в условиях равновесия, т.е. $f < 1$. Отсюда следует, что при разработке проточно-инжекционных систем следует добиваться максимального значения отношения E/D . При этом лучше увеличивать E , чем уменьшать D .

Отметим, что дисперсия образца оказывает существенное влияние на производительность проточно-инжекционной системы (определений в час) [9]:

$$F_{\text{макс}} = \frac{3600}{k\sigma} = \frac{3600}{t_b} (k = 4,6), \quad (4)$$

где σ – аксиальная дисперсия образца; t_b – ширина основания пика, s ; k – константа.

Важным этапом проектирования ПИС является моделирование и анализ концентрационного профиля дисперсии. Природа и степень дисперсии определяются главным образом физическими параметрами системы (объемом пробы, скоростью потока, длиной и диаметром трубопровода, конструкцией дозатора, детектора и потокораспределительного устройства, геометрией смесителей и химических реакторов), а также физико-химическими свойствами текущего раствора (вязкостью, коэффициентом молекулярной диффузии и др.). Варьируя эти параметры, можно изменять степень дисперсии, что оптимизирует гидродинамическую структуру ПИС с целью улучшения основных метрологических характеристик анализа.

Построение математической модели базируется на анализе физической модели процесса.

Математические модели физической дисперсии зоны образца в одноканальной системе ПИА с прямым трубопроводом при отсутствии химической реакции описываются двумя подходами.

В основе первого подхода лежит общая теоретическая модель Тейлора [9]:

$$d_m \left(\frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial c}{\partial r} \right) = \frac{\partial c}{\partial t} + u_0 \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) \frac{\partial c}{\partial x}, \quad (5)$$

где d_m – коэффициент молекулярной диффузии, $\text{м}^2/\text{с}$; c – концентрация образца в точке потока (x, r, t), моль/л (М); x – аксиальное расстояние от точки ввода образца в прямом трубопроводе, м ; r – радиальное расстояние от центра трубопровода ($0 \leq r \leq R$), м ; R –

внутренний радиус трубопровода, м; u_0 – максимальная линейная скорость потока в центре трубопровода, м/с.

Если проба, содержащая m молей вещества, вводится в поток носителя в точке трубопровода с координатой $x = 0$ ($z = 0$) и медленно движется по узкой прямой трубке радиусом R , то образующийся концентрационный профиль зоны образца в момент времени t описывается уравнением, которое является приближенным численным решением уравнения Тейлора для экстремального случая, в котором дисперсия контролируется молекулярной диффузией в аксиальном направлении:

$$c = \frac{m}{\pi R^2 L} \left[\frac{1}{2(\pi\delta)^{1/2}} \cdot e^{-(L-x)^2/L^2 4\delta} \right], \quad (6)$$

где m – количество вещества в пробе, моль; δ – дисперсионное число ($\delta = d_m t / L^2$); L – общая длина трубопровода, м.

Для точки максимума пика ($c = c_{\max}$) это уравнение имеет вид:

$$c_{\max} = \frac{m}{\pi R^2 L} \cdot \frac{1}{2(\pi\delta)^{1/2}}. \quad (7)$$

В этом случае коэффициент дисперсии D_{\min} (при $t = \bar{T}$, $x = L$) можно выразить формулой

$$D_{\min} = k_1 2(\pi\delta)^{1/2} = k_1 (2\pi)^{1/2} \sigma, \quad (8)$$

где σ – аксиальная дисперсия образца; k – константа скорости химической реакции.

Из данного уравнения при использовании модели аксиальной дисперсии Тейлора – Ари-са, согласно которой $\sigma_i^2 = TR^2 / 24d_m$, (σ_i – аксиальная дисперсия в момент времени t) [8] получены следующие зависимости:

$$D_{\min} = \text{const}_1 \bar{T}^{1/2}, \quad (9)$$

$$D_{\min} = \text{const}_2 L^{1/2}, \quad (10)$$

$$D_{\min} = \text{const}_3 R^2. \quad (11)$$

Предложенная модель справедлива при условии, что радиус R очень мал, а среднее время пребывания образца в системе \bar{T} , наоборот, достаточно велико вследствие низкой линейной скорости потока, и выполняется соотношение:

$$\bar{T} \geq R^2 / 3,8^2 d_m. \quad (12)$$

Существующие теоретические подходы позволяют оценить влияние основных параметров системы ПИА на степень дисперсии образца и аналитический сигнал, а также высказать ряд рекомендаций по конструированию элементов системы с целью получения наиболее высокой производительности и качества анализа.

Решая третью задачу минимизации расхода биопробы и реагента, рассмотрим подробнее ячейку, где непосредственно и протекает ЭХЛ-процесс. Подробно ЭХЛ-ячейка как часть оптохемотронного (ОХ) сенсора рассмотрена в [10], поэтому здесь отметим лишь ее основные особенности тонкослойной конструкции: реагент фиксирован на электроде сенсора, что позволяет снизить его расход; высокая чувствительность метода позволяет работать с малыми объемами исследуемого вещества (объем ЭХЛ-ячейки составляет 5мкм).

Требование четвертой задачи в настоящее время общее для всех измерительных устройств, так как позволяет упростить эксплуатацию, ускорить анализ и повысить его точность, исключить человеческий фактор. Данный вопрос успешно решается и в случае ЭХЛ-

анализа, причем автоматизации подвергается не только измерительный процесс, но и процесс доставки исследуемой пробы в ЭХЛ-ячейку.

Таким образом, вырисовывается общая картина решения поставленной цели: обоснован выбор ЭХЛ-метода в сочетании с ПИА.

Первоначально разрабатывается и монтируются проточно-инжекционная система. С помощью насоса жидкий носитель прокачивается по узким трубкам-каналам по направлению к ЭХЛ-ячейке. Через заданные интервалы времени равные микрообъемы жидкого анализируемого образца вводятся определенным образом в поток носителя. При этом в потоке возникает зона образца, с двух сторон которой находится носитель. Затем поток проходит через ЭХЛ-ячейку. Последняя непрерывно измеряет величины светоиспускания и электродного потенциала (в случае ЭХЛ-анализа), фиксируя их изменение в момент прохождения зоны образца.

В трубопроводной системе проба находится недолго. За это время ни физические процессы анализа, ни химические реакции не завершаются. Отсюда одна из важнейших особенностей ПИА – определение проводится в неравновесных условиях. Однако строгий контроль времени пребывания пробы в системе и степени ее разбавления в потоке позволяет получать надежные, хорошо воспроизводимые результаты.

Исходя из вышеприведенного анализа, можно вывести определенные предпосылки для разработки электронного комплекса ПИА с ЭХЛ-детектированием.

Разработанный электронный комплекс проточно-инжекционной системы с ЭХЛ-анализом биожидкостей состоит из следующих основных устройств: устройства управления и контроля (УУК), измерительной ЭХЛ-ячейки, потенциостата (ПТ), фотодетектора (ФД), обработки выходного сигнала с ФД (ОБС). УУК включает компьютерное управление в виде персонального компьютера (ПК), драйверы и клавиатуру, оно соединяется с остальными устройствами в обоих направлениях посредством интерфейса.

Для обеспечения работы комплекса предназначены следующие блоки:

1) блок высоковольтного (ВВ) питания фотозлектронного умножителя (ФЭУ). Цифроаналоговый преобразователь (ЦАП) при наличии команд УУК создает управляющее напряжение, которое подается на высоковольтный преобразователь, вырабатывающий при этом напряжение питания ФЭУ;

2) блок обработки сигнала с выхода ФЭУ, предусматривающий работу ФЭУ в токовом режиме и режиме счета фотонов. Режимы переключаются коммутатором. Во втором режиме сигнал с ФЭУ подается на усилитель, далее на дифференциальный дискриминатор-счетчик одноэлектронных импульсов, который сопряжен с ПК. Токковый режим обработки аналитического сигнала с ФЭУ реализуется с помощью преобразователя ток-напряжение (ПТН) с дальнейшей его оцифровкой

3) блок управления подачей сигналов на электроды предусматривает с помощью ЦАП контроль формы, длительности и пауз запускающего сигнала, после чего генерируется напряжение необходимой формы, которое прикладывается к электродам измерительной ячейки, проходя через усилитель. Для запуска ЭХЛ-процесса на рабочий электрод (РЭ) и вспомогательный электрод (ВЭ) подается управляющий сигнал через схему контроля формы запускающего сигнала, где определяются его параметры.

ЦАП контроля формы управляющего сигнала имеет четыре внутренних регистра, посредством которых задаются: паузы t_1 и t_3 , длительности импульсов t_2 и t_4 (рис. 1). Поскольку различные вещества имеют свои значения потенциалов окисления и восстановления ($\varphi_{ок}$, $\varphi_{восп}$), то в ЭК предусматривается возможность их изменения.

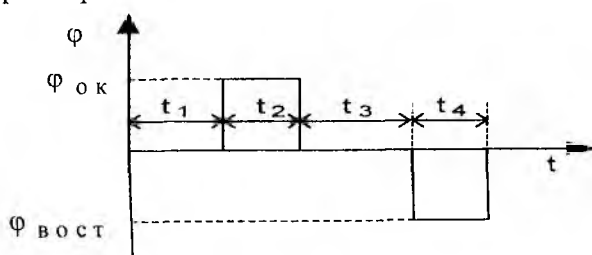


Рис. 1

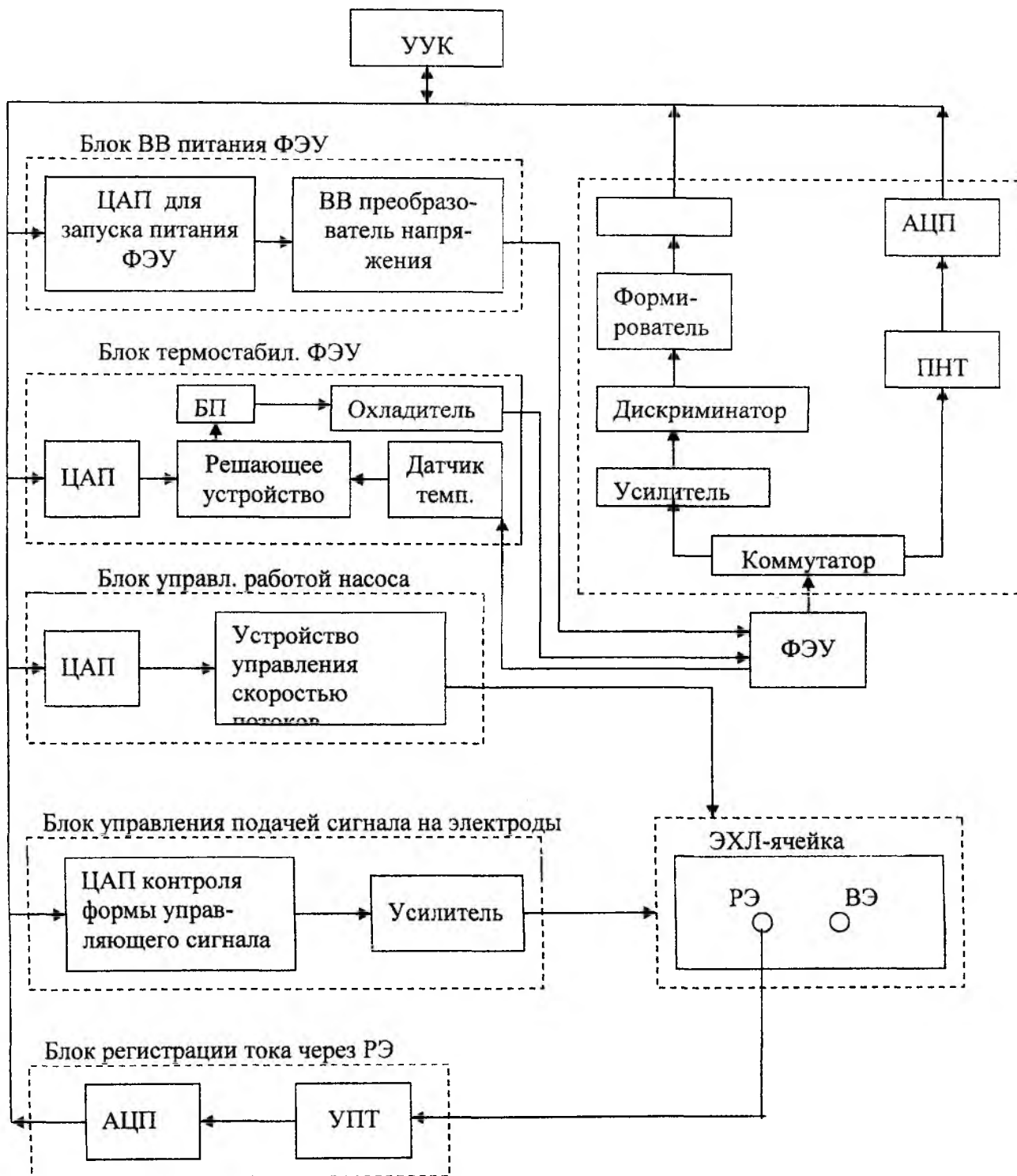


Рис. 2

4) блок регистрации тока через РЭ. Ток через РЭ, несущий информацию по управлению характеристиками всей ЭХЛ-системы, проходит через усилитель и посредством оцифровки в аналогово-цифровом преобразователе АЦП, поступает в УУК.

5) блок контроля работы насоса, предназначен для управления с помощью УУК посредством ЦАП, работой мотора насоса. Так, для закачки пробы в систему детектирования с ПК поступает сигнал, запускающий мотор насоса через устройство управления мотором

насоса, которое устанавливает фиксированную скорость прокачки жидкости через измерительную ЭХЛ-ячейку.

б) блок термостабилизации, включающий датчик температуры, охладитель и элементы, необходимые для обеспечения определенного температурного режима ФЭУ.

Таким образом, на основании проведенной работы можно сделать следующие выводы:

Для доставки пробы к месту измерения выбран метод проточной инъекции, что позволяет вводить образец в ламинарный поток носителя (буфера), стабилизировать движение зоны образца в системе, сопровождающееся протеканием различных физико-химических процессов; контролировать степень дисперсии (размывания и разбавления) введенного образца в процессе переноса его через систему, определяемую схемой, геометрическими и гидродинамическими параметрами; следить за постоянством пребывания образца в системе. Вышеперечисленное позволяет повысить скорость анализа и работать с малыми объемами.

Работу всех блоков регулирует устройство управления, в состав которого входят ПК, драйверы и клавиатура, оно соединено с электронным комплексом в обоих направлениях посредством параллельного интерфейса. Управлению подвергается не только процесс измерения, но и ввод/вывод пробы в/из измерительной ячейки, включая возможность управления скоростью прокачки жидкости. Полная автоматизация процесса позволяет упростить эксплуатацию, ускорить анализ, повысить его точность, исключить человеческий фактор.

Закрывающая система ПИА открывает возможность детектирования лабильных веществ в ион-радикальных состояниях и позволяет генерировать их прямо в потоке.

На основе проведенных исследований можно указать на перспективы развития: применение математических методов оптимизации, что необходимо прежде всего для нахождения оптимальных значений химических факторов и физических параметров проточно-инжекционных систем, влияющих на величину аналитического сигнала и селективность определения; миниатюризация проточно-инжекционных устройств и разработка новых быстродействующих и высокоселективных ОХ-сенсоров, так как последние обладают рядом положительных характеристик (полная гальваническая развязка между входным токовым и выходным оптическим каналами сенсора, что обуславливает высокую помехозащищенность и возможность сопряжения с оптико-волоконными линиями передачи данных при проведении дистанционного анализа). Подобные устройства найдут широкое применение в клиническом анализе и биохимических исследованиях, так как позволяют использовать объемы проб на уровне субмикролитров и экономить дорогостоящие реагенты.

Список литературы: 1. *Ruzicka J.* The Second Coming of Flow-Injection Analysis // *Anal. chim. Acta.* 1992. Vol. 261, №1/2/. P. 3-21. 2. *McCaman M.W., Robins E.* Fluorometric method for determination of phenylalanine in serum // *J. Lab. Clin. Med.* 1962. Vol. 59. P. 885 – 890. 3. *Hill J.B., Summert G.K., Pender M.W., Roszel N.O.* An automated procedure for blood phenylalanine // *Clin. Chem.* 1987. Vol. 33. P. 1152 – 1154. 4. *Рожницкий М.М., Бух А.И., Красноголовец М.О.* Электрохімічна люмінесценція. Харків: ХТУРЕ, 2000. 320 с. 5. *Wilson R., Barker M.H.* Electrochemiluminescence flow injection immunoassay for atrazine // *Biosensors & Bioelectronic* Vol. 12 No. 4, pp. 277 – 286, 1997. 6. *Wilson R.* Detection of glucose via electrochemiluminescence in a thin-layer cell with planar optical waveguide // *Meas. Sci. Technol* 1995. P. 1325 – 1328. 7. *Ruzicka J., Hansen E.H.* // *Anal. chim. Acta.* 1975. V78. №1. P. 145. 8. *Ruzicka J., Hansen E.H.* // *Anal. chim. Acta.* 1981.P.207. 9. *Taylor G.* // *Proc. R. Soc. London., Ser. A.* 1953. V. 219. №2. P. 186. 10. *Масолова Н.В., Рожницкий Н.Н.* Перспективы использования модифицированных электродов для создания аналитических датчиков ОХ-сенсоров // *Новые технологии.* 2003. №3. С. 74 – 78

*А. В. ШУЛИКА, И. А. СУХОИВАНОВ, д-р физ.-мат. наук,
В. В. ЛЫСАК, канд. физ.-мат. наук*

ТУННЕЛИРОВАНИЕ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ УСИЛИТЕЛЯХ НА ОСНОВЕ АСИММЕТРИЧНЫХ МНОГОСЛОЙНЫХ КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР

Введение

Последние разработки в области высокоскоростной передачи данных [1, 2], в методах полностью оптической обработки сигналов [3] и в интегральной оптике [4] демонстрируют широкие возможности использования полупроводниковых оптических усилителей (ПОУ) при создании сверхширокополосных оптических линий передач и полностью оптических интегральных схем. Поэтому привлекают внимание потенциальные возможности ПОУ в качестве альтернативы волоконным усилителям.

Большое внимание к ПОУ обусловлено такими их достоинствами, как малые размеры, простота электрической накачки, широкий диапазон усиления, возможности для интеграции и массового производства, потенциально низкая стоимость. ПОУ могут работать как в режиме линейного усилителя, так и в нелинейном режиме. Однако в первом случае современные ПОУ уступают усилителям на основе волокна, легированного эрбием [5]. С другой стороны, нелинейные процессы, протекающие в ПОУ при прохождении оптических сигналов, позволяют использовать их в оптической обработке сигналов [5] и для создания элементов оптической логики [6]. Основой для создания таких элементов служат явления поперечной модуляции усиления, поперечной фазовой модуляции и четырехволнового смешивания [7, 5, 6].

В [1] был продемонстрирован нечувствительный к поляризации демультимплексор с полностью оптическим временным разделением каналов, основанный на эффекте четырехволнового смешивания в ПОУ с ортогональной накачкой. Такой демультимплексор способен обрабатывать потоки данных с битовой скоростью до 40 Гбит/с. Одновременное частотное и временное разделение каналов на основе четырехволнового смешивания в ПОУ было показано недавно в [2], где обрабатывался сигнал с битовой скоростью 160 Гбит/с. Использование технологии асимметричного двойного волновода, продемонстрированной в [4], позволяет создавать компактные приемники в интегральном исполнении, содержащие ПОУ и р-і-п-детектор в одной оптической микросхеме, и способные принимать потоки данных с битовой скоростью 36 Гбит/с.

Однако, не смотря на успешную реализацию отдельных ПОУ, эти приборы пока еще не могут конкурировать с другими типами оптических усилителей, что стимулирует теоретические работы в этом направлении, в которых делаются попытки описать работу ПОУ. При этом один из основных вопросов состоит в том, как динамика физических процессов влияет на характеристики ПОУ и как создать полупроводниковый усилитель, способный заменить волоконный усилитель в оптических телекоммуникационных системах. С целью решения этих задач было предложено множество динамических моделей, с помощью которых изучались механизмы подавления усиления [8], явление декомпрессии усиления [9], модуляционный отклик ПОУ [10], преобразования частоты с помощью ПОУ [11], четырехволновое смешивание [12], а также трансформация и распространение без потерь сверхкоротких импульсов при их прохождении сквозь ПОУ [13].

При моделировании оптических свойств ПОУ, как правило, используют волновое уравнение [14] и/или нелинейное уравнение Шредингера [15]. При этом свойства активной среды учитываются с использованием простейших аппроксимаций. В частности, типичное приближение состоит в предположении параболической формы спектра усиления. Для изучения свойств ПОУ с массивной активной областью этого вполне достаточно, что подтверждается хорошим согласием между аппроксимацией и точными вычислениями [16]. Однако, к

показывают детальные расчеты [17], это предположение не справедливо для ПОУ на основе асимметричных многослойных квантово-размерных гетероструктур (АМКРС). Спектр усиления в АМКРС имеет сложную форму и определяется зонной диаграммой гетероструктуры, управляющей энергетическим спектром носителей.

Улучшения рабочих характеристик ПОУ можно добиться несколькими путями. ПОУ резонаторного типа, их часто называют ПОУ Фабри-Перо, можно усовершенствовать за счет применения вертикальных резонаторов [18, 19]. ПОУ проходного типа возможно улучшить путем использования низкоразмерных активных сред, таких как напряженные повторяющиеся квантово-размерные слои (ПКРС) [20], колоннообразные массивы квантовых точек [21, 22], асимметричные многослойные квантово-размерные гетероструктуры (АМКРС) [17]. Решение этих проблем может быть достигнуто на основе глубокого понимания физических процессов в этих приборах.

В ПОУ с ПКРС и АМКРС, также как и в лазерах, становятся важными эффекты переноса, которые обуславливают неоднородное распределение носителей в активной области [23, 24]. Этот факт является одной из причин выжигания пространственных провалов в лазерах и может влиять на их модуляционные свойства. Кроме того, процессы переноса носителей заряда в значительной степени определяют динамическое поведение КР лазеров и ПОУ, их модуляционные характеристики [25]. В АМКРС ПОУ неоднородное распределение носителей может стать причиной выжигания спектральных провалов или значительной деформации спектра усиления, поскольку каждый слой асимметричной гетероструктуры обеспечивает усиление только определенного частотного диапазона. Таким образом, при моделировании ПОУ на основе АМКРС необходимо учитывать не только распространение оптического поля, но и особенности переноса носителей заряда.

Целью данной работы является теоретический анализ процессов туннелирования в АМКРС и определение критерия применимости принципа суперпозиции при расчете спектра усиления таких структур.

Спектр усиления асимметричной многослойной квантово-размерной структуры и туннелирование носителей заряда

Усиливающая среда в виде АМКРС позволяет получить спектр усиления заданной ширины с максимально плоским плато спектральной характеристики. Существующие методы расчета спектрального усиления в квантовых ямах (КЯ) можно разделить на две группы в зависимости от модели оптических переходов. Практически все они, с соответствующими уточнениями, могут быть использованы для исследования полупроводниковых гетероструктур произвольной размерности. Методы первой группы предполагают выполнение правила k -отбора во время межзонных оптических переходов, другие же напротив, отвергают отбор по волновому вектору носителей заряда. Несмотря на то, что методы второй группы были развиты для описания инжекционных лазеров с сильно легированной активной областью, их с успехом применяют для описания спектральных и пороговых характеристик лазеров с нелегированной и слабо легированной активной областью [26, 27]. Но, с другой стороны, при наличии преимущественно переходов зона-зона (нелегированные КЯ) очень часто используются методы первой группы с выполнением правил k -отбора [28, 29, 30]. Ограничиваясь рассмотрением нелегированной АМКРС структуры, для обсуждения ее спектральной характеристики мы воспользуемся методом расчета [31]. Метод принадлежит к первой группе и дает следующее выражение для спектральной зависимости усиления в полупроводнике

$$G(\omega) = \frac{\omega}{c\varepsilon_0 n_r} \int_{E_g}^{\infty} \frac{\rho_{cv}(E') |\mu(E)|^2 (f_c - f_v) \pi L(E')}{1 + (\tau_c + \tau_v) \pi L(E') |\mu(E')|^2 \frac{\omega}{\varepsilon_0 n_r^2} n_p} dE', \quad (1)$$

где $\rho_{cv}(E')$ – приведенная плотность состояний; $\mu(E')$ – матричный элемент взаимодействия электронов и фотонов; f_v и f_c – функции распределения дырок и электронов соответственно; $L(E')$ – функция формы линии излучения; τ_c и τ_v – времена внутризонной релаксации электронов и дырок соответственно; n_r – показатель преломления активной области, n_p – плотность фотонов, E_g – ширина запрещенной зоны, c – скорость света в вакууме.

Выражение (1) показывает, что форма спектральной характеристики определяется сверткой функции плотности состояний и функции формы линии излучения. Функция формы линии отражает в себе механизмы рассеяния носителей, в то время как функция плотности состояний содержит информацию об энергетическом спектре КЯ.

При электрической накачке инжекция неравновесных носителей в ПКРС происходит с одной стороны гетероструктуры. Как показывает эксперимент [24, 25] и детальные расчеты [32, 33], распределение носителей по структуре сильно неоднородно – со стороны инжекции концентрация носителей наибольшая. Следовательно, в КЯ, расположенных ближе к источнику инжекции, величина усиления значительно превышает усиление в других КЯ, что создает предпосылки для деформирования спектра усиления и снижения дифференциального усиления [34]. Чтобы избежать этого нежелательного явления, необходимо добиваться как можно более однородного распределения носителей между КЯ.

В [35] была предложена модель токовой инжекции в ПКРС, в рамках которой было получено условие однородной накачки структуры, т.е. равномерного распределения носителей между КЯ. Однако автор не учитывал туннельное взаимодействие КЯ в ПКРС структуре, предполагая наличие только диффузионно-дрейфовой связи КЯ. Кроме того, оценка скорости туннелирования в ПКРС проводилась на основе модели одиночного потенциального барьера. Это не допустимо при анализе многослойных КРС, поскольку последние являются резонансными структурами, в которых возможен упругий и полностью когерентный перенос носителей перпендикулярно слоям. Одиночный потенциальный барьер такими свойствами не обладает и имеет экспоненциальную зависимость вероятности туннелирования от энергии носителей.

Предположение о преобладании диффузионно-дрейфового механизма переноса означает, что скорость теплового выброса носителей весьма велика. Учитывая, что тепловой выброс носителей фактически означает их утечку – для оптических переходов большинство этих носителей потеряны, мы можем предположить, что туннелирование будет наилучшим способом перераспределения носителей между КЯ, поскольку данный механизм переноса обеспечивает прямой обмен носителями между рабочими уровнями. Таким образом, наличие туннельного механизма переноса позволит уменьшить ток утечки. Однако большая вероятность туннелирования означает значительную трансформацию плотности состояний. За счет проникновения волновых функций в соседние КЯ каждый уровень квантования отдельной КЯ будет расщеплен на столько же дополнительных уровней, сколько идентичных КЯ содержит структура из ПКРС. При этом в плотности состояний появляются дополнительные плато, соответствующие туннельно-отщепленным уровням.

Как указывалось выше, форма спектральной характеристики определяется сверткой плотности состояний и функции формы линии. Следовательно, трансформация плотности состояний за счет туннельного расщепления исходных уровней может отражаться на спектре усиления в виде формирования локальных дополнительных максимумов, которые сглаживаются за счет внутризонной релаксации. Насколько сильно расщепление уровней изменит форму спектра, зависит от степени связи КЯ, то есть от скорости туннелирования. Таким образом, необходимо выработать критерий, определяющий такую (оптимальную) скорость туннелирования между КЯ, которая с одной стороны обеспечит максимально однородное распределение носителей по КЯ, а с другой – не будет искажать форму спектра усиления.

Современные технологии эпитаксиального роста позволяют изготавливать совершенные структуры, практически исключая неоднородное уширение спектральных линий КЯ. Поэтому, форму спектральных линий соответствующих уровней часто описывают лоренцианом. В этом случае влияние уширения тем выше, чем меньше время внутризонной релаксации. Таким образом, форма спектра усиления ПКРС и АМКРС определяется конкуренцией между скоростью туннелирования и скоростью внутризонной релаксации.

В рабочем режиме ПОУ находится в том же состоянии, что и лазер на пороге лазерной генерации. В этих условиях суммарное электрическое поле практически равно нулю, так как встроенное поле гетероструктуры нейтрализуется полем, вызванным напряжением смещения. Концентрация носителей заряда при этом относительно мала, а искажения потенциала краев зон малы по сравнению со скачками зон. В этом случае форма КЯ очень близка к прямоугольной, и кусочно-постоянная аппроксимация формы потенциала позволяет ожидать достаточно адекватных оценок электронного спектра. Поэтому дальнейшие рассуждения будут касаться КЯ прямоугольной формы.

Расщепление вследствие туннелирования будет мало влиять на спектральное усиление, если расстояние ΔE между расщепленными уровнями не будет превышать полуширину Γ_{cv} однородно уширенного уровня:

$$\Delta E \leq \Gamma_{cv}. \quad (2)$$

Следовательно, условие

$$\Delta E = \Gamma_{cv} \quad (3)$$

можно рассматривать как критерий оптимальной скорости туннелирования, которая не приведет к значительному расщеплению уровней, но в то же время позволит достичь более однородного распределения носителей между КЯ.

Если в качестве формы линии взять лоренциан

$$L(\hbar\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_{cv}}{(\hbar\omega - E_{cv})^2 + \Gamma_{cv}^2}, \quad (4.1)$$

$$\Gamma_{cv} = \frac{\hbar}{\tau_{in}} = \frac{\hbar}{2(1/\tau_c + 1/\tau_v)}, \quad (4.2)$$

то условие (3) переписывается в виде

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\tau_{in}}, \quad (5)$$

поскольку полуширина лоренцевой линии равна \hbar/τ_{in} , где τ_{in} – время внутризонной релаксации. Построение спектральных линий излучения подтверждают наш вывод. На рис. 1 показаны нормированные спектральные линии отдельных близко расположенных энергетических уровней (штриховые линии) и суммарная спектральная линия (сплошные линии). Видно, что при выполнении условия (3) отдельные спектральные линии неразличимы. По мере увеличения расстояния между уровнями суммарная линия излучения все меньше отличается от исходных, и при условии $\Delta E \geq 4\Gamma$ мы наблюдаем два четко различимых уровня (рис.2г). Однако, учитывая, что функция плотности состояний КР слоя имеет ступенчатую форму, условие (5) следует ужесточить и записать его в виде

$$\Delta E = 2 \frac{\hbar}{\tau_{in}}. \quad (6)$$

Таким образом, определив, как величина расщепления уровней связана с параметрами гетероструктуры, мы сможем получить критерий оптимальной скорости туннелирования в замкнутом виде.

Следуя [36], можно показать, что в результате туннельного перехода вырожденные уровни двух несвязанных идентичных КЯ, окруженных бесконечно высоким потенциальным барьером и разделенных барьером конечной высоты, оказываются расщепленными на величину

$$2\delta E = E_2 - E_1 = \frac{2\hbar^2 k_{well} \delta k}{m^*}, \quad (7)$$

где $k_{well} = \hbar^{-1} \sqrt{2m^*(E_i - V)}$ – модуль волнового вектора носителя в КЯ, E_i – энергия i -го уровня квантования в одной из КЯ (КЯ полностью одинаковы), V – энергия дна ямы;

$$\delta k = \pm \frac{1}{L_{well}} \sin(2\alpha \exp(-\kappa L_{bar})), \quad (8)$$

где $\alpha = \arctg\left(\frac{\kappa}{k_{well}}\right)$, $\kappa = ik_{bar} = i\hbar^{-1} \sqrt{2m^*(E_i - V_0)}$, V_0 – высота центрального барьера.

Из выражений (7) и (8) следует, что туннельно-отщепленные уровни располагаются на одинаковом расстоянии от уровня отдельной КЯ, а их энергии связаны соотношением

$$E_{tun} = E_0 \pm \delta E, \quad (9)$$

где E_0 – энергия уровня квантования в одиночной КЯ.

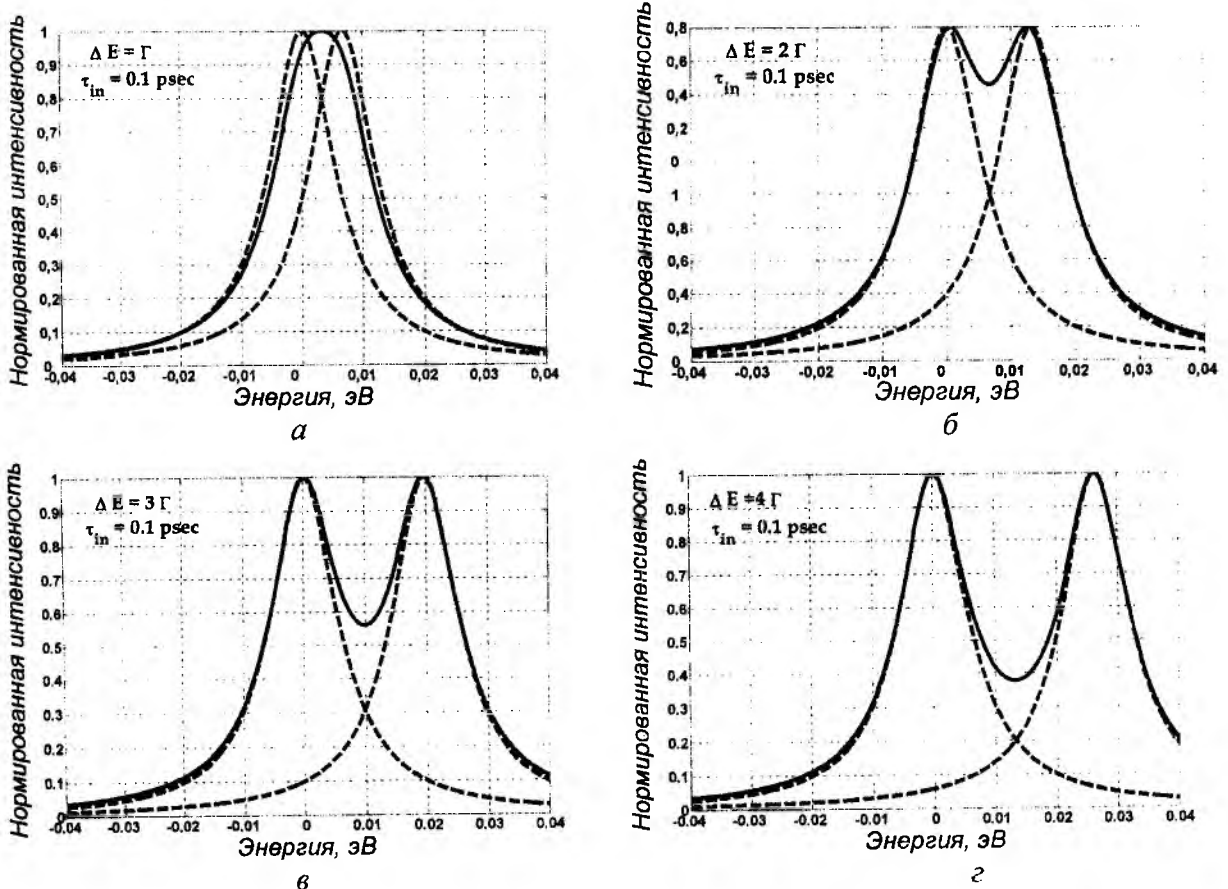


Рис. 1

Подставляя (7) в (6), получим

$$\frac{\hbar k_{well} \delta k}{m^*} = \frac{1}{\tau_{in}}. \quad (10)$$

Выражение (10) дает в замкнутой форме критерий оптимальной скорости туннелирования.

Численные примеры и анализ

Для определения границ применимости полученных результатов последние сравнивались с результатами, полученными в приближении эффективной массы. Для структуры из двух КЯ конечной высоты решалось одномерное уравнение Шрёдингера вида

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{m_e^*(z)} \frac{d}{dz} \right) \psi(z) = E \psi(z), \quad (11)$$

где $m_e^*(z)$ – эффективная масса электрона, $V_c(z)$ – потенциальный профиль структуры, $\psi(z)$ – волновая функция, E – собственное значение энергии. Величина расщепления определялась как модуль разности между соседними собственными значениями энергии.

Результаты, представленные ниже, получены для трех различных структур на основе *InGaAsP*. Параметры, используемые в расчетах, представлены в таблице.

Т а б л и ц а

	КЯ 1	КЯ 2	КЯ 3	Барьер
Состав	$In_{0.82}Ga_{0.18}As_{0.99}P_{0.01}$	$In_{0.8}Ga_{0.2}As_{0.95}P_{0.05}$	$In_{0.72}Ga_{0.28}As_{0.95}P_{0.05}$	$In_{0.68}Ga_{0.32}As_{0.7}P_{0.3}$
m_c/m_0	$5,04 \cdot 10^{-2}$	$4,634 \cdot 10^{-2}$	$4,11 \cdot 10^{-2}$	$2,441 \cdot 10^{-2}$
$\Delta E_c, \text{мэВ}$	329	277	170	-

На рисунке 2 представлены зависимости расщепления энергетических уровней от толщины барьера в системе из двух КЯ, полученные численным решением уравнения Шрёдингера и на основе формул (7-8). Горизонтальными линиями обозначены энергии, равные полуширине и двойной полуширине линии излучения при времени внутризонной релаксации 0.1 пс. Из полученных данных можно заключить, что оптимальная скорость туннелирования достигается при толщинах барьеров около 8 нм для глубоких КЯ и 12 нм – для мелких, поскольку именно в этих случаях расщепление энергетических уровней равно полуширине линии излучения и, следовательно, расщепление слабо отражается на спектре усиления. Поэтому для анализа ПКРС с барьерами тоньше 8 нм принцип суперпозиции при вычислении спектров усиления не применим. В этом случае необходимо учитывать взаимодействие соседних квантовых ям, используя в выражении (1) плотность состояний для ПКРС вместо плотности состояний одиночной КЯ.

Из сравнения аналитических зависимостей с кривыми, полученными численным методом, следует также, что аналитическая модель малопримодна для моделирования гетероструктур с тонкими барьерами. Количественную оценку диапазона применимости аналитической модели можно получить на основе анализа зависимости абсолютной погрешности от толщины барьера, представленной на рис. 3. Абсолютная погрешность определялась обычным образом:

$$\alpha_{X^*} = X - X^*, \quad (12)$$

где X – точное значение некоторой величины, X^* – приближенное значение этой величины.

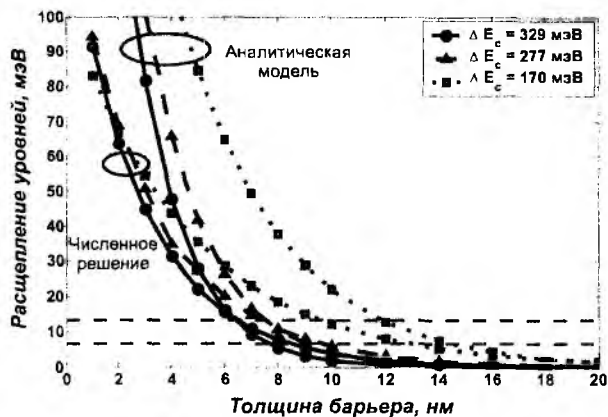


Рис. 2

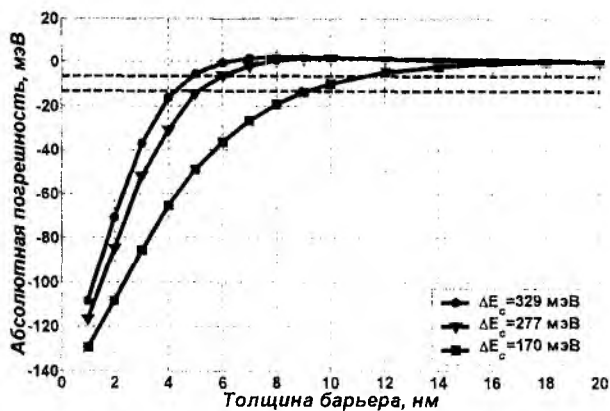


Рис. 3

Выше было показано, что спектральные линии двух близко расположенных уровней сливаются, если расстояние между ними не превышает полуширину линии одного из уровней ΔE . Следовательно, девиация положения уровня в пределах ΔE , вызванная погрешностями вычислений, не будет влиять на конечный результат. Типичное значение времени внутризонной релаксации $\tau_{in} = 0.1\text{пс}$, в этом случае расщепление уровней $\Delta E = 6.6\text{мэВ}$. Таким образом, для глубоких КЯ аналитическая модель дает приемлемые результаты при толщинах барьеров более 5-6 нм, для мелких – более 11-12 нм. Однако в последнем случае расщепление слишком мало, и ПКРС ведут себя как изолированные КЯ.

Выводы

Проведенный анализ процессов туннелирования в ПКРС и АМКРС показал, что при расчетах спектров усиления таких гетероструктур необходимо учитывать туннельное взаимодействие соседних квантовых ям. При анализе спектров усиления таких гетероструктур принцип суперпозиции не применим. Для учета туннельного эффекта при расчете спектров усиления гетероструктур с тонкими барьерами следует использовать функцию плотности состояний сложной структуры, а не одиночной КЯ.

На основе проведенного анализа туннельных явлений получен приближенный критерий, определяющий такую скорость туннелирования между КЯ, которая с одной стороны обеспечит максимально однородное распределение носителей по КЯ, а с другой стороны не будет искажать форму спектра усиления. Анализ абсолютной погрешности предложенного нами критерия показал его применимость для гетероструктур с барьерными слоями более 5 нм.

Вычисления показали, что в ПКРС на основе *InGaAsP* следует ожидать искажений спектра усиления при толщинах барьерных слоев менее 8 нм.

Список литературы: 1. Wong C. S., Tsang H. K. Polarization-Independent Time-Division Demultiplexing Using Orthogonal-Pumps Four-Wave Mixing // IEEE Photon. Technol. Lett., Vol. 15, Jan. 2003, P. 129 – 131. 2. Mori T., Yamayoshi Y., Kawaguchi H. All-optical time division and wavelength division demultiplexing of 160 Gbit/s OTDM signal by FWM in SOA // Proc. IEEE/LEOS Annual Meeting, Vol. 1, P. 358 – 359, September 2003. 3. Vlachos K., Pleros N., Bintjas C., Theophilopoulos G., Avramopoulos H. Ultrafast Time-Domain Technology and Its Application in All-Optical Signal Processing // J. Lightwave Technology, Vol. 21, September 2003, P. 1857 – 1868. 4. Xia F., Wei J., Menon V., Forrest S. R. Monolithic Integration of a Semiconductor Optical Amplifier and a High Bandwidth p-i-n Photodiode Using Asymmetric Twin-Waveguide Technology // IEEE Photon. Technol. Lett., Vol. 15, March 2003, P. 452 – 454. 5. Mørk J., Nielsen M. L., Berg T. W. The dynamics of semiconductor optical amplifiers: modeling and application // Optics & Photonics News, July 2003, P. 42 – 48. 6. Stubkjaer K. Semiconductor optical amplifier-based all-optical gates for high-speed optical processing // IEEE Sel. Top. Quant. Electron., Vol. 6, November/December 2000, P. 1428 – 1435. 7. Mecozzi A., Wiesenfeld J. M. The role of semiconductor optical amplifiers in optical networks // Optics & Photonics News, March 2001, P. 36-42. 8. Reale A., Carlo A. D., Lugli P., Campi D., Cacciatore C., Stano A., Fornuto G. Study of gain compression mechanisms in multiple-quantum-well $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ semiconduc-

tor optical amplifier // IEEE J. Quant. Electron., Vol. 35, Nov. 1999, P. 1697 – 1703. 9. *Chen J. H., Choa F. S., Cho P. S., Wey J. S., Goldhar J., Butler D. L., Burdge G. L.* The gain decompression effect and its application to very fast wavelength conversions // IEEE Photon. Technol. Lett, Vol. 9, June 1997, P. 755 – 757. 10. *Mørk J., Mecozzi A., Eisenstein G.* The modulation response of a semiconductor laser amplifier // IEEE J. Select. Top. Quant. Electron., Vol. 5, May/June 1999, P. 851 – 860. 11. *Asghari M., White I. H., Penty R. V.* Wavelength conversion using semiconductor optical amplifiers // IEEE J. Lighthwave Technol., Vol. 15, July 1997, P. 1181 – 1190. 12. *Mecozzi A.* Analytical theory of four-wave mixing in semiconductor amplifiers // Optics Lett., Vol. 19, June 1994, P. 892 – 894. 13. *Knorr A., Binder R., Wright E. M., Koch S. W.* Amplification, absorption, and lossless propagation of femtosecond pulses in semiconductor amplifiers // Optics Lett., Vol. 18, Sept. 1993, P.1538 – 1540. 14. *Hughes S., Knorr A., Koch S.W.* Femtosecond pulse breakup in a semiconductor amplifier // Optics Lett., Vol. 21, July 1996, P. 1052 – 1054. 15. *Wabnitz S.* Soliton stabilization in long-distance fiber transmissions with semiconductor amplifiers // Optics Lett., Vol. 20, October 1995, P.1979 – 1981. 16. *Ghafouri-Shiraz H.* Fundamentals of laser diode amplifiers. West Succex: John Wiley& Sons. 1996. 240 p. 17. *Lysak V. V., Kawaguchi H., Katayama T., Sukhoivanov I. A.* Amplification and saturation properties of asymmetrical multiple quantum-well traveling wave semiconductor optical amplifiers // Proceedings of 3-rd International Conference on Numerical Simulation of Semiconductor Optoelectronic Devices, NUSOD 2003, October 14 – 16 2003, Tokyo, Japan, Paper ThA4, P. 74 – 75. 18. *Björilin E. S., Riou B., Keating A., Abraham P., Chiu Y.-J., Piprek J., Bowers J. E.* 1.3- μm Vertical-Cavity Amplifier // IEEE Photon. Technol. Lett, Vol. 12, Aug. 2000, P. 951 – 953. 19. *Karim A., Björilin S., Piprek J., Bowers J. E.* Long-Wavelength Vertical-Cavity Lasers and Amplifiers // IEEE J. Select. Top. Quant. Electron., Vol. 6, Nov./Dec. 2000, P. 1244 – 1253. 20. *Magari K., Okamoto M., Suzuki Y., Sato K., Noguchi Y., Mikami O.* Polarization-insensitive optical amplifier with tensile-strained-barrier MQW structure // IEEE J. Quant. Electron., Vol. 30, March 1994, P. 695 – 702. 21. *Borri P., Langbein W., Hvam J. M., Heinrichsdorff F., Mao M.-H., Bimberg D.* Ultrafast gain dynamics in InAs-InGaAs quantum-dot amplifiers // IEEE Photon. Technol. Lett, Vol. 12, June. 2000, P. 594 – 596. 22. *Borri P., Langbein W., Hvam J. M., Heinrichsdorff F., Mao M.-H., Bimberg D.* Spectral hole burning and carrier-heating dynamics in InGaAs quantum-dot amplifiers // IEEE J. Select. Top. Quant. Electron., Vol. 6, May/June 2000, P. 544 – 551. 23. *Hamp M. J., Cassidy D. T., Robinson B. J., Zhao Q. C., Thompson D. A., Davies M.* Effect of barrier height on the uneven carrier distribution in asymmetric multiple-quantum-well InGaAsP lasers // IEEE Photon. Technol. Lett, Vol. 10, October 1998, P. 1380 – 1382. 24. *Hamp M. J., Cassidy D. T.* Experimental and theoretical analysis of the carrier distribution in asymmetric multiple quantum-well InGaAsP lasers // IEEE J. Quant. Electron., Vol. 37, Jan. 2001, P. 92-99. 25. *Sukhoivanov I. A.* Influence of gain saturation and carrier dynamic models on the modulation response of quantum well lasers // Optical and Quantum Electronics, Vol. 31, 1999, P. 997 – 1007. 26. *Landsberg P. T., Abrahams M. S., Osinski M.* Evidence of no k -selection in gain spectra of quantum well AlGaAs laser diodes // IEEE J. Quant. Electron., Vol. QE-21, Jan. 1985, P. 24 – 28. 27. *Saint-Cricq B., Lozes-Dupuy F., Vassilieff G.* Well width dependence of gain and threshold current in GaAlAs single quantum well lasers // IEEE J. Quant. Electron., Vol. QE-22, May 1986, P. 625 – 630. 28. *Corzine S. W., Yan R.-H., Coldren L. A.* Optical gain in III-V bulk and quantum well semiconductors // *Quantum well lasers*, Edited by P. S. Zory, Jr., Academic Press, 1993, P. 17 – 96. 29. *Engelmann R. W. H., Shieh C.-L., Shu C.* Multiquantum well lasers: threshold considerations // *Quantum well lasers*, edited by P. S. Zory, Jr., Academic Press, 1993, P. 131 – 188. 30. *Garbuzov D. Z., Khalfin V. B.* Single quantum well InGaAsP and AlGaAs lasers: a study of some peculiarities // *Quantum well lasers*, edited by P. S. Zory, Jr., Academic Press, 1993, P. 277-328. 31. *Lysak V. V., Sukhoivanov I. A., Shulika A. V., Kawaguchi H.* Time-domain numerical model for asymmetrical multiple-quantum well traveling-wave semiconductor optical amplifiers // International Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO/Europe 2003, 22-27 June 2003, Munich, Germany, paper CJ3T. 32. *Tessler N., Eisenstein G.* On Carrier injection and gain dynamics in quantum well lasers, IEEE J. Quant. Electron., Vol. 29, June 1993, P. 1586 – 1595. 33. *Tessler N., Eisenstein G.* Transient carrier dynamics and photon-assisted transport in multiple-quantum-well lasers // IEEE Phot. Technol. Lett., Vol. 5, March 1993, P. 291 – 293. 34. *Uomi K., Aoki M., Tsuchiya T., Suzuki M., Chinone N.* Dependence of relaxation oscillation frequency and damping K factor on the number of quantum wells in 1.55 μm InGaAsP DFB lasers // IEEE Photon. Technol. Lett, Vol. 3, June. 1991, P. 493 – 495. 35. *Dutta N. K.* Current injection in multiquantum well lasers, IEEE J. Quant. Electron., Vol. QE-19, May 1983, P. 794 – 797. 36. *Кейн Е. О.* Основные представления о туннелировании // Туннельные явления в твердых телах, М.: Мир, 1973. С. 9 – 19.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 18.02.2004

А. И. ФИЛИПЕНКО, канд. техн. наук

ФОРМИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ ПРИ КОНТРОЛЕ ПРОФИЛЯ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН МЕТОДОМ БЛИЖНЕГО ПОЛЯ

Общая характеристика проблемы. Одним из основных параметров оптических волноводов (волоконных или планарных световодов) является профиль показателя преломления (ППП), характеризующий изменение оптических свойств материала в поперечном сечении направляющей структуры. Известно, что данный параметр определяет целый ряд критических эксплуатационных характеристик: поперечные геометрические размеры сердцевин и модового поля, числовую апертуру и дисперсию оптических волноводов, условия распространения одной моды. Учитывая это, задача определения профиля показателя преломления является одной из важнейших в процессе изготовления и тестирования оптических волноводов. Сложность ее реализации обусловлена малыми геометрическими размерами оптических волокон и малой разницей показателя преломления, которая принципиально не может превышать 1%.

Анализ исследований и публикаций, посвященных решению проблемы. Существующие методы определения профиля показателя преломления можно разделить на две группы: косвенные и прямые.

Косвенный метод основан на получении профиля показателя преломления через профиль концентрации примеси [1]. Определение концентрации примеси по глубине световода осуществляется с помощью метода вторичной ионной масс-спектрометрии (Secondary Ion Mass Spectrometry – SIMS). В этом случае, при известном соотношении между изменением показателя преломления и концентрации примеси можно получить профиль показателя преломления. Этот метод весьма эффективен и точен, но имеет тот недостаток, что соотношение между изменением профиля показателя преломления и концентрацией примеси должно быть известно заранее.

Прямые методы реализуют получение ППП из оптических измерений. К ним относятся:

– метод эффективного показателя преломления (m -линий), основанный на измерении углов падения, при которых направляемые моды попадают в образец. С использованием значений этих углов могут быть определены эффективные показатели и профиль показателя преломления, используя инверсный метод Венцеля-Крамерса-Бриллюэна (WKB-метод) [2]. Недостатками данного метода являются: сложность использования для одномодовых световодов, необходимость монотонного убывания ППП, что нехарактерно для дисперсионно-модифицированных волокон, трудность ввода лазерного луча в сердцевину трехмерного световода;

– метод анализа интенсивности отраженного от торца световода излучения в ближнем поле, являющегося функцией профиля показателя преломления [3];

– метод анализа в ближней зоне сигнала, прошедшего через волокно, из которого могут быть определены интенсивность электрического поля и профиль показателя преломления [3-6].

Типовая установка для реализации метода ближнего поля [4-6] содержит оптическую систему, многоэлементный ПЗС-фотоприемник, АЦП и управляющий персональный компьютер (рис. 1). Шаг расположения фоточувствительных элементов матрицы ФПЗС определяет разрешающую способность измерительной системы. Высокоапертурная линзовая система увеличивает изображение торца волокна, которое сканируется телекамерой на основе многоэлементного фотоприемника с зарядовой связью. Для выполнения точных измерений необходимы прецизионная калибровка и совмещение элементов оптической системы. Метод ближнего поля подвержен импульсному и высокочастотному шуму при измерении интенсивности (за счет неравномерности чувствительности и шумов ФПЗС, погрешностей анало-

го-циф-рового преобразования, наличия загрязнений на торце и элементах оптической системы), что затрудняет определение профиля показателя преломления непосредственно по измеренным данным. Основной задачей при разработке метода выступает создание эффективных методик обработки экспериментальных данных ввиду того, что оптическое излучение претерпевает несколько преобразований при прохождении от объекта до фотоприемника и подвергается воздействию описанных источников шума.

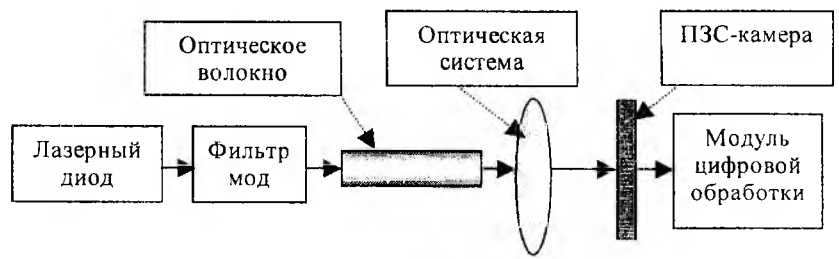


Рис.1

Постановка задачи. Среди особенностей, определяющих свойства метода ближнего поля при определении профиля показателя преломления, особо выделяется необходимость учета характеристик оптической системы. Прежде всего, необходимо рассмотреть формирование изображения торца оптического волокна в площади фотоприемника, то есть определить связь между выражением, которое описывает поле в плоскости торца и выражением, характеризующим поле в плоскости изображения. Решение данной задачи предполагает использование теории системных преобразований, происходящих в оптических системах и рассматриваемых в [7].

Теоретическое обоснование. При рассмотрении особенностей формирования изображения излучающего торца оптического волновода для реализации метода ближнего поля необходимо принимать во внимание, что излучение световода является дифракционно-ограниченным, так как структура ППП играет роль диафрагмы, и это особенно критично для одномодовых оптических волноводов. Получение изображения $g(x)$ объекта $E(x)$ в плоскости фотоприемника P_0 , для которой выполняется соотношение

$$\frac{1}{Z_0} + \frac{1}{Z_S} = \frac{1}{f}, \quad (1)$$

поясняется рис.2.

В этом случае амплитуда дифракционного поля в одномерном варианте в приближении Френеля (понятие «ближней зоны»), которое задается условиями [7]

$$Z_0 \leq \frac{a^2}{4n^2\lambda} \quad \text{и} \quad (2)$$

$$-a + 2\sqrt{Z_0\lambda} < X_0 < a - 2\sqrt{Z_0\lambda}$$

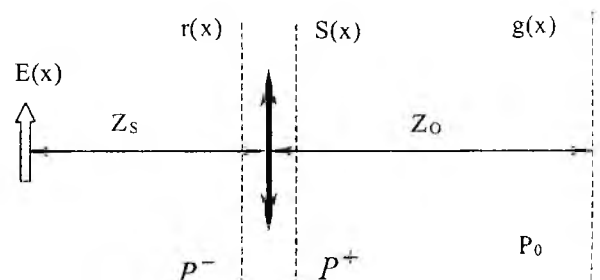


Рис. 2

определяется соотношением

$$g(x_0, z_0) = \frac{1}{\sqrt{Z_0\lambda}} \exp\left[i\left(kZ_0 - \frac{\pi}{4}\right)\right] \int_{-a}^a E(\xi) \exp\left[\frac{ik(x_0 - \xi)^2}{2Z_0}\right] d\xi, \quad (3)$$

где $E(x)$ – амплитуда поля на входе ограничивающей диафрагмы, в качестве которой выступает торец световода; (x_0, z_0) – координаты точки наблюдения; λ – рабочая длина волны распространяющегося излучения; k – волновое число; a – радиус ограничения светового пучка. Отсюда видно, что поле $g(x)$ в плоскости $Z = Z_0$ Френелевской области объекта (в плоскости фотоприемника) должно рассматриваться как сигнал на выходе линейной систе-

мы, на вход которой подается $E(x)$, т.е. является сверткой распределения напряженности модового поля по выходному торцу световода (увеличенного в соответствии с масштабным коэффициентом) и импульсной реакции системы $h(x, y)$

$$g(y) = \int_{-\infty}^{\infty} h(y-t)E(t) \cdot dt \quad (4)$$

На рис. 3 приведена эквивалентная схема оптической системы, которая осуществляет преобразование модового поля излучения световода (4).

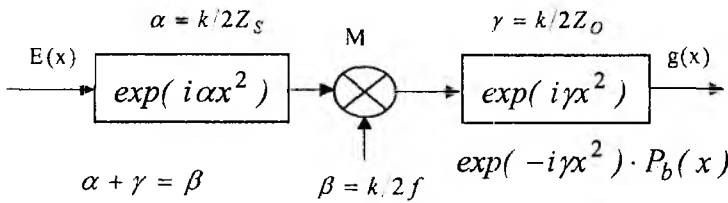


Рис. 3

Учитывая, что свободное пространство имеет импульсную реакцию $\exp(i\alpha x^2)$, $\exp(i\gamma x^2)$ и является фильтром с неограниченной полосой пропускания, а оптическая система L эквивалентна транспаранту с функцией пропускания

$$T_b(x) = \exp(-i\beta x^2) P_b(x); \quad P_b(x) = \begin{cases} 1, & |x| \leq b \\ 0, & |x| > b \end{cases}; \quad \beta = \frac{k}{2f}, \quad (5)$$

где f – фокусное расстояние; b – размер диафрагмы (радиус сердцевинки световода), можно записать

$$g(x) = \left\{ E(x) * \exp(i\alpha x^2) \right\} \exp(-i\beta x^2) \cdot P_b(x) * \exp(i\gamma x^2), \quad (6)$$

где $\alpha = k/2Z_S$; $\beta = k/2f$; $\gamma = k/2Z_O$.

Это выражение после преобразований приводит к соотношению

$$g(x_0) = E\left(-\frac{Z_S x_0}{Z_0}\right) * h\left(-\frac{Z_S x_0}{Z_0}\right), \quad \text{где} \quad h(x) = \frac{\sin \frac{2\pi b x}{Z_S \lambda}}{\pi x} \quad (7)$$

является импульсной реакцией оптической системы, а частотная характеристика оптической системы имеет вид

$$H(\omega) = \begin{cases} 1, & |\omega| < 2\pi b / \lambda Z_S, \\ 0, & |\omega| > 2\pi b / \lambda Z_S. \end{cases} \quad (8)$$

Обсуждение результатов исследований. Оценим соотношения спектров излучения световода и импульсной реакции оптической системы $h(x)$. Ширина спектра импульсной реакции определяется соотношением (8), где в качестве конечного размера линзы b необходимо выбрать диаметр входного зрачка объектива. Так, стандартный объектив МЦ 40^x-0,65 имеет следующие параметры: $d_{ax} = 1,6$ мм, $Z_S = 4,9$ мм. В данном случае пространственно-частотная ширина частотной характеристики оптической системы в соответствии с (8) определяется соотношением (для $\lambda = 1,3$ мкм)

$$|\omega_{cp}| = \frac{\pi d_{ax}}{\lambda Z_S} = 0,789 \text{ мкм}^{-1}. \quad (9)$$

Для определения ширины спектра излучения световода в качестве примеров рассмотрим однородный и гауссов пучки. Спектром Фурье этих пучков является амплитуда дифракционной структуры $A(\omega)$, определяемая преобразованием Ханкеля [8]

$$A(p) = \int_0^{\infty} E(r) J_0(pr) r dr, \quad (10)$$

где $p = \frac{2\pi n}{\lambda} \sin \theta_z$ – описывает наклон дифракционных волн к оси z под углом θ_z . Если нормировать ее к единице для амплитуды в центре оси ($\omega=0$) в соответствии с соотношением

$$A(\omega) = \frac{\int_{-\omega}^{\omega} E(r) J_0(\omega r) r dr}{\int_{-\omega}^{\omega} E(r) r dr}, \quad (11)$$

где $\omega = k \cdot \sin \theta$, тогда выражение для полей пучков и их Фурье-преобразований представляются выражениями в таблице.

Для оценки величины $A(\omega)$ примем радиус сердцевинки ступенчатого оптического волокна (ОВ) r_c и эффективный размер гауссова пучка a равными 5 мкм. На рис.4 приведены соотношения Фурье-спектров ступенчатого и градиентного волокна, а также передаточной характеристики оптической системы при $\lambda=1,3$ мкм. Из рис.4 видно, что спектры гауссова пучка $A(\omega)$ и оптической системы $H(\omega)$ соизмеримы, а для однородного пучка часть спектра $A(\omega) \neq 0$ на интервале, где $H(\omega)=0$. Кроме этого, номенклатура используемых одномодовых волокон (ОМВ) допускает величины радиусов модового поля менее 5 мкм, что приводит к еще большему расширению спектра излучения и потере высших пространственно-частотных составляющих. В связи с этим необходимо использовать высокоапертурные объективы ($NA > 0,5$) с большим входным зрачком d_{ex} и малым фокусом Z_s . Низкоапертурная оптика может производить неприемлемые отсечки в пространственно-частотной области, вызывая большие ошибки в определении профиля показателя преломления.

Т а б л и ц а

Тип пучка	$E(r)$	$A(\omega)$
Однородный пучок	$\begin{cases} 1, 0 < r < r_c \\ 0, r > r_c \end{cases}$	$\frac{2J_1(\omega r_c)}{\omega r_c}$
Гауссов пучок	$E_m \exp\left[-\left(\frac{r}{a}\right)^2\right]$	$\exp\left[-\left(\frac{\omega a}{2}\right)^2\right]$

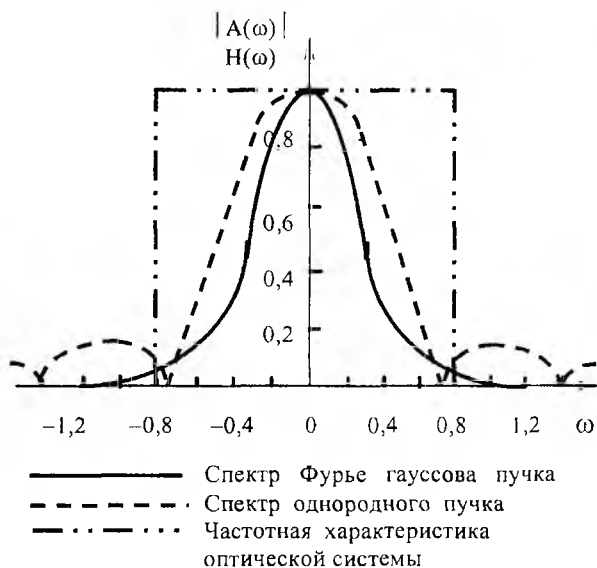


Рис. 4

Выводы. Обобщая сказанное, действие оптической системы можно представить эквивалентной схемой (рис. 5). Первый блок является идеальной оптической системой с неограниченной апертурой. Он учитывает настройку оптической системы и является нелинейным устройством, которое осуществляет модуляцию поля. Его работа характеризуется наличием однозначного соответствия между входом и выходом. Второй блок является линейным и учитывает только характеристики объектива. Он нарушает однозначное соответствие между входом и выходом вследствие потери составляющих спектра при значениях $|\omega| = \omega_{gp}$.

Таким образом, при измерениях регистрируются не интересующие нас характеристики излучения, а лишь некоторые их линейные комбинации, описываемые операторным уравнением $\mathbf{B}E(x) = g(y)$, где $E(x)$ – искомое распределение интенсивности, подлежащее изучению

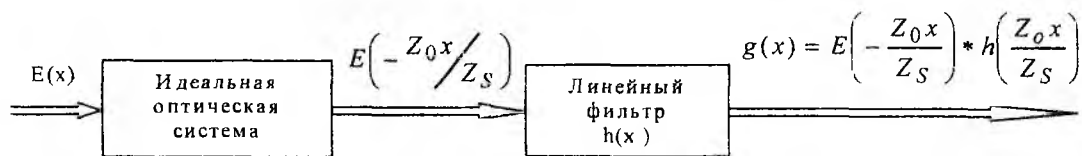


Рис. 5

нию; $g(y)$ – наблюдаемое излучение; \mathbf{B} – непрерывный оператор, отображающий элементы $E(x)$ в элементы $g(y)$. Принципиальным является наличие неизбежных погрешностей измерений, вследствие чего необходимо решать уравнение

$$(\mathbf{B} + \Delta)E(x) + \xi = g(y), \quad (11)$$

где Δ – описывает ошибки оператора прямой задачи, обусловленные погрешностью оптической системы; ξ – описывает погрешность измерения поля в плоскости изображения. Эти погрешности обуславливают некорректность обратной задачи, что приводит, в общем случае, к большим ошибкам в определении искомого входа $E(x)$ при попытке найти решение задачи прямым обращением оператора \mathbf{B} . Для поиска решения этой задачи могут быть использованы методы решения некорректных задач Тихонова [9], регуляризирующие алгоритмы Воеводина, основанные на сингулярных разложениях, рекуррентные алгоритмы Жуковского-Липцера [10] и методы минимизации риска Вапника на выборках ограниченного объема [11], удовлетворяющие определенному компромиссу между величиной, характеризующей «сложность» восстановленного сигнала, и значением невязки по результатам измерений.

Таким образом, дальнейшие исследования при разработке контроля ППП световодов методом ближнего поля должны включать создание методик цифровой обработки для восстановления распределения поля излучения световода в плоскости торца $E(x)$ по измеренному распределению оптического поля $g(x)$ с учетом погрешностей, обуславливающих некорректность обратной задачи.

Список литературы: 1. Caccavale F., Chakraborty P., Quaranta A., Mansour I., Gianello G., Bosso S., Corsini R., Mussi G. Secondary ion mass spectrometry and near field studies of Ti:LiNbO₃ optical waveguides // J. Appl. Phys., 1995, vol. 78. P. 5345 – 5350. 2. Shiozawa T., Miyamoto H., Ohta H., Yamaguchi M., Oki T. Determination of two-dimensional optical waveguide index distribution function parameters from effective indexes // J. Lightwave Technol., 1990, vol. 8. P. 497 – 505. 3. Mansour I., Caccavale F. An improved procedure to calculate the refractive index profile from the measured near-field intensity // J. Lightwave Technol., 1996, vol. 14. P. 423 – 428. 4. Филипенко А.И. Метод анализа интенсивности излучения и его использование в производстве волоконно-оптических компонентов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 110. С. 130 – 133. 5. Филипенко А.И. Определение профиля показателя преломления световодов по измеренной интенсивности ближнего поля // Там же. 2003. Вып. 131. С. 155 – 159. 6. Малик Б.А., Филипенко А.И. Система прецизионного контроля деталей компонентов волоконно-оптических систем передачи информации // Там же. 1997. Вып. 103. С. 31 – 34. 7. Папулис А. Теория систем и преобразований в оптике. М.: Мир, 1971. 495 с. 8. Снайдер А., Лав Дж. Теория оптических волноводов. М.: Радио и связь, 1987. 656 с. 9. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1986. 288 с. 10. Жуковский Е.Л. Статистическая регуляризация решений обратных некорректно поставленных задач обработки и интерпретации результатов эксперимента // Методы математического моделирования, автоматизация обработки наблюдений и их применение: Сборник / Под. ред. А.И. Тихонова, А.А. Самарского. М.: Изд. МГУ, 1986. С. 47 – 56. 11. Алгоритмы и программы восстановления зависимостей / Под ред. В.Н. Вапника. М.: Наука, 1984. 816 с.

*А. И. КОСТРОМИЦКИЙ, И. А. ЧУЕВ, Д. В. БОНДАРЬ, канд. техн. наук,
А. Н. ЗЕЛЕНИН, канд. техн. наук*

СИСТЕМНЫЕ АСПЕКТЫ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО СИНТЕЗА ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ ЧАСТОТНО-ИЗБИРАТЕЛЬНЫХ УСТРОЙСТВ

В различных прикладных проблемах разработки и исследования технических информационных систем возникают сложные задачи, связанные с переводом теоретических моделей частотно-избирательных устройств (фильтров) в область «технологических» моделей (ТМ). Здесь и в дальнейшем под ТМ будем предполагать такую модель, из которой непосредственно или в результате очевидных математических преобразований следует реализационная модель и схема фильтра. Нетривиальность перевода теоретических моделей в плоскость ТМ в первую очередь обусловлена тем, что эти модели структурно разнородные (различная параметрическая размерность, отличные параметры и т.п.), а также тем, что в ТМ необходимо учитывать как условия физической реализуемости, так и специфические системные и схмотехнические ограничения. Это привело к тому, что в фундаментальных теоретических работах, посвященных синтезу линейных фильтрующих цепей, «условия возможности физической реализуемости и вопросы реализации требуемых характеристик, как правило, не рассматриваются» [1].

В данной работе излагается один из возможных методов синтеза ТМ по известной теоретической модели, базирующийся на итерационных процедурах идентификации параметров ТМ по «шаблону» теоретической модели. Следует отметить, что аналогичные алгоритмы проектирования систем широко применяются при построении нейронных сетей. Для характеристики этапов синтеза и особенностей учета системных аспектов в качестве иллюстративного примера взят фильтр Найквиста [2, 3].

Теоретические исследования, направленные на повышение информационной эффективности цифровых каналов радио- и электросвязи путем минимизации помех, вызванных межсимвольной интерференцией, приводят к частотным характеристикам формирующих фильтров вида «приподнятый косинус» [3]. Амплитудно-частотная характеристика такого фильтра нижних частот (ФНЧ) описывается следующим соотношением:

$$|W_N(\omega)| = \begin{cases} 1, & 0 \leq \omega \leq \frac{\pi}{T_s}(1-\alpha); \\ \cos^2 \left\{ \frac{T_s}{4\alpha} \left[\omega - \frac{\pi(1-\alpha)}{T_s} \right] \right\}, & \frac{\pi}{T_s}(1-\alpha) \leq \omega \leq \frac{\pi}{T_s}(1+\alpha); \\ 0, & \omega > \frac{\pi}{T_s}(1+\alpha), \end{cases} \quad (1)$$

где $\omega = 2\pi f$ – круговая частота; T_s – период следования символов в канале; α – коэффициент скругления.

При $\alpha=0$ получается фильтр с минимальной шириной полосы прозрачности (диапазон частот, где $|W_N(\omega)| > 0$) $f_N = 1/(2T_s)$, где f_N – частота Найквиста или частота среза идеального прямоугольного ФНЧ. При $\alpha=0,5$ полоса прозрачности на 50 %, а при $\alpha=1$ – в два раза больше минимальной теоретической полосы (рис. 1).

В зависимости от требуемых показателей системного качества коэффициент скругления α может принимать различные значения. Так, говоря о минимизации межсимвольных искажений в цифровых каналах связи, на фильтры передатчика, приемника и частотные характеристики канала связи в целом накладывают условия, реализующие селективность сигнала в моменты взятия отсчетных значений в приемном устройстве [4]. Эта «селектив-

ность» предполагает, что в отсчетные моменты времени импульсная $g(t)$ реакция системы «канал + фильтр» удовлетворяет критерию Найквиста, т.е.

$$g(kT_s + t_0) = \begin{cases} R_0 = \text{const} \neq 0, & k = 0; \\ 0, & k = \pm 1, \pm 2, \dots, \end{cases} \quad (2)$$

где R_0 – заданная величина; t_0 – начальный момент времени отсчета (обычно $t_0=0$).

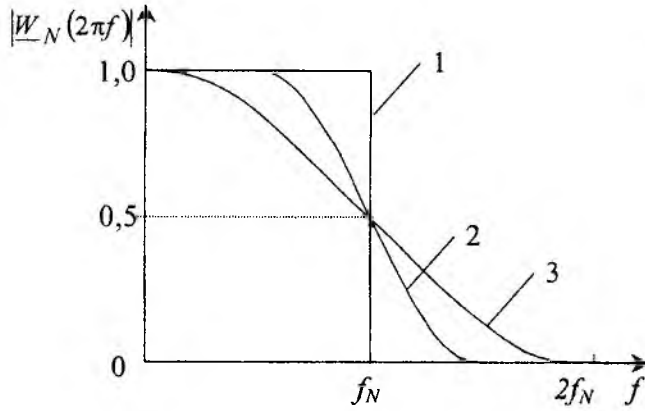


Рис. 1

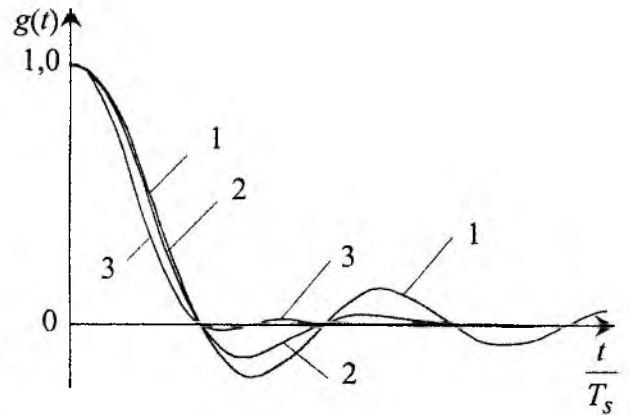


Рис. 2

Из условия (2) следует, что в момент взятия отсчета в приемнике от текущего сигнала ($k=0$) реакция системы «канал + фильтр» от всех предшествующих ($\text{sign } k = -1$) и последующих ($\text{sign } k = +1$) сигналов информационной последовательности в синхронной системе должна быть равна нулю.

Из-за влияния помех и дестабилизирующих факторов условие (2) в реальных телекоммуникационных системах может не выполняться. Тогда очевидно, что для упрощения приемной аппаратуры желательно, чтобы число ненулевых отсчетов, которые должны быть учтены алгоритмом обработки сигнала, было минимальным [5]. Это означает, что импульсный $g(t)$ отклик системы «канал + фильтр» должен быть предельно сжатым во времени, что, в свою очередь, противоречит требованию его сжатия по спектру (а это необходимое условие для минимизации межканальных помех). При выборе оптимального соотношения временной и спектральной структуры сигнала надо иметь в виду, что эффективная длительность импульсного отклика определяется не столько шириной спектра, сколько формой «среза». Идеальная прямоугольная АЧХ с крутым срезом порождает самую большую длительность временного отклика. Пологий срез (кривая 3 рис. 1, вариант $\alpha=1$ в (1)) приводит к увеличению скорости затухания импульсного отклика, причем в отсчетных точках (кроме t_0) его значения остаются равными нулю. Незначительное расширение спектра за счет пологости среза спектра приводит к значительному сужению во времени импульсного отклика $g(t)$. Так при $\alpha=1$

$$g(t) = \frac{1}{T_s \left[1 - \frac{4 \cdot t^2}{T_s^2} \right]} \cdot \frac{\sin\left(\frac{2\pi}{T_s} t\right)}{\frac{2\pi}{T_s} t}, \quad (3)$$

огibaющая $g(t)$ затухает обратно пропорционально кубу времени [5]. На рис. 2 представлены нормированные графики импульсных откликов $g(t)$ для трех значений α ($\alpha=0$ – идеальный ФНЧ – кривая 1; $\alpha=0,5$ – кривая 2; $\alpha=1$ – ФНЧ с «кососимметричным» срезом – кривая 3).

Из идеальной модели (1) фильтра НЧ следует, что начиная с частоты $f=(1+\alpha)f_N$ подавление фильтра должно быть бесконечно большим (т.е. $|W_N(\omega)|=0$ для $\omega \geq (1+\alpha)\omega_N$), что физически нереализуемо. На практике можно допустить конечную величину ослабления

ФНЧ, определяемую особенностями системы, где применяется фильтр. Так, исходя из допустимого уровня помех от соседнего канала в системах цифровой связи, можно ограничиться ослаблением в 20...50 дБ [2]. Однако даже несмотря на столь очевидное смягчение требований к частотной характеристике фильтра, непосредственно из (1) невозможно определить структуру фильтра, выбрать схему и рассчитать номиналы его элементов.

В инженерной практике наиболее целесообразно перейти от идеализированной модели фильтра (в рассматриваемом случае это соотношение (1), являющееся однопараметрической моделью, где параметром является коэффициент скругления α), – к многопараметрической модели

$$F(a_0, a_1, \dots, a_m, b_0, b_1, \dots, b_n),$$

где параметры модели (·) аналитически связаны с параметрами элементов схемы.

Исходя из того, что в рамках синтеза частотно-избирательных устройств наиболее глубоко разработаны модели операторного представления передаточных и системных функций цепи [6], уместно искомые технологические модели представить в виде

$$W_{\Phi}(p) = \frac{A(p)}{B(p)} = \frac{a_m p^m + a_{m-1} p^{m-1} + \dots + a_1 p + a_0}{p^n + b_{n-1} p^{n-1} + \dots + b_1 p + b_0} \quad (4)$$

или

$$W_{\Phi}(p) = W_0 \cdot \prod_{i=1}^{N_1} W_i^{(1)}(p) \cdot \prod_{k=1}^{N_2} W_k^{(2)}(p) = W_0 \cdot \prod_{i=1}^{N_1} \frac{p + \omega_{oi}}{p + \omega_{xi}} \cdot \prod_{k=1}^{N_2} \frac{p^2 + \frac{\omega_{ok}}{Q_{ok}} p + \omega_{ok}^2}{p^2 + \frac{\omega_{xk}}{Q_{xk}} p + \omega_{xk}^2}, \quad (5)$$

где $W_i^{(1)}(p)$ и $W_k^{(2)}(p)$ – операторные передаточные функции звеньев I и II порядков соответственно; ω_{oi} , ω_{ok} и ω_{xi} , ω_{xk} – частоты нулей и полюсов; Q_{ok} , Q_{xk} – добротности нулей и полюсов передаточных функций звеньев II порядка; W_0 – постоянный множитель.

Аналитически преобразовать (1) к виду (4) или (5) невозможно. Однако, используя эвристический метод идентификации на основе итерационных процедур [7], можно получить ТМ в виде (4) или (5).

Суть метода поясняет рис. 3, где теоретическая модель (или реальный объект) задана произвольным аналитическим соотношением (в нашем случае – вида (1)) или в табличной форме; ТМ W_{Φ} определена в виде (4) ли (5) с неизвестными параметрами; β – вектор параметров ТМ; АИ – алгоритм идентификации, обеспечивающий в ходе итерационных процедур минимизацию функционала качества I .

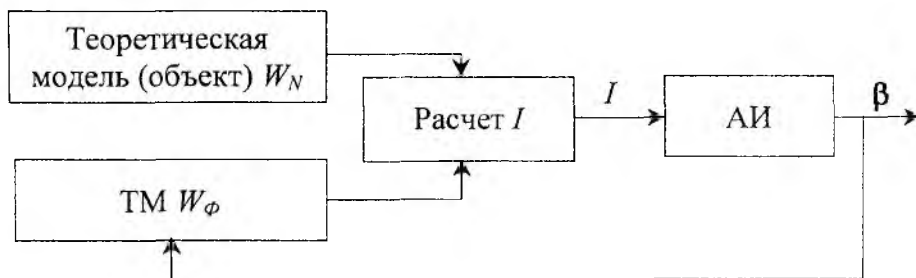


Рис. 3

Очевидно, что для эффективной работы метода необходим корректно сформированный функционал качества I , вид которого напрямую определяет получаемый результат, т.е. частотную характеристику формирующего фильтра. От свойств целевой функции, соответствующей критерию оптимальности, зависят все важнейшие характеристики вычислительно-го итерационного процесса и, в первую очередь, скорость сходимости. Поэтому важно при

выборе критерия оптимальности ориентироваться на обеспечение требуемых системных характеристик. В рассматриваемом примере такими системными характеристиками могут быть, например, величина внеполосных излучений, компактность спектра, величина межсимвольных искажений (МСИ), вероятность появления ошибки и т.д. Возможен также учет сразу многих характеристик, однако решение такой сложной многокритериальной задачи связано с большими вычислительными трудностями.

Так, для оценки величины МСИ часто пользуются D -критерием, представляющим собой сумму модулей отсчетных значений одиночного импульсного отклика, отнесенную к основному (максимальному) отсчету [3]:

$$D = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{g(0)} \sum_{k=-n}^n |g(kT)|,$$

где $g(0)$ – значение селективного сигнала на выходе канала при $k=0$; знак \sum' показывает, что суммирование производится для всех $k \neq 0$.

Другим критерием качества является E -критерий, связанный с относительным среднеквадратическим значением МСИ в отсчетных точках [3]:

$$E = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{g(0)} \sqrt{\sum_{k=-n}^n g^2(kT)}.$$

Критерии D и E по своему характеру оперируют значениями импульсного отклика в изолированных точках на временной оси. Это обстоятельство затрудняет использование D - или E -критерия в качестве целевой функции при аппроксимации идеализированной частотной характеристики (многократное вычисление импульсной характеристики и расчет критерия существенно увеличат общее время аппроксимации).

Использование в качестве целевой функции параметров глаз-диаграммы (величины джиттера или вертикального раскрыва «глаза») еще более усложняет вычислительный процесс из-за многократных расчетов прямого и обратного преобразования Фурье, необходимых для построения «глаза».

Поэтому определение параметров ТМ целесообразно проводить в два этапа. На первом этапе, обеспечивающем вхождение в область притяжения глобального минимума и требующем большого количества итераций, уместно использовать частотный критерий оптимальности. Как правило [8], при этом используется критерий минимума СКО т.е.

$$I_1 = \int_0^{f_{\max}} (|W_N(2\pi f)| - |W_\Phi(2\pi f)|)^2 df \rightarrow \min. \quad (6)$$

На втором этапе после получения аппроксимации в соответствии с частотным критерием уместно использовать более сложный критерий системного качества.

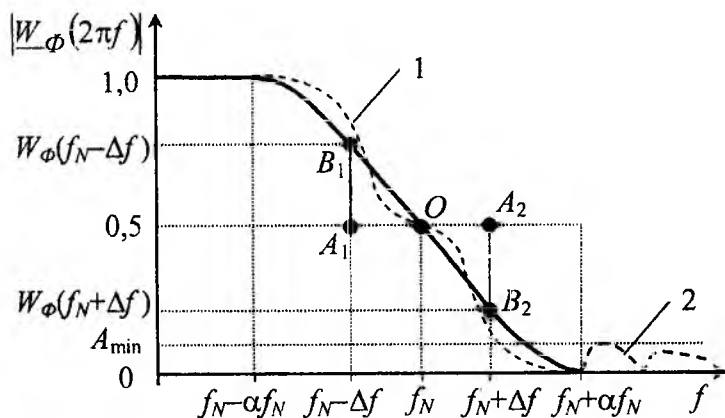


Рис. 4

В рассматриваемом случае это может быть, например, критерий, учитывающий условие обеспечения нечетной симметрии АЧХ формирующего фильтра относительно частоты Найквиста f_N . Окончательный расчет D -, E -критериев и параметров глаз-диаграммы, т.е. расчет системных характеристик, даст разработчику данные для обоснованного выбора лучшего из вариантов.

Рассмотрим особенность формирования критерия для второго этапа задачи аппроксимации. На рис. 4 приведена характеристика (1), где сплошной линией изображена АЧХ формирующего фильтра, точно соответствующая выражению (1) при $\alpha=0,5$. Для обеспечения оговоренной симметрии необходимо, чтобы отрезки $A_1B_1=A_2B_2$ при $A_1O=A_2O$. Математическая формализация этого условия относительно точки с координатами $(f_N; 0,5)$ на частотной характеристике будет следующей

$$W_{\Phi}(f_N - \Delta f) - 0,5 = 0,5 - W_{\Phi}(f_N + \Delta f) \text{ для любого } \Delta f \leq \frac{\alpha}{2 \cdot T_s} = \alpha \cdot f_N,$$

где $W_{\Phi}(f) = |W_{\Phi}(f)|$.

Пунктирной линией (кривая 1) на рис. 4 показан один из возможных вариантов реализации в полосе частот $(f_N - \alpha f_N; f_N + \alpha f_N)$ симметричной частотной характеристики.

Соответствующая критерию нечетной симметрии целевая функция I_2 примет вид

$$I_2 = \int_0^{\alpha \cdot f_N} [W_{\Phi}(f_N - \xi) + W_{\Phi}(f_N + \xi) - 1]^2 d\xi \rightarrow \min, \quad (7)$$

где $\xi = \Delta f = |f - f_N|$ – абсолютная расстройка частоты в пределах «среза» АЧХ.

Однако, если на втором этапе формирования технологической модели фильтра использовать только критерий вида (7), то возникает опасность получения частотной характеристики симметричной в полосе $(f_N - \alpha f_N; f_N + \alpha f_N)$, но сильно отличающейся от 1 в полосе $[0; f_N - \alpha f_N)$ и от 0 в полосе $(f_N + \alpha f_N; f_{\max})$. Поэтому наряду с критерием (7) необходимо использовать следующие частные системные критерии:

$$I_3 = \int_0^{f_N - \alpha f_N} [W_{\Phi}(f) - 1]^2 df \rightarrow \min, \quad (8)$$

$$I_4 = \int_{f_N + \alpha f_N}^{f_{\max}} [W_{\Phi}(f)]^2 df \rightarrow \min. \quad (9)$$

При любом порядке физически реализуемой аппроксимирующей функции получить $I_4=0$ невозможно. Поэтому целесообразно, как отмечено выше, установить минимальное затухание в полосе задержания на некотором уровне A_{\min} (рис. 4), допустив тем самым возможность получения частотной характеристики с пульсациями в полосе задержания (пунктирная линия 2, рис. 4). Учет этого допущения сводится к тому, что I_4 по формуле (9) вычисляется только для тех частот, где $W_{\Phi}(f) > A_{\min}$. При этом можно ожидать улучшения качества аппроксимации других участков частотной характеристики при фиксированном порядке передаточной функции ТМ.

Поскольку необходим учет всех трех критериев одновременно, то составим общий составной критерий I_5 , как совокупность критериев (7) – (9) с разными весовыми коэффициентами λ_i :

$$I_5 = \lambda_2 I_2 + \lambda_3 I_3 + \lambda_4 I_4 \rightarrow \min. \quad (10)$$

Взаимное варьирование весовых коэффициентов позволит более точно аппроксимировать те или иные участки заданной частотной характеристики.

Для решения задачи формирования технологической модели формирующего фильтра Найквиста была разработана специальная программа *ProjectCosine*, основу которой составляет алгоритм эвристического метода идентификации на основе итерационных процедур [7, 8].

При решении задачи синтеза ТМ установлено, что при использовании передаточной функции вида (4) или (5) выше второго порядка нет обоснованных предпосылок к суждению об унимодальности функционала качества. Об этом свидетельствуют и типичные рельефы поверхностей целевых функций по двум переменным, представленные на рис. 5 (заданная АЧХ вида (1) при $\alpha=0,5$ и аппроксимирующая функция вида (5) четвертого порядка).

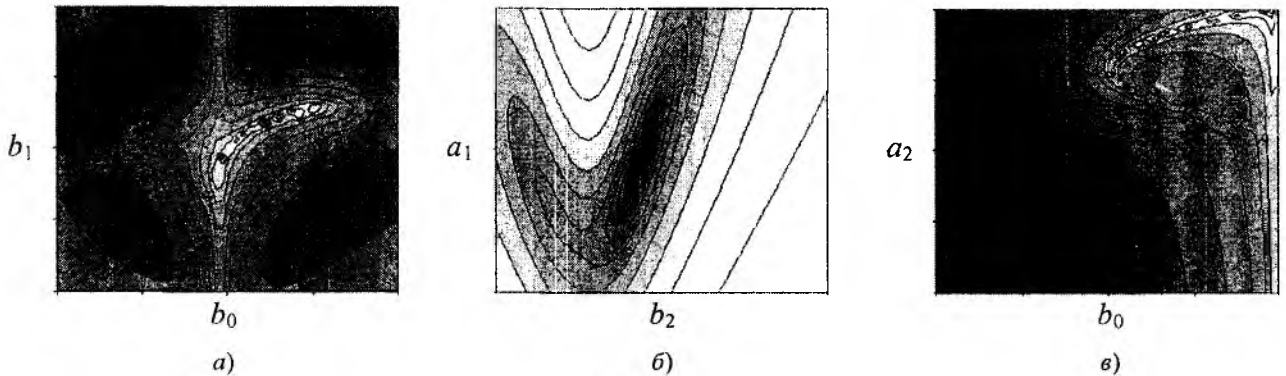


Рис. 5

Потому для поиска глобального минимума в программе *ProjectCosine* кроме регулярного алгоритма поиска минимума целевой функции (на основе метода Хука-Дживса [9]), использовался алгоритм искусственного отбора [10], позволяющий с заданной вероятностью ошибки выбрать начальную точку из заданной области отбора для начала работы алгоритма регулярного поиска. При тестировании программы *ProjectCosine* среднее арифметическое числа обращений к тестовой целевой функции вида

$$f(\beta_1, \beta_2) = 0,4 \cdot A \cdot |\beta_1| \sin\left(\frac{A \cdot \pi}{2}\right) + A^2 + 0,4 \cdot \beta_1, \quad A = \left| \beta_2 - \frac{16}{|\beta_1| + 3} \sin\left(\frac{\beta_1 \cdot \pi}{2}\right) \right|, \quad \text{минимум } \beta^* = (0; 0),$$

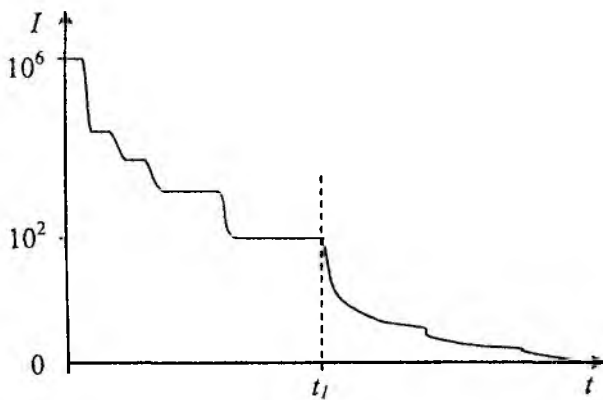


Рис. 6

составило примерно 820, что подтверждает достаточную эффективность программы. Об этом же свидетельствует и график (рис. 6) изменения значения функционала качества в процессе итераций при выполнении тестовой задачи (начальный этап тестирования $t \in [0, t_1)$ соответствует работе алгоритма искусственного отбора, а кривая на интервале $t > t_1$ – характеризует работу фрагмента программы, реализующей регулярный алгоритм).

Результаты аппроксимации заданной в виде (1) частотной характеристики совместно с корректором типа $x/\sin x$ (учитывающим, что в реальных каналах и при проведении моделирования используются не дельта-импульсы, а импульсы с конечной длительностью) (рис. 7, кривая 1) с параметрами $\alpha=0,5$ и $T_s=1 \cdot 10^{-3}$ с., представлены в таблице. Так как для полиномов выше четвертой степени условия обеспечения физической реализуемости приводят к громоздким выражениям, то формирующий фильтр задавался моделями вида (5), для которых условия физической реализуемости записываются в простой форме $\omega_{x_i} > 0$, $Q_{xk} > 0$. Порядок модели задавался от второго до шестого включительно. В ходе решения задачи использовались критерии (6), (10) и вида $I_6 = \lambda_1 I_1 + I_5 \rightarrow \min$ с введением ограничения $A_{\min} = (0 \dots 0, 2)$. В качестве оцениваемых системных параметров взяты те, что проявляются в результате ограничения полосы канала (фильтра).

Из анализа результатов, приведенных в таблице, следуют как тривиальные выводы (например, с повышением порядка аппроксимирующей функции точность решения аппроксимационной задачи увеличивается), так и ряд специфических для данного метода рекомендаций. Очевидно, что для фильтров шестого и более высоких порядков при решении аппроксимационной задачи частотный критерий I_1 является достаточным и привлечение дополнительных системных критериев себя не оправдывает. В то время как для ТМ более низкого порядка – составные критерии, использующие существенные системные признаки, – могут дать ощутимый результат по базовому системному показателю качества (в рассматриваемом примере – минимизации межсимвольных искажений, оцениваемой численными значениями D - и E -критериев). Как и ожидалось, улучшение нечетной симметрии АЧХ фильтра совместно с введением ограничения A_{\min} для 3-6 порядков аппроксимирующей функции (см. табл.) приводит к существенному улучшению точности аппроксимации в полосе $(0; f_N + \alpha f_N)$ и значительному уменьшению джиттера за счет, однако, некоторого небольшого ухудшения D - и E -критериев. Поскольку основной системный показатель качества в нашем случае – это величина МСИ, то вариант критерия №4 (табл.) менее предпочтителен.

Таблица

№	Целевая функция	A_{\min}	Параметр	Порядок аппроксимирующей функции					Заданная АЧХ
				2	3	4	5	6	
1	I_1	0	Величина I_1	5,5726	0,8858	0,22014	0,10013	0,030502	0
			Джиттер, %	22,10	21,29	19,22	18,96	20,06	20,01
			D -критерий	0,2425	0,06869	0,06259	0,04653	0,008257	0,002193
			E -критерий	0,1158	0,02227	0,02148	0,01403	0,001967	0,001188
2	$I_5=I_2+I_3+I_4$	0	Величина I_5	4,6650	0,4040	0,0529	0,02021	0,008679	0
			Джиттер, %	18,10	24,73	28,84	29,59	21,48	20,01
			D -критерий	0,2155	0,08416	0,03877	0,03373	0,02301	0,002193
			E -критерий	0,1025	0,02339	0,01155	0,00955	0,00669	0,001188
3	$I_5=10I_2+I_3+I_4$	0	Величина I_5	8,641	0,92043	0,08922	0,03409	0,01526	0
			Джиттер, %	9,06	18,75	25,68	26,99	21,13	20,01
			D -критерий	0,9540	0,03480	0,02075	0,02351	0,01541	0,002193
			E -критерий	0,04395	0,010601	0,006618	0,00757	0,00578	0,001188
4	$I_6=I_1+I_2$	0,1	Величина I_6	6,2462	0,2542	0,1089	0,3229	0,006618	0
			Джиттер, %	23,16	17,69	16,75	16,25	15,56	20,01
			D -критерий	0,2731	0,05963	0,02783	0,05295	0,03826	0,002193
			E -критерий	0,1188	0,02268	0,00868	0,01671	0,009114	0,001188

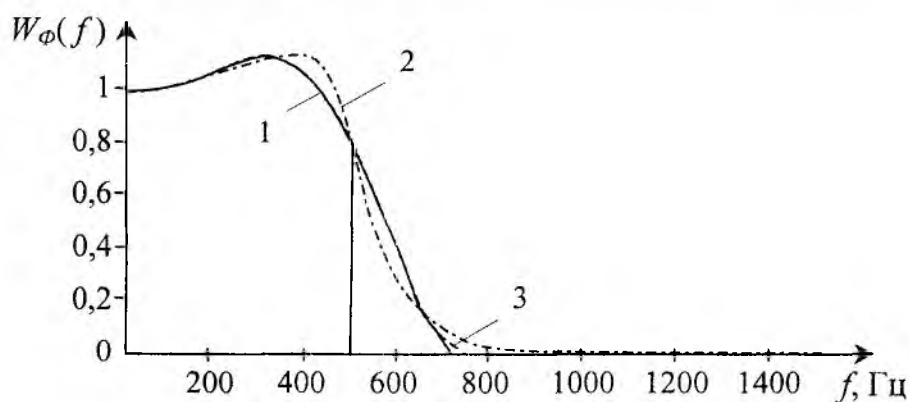


Рис. 7

Так, если принимается решение о том, что ТМ синтезируемого фильтра ($\alpha=0,5$) четвертого порядка, то наилучшие результаты по D - и E -критерию получены при использовании целевой функции $I_5=10I_2+I_3+I_4$. Тогда ТМ получается в виде

$$W_{\Phi}(p) = \frac{0,129p^2 + 4,73 \cdot 10^6}{p^2 + 3322p + 5,39 \cdot 10^6} \cdot \frac{10,07 \cdot 10^6}{p^2 + 1320p + 8,93 \cdot 10^6}, \quad (11)$$

а если допустима ТМ шестого порядка, то наилучшие результаты из всей совокупности исследованных вариантов дает ТМ, синтезированная по целевой функции I_1 :

$$W_{\Phi}(p) = \frac{0,1003p^2 + 9,52 \cdot 10^6}{p^2 + 1035p + 15,08 \cdot 10^6} \cdot \frac{0,273p^2 + 7,004 \cdot 10^6}{p^2 + 3645p + 5,47 \cdot 10^6} \cdot \frac{587p + 10,12 \cdot 10^6}{p^2 + 1998p + 8,22 \cdot 10^6}. \quad (12)$$

При получении выражений (11) и (12) для упрощения вычислительного процесса в вектор β неизвестных параметров ТМ записывались не частоты и добротности нулей и полюсов (как в выражении (5)), а коэффициенты при степенях оператора p в передаточной функции $W_{\Phi}(p)$. При необходимости частоты и добротности нулей и полюсов могут быть однозначно определены из полученных выражений передаточных функций.

Соответствующие АЧХ изображены на рис. 7, кривые 2 и 3. По ТМ (11) и (12), используя переход к каноническим формам, получение схемотехнических решений фильтров может осуществляться по известным методикам [6, 11].

Список литературы: 1. Ланнэ А.А. Потенциальные характеристики линейных фильтрующих цепей. М.: Связь, 1974. 56 с. 2. Феер К. Беспроводная цифровая связь. Методы модуляции и расширения спектра: Пер. с англ. / Под ред. В.И. Журавлева. М.: Радио и связь, 2000. 520 с.: ил. 3. Тамм Ю.А., Садовский В.Б. Спектральные методы оценки качества передачи цифровых сигналов. М.: Связь, 1974. 72 с. 4. Кисель В.А. Аналоговые и цифровые корректоры: Справочник. М.: Радио и связь, 1986. 184 с.: ил. 5. Кловский Д.Д., Николаев Б.И. Инженерная реализация радиотехнических схем (в системах передачи дискретных сообщений в условиях межсимвольной интерференции). М.: Связь, 1975. 200 с.: ил. 6. Справочник по расчету и проектированию АРС-схем / С.А. Букашин, В.П. Власов и др.; Под ред. А.А. Ланнэ. М.: Радио и связь, 1984. 368 с. 7. Способ идентификации модели сетевых каналов связи / А.Н. Зеленин, А.И. Костромицкий, Д.В. Бондарь Патент Украины № 50385А. 8. Эйхгофф П. Основы идентификации систем управления. Оценка параметров и состояний / Под ред. Н.С. Райбмана: Пер. с англ. М.: Мир, 1975. 683 с. 9. Банди Б. Методы оптимизации: Вводный курс: Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1988. 128 с.: ил. 10. Ильин В.Н. Основы автоматизации схемотехнического проектирования. 2-е изд., перераб. и доп. М.: Энергия, 1979. 392 с.: ил. 11. Зеленин А.Н., Костромицкий А.И., Бондарь Д.В. Активные фильтры на операционных усилителях. 2-е изд. исправ. и доп. Харьков: Телетех, 2001. 150 с.: ил.

Харьковский национальный
университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 22.12.2003

И. В. ТАРАНЧЕНКО, И. М. НЕВМЕРЖИЦКИЙ, канд. тех. наук,
Д. А. ГРИБ, канд. воен. наук, С. П. ВОЛОДЬКО, канд. тех. наук, В. П. ГОЛОВАНОВ

ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ СТАБИЛИЗАЦИИ ВЕРОЯТНОСТИ ЛОЖНОЙ ТРЕВОГИ ЗА СЧЕТ КОРРЕКЦИИ ПОРОГОВЫХ КОНСТАНТ

Разработан метод коррекции пороговой константы для адаптивных пороговых устройств, который позволяет значительно повысить точность стабилизации вероятности ложной тревоги при резком скачке уровня помехи, проведен анализ показателей качества устройства.

Анализ литературы. При наличии в «скользящем окне» мощной нестационарной помехи целесообразно применять процессоры с постоянным уровнем ложных тревог основанные на порядковых статистиках (ПС-ПУЛТ – процессор) [1]. Основная идея методов ПС-ПУЛТ – процессоров состоит в формировании вариационного ряда из элементов «окна» и в выборе порядковой статистики $X_{(K)}$, которая выбирается из компромисса между возможностью обеспечения заданного уровня вероятности ложной тревоги (ВЛТ) и потерями в отношении сигнал/помеха с эффектом маскировки цели в анализируемом элементе кромкой помехи.

Постановка проблемы. Во время переходного процесса в адаптивных обнаружителях, при воздействии мощной нестационарной помехи, наблюдается изменение вероятности ложной тревоги.

Постановка задачи. Разработать метод, который бы позволял стабилизировать вероятность ложной тревоги во время переходного процесса в адаптивном обнаружителе при воздействии мощной нестационарной помехи.

Одним из методов повышения точности стабилизации ВЛТ является метод, основанный на использовании порядковых статистик при использовании коррекции пороговых констант. Структурная схема возможного устройства показана на рис. 1.

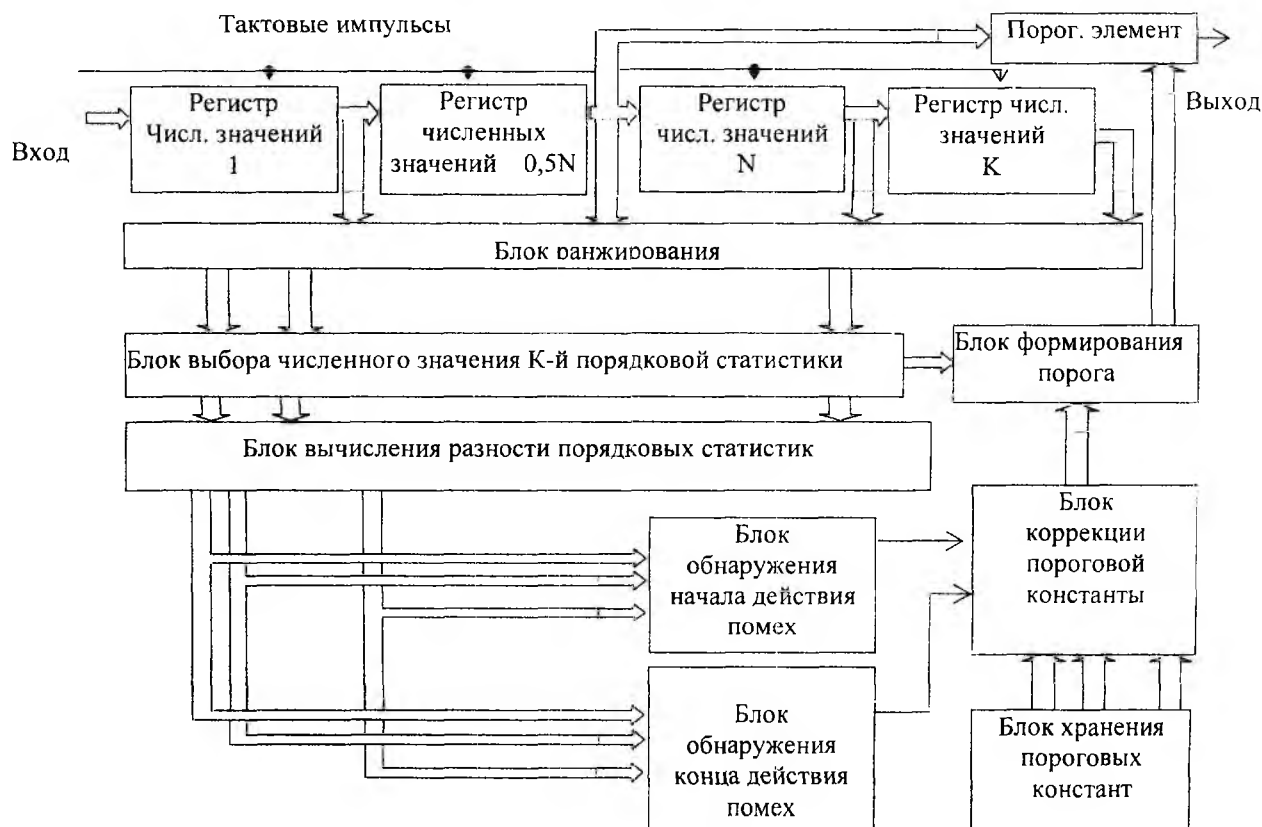


Рис. 1

Предложенное устройство разрешает повысить точность стабилизации вероятности ложной тревоги во время резкого скачка уровня помехи.

Помеху считаем гауссовой. Во время квадратичного детектирования независимые выборки X_i нормированы относительно среднеквадратичного отклонения (СКО) помехи, имеют плотность вероятности

$$f(X_i) = \exp(-X_i), X_i > 0, i = \overline{1, N} \quad (1)$$

и функцию распределения

$$F(X_i) = 1 - \exp(-X_i), X_i > 0, i = \overline{1, N}. \quad (2)$$

Плотность вероятности K -й порядковой статистики $X_{(K)}$ имеет вид [2]:

$$f_{(K)}(X) = KC \frac{K}{N} e^{-(N-K+1)X} (1 - e^{-X})^{K-1}. \quad (3)$$

Величина порога U_n в устройстве стабилизации вероятности ложной тревоги (СВЛТ) на порядковых статистиках (ПС) формируется, как:

$$U_n = T X_{(K)}, \quad (4)$$

где T – пороговая константа, величина которой зависит от необходимого значения вероятности ложной тревоги (ВЛТ) P_F .

Вероятность правильного обнаружения (ВПО) P_D^{ad} при адаптивном управлении порогом определяется выражением

$$P_D^{ad} = \int_0^{\infty} P_D(U_n, \rho^2) f(U_n) dU_n, \quad (5)$$

где $P_D(U_n, \rho^2) = \exp\left(-\frac{U_n}{1 + \rho^2}\right)$ – ВПО при известном СКО помехи σ_n ; ρ^2 – отношение сигнал/помеха; $f(U_n)$ – плотность вероятности случайного порога U_n .

ВПО P_D^{ad} определяется выражением (3) с учетом правил определения законов распределения функций случайных величин при подстановке вместо случайной величины X аргумента $\frac{U_n}{T}$, при этом якобиан преобразования равняется $\frac{1}{T}$. После вычисления интеграла (5) получим:

$$P_D^{ad} = KC \frac{K}{N} B\left(N - K + \frac{T}{1 + \rho^2} + 1, K\right) = \prod_{i=0}^{K-1} \frac{N - i}{N - i + \frac{T}{1 + \rho^2}}, \quad (6)$$

где $B(X, K)$ – бета-функция.

Выражение для ВЛТ P_F^{ad} получим в результате подстановки $\rho^2 = 0$ в (6). Итерационным методом определяем величину пороговой константы T при заданной ВЛТ P_F^{ad} и известных N, K . Во время появления скачков интенсивности помехи в устройстве ПС-ПУЛТ – процессора начинается установление необходимого значения порогового уровня для поддержания необходимого уровня ВЛТ (рис. 2), если $\frac{\sigma_{кр}}{\sigma_{\phi}} = \gamma > 1$, где $\sigma_{кр}, \sigma_{\phi}$ – СКО передней «кромки» помехи и предшествующее ее значение («фона») соответственно.

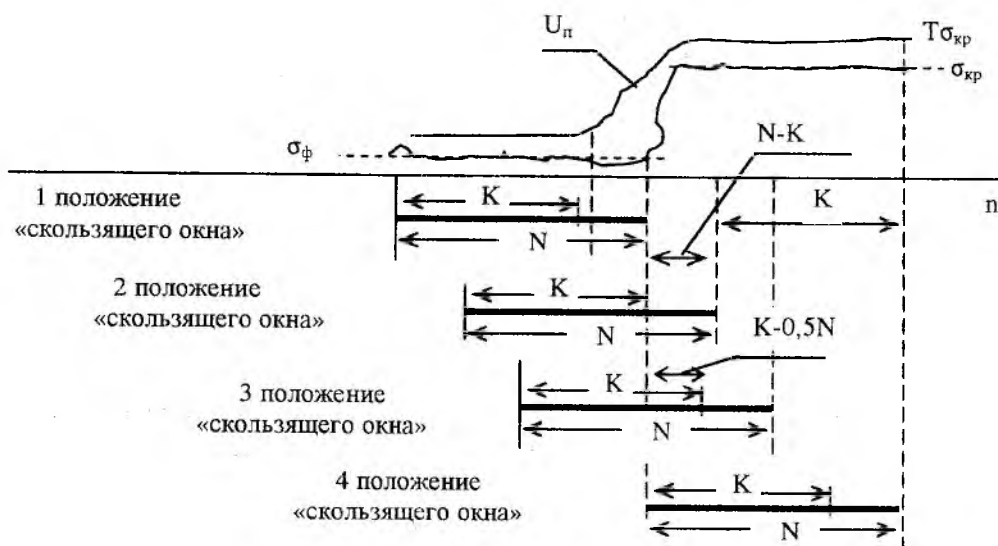


Рис. 2

Во время переходного процесса плотность вероятности для K -й ПС будет иметь вид [2]:

$$g_{(K)}(X) = \frac{1}{\gamma} K_m C_{n_m}^{K_m} e^{-(n_m - K_m + 1) \frac{X}{\gamma}} \left(1 - e^{-\frac{X}{\gamma}} \right)^{K_m - 1} + (K - K_m) C_{N - n_m}^{K - K_m} \times e^{-(N - n_m - K + K_m + 1) X} \left(1 - e^{-X} \right)^{K - K_m - 1} \quad (7)$$

Для упрощения выкладок будем полагать, что $\frac{\sigma_{кр}}{\sigma_{ф}} = \gamma \gg 1$, тогда ВЛТ равна:

$$P_F^{кр} \cong \prod_{i=0}^{K_m - 1} \frac{n_m - i}{n_m - i + T_{кр}} \quad (8)$$

В табл. 1 приводятся численные значения ВЛТ, характеризующие зависимость заполнения ячеек «скользящего окна» помехой и необходимые пороговые константы для поддержания требуемого уровня ВЛТ $P_F^{кр} = 10^{-6}$ для классического ПС-ПУЛТ – процессора.

Таблица 1

N_r	K_r	$P_F^{кр}$	$T_{кр}$
9	1	$3,9 \cdot 10^{-1}$	$8,9 \cdot 10^6$
10	2	$1,6 \cdot 10^{-1}$	9472,6
12	4	$3,1 \cdot 10^{-2}$	319,6
16	8	$2,0 \cdot 10^{-3}$	56,7
20	12	$1,9 \cdot 10^{-4}$	30,2
24	16	$2,7 \cdot 10^{-5}$	21,3
28	20	$4,7 \cdot 10^{-6}$	17,0
32	24	$1,0 \cdot 10^{-6}$	14,4

Применение коррекции (выбора необходимого численного значения) пороговой константы во время переходного процесса повышает точность стабилизации вероятности ложной тревоги при резком скачке уровня помехи.

Для того чтобы реализовать возможность коррекции пороговой константы, необходимо обеспечить высокую вероятность обнаружения момента начала (конца) переходного процес-

са в устройстве стабилизации вероятности ложной тревоги. Эту процедуру выполняют следующие блоки устройства: блок вычисления разности порядковых статистик и блок обнаружения начала (конца) действия помех.

Критерий принятия решения об обнаружении начала действия помех записывается в виде [3]:

$$W_n = \frac{\sum_{i=1}^{r+1} Z_{(i)}}{K-r-1} > T_0, \quad (9)$$

где $Z_{(i)} = (N - i + 1) Y_{(i)}$; $Y_{(i)} = X_{(i)} - X_{(i-1)}$; $r+1$ – число порядковых статистик занятых препятствием, необходимое для принятия решения об обнаружении начала (конца) воздействия помехи; T_0 – пороговая константа обнаружения начала действия помех, которая зависит от требуемой вероятности ложного решения об обнаружении начала (конца) влияния помех.

После несложных преобразований получаем ВПО:

$$P_D^{KP} = \frac{1}{(K-r-2)!} \sum_{i=0}^r \frac{1}{i!} \left(\frac{T_0}{\gamma} \right)^K \frac{(K+i-r-2)!}{\left(1 + \frac{T_0}{\gamma} \right)^{K+i-r-1}}. \quad (10)$$

Методом итераций из формулы (10) находятся необходимые значения пороговых констант T_0 . В табл. 2 приведены численные значения пороговых констант T_0 от r при $N = 32$ и $K = \frac{3}{4}N$, обеспечивающие вероятности ложного решения об обнаружении начала (конца) воздействия помехи, равной $P_{Fl} = 10^{-6}$. Вычисленные значения пороговых констант T_0 хранятся в постоянном запоминающем устройстве блока хранения пороговых констант.

Таблица 2

r	1	2	3	4	5	6	7
T_0	1,10	1,39	1,72	2,09	2,52	3,04	3,67

На рис.3 показаны кривые ВПО передней «кромки» помехи при $P_F = 10^{-5}$, $N = 32$ и $K = \frac{3}{4}N$ для различных значений r , кривая 1 – для $r = 7$, кривая 2 – для $r = 6$, кривая 3 – для $r = 5$, кривая 4 – для $r = 4$, кривая 5 – для $r = 3$, кривая 6 – для $r = 2$. Как следует из графика – у кривых при $r > 5$ вероятность правильного обнаружения практически не изменяется.

Таким образом, целесообразно выбирать $r=3..5$.

В случае обнаружения задней «кромки» помехи используется достаточная статистика, которая имеет вид [3]:

$$W_z = \frac{\sum_{i=1}^{r+1} Z_{(i)}}{K-r+1} < T_z = \frac{1}{T_0}. \quad (11)$$

Кривые ВПО задней «кромки» препятствия совпадают с кривыми ВПО передней «кромки».

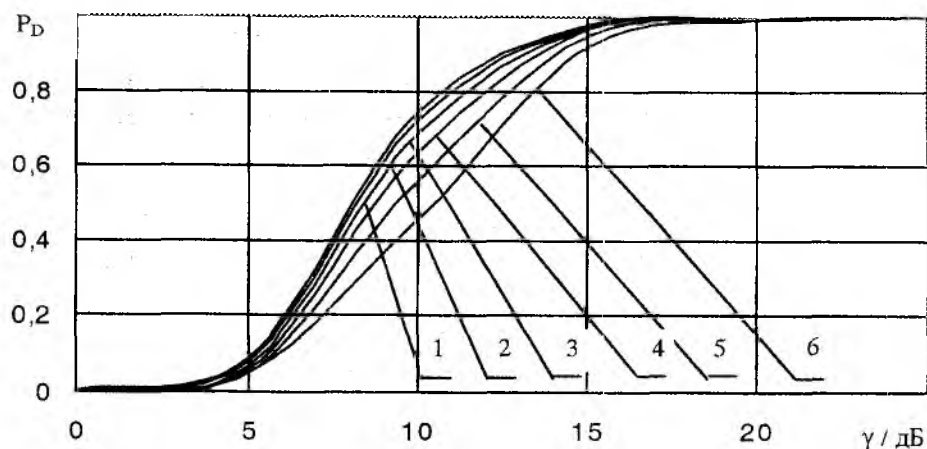


Рис. 3

Выводы. Таким образом, применение коррекции пороговой константы позволяет значительно повысить точность стабилизации вероятности ложной тревоги при резком скачке уровня помехи. Число выборок, занятых помехой, необходимых для принятия решения о появлении «кромки» помехи, целесообразно выбирать равным $\tau = 3 \dots 5$.

Список литературы: 1. Бакулев П.А., Басистов Ю.А., Тугуши В.Г. Обработка сигналов постоянным уровнем ложных тревог: Обзор // Радиоэлектроника. 1989. Т. 32, №4. С. 4 – 15. (Изв. высш. учеб. заведений). 2. Ролинг Г. Определение порогового уровня ложной тревоги в отражениях от местных предметов при наличии нескольких целей // IEEE Trans on Aerospace and Electronic Systems. Vol AES-19. 1983. №04. Pp. 608 – 621. 3. Пристрій стабілізації імовірності хибної тривоги з підвищеною точністю. Деклараційний патент 60142 А Україна: G01S7/02 / Ф.М. Андреев, Р.Е. Пашенко, І.В. Таранченко. № 2003021150: Заявл. 07.02.03: Опубл. 15.09.2003. Бюл. № 9. 3 с.: кресл.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 23.02.2004

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВИДА ФУНКЦИИ РЕГРЕССИИ ПОКАЗАТЕЛЯ КАЧЕСТВА ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ СИСТЕМЫ ПЕРЕДАЧИ ДАННЫХ В ЗАДАЧЕ ПОВЫШЕНИЯ ТОЧНОСТИ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ МОМЕНТА ОТКАЗА

Введение. В настоящее время по-прежнему актуальной является задача обеспечения бесперебойной работы систем передачи данных [1]. Поскольку в силу объективных причин исключить отказы каналов связи невозможно, прибегают к их резервированию. Однако полное решение данной задачи возможно лишь при введении в систему передачи данных дополнительных контролирующих устройств и организации гибкой системы технического обслуживания, учитывающей фактическое состояние обслуживаемых средств. Эффективность указанных мер зависит с одной стороны от глубины и достоверности контроля, а с другой – от точности прогнозирования момента наступления отказа.

Анализ публикаций. Вопросы оптимизации контроля технического состояния и прогнозирования работоспособности технических систем широко освещены в [2, 3, 4, 5].

Математическая модель любой системы как объекта контроля является зависимостью показателя качества функционирования от параметров при фиксированных входных сигналах системы: $G = f(\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_m)$. Для системы передачи сигналов [6] в качестве комплексного показателя используют коэффициент взаимной корреляции контролируемого и эталонного сигналов

$$G = \left| \frac{1}{2\sqrt{P_k P_g T}} \int_0^T Z_k(t) Z_g^*(t) dt \right|^2, t \in [0, T], \quad (1)$$

где $Z_k(t)$, $Z_g(t)$ – комплексные формы представления соответственно контролируемого и эталонного (с параметрами, равными номинальным значениям) сигналов; $Z_g^*(t)$ – функция, комплексно сопряженная с $Z_g(t)$; P_k , P_g – мощности соответственно контролируемого и эталонного сигналов; T – длительность элемента сигнала.

Выбор комплексного показателя системы передачи сигналов в виде (1) дает возможность установления с его помощью функциональной зависимости между параметрами θ , характеризующими техническое состояние системы, и вероятностью P ошибочного приема элемента сигнала, определяющей степень соответствия системы целевому предназначению

$$P = \varphi(\theta, W, g, H), \quad (2)$$

где W – величина, определяющая статистические свойства канала, g – параметр, характеризующий влияние различного рода помех, H – энергетические параметры сигнала.

Задача оптимизации контроля фактического состояния системы сводится к выбору номенклатуры контролируемых параметров $\theta = \{\theta_i\}_{i=1, \dots, m}$, установлению эксплуатационных допусков $\Delta\theta = \{\Delta\theta_i\}_{i=1, \dots, m}$ и формулированию правила принятия решения по результатам контроля, позволяющего максимизировать достоверность контроля D . Таким образом, задача сводится к построению целевой функции вида

$$\max_{G_D \in G(\theta)} D(G_D) = \min_{\Delta\theta} \{\alpha(\Delta\theta), \beta(\Delta\theta)\}, \quad (3)$$

где достоверность контроля D является функцией от допусков на показатель качества системы G_D [7] и определяется, как $D = 1 - \alpha - \beta$. Здесь α и β – ошибки соответственно первого и второго рода, обусловленные неправильным выбором допусков параметров $\Delta\theta$.

Правило принятия решения о возможности дальнейшей эксплуатации системы по результатам контроля имеет вид

$$\rho(G) = \begin{cases} 1, & \text{если } G > G_D, \\ 0, & \text{если } G \leq G_D. \end{cases}$$

Постановка задачи прогнозирующего контроля системы сводится к стандартной задаче экстраполяции векторного случайного процесса по результатам наблюдения на некотором интервале времени [4]. В качестве векторного случайного процесса рассматривается комплексный показатель качества G . В общем виде задача прогнозирования формулируется следующим образом. Пусть работоспособность системы передачи сигналов определяется значениями ее параметров $\{\theta_i(t_l)\}$, $i = \overline{1, m}$; $l = \overline{1, n}$, полученными в моменты времени $t_l \in [0, \tau']$. Требуется найти такой момент времени $t_k \in [\tau', \tau'']$, при котором показатель G первый раз выйдет за пределы допусковой области, т.е. $G(t_k) \leq G_D$. Иными словами, необходимо предсказать наиболее вероятный момент отказа системы (при этом полагается, что понятие отказа системы передачи сигналов определено значениями показателя качества G_D). Математическая постановка задачи прогнозирования требует точного знания статистических законов распределения $W_1(G, t_l)$, $W_2(G, t_k)$, $W_3(G, t_l, t_k)$, $l = \overline{1, n}$; $k = \overline{n+1, d}$. Только при этих условиях можно решать задачу прогнозирования в пределах множества моментов времени $t \in [0, \tau'']$, на котором определены случайные функции $W_1(t)$, $W_2(t)$, $W_3(t)$.

Рассмотренные подходы к оптимизации контроля технического состояния системы и прогнозирования ее работоспособности имеют существенный недостаток – необходимость точного знания условий эксплуатации в моменты времени проведения контроля. Ограниченность выборочных данных о результатах контроля приводит к большим ошибкам определения момента наступления отказа.

Целью статьи является выбор структуры модели объекта контроля, обеспечивающей минимальную дисперсию ошибки прогнозирования момента наступления отказа.

Постановка задачи. Рассматривается выборка $W = \left(\theta_i^{(1)}, \theta_i^{(2)}, \dots, \theta_i^{(m)}; G_i \right)_{i=1,2,\dots,n}$ наблюдений вектора контролируемых параметров $\Theta = \left(\theta^{(1)}, \theta^{(2)}, \dots, \theta^{(m)} \right)^T$ и комплексного показателя качества G в виде $n \times m$ – матрицы X и $n \times 1$ – вектора y . Матрица X считается детерминированной полного ранга $\text{rank } X = m$, а вектор y содержит шум:

$$y = y_o + \xi, \quad y_o = Ey = X\Lambda_o, \quad E\xi = 0, \quad E\xi\xi^T = \sigma^2 I_n, \quad (4)$$

где y_o – точное (незашумленное) значение комплексного показателя качества G , Λ_o – точный (неизвестный) вектор параметров модели объекта контроля, связывающий между собой значения вектора контролируемых параметров и комплексный показатель качества, ξ – вектор шума с независимыми, одинаково распределенными компонентами, E – символ математического ожидания по всем возможным реализациям вектора шума, I_n – единичная $n \times n$ – матрица, σ^2 – неизвестная конечная дисперсия шума.

Предположим, что исследуемый вектор переменных $(\Theta; G)^T$ подчиняется $(m+1)$ -мерному нормальному распределению. Тогда согласно [8] неизвестная истинная модель

$f(X; \Lambda_o)$ (функция регрессии y_o по X) принадлежит к классу моделей, линейных по параметрам. Задача состоит в выборе такой линейной функции $\hat{f}_a(\Theta; \Lambda) = \lambda^{(0)} + \sum_{k=1}^m \lambda^{(k)} \theta^{(k)}$, которая бы аппроксимировала данную зависимость с минимальной дисперсией ошибки.

Анализ методов построения модели регрессии. Подходы к решению данной задачи описаны в [8]. В частности, предлагается процедура определения оптимального состава и числа предикторов θ , основанная на поиске максимума нижней доверительной границы $(R^2)_P^{\min}$ для истинного значения коэффициента детерминации R^2 (при заданной доверительной вероятности P).

$$(R^2)_P^{\min} \approx \hat{R}^2(k) - \lambda(P) \cdot \frac{2 \cdot m(n-m-1)}{(n-1)(n^2-1)} (1 - \hat{R}^2(k)),$$

где

$$\hat{R}^2(k) = \max_{i_1, i_2, \dots, i_k} \hat{R}_{G, \theta^{(i_1)} \theta^{(i_2)} \dots \theta^{(i_k)}}^2,$$

$R_{G, \theta^{(i_1)} \theta^{(i_2)} \dots \theta^{(i_k)}}$ – множественный коэффициент корреляции; $\lambda(P)$ – множитель пропорциональности, зависящий от заданной величины доверительной вероятности P .

Ошибка в предсказании G в этом случае определяется выражением

$$\sigma_G^2 = \sigma^2 \left(1 - (R^2)_P^{\min} \right).$$

В [8] описан также метод структурной минимизации теоретического критерия адекватности модели $f_a(\Theta; \Lambda)$

$$\Delta(f_a) = E \rho(\hat{\varepsilon}_{f_a}(\Theta)),$$

где $\rho(\hat{\varepsilon}_{f_a}(\Theta; \Lambda))$ – функция потерь, измеряющая убытки от неточности восстановления $G(\Theta; \Lambda)$ с помощью функции $f_a(\Theta; \Lambda)$; $\hat{\varepsilon}_{f_a}(\Theta; \Lambda) = G(\Theta; \Lambda) - f_a(\Theta; \Lambda)$; $E(\cdot)$ – операция усреднения по всем возможным значениям случайной величины $\hat{\varepsilon}_{f_a}(\Theta; \Lambda)$ (при каждом фиксированном Θ) и по всем возможным значениям Θ .

Показано, что ограниченный объем n исходных данных позволяет установить компромисс между сложностью выбираемой модели регрессии и качеством приближения к выборочным данным (величиной $\hat{\Delta}_n(f_a)$)

$$\hat{\Delta}_n(f_a) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \rho(\hat{\varepsilon}_{f_a}(\Theta_i; \Lambda)),$$

при котором достигается наименьшая гарантированная оценка теоретического критерия адекватности.

Принципиально новый подход к решению задачи выбора аппроксимирующей функции $f_a(\Theta; \Lambda)$, использование метода группового учета аргументов (МГУА) изложены в [9]. Полученные по этому методу модели оптимальной сложности отображают неизвестные закономерности функционирования исследуемого объекта (процесса), информация о которых неявно содержится в выборке данных. В МГУА для построения моделей применяются принципы автоматической генерации вариантов, неокончательных решений и последовательной селекции лучших моделей по внешним критериям. Такие критерии основаны на

делении выборки на части, при этом оценивание параметров и проверка качества моделей выполняются на разных подвыборках. Это позволяет избежать обременительных априорных предположений, поскольку деление выборки дает возможность автоматически (неявно) учесть разные виды априорной неопределенности.

Описанный в [9] метод критических дисперсий, являющийся аналитическим аппаратом теории МГУА, позволяет детально исследовать закономерности изменения сложности оптимальных структур в зависимости от уровня шума и других показателей неполноты априорной информации. При этом метод гарантирует минимальную дисперсию ошибки прогнозирования

$$J(s) = E\|y_0 - \hat{y}_s\|^2 = E\|y_0 - X_s \hat{\Lambda}_s\|^2,$$

где s – число оцениваемых параметров, X_s – подматрица из s произвольных (например, первых) столбцов матрицы X , $\hat{\Lambda}_s$ – соответствующая МНК-оценка по выборке W .

Указанные достоинства метода критических дисперсий позволяют надеяться на получение в рамках теории МГУА оценки момента наступления отказа системы передачи данных с минимальной дисперсией ошибки.

Выводы. Обеспечение бесперебойной работы системы передачи данных требует повышения точности прогнозирования момента наступления ее отказа по результатам измерения вектора контролируемых параметров. Известные методы решения задачи прогноза опираются на точное знание статистических законов распределения показателя качества функционирования системы. Ограниченность выборочных данных о результатах контроля приводит к возникновению больших ошибок в определении момента отказа, что снижает эффективность мероприятий, призванных обеспечить бесперебойную работу системы. В статье проанализированы методы построения модели регрессионной зависимости между показателем качества функционирования системы и вектором контролируемых параметров, которая бы обеспечила минимальную дисперсию ошибки в определении момента отказа. Отмечено, что решение данной задачи наиболее целесообразно проводить в рамках теории МГУА. Аналитическим аппаратом этой теории является метод критических дисперсий, который позволяет детально исследовать закономерности изменения сложности модели в зависимости от уровня шума и других показателей неполноты априорной информации.

Список литературы: 1. Мохаммад Реда Абд Аль-Латиф Аль-Хиннави. Обеспечение бесперебойной работы системы передачи данных / Вестник Нац. техн. ун-та «Харьковский политехнический институт». Сб науч. работ. Тематич. выпуск: Информатика и моделирование. 2003. № 19. С. 107 – 110. 2. Дружинин Г.В. Надежность автоматизированных систем. М.: Энергия, 1977. 536 с. 3. Волков Л.И. Управление эксплуатацией летательных комплексов. М.: Высш. школа, 1981. 368 с. 4. Гаскаров Д.В., Голинкевич Т.А., Мозгалецкий А.В. Прогнозирование технического состояния и надежности радиоэлектронной аппаратуры / Под ред. Т.А. Голинкевича. М.: Сов. радио, 1974. 224 с. 5. Промышленные комплексы моделирования процессов эксплуатации сложных технических систем / Под ред. В.В. Литвинова, Т.П. Марьяновича. Киев: Наук. думка, 1994. 242 с. 6. Федоренко В.В. Математическая модель системы передачи сигналов для решения задач контроля // Электронное моделирование. 1991. 13, №6. С. 85 – 88. 7. Федоренко В.В. Модель оптимизационных задач технического обслуживания систем передачи сигналов по фактическому состоянию // Электронное там же. 1994. 16, № 1. С. 47 – 51. 8. Айвазян С.А., Енюков И.С., Мешалкин Л.Д. Прикладная статистика: Исследование зависимостей: Справ. изд. / Под ред. С.А. Айвазяна. М.: Финансы и статистика, 1985. 487 с. 9. Степанко В.С. Теоретические аспекты МГУА как метода индуктивного моделирования // УСиМ. 2003. № 2. С. 39 – 44.

А. Ю. БУТРЫМ, Д. Д. ИВАНЧЕНКО, канд. физ-мат наук, О. В. КАЗАНСКИЙ,
В. А. КАТРИЧ, канд. физ-мат наук, Н. Н. КОЛЧИГИН, д-р физ-мат наук

СИНТЕЗ И ОПТИМИЗАЦИЯ ШИРОКОПОЛОСНОЙ РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ ЦЕЛЕВОЙ АНТЕННЫ

В ряде работ [1, 2] проводились исследования линейно расширяющихся щелевых антенн (РЩА) и антенн Вивальди. Также представляют интерес излучающие свойства антенн с заданным распределением ширины щели вдоль антенны (антенны с синтезированным «профилем»). Это связано с тем, что на практике антенна должна удовлетворять не только требованиям к согласованию с подводящей линией и с пространством излучения, но также иметь оптимальные характеристики излучения (форма диаграмм направленности, ширина основного лепестка, уровни боковых и др.). В некоторых работах проводилась оптимизация по согласованию в полосе частот, но при этом не рассматривалась задача обеспечения направленности антенны [3, 4]. Целью данной работы является синтез РЩА по заданному уровню согласования в широкой полосе частот и оптимизация направленности ее излучения.

Постановка задачи

1 Синтез «профиля» антенны. РЩА часто используют в качестве широкополосной излучающей антенны, так как она обладает слабой дисперсией. Согласование такой антенны с подводящей линией передачи и со средой излучения в заданном диапазоне частот можно осуществить за счет изменения толщины или материала подложки, а также за счет расширения щели в направлении от места запитки к излучающему краю антенны (рис. 1а).

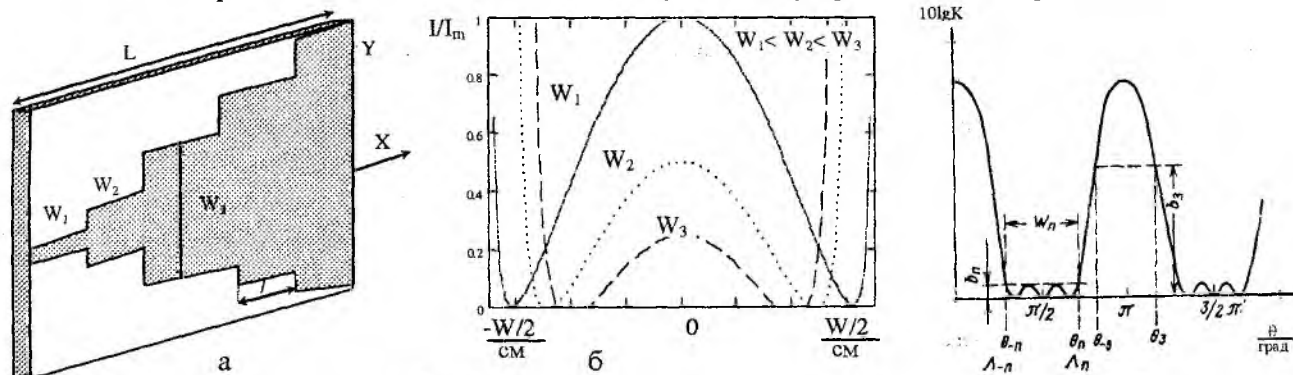


Рис. 1

Рис. 2

Учитывая, что выполнение изменения ширины щели вдоль антенны – наиболее технологично, будем рассматривать задачу синтеза «профиля» антенны как определение распределения ширины щели вдоль антенны. Требования к переходу следующие: затухание в заданной полосе частот не должно превышать величину Γ_{\max} . Функция затухания может быть представлена полиномом Чебышева (рис. 2):

$$K = 1 + h_2 T_n^2(\cos \theta \setminus S), \quad (1)$$

где $T_n(\cos \theta \setminus S)$ – полином Чебышева первого рода n -го порядка; S – масштабный множитель характеристики по оси частот; h – амплитудный множитель, связанный с уровнем Γ_{\max} ; $\theta = 2\pi l / \lambda$, где λ – длина волны в свободном пространстве; l – длина ступеньки, длина всего перехода $L = n l$, n – число ступенек перехода [5]. Таким образом, переход антенны будет выглядеть как набор участков щелевой линии одинаковой длины различной ширины W_i .

Для расчета такого перехода необходимо задать входное и выходное волновые сопротивления, максимальное рассогласование (или КСВ) и полосу частот, в которой производится

согласование. Входное волновое сопротивление антенны соответствует волновому сопротивлению подводящей линии, например коаксиального кабеля $Z_0=50$ Ом. Выходное волновое сопротивление – сопротивление свободного пространства $Z_{\text{вых}}$.

Для расчета ширины щели, соответствующей данному волновому сопротивлению с учетом замедления сигнала в щелевой линии, использовались формулы, полученные в работе [6].

2 Расчет поля излучения РЩА. Для расчета поля излучения РЩА применялся декомпозиционный подход. Антенна представлялась в виде набора прямоугольных элементов. Для случая возбуждения антенны монохроматическим сигналом прямоугольный элемент представляется участком щелевой линии, поле излучения которого известно [7]. При расчете надо учитывать затухание сигнала, распространяющегося вдоль антенны, за счет потерь в диэлектрике и за счет излучения. Учет потерь ведет к экспоненциальному затуханию мощности сигнала, которая для i -го элемента равна (P_i – мощность в i -м сечении, Z_i -волновое сопротивление, α -декремент затухания, P – мощность возбуждающего сигнала):

$$P_i = \left(\frac{P}{\sqrt{Z_i}} \right) e^{-\alpha x}. \quad (2)$$

Поле излучения всей антенны определяется в результате суммирования полей от составляющих элементов. Правомерность такой модели была проверена экспериментально для случая возбуждения монохроматическим сигналом линейно расширяющейся щелевой антенны. На рис. 3 приведены диаграммы направленности такой антенны ($\epsilon=4,25$; $\alpha=20^\circ$; $L=19,2$ см; $d=1$ мм), рассчитанные с помощью декомпозиционного метода для случая возбуждения монохроматическим сигналом частотой 10ГГц (теория—непрерывная линия, эксперимент—штриховая).

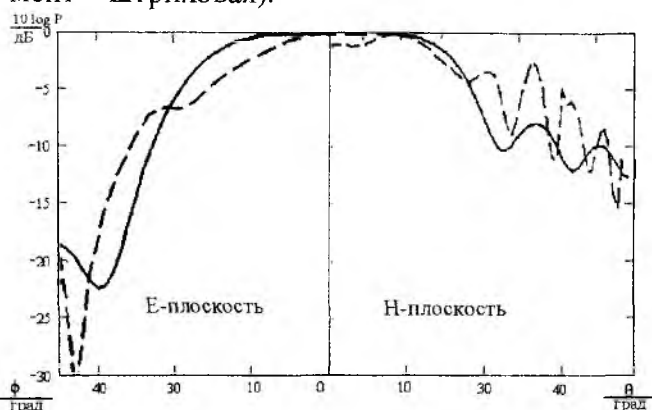


Рис. 3

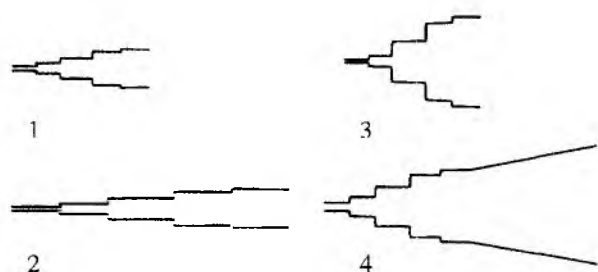


Рис. 4

Расчетные и экспериментально полученные диаграммы направленности незначительно отличаются. В H – плоскости наблюдаются дополнительные боковые лепестки. Это объясняется влиянием конечных размеров антенны, которые в расчетной модели не учитываются. Таким образом, использование декомпозиционного подхода позволяет достаточно точно рассчитать поля излучения составных элементов антенны, а, значит, и поле излучения всей антенны.

По вышеописанной методике по частотной зависимости КСВ ($КСВ \leq 1,02$ в диапазоне 6...10 ГГц) была синтезирована РЩА [5]. Диаграммы направленности для этой антенны приведены на рис. 5 (возбуждение монохроматическим сигналом частотой 10 ГГц для случаев: синтезированная – непрерывная линия, РЩА с удлиненной ступенькой – штрих-пунктир, РЩА из работ [3, 4] – штрих, РЩА оптимизированная оптимизированная по характеристикам излучения – пунктир). При сравнении с результатами для антенны из работ [3, 4] очевидно, что диаграммы направленности антенны, синтезированной в нашем случае,

обладают более выраженными направленными свойствами. Однако при реализованных согласованиях антенны в обоих случаях наблюдаются слабонаправленные диаграммы направленности. Одним из способов решения данной проблемы может быть увеличение электрической длины антенны за счет увеличения длины ступеньки от $\lambda/4$ до $(1/4+n)\lambda$. Физически это объясняется тем, что полином Чебышева периодичен, а значит, можно выбрать не первую зону, где минимален коэффициент отражения, а вторую, третью и т.д. При этом с ростом длины перехода (рис. 5) значительно сужается диаграмма направленности в Н – плоскости, также понижается уровень боковых лепестков примерно на 10 дБ.

Если нужно уменьшить ширину диаграммы направленности в Е и Н – плоскостях одновременно, то следует удлинить антенну плавно расширяющимся участком. При этом следует выбирать угол раскрытия таким образом, чтобы профиль щели являлся продолжением и был направлен по касательной к усредненной огибающей синтезированного профиля (рис. 4 – формы раскрытий щелевых антенн: 1—синтезированная, 2—с удлиненной ступенькой, 3— из работ [5, 6], 4—оптимизированная по характеристикам излучения). Это позволит снизить переотражения от неоднородности. При этом в зависимости от длины плавно расширяющегося участка будут одновременно изменяться диаграммы направленности в Е и Н – плоскостях. Оптимальная длина дополнительного участка выбирается по заданной ширине диаграммы направленности при известном угле раскрытия. Определить оптимальные параметры антенны можно из зависимостей ширины диаграммы направленности от этих параметров, которые рассчитываются по описанной выше декомпозиционной методике.

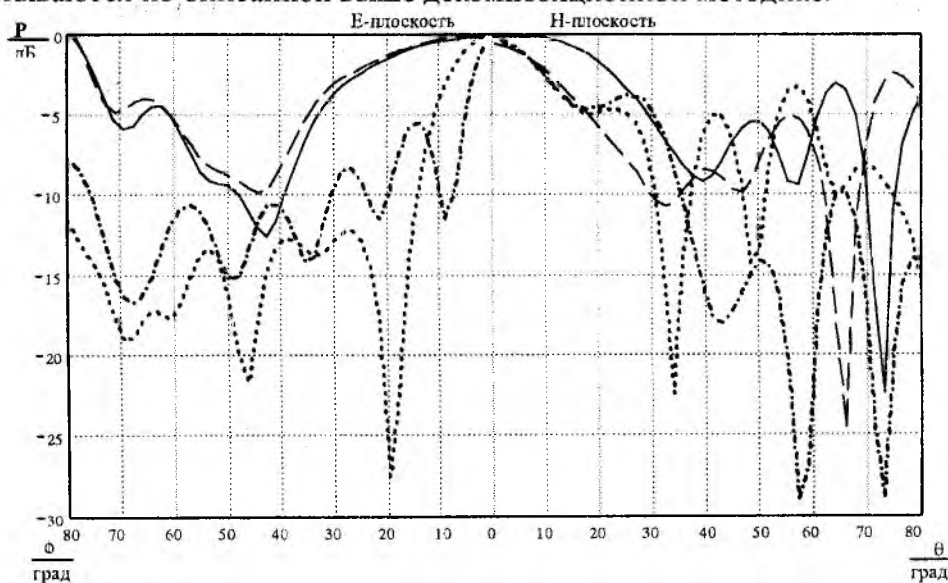


Рис. 5

Рассмотрим случай, когда РЦА возбуждается широкополосным импульсным сигналом. Тогда поле, излученное прямоугольным элементом, может быть записано в виде [8]:

$$\vec{E}(\vec{R}, t) = -\frac{\mu_0}{4\pi R_0} \left[[\vec{e}_0 \times \vec{n}] \times \vec{n} \right] \iint_S A_j(\xi, \eta) \frac{\partial}{\partial t} f\left(\tau - t_d(\xi, \eta) + \frac{x\xi + y\eta}{cR_0} \right) d\eta d\xi, \quad (3)$$

где $f(t)$ – временная зависимость возбуждающего сигнала; $t_d(\tau)$ – распределение временной задержки возбуждения по апертуре; R – радиус-вектор в точке наблюдения; S – площадь апертуры. Краевой эффект учитывается путем введения дельта-функции на краях щели. Амплитудное распределение тока поперек щели имеет вид синусоиды (рис. 1 б). В данной расчетной модели учитываются потери в диэлектрике за счет введения экспоненциального затухания мощности сигнала вдоль антенны.

Поле излучения всей антенны определяется в результате суммирования полей от составляющих элементов с учетом пространственно-временного распределения.

На рис. 6 представлены диаграммы направленности (по пиковой мощности) щелевой антенны с синтезированным профилем, возбужденной импульсом длительностью $T=1$ нс [9]. Для сравнения приводятся диаграммы направленности линейно расширяющейся щелевой антенны с близкими параметрами. Диаграммы направленности в Е – плоскости в пределах основного лепестка достаточно хорошо совпадают.

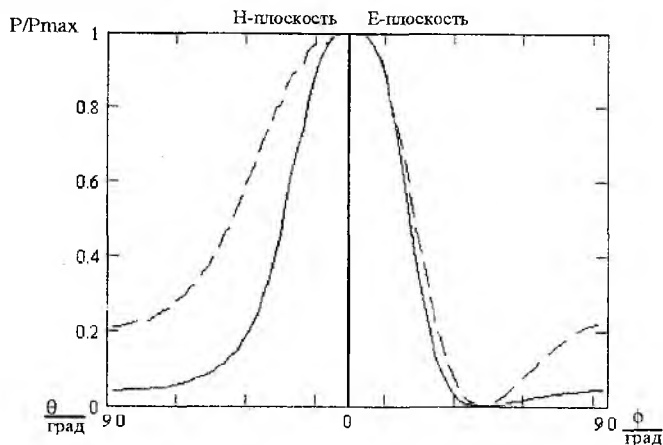


Рис. 6

В Н – плоскости основной лепесток антенны с синтезированным профилем шире, чем для линейно расширяющейся антенны на $5-7^\circ$. Но при этом она лучше согласована, чем линейно расширяющаяся антенна.

Заключение

В работе был проведен синтез «профиля» расширяющейся щелевой антенны согласованной с линией возбуждения и со средой излучения в широком диапазоне частот. Проводилась оптимизация формы раскрытия РЩА с целью улучшения направленных свойств антенны. Для антенны с оптимизированной формой раскрытия были рассчитаны диаграммы направленности при возбуждении монохроматическим сигналом, а так же в случае возбуждения видеоимпульсным сигналом с гауссовой временной формой. Для случая возбуждения широкополосным импульсным сигналом сравнение проводилось с диаграммами направленности линейно расширяющейся щелевой антенны. Анализ показал, что антенна с оптимизированной формой раскрытия и согласованная в заданной полосе частот, в случае возбуждения широкополосным импульсным сигналом, спектр частот которого соответствует выбранному диапазону частот, излучает не хуже. Диаграммы направленности такой антенны близки к диаграммам направленности линейно расширяющейся щелевой антенны в Е-плоскости, но в Н-плоскости шире 1,5-2 раза. Поэтому для повышения направленности РЩА в импульсном режиме работы необходимо проводить дополнительно конструктивную и расчетную оптимизацию с учетом специфики импульсного возбуждения.

Список литературы: 1. Fan Wang; Yang, R.; Frank, C. A new algorithm for array pattern synthesis using the recursive least squares method; IEEE Signal Processing Letters, V-10, N8, Aug. 2003. Pp. 235 – 238. 2 R. Janaswamy, D. Shaubert. Analysis of Tapered Slot Antenna. IEEE AP. 1987, AP-35, N9. Pp. 1058 – 1065. 3 H. Oraizi, S. Jam. Optimization of tapered slot antenna profile by the method of least squares, Millennium conference on antennas and propagation AP2000 April 2000, Davos, Switzerland. 4. H. Oraizi, S. Jam. Optimum Design of Tapered Slot Antenna Profile, AP. 2004, AP-51 N8. Pp. 1987 – 1995. 5 А.Л. Фельдштейн, И.Л. Явич. Справочник по элементам волноводной техники. М. «Сов. Радио» 1967. 6 R. Janaswamy, D. Shaubert. IEEE Trans MTT. Characteristic Impedance of a wide Slotline on Low-Permittivity Substrates. 1986, MTT-34, N8. Pp. 900 – 902. 7 B. Cohn. Slot line Dielectric Substrate. MTT-17, № 10, 1969. Pp. 768 – 779. 8 А.Ю. Бутрым, Н.Н. Колчигин, С.Н. Пивненко. Излучение апертуры с несинхронным импульсным возбуждением. Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника. 1999. №427. С. 61 – 63. 9 А.Ю. Бутрым, D.D. Ivanchenko, O.V. Kazansky, N.N. Kolchigin. The radiation of wideband signals by tapered slot antennas with synthesized profile. ICATT'03 Sevastopol, Ukraine. Proc. Pp. 598 – 600.

ОЦЕНКА СХОДИМОСТИ АЛГОРИТМА РЕШЕНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ МИКРОПОЛОСКОВЫХ УСТРОЙСТВ С НЕЛИНЕЙНЫМ ПОВЕРХНОСТНЫМ ИМПЕДАНСОМ

1 Введение

В последние несколько лет заметно возрос интерес к нелинейным эффектам, возникающим в микрополосковых устройствах. Это вызвано широким применением высокотемпературных сверхпроводящих (ВТСП) материалов в СВЧ технике [1]. В стремлении улучшить качественные характеристики электронных систем и систем телекоммуникаций все чаще применяются планарные структуры, изготовленные на основе ВТСП. Плотность тока в таких устройствах достаточно велика, и даже слабая нелинейность поверхностного импеданса может стать причиной серьезных нелинейных искажений сигнала. Таким образом, при разработке элементов с применением ВТСП необходимо учитывать нелинейность параметров материала. Основная сложность анализа состоит в том, что нелинейность носит распределенный характер.

На сегодняшний день известно несколько подходов к анализу СВЧ устройств с нелинейным поверхностным импедансом. Так, например, в [2] авторы используют для описания микрополосковой структуры телеграфные уравнения и предлагают аппроксимировать потери в сверхпроводящей линии передачи степенным рядом вида

$$R_1(t) = \sum_{n=0}^N a_n [I(t)]^n, \quad (1)$$

где N – число слагаемых ряда, необходимых для адекватного описания явления. В [3] авторами помимо аппроксимации вида (1) используется аналогичное представление зависимости распределенной индуктивности от поверхностного тока в проводнике. Однако указанные методы не учитывают всех волновых процессов, происходящих в сложных структурах с распределенными параметрами.

В этой работе предложено применить общий подход к анализу устройств, проводники которых обладают нелинейными свойствами, заключающийся в решении уравнений Максвелла совместно с применением эффективных методов упрощения исходной задачи для случая микрополосковых структур. Это позволит избежать указанных ранее недостатков и расширить круг решаемых задач в сторону усложнения конфигурации анализируемых микрополосковых устройств.

Отсутствие эффективных аналитических методов решения системы дифференциальных уравнений приводит к необходимости использовать численные методы, интенсивное внедрение которых в инженерную практику стало возможным лишь в последние годы в связи с расширением парка высокопроизводительных ЭВМ. Однако переход от системы дифференциальных уравнений к системе уравнений в конечных разностях сопровождается появлением погрешности аппроксимации искомых зависимостей. Уменьшая шаг дифференцирования, теоретически можно получить численное решение, сколь угодно близкое к аналитическому, однако это приводит к значительному увеличению числа шагов дифференцирования, что в свою очередь усиливает влияние ошибок округления из-за конечной точности ЭВМ. К тому же, если значения исходной функции заданы с некоторой ошибкой, то дифференцирование функции приводит к усилению влияния ошибки, причем тем значительнее, чем выше порядок определяемой производной. Этому недостатка лишены методы численного интегрирования. Даже наоборот – интегрирование функции приводит к уменьшению влияния ошибки, причем, тем значительнее, чем выше кратность определяемого

интеграла. В связи с этим целесообразно представлять математическую модель исследуемой структуры в виде системы интегральных уравнений.

При анализе реальных СВЧ устройств с помощью ЭВМ необходимо быть уверенным в устойчивости искомого решения, поскольку применение численных методов к практическим задачам анализа электродинамических структур связано с проблемой сходимости к решению, и улучшить характеристику метода интегрирования можно грамотным выбором шага интегрирования.

2 Вывод расчетных соотношений

Предположим, что в однородном изотропном пространстве с параметрами (ϵ_0, μ_0) расположено тело объемом V_1 (рис. 1), на поверхности S которого мгновенные значения тангенциальных составляющих векторов напряженности электрического $\vec{E}(q, t)$ и магнитного $\vec{H}(q, t)$ полей связаны соотношением

$$\vec{n}_q \times \vec{E}(q, t) = -\hat{Z}\{\vec{n}_q \times \vec{H}(q, t)\} \quad (2)$$

или
$$\vec{J}^M(q, t) = \hat{Z}\{\vec{J}^{\mathcal{O}}(q, t)\} \quad (3)$$

в эквивалентном виде.

Здесь: \vec{n}_q – внешняя нормаль к поверхности тела в точке q ; $\vec{J}^M(q, t) = \vec{E}(q, t) \times \vec{n}_q$, $\vec{J}^{\mathcal{O}}(q, t) = \vec{n}_q \times \vec{H}(q, t)$ – мгновенные значения эквивалентных поверхностных токов; $\hat{Z}\{\cdot\}$ – нелинейный оператор, описывающий нелинейные свойства поверхностного импеданса. Поверхность предполагается гладкой. В объеме V^{ct} заключены сторонние источники $J^{a, ct}$ и (или) $J^{m, ct}$, создающие в точке q на поверхности S напряженности полей $E^i(q, t)$, $H^i(q, t)$. Требуется определить поле в пространстве вне V_1 , то есть в области V_2 . Для точного определения $\hat{Z}\{\cdot\}$ в общем случае необходимо решить граничную задачу в строгой постановке. Однако в этом нет необходимости. Можно определить оператор $\hat{Z}\{\cdot\}$ либо из решения той или иной ключевой задачи, либо в целом ряде случаев, учитывая геометрию задачи, степень, вид нелинейности и т.п. Исходя из этого на всех этапах рассмотрения задачи мы стремимся не уточнять вид оператора $\hat{Z}\{\cdot\}$ и используем выражения (2) или (3) для определения граничных условий.

Традиционно для решения уравнений Максвелла используются вспомогательные функции, потенциалы, которые приводят к нахождению поля после дифференциальных операций. Введем вспомогательную величину – электродинамический векторный потенциал \vec{A} .

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{1}{\mu\mu_0} \text{rot } \vec{A}(\vec{r}, t). \quad (4)$$

Несложно показать, подставив это выражение во второе уравнение Максвелла и учитывая лоренцеву калибровку, что введенный нами векторный потенциал удовлетворяет следующему векторному уравнению Даламбера:

$$\nabla^2 \vec{A}(\vec{r}, t) - \epsilon\epsilon_0\mu\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{A}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = -\mu\mu_0 \vec{j}(\vec{r}, t), \quad (5)$$

здесь ∇ – оператор Гамильтона.

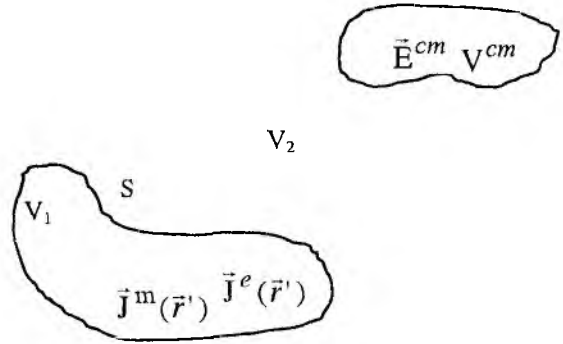


Рис. 1

Решение уравнения (5) можно выразить как

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \mu\mu_0 \int_V \overline{\vec{G}}(\vec{r}, \vec{r}') \vec{j}(\vec{r}', t) dV' \quad (6)$$

где $\overline{\vec{G}}(\vec{r}, \vec{r}')$ – тензорная функция Грина, которая зависит от координат точки \vec{r}' , по которой производят интегрирование, и точки наблюдения \vec{r} .

Значительный интерес представляют гармонически колеблющиеся поля. Они и будут предметом нашего анализа, поскольку, как известно, любую временную зависимость можно разложить на гармонические колебания.

Рассмотрим воздействие периодических или почти периодических сигналов. Присутствие нелинейности в анализируемой системе обеспечивает существование сигналов не только на частотах возбуждения ω_k ($k = 0, K, K+1$ – общее число различных частот внешних сигналов), но и целого ряда комбинационных составляющих. Таким образом, полный набор частот можно представить в виде $\nu_n = m_{0n}\omega_0 + m_{1n}\omega_1 + \dots + m_{Kn}\omega_K$, $m_{kn} = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, а поля в системе выражаются как

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \sum_{n=-N}^N \vec{H}(\vec{r}) e^{j\nu_n t} \quad (7)$$

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \sum_{n=-N}^N \vec{E}(\vec{r}) e^{j\nu_n t} \quad (8)$$

Учитывая все вышесказанное, выразим комплексную амплитуду напряженности электрического поля:

$$\vec{E}(\vec{r}, \nu_n) = \frac{-j}{\nu_n \epsilon \epsilon_0} \left(\text{grad div} - \nu_n^2 \epsilon \epsilon_0 \mu \mu_0 \right) \int_V \overline{\vec{G}}(\vec{r}, \vec{r}', \nu_n) \vec{j}(\vec{r}', \nu_n) dV' \quad (9)$$

Поскольку рассеянные поля, исходя из граничных условий, обусловлены поверхностными токами на границе раздела сред, целесообразно заменить интегрирование в (9) по объему на интегрирование по поверхности сверхпроводника.

Выражение (9) подчиним нелинейным граничным условиям на поверхности сверхпроводящего тела с нелинейным поверхностным импедансом. Для этого НГУ необходимо перевести в пространственно-частотную область, применив преобразование Фурье.

После всех преобразований нелинейные интегральные уравнения будут записаны в виде:

$$\begin{aligned} \vec{n}(q) \times \vec{E}^{cm}(q, \omega_k) + \vec{n}(q) \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left(\frac{-j}{\nu_n \epsilon \epsilon_0} \left(\text{grad div} - \nu_n^2 \epsilon \epsilon_0 \mu \mu_0 \right) \int_S \overline{\vec{G}}(\vec{r}, \vec{r}', \nu_n) \vec{j}^3(\vec{r}', \nu_n) dS' \right) e^{j\nu_n t} = \\ = -\vec{Z} \cdot \left[\sum_{n=-\infty}^{\infty} \vec{j}^3(q, \nu_n) e^{j\nu_n t} \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь $\vec{E}^{cm}(\vec{r}, \omega_k)$ – напряженность электрического поля падающей волны.

3 Описание алгоритма решения НИУ и анализ его сходимости

Учитывая, что в нашем случае рассматриваются микрополосковые структуры (то есть ширина проводника меньше его длины и много меньше длины волны) интегрирование по поверхности можно заменить интегрированием по длине проводника, задавшись функцией распределения тока по поперечному сечению проводника. Решение полученного интегрального уравнения возможно с использованием численных методов, в частности, метода Галеркина. Однако, в отличие от случая решения линейных интегральных уравнений, для аппроксимации искомого распределения тока вдоль проводника $I(q, \nu_n)$ в линейном операторе (10) и в нелинейном будем использовать различные системы базисных функций. Следуя

алгоритму выбранного метода, заменив непрерывные функции уравнения (10) на их дискретные разложения по базисным функциям, после интегрирования получим:

$$\mathbf{Z}(v_n)\mathbf{I}(v_n) + \frac{1}{T} \int_0^T \mathfrak{N}[I(t)]e^{-iv_n t} dt = \begin{cases} \mathbf{U}(\omega_k), & \text{при } v_n = \omega_k \\ 0, & \text{при } v_n \neq \omega_k \end{cases}, \quad \forall q = \overline{1, N}. \quad (11)$$

Здесь: $\mathbf{Z}(v_n)$ – матрица обобщенных импедансов; $\mathbf{I}(v_n) = (I_1(v_n), I_2(v_n), \dots, I_M(v_n))^T$ – вектор, элементами которого являются коэффициенты аппроксимации искомого распределения тока; $\mathfrak{N}[I(t)] = (\mathfrak{N}_1, \mathfrak{N}_2, \dots, \mathfrak{N}_M)^T$ – нелинейный оператор, характеризующий нелинейные свойства поверхностного импеданса; $\mathbf{U}(\omega_k) = (U_1(\omega_k), U_2(\omega_k), \dots, U_M(\omega_k))^T$ – матрица-столбец, описывающая воздействие сторонних источников. Индекс T обозначает операцию транспонирования. Соотношение (11) представляет собой систему нелинейных алгебраических уравнений относительно неизвестных амплитуд гармоник распределения тока вдоль проводников микрополосковой структуры. Данная система – это система уравнений гармонического баланса для нелинейной цепи, представляющей собой соединение нелинейного и линейного многополюсников (рис. 2,а)

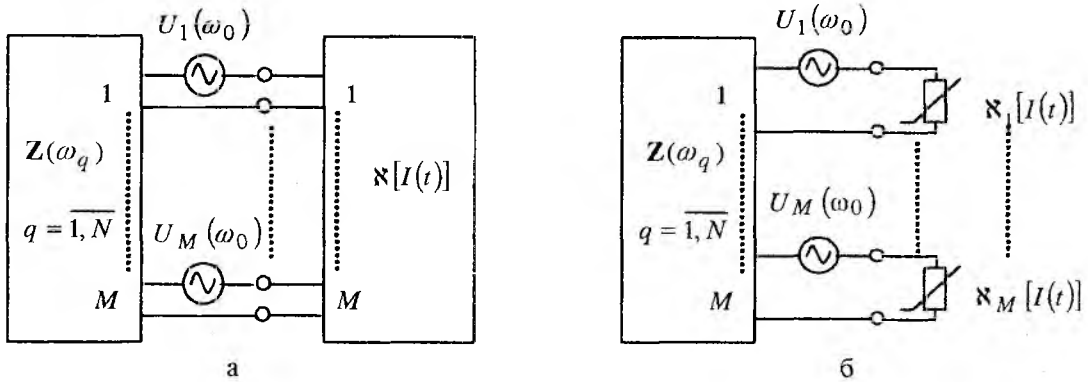


Рис. 2

Для аппроксимации распределения тока в линейной части интегрального уравнения использовались базисные функции в виде треугольников. При выборе базисных функций для аппроксимации распределения тока в нелинейной части интегрального уравнения одним из основных требований была эффективность вычисления оператора $\mathfrak{N}[I(t)]$. Чтобы обеспечить выполнение этого требования, необходимо выбрать такие базисные функции, чтобы на одном элементарном сегменте проводника (между двумя ближайшими разбиениями) ток определялся только одной такой функцией. Влияние аппроксимирующих функций соседних сегментов должно быть полностью исключено. Этого можно достичь, если использовать в качестве базисных кусочно-постоянные функции. В таком случае оператор $\mathfrak{N}[I(t)]$ будет описывать нелинейный многополюсник, состоящий из отдельных, не связанных между собой двухполюсных нелинейных элементов (рис.2,б). Очевидно, что такой подход приводит к более простому виду уравнений гармонического баланса, однако, чтобы повысить эффективность их решения необходимо определить оптимальный шаг разбиения области решения и оценить степень сходимости.

Для установления характера сходимости решения системы нелинейных интегральных уравнений были проведены некоторые численные эксперименты посредством прямых измерений. Рассматривалась микрополосковая структура в виде передающей линии электрической длиной $\lambda/2$. Конструктивный блок включает в себя кристалл подложки толщиной 1 мм прямоугольной формы размером $22,8 \times 9,8$ мм. Материал подложки был выбран с характеристиками, близкими по своим диэлектрическим свойствам к оксиду алюминия. Относительная диэлектрическая проницаемость и тангенс угла потерь субстрата равны 10 и 0,0005 соответственно. Физическая длина микрополосковой линии с учетом ее электриче-

ской длины на частоте 2,5 ГГц составила 22,8 мм. Ширина проводника 0,98 мм была выбрана из соображений обеспечения характеристического сопротивления линии 50 Ом.

В ходе расчетов применены некоторые идеализации, которые не влияют на характер исследуемых зависимостей. Предполагается, что подложка экранирована снизу идеальным проводником. Поскольку толщина полоска – величина на несколько порядков меньшая любого из габаритных параметров линии, для упрощения расчетов было решено устремить ее к нулю.

Проведены расчеты в предположении, что нелинейность поверхностного импеданса сверхпроводника носит индуктивный характер и описывается зависимостью $L(I) = L_0 + L_2 I^2$ (L_0 и L_2 – коэффициенты, характеризующие распределенную индуктивность и зависящие от нелинейных свойств ВТСП). Значения этих коэффициентов были получены в результате сопоставления результатов теоретического анализа и экспериментальных данных [4], а также при пересчете с учетом геометрии рассматриваемой структуры. В данном случае имеем $L_0=0.43$ мкГн/м; $L_2=0.13$ нГн/А²·м.

Существуют различные виды проявления нелинейности:

- интермодуляционные искажения (появление составляющих спектра с частотами, равными линейной комбинации двух или более частот возбуждения);
- генерация гармоник (возникновение составляющих с частотами, кратными частоте возбуждения);
- насыщение и снижение чувствительности (искажение слабого сигнала, когда мощный сигнал вводит в насыщение цепи усилителя);
- перекрестная модуляция (перенос модуляции с одного сигнала на другой);
- амплитудно-фазовые модуляционные преобразования (переход изменяющейся амплитуды в изменяющуюся фазу).

Хотя это абсолютно разные эффекты, причина их появления одна. Поэтому в данных исследованиях решено рассматривать только эффекты интермодуляционных искажений и генерацию высших гармоник.

Рассчитана амплитуда интермодуляционной составляющей 3-го порядка в спектре сигнала на выходе линии при двухчастотном воздействии. Питание линии осуществляется от источника с выходным сопротивлением 50 Ом, который обеспечивает на выходных зажимах две спектральные составляющие одинаковой амплитуды с частотами 2,5 ГГц и 2,50000001 ГГц в диапазоне мощностей -20 ... 10 дБм. Линия нагружена на согласованную нагрузку 50 Ом. Исследовался процесс сходимости решения НИУ при уменьшении шага интегрирования (увеличении количества разбиений). Результаты исследования представлены на рис. 3.

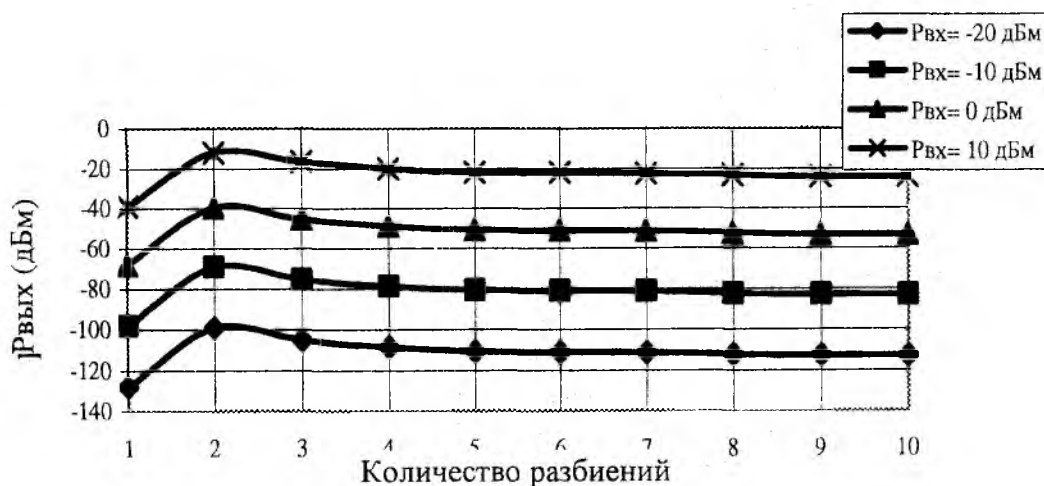


Рис. 3

Каждая из зависимостей, изображенных на графике, соответствует определенному уровню мощности входного сигнала. Как видно из рис. 3, процесс сходится довольно быстро и степень его сходимости не зависит от входной мощности.

Также исследовался процесс сходимости при одночастотном воздействии в указанном диапазоне входных мощностей. Рассчитана амплитуда 3-й гармоники на выходе микрополосковой линии. Питание линии осуществляется от источника с выходным сопротивлением 50 Ом на частоте 2,5 ГГц. Поскольку поведение полученных зависимостей аналогично тенденции, прослеживающейся на рис. 3, в данной работе мы не будем приводить их графики.

Интерес представляют также режимы работы рассматриваемого устройства с различным характером распределения амплитуды тока вдоль микрополосковой линии. В частности сравнивались режимы согласования, холостого хода и короткого замыкания при одно- и двухчастотном воздействии. Мощность сигнала на входе устройства – минус 20 дБм. Полученные зависимости для интермодуляционной составляющей, а также для амплитуды третьей гармоники при одночастотном воздействии представлены на рисунке 3 а и б соответственно.

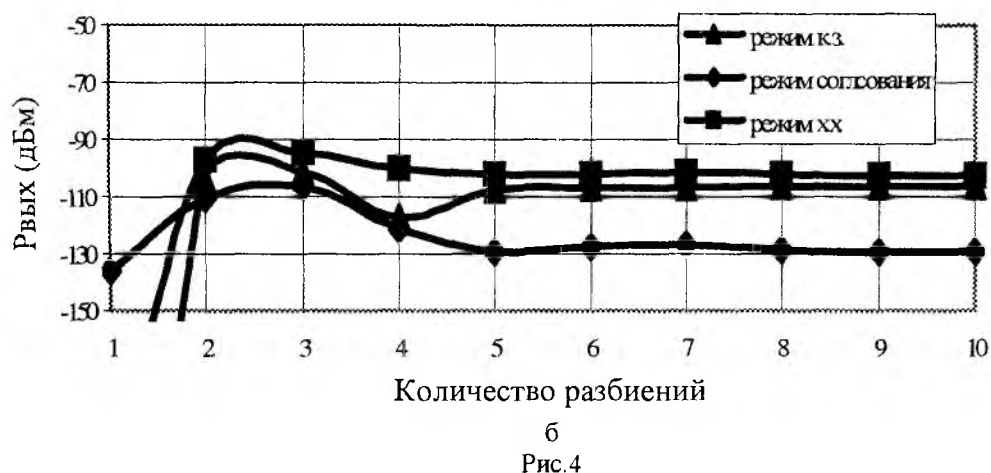
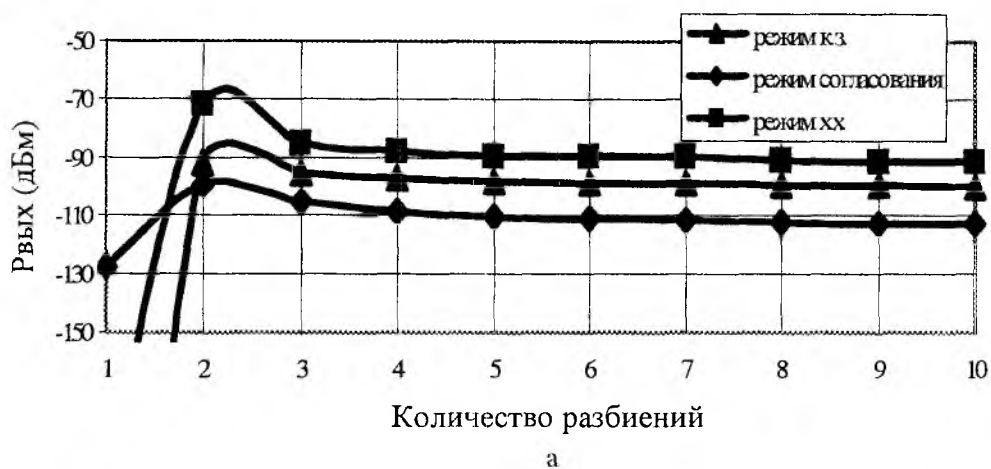


Рис. 4

Если принять в качестве критерия сходимости накопление ошибки интегрирования не более 0,5 дБ при различных шагах интегрирования по пространственным координатам, то из полученных зависимостей рис. 3, 4 можно сделать вывод, что устойчивость решения наблюдается уже при количестве разбиений равном восьми.

4 Выводы

Нами показано, что нелинейные характеристики микрополосковых структур можно оценить численно. Показано, что расчет периодического режима микрополосковых устройств с ленточными проводниками, которые обладают нелинейными свойствами, может быть сведен

к решению системы одномерных НИУ, что позволяет разработать достаточно эффективные алгоритмы их анализа. Проведены численные эксперименты по исследованию сходимости алгоритма решения системы нелинейных интегральных уравнений, описывающих электродинамические структуры, поверхностный импеданс которых обладает нелинейным характером. Результаты экспериментов в ходе которых использовался данный метод также опубликованы в [4, 5].

Список литературы: 1. *Alex I. Braginski* Superconducting electronics coming to market // IEEE Trans. Applied Superconductivity. 1999. No2. P. 2825 – 2836. 2. *Orest G. Vendik, Irina B. Vendik, Tatyana B. Samoilova* Nonlinearity of superconducting transmission line and microstrip resonator // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1997. No 2. P. 173 – 178. 3. *T. Dham, D. J. Scalapino* Analysis and optimization of intermodulation in high-Tc superconducting microwave filter design // IEEE Trans. Applied Superconductivity. 1998. Vol. 8, NO 4. P.149 – 157. 4. *Лучанинов А.И., Шокало В. М., Журбенко В. В., Омаров М. А.* Аналіз нелінійних ефектів у над провідникових мікросмужкових резонаторах // Радіоелектроніка та телекомунікації. 2002. №440. С. 150 – 154. 5. *Лучанинов А. И., Журбенко В.В., Омаров М. А.* Моделирование нелинейных эффектов в микрополосковых линиях с высокотемпературной сверхпроводимостью // Радиозлектроника и информатика. 2001. №3. С. 20 – 23.

Харьковский национальный
университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 07.05.2004

УДК 535.853

Расчет спектрального демультиплексора на вогнутой решетке для систем с полимерными оптическими волокнами / Л.В. Барткив, Я.В. Бобицкий, Г. Пойзель // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2004. Вып. 137. С. 7 – 15.

Проведено расчет и оптимизацию спектрального демультиплексора на вогнутой дифракционной решетке для систем с полимерными оптическими волокнами. Теоретически рассчитаны оптические потери в демультиплексоре для спектральных каналов, которые составляют 2,5...4 дБ.

Табл. 2. Ил. 4. Библиогр.: 15 назв.

УДК 535.853

Розрахунок спектрального демультиплексора на угнутій ґратці для систем з полімерними оптичними волокнами / Л.В. Бартків, Я.В. Бобицький, Г. Пойзель // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2004. Вип. 137. С. 7 – 15.

Проведено розрахунок і оптимізацію спектрального демультиплексора на угнутій дифракційній ґратці для систем з полімерними оптичними волокнами. Теоретично розраховано оптичні втрати в демультиплексорі для спектральних каналів, які становлять 2,5...4 дБ.

Табл. 2. Іл. 4. Бібліогр.: 15 назв.

UDC 535.853

Calculation of wavelength demultiplexer based on concave grating for systems with polymer optical fibers / L.V. Bartkiv, Ya.V. Bobitski, H. Poisel // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2004. N 137. P. 7 – 15.

Calculation and optimization of wavelength demultiplexer based on concave diffraction grating for systems with polymer optical fiber have been carried out. Theoretically estimated optical losses in demultiplexer for wavelength channels are in the range from 2.5 to 4 dB.

2 tab. 4 fig. Ref.: 15 items.

УДК 621.37: 621.391

Потенциальные возможности акустооптических анализаторов спектра при анализе коротких радиоимпульсов / А.И. Стрелков, В.И. Барсов, Н.М. Гришко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2004. Вып. 137. С. 16 – 22.

Рассмотрены потенциальные возможности акустооптических анализаторов спектра при анализе несущей частоты коротких радиосигналов. На основе традиционного описания оптического сигнала и помехи непрерывными функциями разработан оптимальный алгоритм обнаружения оптических сигналов в выходной плоскости акустооптического анализатора спектра при анализе коротких радиоимпульсов и оценена его эффективность по критерию отношения сигнал/шум. Проведен сравнительный анализ с результатами, полученными на основе представления оптических сигналов и помехи случайными дискретными потоками.

Ил. 3. Библиогр.: 13 назв.

УДК 621.37: 621.391

Потенційні можливості акустооптичних аналізаторів спектра при аналізі коротких радіоімпульсів / О.І. Стрелков, В.І. Барсов, М.М. Гришко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2004. Вип. 137. С. 16 – 22.

Розглянуто потенційні можливості акустооптичних аналізаторів спектра при аналізі несучої частоти коротких радіосигналів. На основі традиційного опису оптичного сигналу та перешкод безперервними функціями розроблено оптимальний алгоритм виявлення оптичних сигналів у вихідній площині акустооптичного аналізатора спектра та оцінено його ефективність за критерієм відношення сигнал/шум. Проведено порівняльний аналіз з результатами, що отримані на основі опису оптичних сигналів та перешкод випадковими дискретними потоками

Іл. 3. Бібліогр.: 13 назв.

UDC 621.37: 621.391

Potentialities of acoustic-optical spectrum analyzers when analyzing short radio pulses / A.I. Strelkov, V.I. Barsov, N.M. Grishko // Radiotekhnika: All-Ukr. Interdep. Sci. Mag. 2004. N 137. P. 16 – 22.

Potentialities of acoustic-optical spectrum analyzers when analyzing short radio pulses carriers frequency are considered. On the basis of the traditional description of the optical signal and noise with continuous functions the optimal algorithm of optical signal detection in the output plane of the acoustic-optical spectrum analyzers when analyzing short radio pulses was developed and it's efficiency was estimated by the signal/noise criterion. The comparative analysis was performed using result obtained on the basis of optical signals and noise presentation with random discrete flows.

3 fig. Ref.: 13 items.

УДК 621.391

Распознавание речевого сигнала на фоне коррелированной помехи / И.Н. Пресняков, С.В. Омельченко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2004. Вып. 137. С. 23 – 30.

Рассмотрен ряд алгоритмов распознавания слов речи на основе решетчатых фильтров. Проведен сравнительный анализ ряда алгоритмов распознавания в пространстве отношений площадей сечений голосового тракта и коэффициентов отражения.

Табл. 1. Ил. 5. Библиогр.: 7 назв.

УДК 621.391

Розпізнавання мовного сигналу на фоні корельованої завади / І.М.Пресняков, С.В.Омельченко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2004. Вип. 137. С. 23 – 30.

Розглянуто ряд алгоритмів розпізнавання слів мови на основі ґратчастих фільтрів. Проведено порівняльний аналіз ряду алгоритмів розпізнавання в просторі відношень площин мовного тракту і коефіцієнтів відображення.

Табл. 1. Іл. 5. Бібліогр.: 7 назв.

UDC 621.391

Recognition of speech signal on the correlated noise background / I.N. Presnjakov, S.V. Omelchenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2004. N 137. P. 23 – 30.

A number of speech word recognition algorithms on the lattice filters was considered. The comparative analysis of a number of recognition algorithms in the space of voice canal -to -reflection coefficient ratio sectional areas was performed.

1 tab. 5 fig. Ref.: 7 items.

УДК 621.391:51.142

Взаимодействие движущегося кольцевого тока с неоднородной волноводной структурой / С.В. Чумаченко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2004. Вып. 137. С. 31 – 35.

Задача о взаимодействии движущегося кольцевого тока с неоднородной волноводной структурой решается методом суммирования рядов по выборочным значениям в гильбертовом пространстве с воспроизводящим ядром. Применение метода позволило аналитически получить выражения для амплитуд возбуждаемых волноводных гармоник, не содержащие рядов.

Библиогр.: 10 назв.

УДК 621.391:51.142

Взаємодія кільцевого струму, що рухається, з неоднорідною хвильоводною структурою / С.В. Чумаченко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2004. Вип. 137. С. 31 – 35.

Задача про взаємодію кільцевого струму, що рухається, з неоднорідною хвильоводною структурою розв'язується методом підсумовування рядів за вибірковими значеннями в гільбертовому просторі з відтворюючим ядром. Застосування методу дало можливість аналітично здобути вирази для амплітуд хвильовідних гармонік, які не містять рядів.

Бібліогр.: 10 назв.

UDC 621.391:51.142

Interaction between moving ring current and inhomogeneous waveguide structure / S.V. Chumachenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2004. N 137. P. 31 – 35.

The problem about interaction of a moving ring current with inhomogeneous waveguide structure is solved by series summation method on selective values in a Hilbert space with a reproducing kernel. This method allows analytically to obtain alternative representations for electromagnetic field coefficients without series.

Ref.: 10 items.

УДК 621.317.77

Выбор разрядности дискретного фазовращателя в задачах исследования характеристик канала связи гомодинными методами / И.Б. Широков, С.Н. Поливкин // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2004. Вып. 137. С. 36 – 43.

Обоснована целесообразность использования гомодинных методов при решении задач исследования фазовых характеристик каналов связи или любых других четырехполюсников. Проанализированы проблемы построения измерительных установок для исследования фазовых характеристик объектов. Для решения поставленной задачи показана возможность применения дискретного фазовращателя. Обоснован выбор числа дискретов изменения фазы.

Табл.2. Ил.4. Библиогр.: 5 назв

УДК 621.317.77

Вибір розрядності дискретного фазообертача в задачах дослідження характеристик каналу зв'язку гомодинними методами / І.Б.Широков, С.Н. Полівкін // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2004. Вип. 137. С. 36 – 43.

Обґрунтовано доцільність використання гомодинних методів при вирішенні задач дослідження фазових характеристик каналів зв'язку чи будь-яких інших чотириполюсників. Проаналізовано проблеми побудови вимірювальних установок для дослідження фазових характеристик об'єктів. Для рішення поставленої задачі показана можливість застосування дискретного фазообертача. Зроблено обґрунтування вибору числа дискретів зміни фази.

Табл.2. Іл.4. Бібліогр.: 5 назв

UDC 621.317.77

Selection of capacity of the discrete phase shifter in the problems of channel characteristics' investigation with homodyne methods / I.B. Shirokov, S.N. Polivkin // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2004. N 137. P. 36 – 43.

Advisability of using homodyne methods in solving the problems of investigation of the communication channels phase characteristics as well as any other quadripole characteristics was justified. The problems of measuring equipment design for object phase characteristics examining were analyzed. The possibility of using the discrete phase shifter was shown. Selection of the number of phase shifter discretets was substantiated.

2 tab., 4 fig. Ref.: 5 items.

УДК 621.98.044.7

Рециркуляционные устройства. Преобразования импульсных сигналов. Сообщение 1. Постановка задачи. Базовые принципы функционирования / В.А. Посошенко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. науч.-техн. сб. 2004. Вип. 137. С. 44 – 49.

Рассмотрены рециркуляционные устройства, которые предназначены для асинхронного формирования последовательностей импульсных сигналов с изменением их длительности в каждом цикле рециркуляции. При этом абсолютная величина изменения длительности импульсов существенно меньше ее среднего значения.

Ил. 5. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.98.044.7

Рециркуляційні пристрої перетворення імпульсних сигналів. Повідомлення 1. Постановка задачі. Базові принципи функціонування / В.А. Посошенко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2004. Вип.137. С. 44 – 49.

Розглянуто рециркуляційні пристрої, що призначені для асинхронного формування послідовностей імпульсних сигналів зі зміною їхньої тривалості в кожному циклі рециркуляції. При цьому абсолютна величина зміни тривалості імпульсів істотно менше її середнього значення.

Іл. 5. Бібліогр.: 2 назв.

UDC 621.98.044.7

Recycle devices. Transformations of pulse signals. Message 1. Statement of the problem. Base principles of functioning / V.A. Pososhenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. .2004. N 137. P. 44 – 49.

Recycle devices, intended for asynchronous formation of sequences of pulse signals with change of their duration in each cycle of the recycle are considered . Here, the absolute size of the pulses duration change is essentially less than its average value.

УДК 537.876:621.37

Импедансные свойства фрактальных поверхностей волноведущих гребенчатых структур / А.А. Мисюра, В.М. Онуфриенко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. науч.- техн.сб. 2004. Вип. 137. С. 50 – 55.

Представлены результаты исследования импедансных свойств фрактальных поверхностей на примере простейшей гребенчатой структуры. Для нахождения основных характеристик такой системы применен аппарат дробного интегро-дифференцирования. Показано влияние скейлингового показателя на величину поверхностного импеданса и распределения поля во фрактальной среде.

Ил. 4. Библиогр.: 9 назв.

УДК 537.876:621.37

Імпедансні властивості фрактальних поверхонь хвилеводних гребінчастих структур / А.О. Місюра, В.М. Онуфрієнко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2004. Вип. 137. С. 50 – 55.

Надані результати дослідження імпедансних властивостей фрактальних поверхонь на прикладі найпростішої гребінчастої структури. Для знаходження головних характеристик такої системи застосовано апарат

дробового інтегро-диференціювання. Показано вплив скейлінгового показника на величину поверхневого імпедансу та розподіл поля у фрактальному середовищі.

Іл.4. Бібліогр.: 9 назв.

UDC 537.876:621.37

The impedance properties of fractal surfaces of waveguide comb structures / A.O. Misyura, V.M. Onufriyenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2004. N. 137. P. 50 – 55.

The investigation results of impedance properties of waveguide comb structures' fractal surfaces are presented. To determine the basis characteristics of this system the apparatus of fractional integro – differential calculus has been used. The influence of the scaling index on the value of surface impedance and field distribution in the fractal medium has been shown.

4 fig. Ref.: 9 items.

УДК 621.375.4

Компенсация температурного ухода усиления в маломощном усилителе Ka-диапазона / И.К. Сундучков, И.В. Яковлев // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2004. Вып.137. С. 56 – 59.

Приводятся результаты разработки в ОАО «Сатурн» маломощного усилителя Ka-диапазона с АРУ, работающей от датчика температуры окружающей среды и компенсирующей температурные уходы усиления. Представлены состав и топология усилителя, результаты расчета и климатических испытаний. Показано, что при изменении температуры окружающей среды от -40°C до $+60^{\circ}\text{C}$ абсолютный уход коэффициента передачи усилителя равного +45дБ не превышает 1 дБ. При этом частотная неравномерность коэффициента передачи усилителя в диапазоне частот при изменении температуры окружающей среды в указанной вилке температур не превысила величину 1,0 дБ.

Табл. 3. Ил.5. Библиогр.: 9 назв.

УДК 621.375.4

Компенсація температурного уходу підсилення у маломощному підсилювачі Ka-діапазоні / І.К. Сундучков, І.В. Яковлев // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2004. Вип. 137. С. 56 – 59.

Наводяться результати розробки в ОАО «Сатурн» маломощного підсилювача Ka-діапазону з АРП, що працює від датчика температури навколишнього середовища, який компенсує температурні уходи підсилення. Представлено склад та топологію підсилювача, результати розрахунку та кліматичних випробувань. Показано, що при зміні температури навколишнього середовища від -40°C до $+60^{\circ}\text{C}$ абсолютний ухід коефіцієнта передачі підсилювача рівного +45дБ не перевищує 1дБ. При цьому частотна нерівномірність коефіцієнта передачі підсилювача в діапазоні частот при зміні температури навколишнього середовища в зазначеній вилці температур не перевищила величину 1,0дБ.

Табл.3. Іл.5. Бібліогр.: 9 назв.

UDC 621.375.4

Compensation of amplification temperature deviation in low-noise amplifier in Ka-band / I.K. Sunduchkov, I.V. Yakovlev // Radiotekhnika: All-Ukr.Sci. Interdep. Mag. 2004. N 137. P. 56 – 59.

Results development of the Ka-band low-noise amplifier with Automatic Amplification Control, which operates from temperature indicator of environment and compensates temperature deviations, performed in PC «Saturn» are given in this work. Composition and typology of the amplifier, results of calculations of climate testing are presented. It is shown that under alteration of temperature environment from -40°C up $+60^{\circ}\text{C}$ the absolute deviation of amplifier transmission gain which is +45 dB does not exceed 1dB. Under above conditions irregularity of amplifier transmission gain in frequency band when temperature was changed as described above did not exceed 1,0 dB.

Tabl.3. Fig.:5. Ref.:9 items.

УДК 519.6

Синтаксический анализ языковых конструкций, описывающих цифровые устройства / Г.Ф. Дюбко, Фуджу Халлид Исса // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч. – техн. сб. 2004. Вып. 137. С. 60 – 66.

Приводится использование грамматики как формальной системы для представления знаний, позволяющих конструировать программные модели цифровых устройств. В качестве механизма обработки знаний, заключенных в языковой конструкции, применен синтаксический анализатор. Приведен способ построения анализатора на основе аннотированной грамматики и алгоритм синтаксического анализа. Построен характеристический автомат для парсинга языковой конструкции, представляющей описание интерфейса и поведения счётчика единиц.

Ил.2. Библиогр.: 2 назв.

УДК 519.6

Синтаксичний аналіз мовних конструкцій, що описують цифрові пристрої / Г.Ф. Дюбко, Фуджу Халлід Исса // *Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук. – техн. зб.* 2004. Вип. 137. С. 60 – 66.

Наводиться використання граматики як системи для подання знань, які дозволяють конструювати програмні моделі цифрових пристроїв. У якості механізму обробки знань, що містяться у мовній конструкції, застосовано синтаксичний аналізатор. Наведено спосіб побудови аналізатора на основі анотованої граматики та алгоритм синтаксичного аналізу. Побудовано характеристичний автомат для парсингу мовної конструкції, яка являє собою опис інтерфейсу та поведінки лічильника одиниць.

Ил. 2. Бібліогр.: 2 назви.

UDC 519.6

The syntactic analysis of the language designs describing digital devices / G.F. Dyubko, Fudzhu Khaled Issa // *Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep.* 2004. N 137. P. 60 – 66.

The use of grammar as a formal system for knowledge representation, making it possible to design program models for digital devices, is given. The syntactic analyzer is a mechanism for processing knowledge contained in a language structure. The analyzer construction method based on the annotated grammar and syntactic analysis is presented. The characteristic automatic device for parsing the language structure representing the interface description and the units counter behavior is manufactured.

2 fig. Ref.: 2 items.

УДК 621.396.67

Потенциальная точность ближнезонных методов определения характеристик антенн при использовании импульсных сигналов / В.А. Усин, О.Д. Анохина, А.В. Усина // *Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб.* 2004. Вип. 137. с. 67 – 78.

Проведен аналіз точності визначення частотної характеристики антенн по вимірюванням часових імпульсних відгуків. Розглянуто вплив адитивних і мультиплікативних помилок вимірювань часових імпульсних відгуків, а також вплив помилок, обумовлених вимірювальним комплексом на погрешність визначення частотної характеристики.

Ил. 3. Бібліогр.: 16.

УДК 621.396.67

Потенційна точність ближньозонних методів визначення характеристик антен при використанні імпульсних сигналів / В.А. Усін, О.Д. Анохіна, А.В. Усіна // *Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб.* 2004. Вип. 137. С. 67 – 78.

Проведено аналіз точності визначення частотної характеристики антен за вимірюваннями часових імпульсних відгуків. Розглянуто вплив адитивних та мультиплікативних помилок вимірювань часових імпульсних відгуків, а також вплив помилок, обумовлених вимірювальним комплексом на похибки визначення частотної характеристики.

Ил. 3. Бібліогр.: 16.

UDC 621.396.67

Potential accuracy of near field methods of antenna characteristics determination using impulsive signals / V.A. Usin, O.D. Anohina, A.V. Usina // *Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag.* 2004. N 137. P. 67 – 78.

The analysis of accuracy of antenna frequency characteristics estimation by time impulse responses measurements is performed. The action of additive and multiplicative errors of time impulse responses measurement is considered, and also the action of the errors stipulated by a measuring complex on the error of estimation of frequency definition is considered, too.

3 fig. Ref.: 16 items.

УДК 537.874:621.398

Волноводно-щелевая антенна с наклонными щелями в узкой стенке прямоугольного волновода / В.А. Катрич, С.А. Мартыненко, С.В. Пшеничная // *Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб.* 2004. Вип. 137. С. 79 – 87.

На основе метода МДС построена математическая модель расчета характеристик антенны с наклонными щелями в волноводе. Учтена толщина стенки волновода и вырезы щелей в широкие стенки волновода. Показано, что для получения оптимальных диаграмм направленности амплитудное распределение в раскрыве антенны можно создавать с помощью изменения угла наклона и глубины выреза в широкие стенки волновода каждой щели.

Ил. 9. Бібліогр.: 16 назв.

УДК 537.874:621.398

Хвилеводно-щілинна антена з похилими щілинами у вузькій стінці прямокутного хвилеводу / В.О.Катрич, С.О. Мартиненко, С.В. Пшенична // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2004. Вип. 137. С. 79 – 87.

На основі методу МДС побудована математична модель розрахунку характеристик антени з похилими щілинами в хвилеводі. Врахована товщина стінки хвилеводу і вирізи щілин у широкі стінки хвилеводу. Показано, що для одержання оптимальних діаграм спрямованості амплітудний розподіл у розкритті антени можна створювати за допомогою зміни кута нахилу і глибини вирізу в широкі стінки хвилеводу кожної щілини.

Іл. 9. Бібліогр.: 16 назв.

UDC 537.874:621.398

Waveguide-slotted antenna with inclined slots in the narrow wall of the rectangular waveguide / V.A. Katrich, S.A. Martynenko, S.V. Pshenichnaya // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2004. N 137. P. 79 – 87.

On the basis of the magneto-motive forces method for calculating characteristics of the mathematical model of the waveguide-slotted antenna with inclined slots in the waveguide is constructed. A waveguide wall width and value of the slot penetration is considered in the work. It is shown that to obtain an optimal radiation pattern, a magnitude-phase distribution in the antenna aperture can be created by changing the angle title and the penetration value in the broad wall of the waveguide of each slot.

9 fig. Ref.: 16 items.

УДК 621.396.67

О фокусирующих свойствах круглой апертуры в материальных средах / В.В. Должиков, А.В. Сербин // Радіотехніка: Всеукр. межвед. науч.-техн. Сб. 2004. Вип. 137. С. 88 – 95.

Приведены результаты исследования распределения поля в зоне Френеля антенны в виде круглой сфокусированной апертуры, излучающей в материальную среду. Исследована возможность и определена достижимая степень фокусировки электромагнитного поля в ней.

Ил. 8. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396.67

Про фокусучі властивості круглої апертури в матеріальних середовищах / В.В. Должиков, А.В. Сербин // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2004. Вип. 137. С. 88 – 95.

Наведено результати дослідження розподілу поля в зоні Френеля антени у вигляді круглої сфокусованої апертури, яка випромінює у матеріальне середовище. Досліджена можливість та визначено досяжний ступінь фокусування електромагнітного поля в ній.

Іл. 8. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 621.396.67

On circular aperture focusing properties in matter / V.V. Dolzhikov, A.V. Serbin // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2004., N 137. P. 88 – 95.

Research results of the field distribution in the Fresnel zone circular focused aperture radiating into the material medium are given. Possibilities and realized focusing degree of the electromagnetic field in it are investigated.

8 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.396.677

Взаимные сопротивления горизонтальных электрических диполей над слоем неидеального диэлектрика / П.Л. Токарский // Радіотехніка: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2004. Вип. 137. С. 96 – 99.

Рассмотрена задача излучения связанных горизонтальных электрических диполей Герца, расположенных над двухслойным полупространством. Получены выражения для вычисления полного взаимного сопротивления, взаимного сопротивления излучения и взаимного сопротивления потерь между такими диполями. Приведены зависимости взаимных сопротивлений между горизонтальными диполями, расположенными над слоем заземленного диэлектрика, от расстояния между ними, а также зависимости КПД диполя от толщины слоя диэлектрика и высоты его подвеса над поверхностью раздела. Обсуждены результаты вычислений.

Ил. 3. Библиогр.: 9 назв.

УДК 621.396.677

Взаємні опори горизонтальних електричних диполів над шаром неідеального діелектрика / П.Л. Токарський // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2004. Вип. 137. С. 96 – 99.

Розглянута задача випромінювання пов'язаних горизонтальних електричних диполів Герця, розташованих над двошаровим напівпростором. Одержані вирази для обчислення повного взаємного опору, взаємного опору

випромінювання та взаємного опору втрат між такими диполями. Наведені залежності взаємних опорів між горизонтальними диполям від відстані між ними, а також залежності ККД диполя від товщини шару діелектрика та висоти його розташування над поверхнею поділу. Обговорені результати обчислень.

Ил. 3. Бібліогр.: 9 назв.

UDC 621.396.677

Mutual impedance between horizontal electrical dipoles placed over the imperfect dielectric slab / P.L. Tokarsky // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2004. N 137. P. 96 – 99.

The problem of radiating coupled horizontal electrical Hertzian dipoles, placed over the two-layered halfspace, is considered. The expressions for computation of the mutual impedance, mutual radiation resistance and mutual loss resistance between these dipoles are obtained. The mutual resistance between the horizontal dipoles versus the distance between them, and also radiation efficiency of the dipole versus the slab thickness and the high over interface are presented. The computation results are discussed.

3 fig. Ref.: 9 items.

УДК 621.396.96

Компенсация аномальных наблюдений при оценке параметров траектории объектов / Ю.Г. Даник, Р.Э. Пашенко, А.А. Наконечный, Н.Н. Ткаченко, А.В. Челпанов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2004. Вып. 137. С. 100 – 104.

Рассматривается двухсторонний алгоритм фильтрации параметров траектории объектов, при реализации которого по полученным последовательностям динамических ошибок осуществляется обнаружение аномальных наблюдений. Данный алгоритм позволяет отсеleccionировать аномальные наблюдения и тем самым повысить точность оценки параметров траектории объектов.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396.96

Компенсація аномальних спостережень при оцінці параметрів траєкторії об'єктів / Ю.Г. Даник, Р.Е. Пашенко О.А. Наконечний, М.М. Ткаченко, А.В. Челпанов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2004. Вип. 137. С. 100 – 104.

Розглядається двосторонній алгоритм фільтрації параметрів траєкторії об'єктів, при реалізації якого отриманими послідовностями динамічних помилок здійснюється виявлення аномальних спостережень. Даний алгоритм дозволяє відсеlectionувати аномальні спостереження і тим самим підвищити точність оцінки параметрів траєкторії об'єктів.

Ил. 1. Бібліогр.: 3 назв.

UDC 621.396.96

Compensation of the anomalous observation when estimating the objects' track parameters / U.G. Danik, R.E. Pashchenko, A.A. Nakonechny, N.N. Tkachenko, A.V. Chelpanov. // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2004. N 137. P. 100 – 104.

Two-sided algorithm for filtration of the target track parameters is under consideration. Detection of the anomalous observation through obtained consequents of the dynamic errors is fulfilled when realizing the algorithm. This algorithm permits to select the anomalous observations and there fore to improve the accuracy of the estimation of the objects' track parameters.

1 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.396.67

Влияние дестабилизирующих факторов на вид функции неопределенности при использовании продольного синтеза апертуры в режиме пикирования / А. И. Куртов, О. А. Шутиков, Н. И. Новиков // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2004. Вып. 137. С. 105 – 112.

Одной из актуальнейших проблем современной радиолокации является проблема дальнейшего повышения точности и разрешающей способности при определении угловых координат движущихся целей при нахождении летательного аппарата в режиме пикирования. Важность и практическая значимость решения соответствующих задач связана с эффективностью функционирования современных бортовых радиосистем с использованием продольного синтеза апертуры.

Ил. 5. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.396.67

Вплив дестабілізуючих факторів на вид функції невизначеності при використанні поздовжнього синтезу апертури в режимі пікірування / А. І. Куртов, О. О. Шутіков, М. І. Новіков // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2004. Вип. 137. С. 105 – 112.

Однією з актуальних проблем сучасної радіолокації є проблема подальшого підвищення точності і розподільної здатності при визначенні кутових координат рухомих цілей, коли літальний апарат перебуває у режимі пікірування. Важливість і практична значимість рішення відповідних задач пов'язана з ефективністю функціонування сучасних бортових радіосистем з використанням поздовжнього синтезу апертури.

Іл. 5. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 621.396.67

Influence of destabilizing factors on ambiguity function shape applying longitudinal aperture synthesis in the dive mode / A.I. Kurtov, O.O. Shutikov, N.I. Novikov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2004. N 137. P. 105 – 112.

One of the most actual problems in modern radiolocation is the problem of further accuracy and resolution increase at defining angular data of moving targets when aircraft is in the dive mode. Importance and practical significance of the corresponding tasks solution is connected with functioning effectiveness of modern airborne radio systems with the use of longitudinal aperture synthesis.

5 fig. Ref.: 6 items.

УДК 621.396.96

Обнаружение маловысотных целей на загоризонтных дальностях над морским тропосферным волноводом / В.Л. Мисайлов, Н.Н. Петрушенко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2004. Вип. 137. С. 113 – 117.

Предложен подход к оценке величины поля электромагнитных волн над тропосферным волноводом (ТВВ). Оценены значения показателей качества обнаружения целей, летящих над верхней стенкой ТВВ над морской поверхностью.

Ил. 7. Библиогр.: 7 назв.

УДК 621.396.96

Виявлення маловисотних цілей на загоризонтних дальностях над морським тропосферним хвильоводом / В.Л. Мисайлов, М.М. Перушенко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2004. Вип. 137. С. 113 – 117.

Запропоновано підхід до визначення величини поля електромагнітних хвиль над тропосферним хвильоводом (ТХВ). Зроблене оцінювання показників якості виявлення цілей, що летять над верхню стінкою ТХВ над поверхнею моря.

Іл. 7. Бібліогр.: 7 назв.

UDC 621.396.96

Detection of low-height targets at over-the-horizon distances above the sea tropospheric waveguide / V.L. Misajlov, N.N. Petrusenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2004. N 137. P. 113 – 117.

The method of the electromagnetic field amplitude estimation is offered. The probability of the targets detection above the sea tropospheric waveguide is estimated.

7 fig. Ref.: 7 items.

УДК 621.396.2.: 621.316.2

Параметрическое оценивание спектров четвертого порядка негауссовых процессов / В.А. Тихонов, К.В. Нетребенко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2004. Вип. 137. С. 118 – 122.

Проанализировано преобразование спектров четвертого порядка негауссова белого шума системами, описываемыми моделями авторегрессии. Приведены выражения для параметрической оценки спектров высших порядков негауссовых процессов, описываемых обобщенными моделями авторегрессии. Сравняется точность полученных спектральных оценок с оценками, рассчитанными с помощью преобразования Фурье.

Ил. 4. Библиогр.: 8 назв.

УДК 621.396.2.: 621.316.2

Параметричне оцінювання спектрів четвертого порядку негауссових процесів / В.А. Тихонов, К.В. Нетребенко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2004. Вип. 137. С. 118 – 122.

Проаналізовано перетворення спектрів четвертого порядку негауссова білого шуму. Наведені рівняння для параметричної оцінки спектрів вищих порядків негауссових процесів, що описуються узагальненими моделями

авторегресії. Порівнюється точність отриманих спектральних оцінок з оцінками, які було розраховано за допомогою перетворення Фур'є.

Іл. 4. Бібліогр.: 8 назв.

UDC 621.396.2.: 621.316.2

Parametric estimation of the fourth-order spectra of non-Gaussian processes / V.A. Tykhonov, K.V. Netrobenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2004. N. 137. P. 118 – 122.

Transformation of the fourth-order spectra of non-Gaussian white noise was analysed. The expressions for parametric estimation of higher-order spectra of non-Gaussian processes described with the generalized autoregressive models were given. Precision of the obtained estimation and the Fourier estimation were compared.

4 fig. Ref.: 8 items.

УДК 551.501.7

Автоматизация классификации амплитудно-временных структур эхо-сигналов в системах акустического зондирования пограничного слоя атмосферы / В.И. Леонидов, Г.И. Сидоров // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2004. Вып. 137. С. 123 – 129.

Обосновывается применение метода классификации амплитудно-временных структур выборок акустических эхо-сигналов для контроля термодинамических процессов в атмосферном пограничном слое.

Ил. 2. Библиогр.: 15 назв.

УДК 551.501.7

Автоматизація класифікації амплітудно-часових структур луно-сигналів у системах акустичного зондування прикордонного шару атмосфери / В.Ш. Леонідов, Г.І. Сидоров // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2004. Вип 137. С. 123 – 129.

Обґрунтовується застосування методу класифікації амплітудно-часових структур вибірок акустичних луно-сигналів для контролю термодинамічних процесів в атмосферному прикордонному шарі.

Іл.2. Бібліогр. :15 назв.

UDC 551.501.7

Automation of the amplitude-time echo-signals structures classification in the atmospheric boundary layer acoustic sounding systems / V.I. Leonidov, G.I. Sidorov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2004. N. 137. P. 123 – 129.

Application of the amplitude-time structure pattern classification method to the thermodynamic process control in atmospheric boundary layer is justified.

2 fig. Ref.:15 items.

УДК 621.371.96

Повышение пропускной способности метеорного радиоканала путём применения переменной скорости передачи данных / И. Е. Антипов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2004. Вып. 137. С. 130 – 134.

Рассмотрены особенности метеорного радиоканала и указано, что основным его недостатком является низкая пропускная способность. Проанализирован процесс формирования и разрушения метеорного следа и связанные с этим изменения сигнала. Для повышения пропускной способности предложено отказаться от фиксированной скорости передачи данных и применить переменную скорость, значение которой зависит от отношения сигнал/шум в приёмном пункте. Предложены технические способы реализации переменной скорости в метеорном радиоканале с использованием многопозиционной относительной фазовой модуляции. Представлены результаты расчётов, показывающие, что применение переменной скорости может повысить эффективность использования метеорного радиоканала с 45 до 75 %.

Ил. 3. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.371.96

Підвищення пропускної спроможності метеорного радіоканалу шляхом застосування змінної швидкості передачі даних / І. Є. Антіпов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2004. Вип. 137. С. 130 – 134.

Розглянуто особливості метеорного радіоканалу і вказано, що основним його недоліком є низька пропускна спроможність. Проаналізовано процес формування і руйнування метеорного сліду і пов'язані з цим зміни сигналу. Для підвищення пропускної спроможності запропоновано відмовитись від фіксованої швидкості передачі даних і застосувати змінну швидкість, значення якої залежить від співвідношення сигнал/шум у приймальному пункті. Запропоновано технічні способи реалізації змінної швидкості в метеорному радіоканалі з використанням багатопозиційної відносної фазової модуляції. Представлено результати розрахунків, які пока-

зують, що застосування змінної швидкості може підвищувати ефективність використання метеороного радіоканалу з 45 до 75 %.

Лл. 3. Бібліогр.: 4 назв.

UDC 621.371.96

Increase in meteor radio channel capacity by means of variable data transmission rate use / I. E. Antipov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2004. N 137. P. 130 – 134.

Singularities of meteor radio channel are considered and it is shown that its main shortage is a low capacity. The process of the meteor trail formation and destruction and the signal changes connected with it is analyzed. To increase the capacity it is offered to avoid a fixed data bit rate and use variable one, which depends on the signal-to-noise ratio at the receiving point. The technical means to implement the variable bit rate are proposed – multiposition differential phase shift keying. The calculations show that the use of variable bit rate can increase the meteor-burst channel efficiency from 45 to 75 %.

3 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.396.67

Формирователи импульсов СШП излучения на основе нелинейной системы с магнитным прерыванием тока / В.И. Чумаков, А.В. Столярчук, М.А. Острижной, Ю.Я. Волколупов, Т.А. Семенец, Ю.А. Лошаков // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2004. Вып. 137. С. 135 – 138.

Рассмотрены устройства для генерации сверхширокополосных импульсов, в которых в качестве коммутатора использован магнитный ключ. Применение такого способа коммутации позволяет обеспечить работу устройства в режиме генерации периодических импульсных последовательностей.

Лл. 3. Библиогр.: 8 назв.

УДК 621.396.67

Формувачі імпульсів НШС випромінювання на основі нелінійної системи із магнітним перериванням струму / В.І. Чумаков, О.В. Столярчук, М.О. Острижний, Ю.Я. Волколупов, Т.О. Семенец, Ю.О. Лошаков // Радиотехніка: Всеукр. межвід. наук.-техн. зб. 2004. Вип. 137, С. 135 – 138.

Розглянуто пристрої для генерації надширокополосних імпульсів, де у якості комутатора використано магнітний ключ. Використання такого способу комутації дозволило забезпечити роботу пристрою в режимі генерації періодичних імпульсних послідовностей.

Лл. 3. Бібліогр.: 8 назв.

UDC 621.396.67

UVB pulses generator based on nonlinear system with magnetic current breaker / V.I. Chumakov, A.V. Stolarchuk, M.A. Ostrizhnoy, Yu. Ya Volkolupov, T.A. Semenets, Yu.A. Loshakov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2004. N 137. P. 135 – 138.

The devices for generation of high-power ultra-wide band pulse, using magnetic current switch are considered. The plasmatic commutator, controlled by inside magnetic field, is used as a switch. It allows to provide a periodic mode of pulses generation in devices.

3 fig. Ref.: 8 items.

УДК 621.385

Движение заряженных частиц в системах со скрещенными полями цилиндрической конструкции (кинематическое приближение) / А.Н. Никитенко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2004. Вып. 137. С. 139 – 143.

Построено аналитическое решение уравнений движения заряженных частиц в системах со скрещенными полями цилиндрической конструкции.

Погрешность при сравнении результатов, полученных по аналитическим выражениям и по численому методу Рунге–Кутта четвертого порядка, не превышает 5 %.

Лл. 3. Библиогр.: 19 назв.

УДК 621.385

Рух заряджених частинок у системах зі схрещеними полями циліндричної конструкції (кінематичне наближення) / О.М. Нікітенко // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2004. Вип. 137. 139 – 143.

Побудовано аналітичний розв'язок рівнянь руху заряджених частинок у системах зі схрещеними полями циліндричної конструкції.

Похибка при порівнянні результатів, що отримано за аналітичними виразами та за допомогою чисельного методу Рунге–Кутта четвертого порядку, не перевищує 5 %.

Лл. 3. Бібліогр.: 19 назв

UDC 621.385

The charged particles motion in cylindrical construction crossed-field systems / O.M. Nikitenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2004, N 137. P. 139 – 143.

The analytic solution of the ponderomotive equations for the cylindrical construction crossed-field systems was obtained.

The error was not more 5 % when comparing the results obtained with analytical expressions and numerical fourth-order expression by Runge–Kutta method.

3 fig. ref.: 19 items.

УДК 621.385

Обоснование возможности регенерации мощных ЭВП. 3. Катодный узел / М.А.Копоть, В.П. Герасимов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2004. Вып. 137. С. 144 – 147.

Приведен подход к проблеме регенерации ЭВП, в частности к катодному узлу. Проведён анализ развития катодных узлов. Показан перспективный путь увеличения срока службы катода.

Ил.3. Библиогр.: 10 назв.

УДК 621.385

Обґрунтування можливості регенерації потужних ЕВП. 3. Катодний вузол / М.А.Копоть, В.П. Герасимов // Радиотехника: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2004. Вип. 137. С. 144 – 147.

Наведено підхід до проблеми регенерації ЕВП, зокрема до катодного вузла. Проведено аналіз розвитку катодних вузлів. Показано перспективний шлях підвищення терміну дії катода.

Ил.3. Бібліогр.: 10 назв.

UDC 621.385

Justification of the possibility to regenerate powerful electronic vacuum devices. 3. Cathode node / M.A. Kopot', V.P.Gerasimov // Radiotekhnika : All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2004. N 137. P. 144 – 147.

An approach to the problem of the electric vacuum devices regeneration, to the cathode in particular, is cited. The analysis of the cathode nodes development is given. Perspective way of the cathode operation period increase is shown.

3 fig. Ref.: 10 items.

УДК 621.362:621.383

Физико-технологические особенности формирования тильноконтактных фотопреобразователей / В.А. Антонова, В.Н. Борщев, В.Р. Копач, А.М. Листратенко, Н.И.Слипченко, И.Т. Тымчук // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2004. Вып 137. С. 148 – 152.

Рассмотрены физико-технологические особенности формирования тильноконтактных фотопреобразователей (ФП) на основе монокристаллического кремния. На основе проведенных расчетов предложены различные варианты структуры и топологии ФП. Обоснованы преимущества разрабатываемых ФП.

Ил. 3. Библиогр.: 14назв.

УДК 621.362:621.383

Фізико-технологічні особливості формування тильноконтактних фотоперетворювачів / В.А. Антонова, В.М. Борщов, В.Р. Копач, О.М. Лістратенко, М.І.Сліпченко, І.Т. Тимчук // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2004. Вип 137. С. 148 – 152.

Розглянуто фізико-технологічні особливості формування тильноконтактних фотоперетворювачів (ФП) на основі монокристалічного кремнію. На основі виконаних розрахунків запропоновано різні варіанти структури та топології ФП. Обґрунтовано переваги ФП, що розробляються.

Ил. 3. Бібліогр.: 14назв.

UDC 621.362:621.383

The physics-technological features of rear contact solar cell formation / V.A. Antonova, V.N. Borshchov, V.R. Kopach, A.M. Listratenko, N.I. Slipchenko, I.T. Tymchuk // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdept. Mag. 2004. N 137. P. 148 – 152.

The physics-technological features of single-crystal silicon rear contact solar cell (SC) formation are surveyed. Different versions SC structure and topology are showed on the basis of the performed calculations. The advantages of developed SC are justified.

3 fig. Ref.: 14 items.

УДК 621.373.826

Локализация частиц в двухслойной наноструктуре на основе GaAs/Al_xGa_{1-x}As / А.Г. Пашенко, В.М. Ванцан // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2004. Вып. 137. С. 153 – 156.

Рассмотрены результаты численного эксперимента по моделированию энергетического спектра частиц и квазичастиц в двухслойной квантово-размерной структуре на основе GaAs/Al_xGa_{1-x}As. В работе также исследовано влияние внешнего постоянного во времени электрического поля на собственные функции частиц и квазичастиц в двухслойной квантово-размерной структуре.

Ил. 5. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.373.826

Локалізація частинок у двошаровій наноструктурі на основі GaAs/Al_xGa_{1-x}As / О.Г. Пашенко, В.М. Ванцан // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2004. Вип. 137. С. 153 – 156.

Розглянуто результати числового експерименту з моделювання енергетичного спектра частинок і квазічастинок у двошаровій квантово-розмірній структурі на основі GaAs/Al_xGa_{1-x}As. У роботі також досліджено вплив зовнішнього незмінюваного у часі електричного поля на власні функції частинок і квазічастинок у двошаровій квантово-розмірній структурі.

Іл. 5. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.373.826

Particles localization in two-layer nanostructure based on GaAs/Al_xGa_{1-x}As / A.G. Pashchenko V.M Vantsans // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2004. N 137. P. 153 – 156.

The results of the numerical experiment on modeling particles and quasi particles energy spectrum formation in GaAs/Al_xGa_{1-x}As based two-layer nanostructure are considered. The influence of external electric field not varying in time on particles and quasi particles eigenfunctions in two-layer nanostructure are considered too.

5 fig. Ref.: 5 items.

УДК 621.586:61

Синтез структуры проточно-инжекционной системы с электрохемилюминесцентным анализом биожидкостей / Е.Н. Музыка, Н.Н. Рожицкий // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн.сб. 2004. Вып. 137. С. 157 – 163.

Разработана структура проточно-инжекционной системы для анализа биожидкостей. В качестве метода детектирования используется электрохемилюминесцентный метод. Обсуждаются преимущества предлагаемой системы, которые подтверждаются математическими расчетами, заключающиеся в экономии реагента, экспрессности и низком пределе обнаружения метода, автоматизации всего процесса анализа, а также возможности улучшения метрологических характеристик анализа.

Ил2. Библиогр.: 10 назв.

УДК 621.586:61

Синтез структури проточно-інжекційної системи з електрохемилюмінесцентним аналізом біорідин / К.М. Музыка, М.М. Рожицький // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн.зб. 2004. Вип. 137. С. 157 – 163.

Розроблено структуру проточно-інжекційної системи для аналізу біорідин. В якості методу детектування використовується електрохемилюмінесцентний метод. Обговорені переваги пропонованої системи, які підтверджуються математичними розрахунками, полягають у економії реагенту, експресності і низькій межі виявлення методу, автоматизації всього процесу аналізу, можливості покращення метрологічних характеристик аналізу.

Іл2. Бібліогр.:10 назв.

UDC 621.586:61

Structure synthesis of the flow-injection system with electrochemiluminescent analysis of biological liquids / E.N. Muzyka, N.N. Rozhitskii // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2004. N 137. P. 157 – 163.

The structure of flow- injection system for the analysis of bioliquids was developed. The electrochemiluminescent method was used as a detection method. Advantages of the offered system confirmed by mathematical estimates consisting in a reagent economy, expressivity, low limit of detection and automatization of all process of the analysis, and, also, in improvement of the analysis metrological characteristics are considered.

Fig.2. Ref.: 10 items.

УДК 621.375.8.0.38.825.4 + 621.383

Туннелирование в полупроводниковых оптических усилителях на основе асимметричных многослойных квантово-размерных структур / А.В. Шулика, И.А. Сухоиванов, В.В. Лысак // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2004 Вып 137. С. 164 – 171.

Использование асимметричных многослойных квантово-размерных структур в качестве усиливающей среды позволяет получить спектр усиления заданной ширины с максимально плоским плато спектральной характеристики. Неравномерное распределение носителей в таких структурах может стать причиной деформа-

ции спектра усиления. В данной работе проводится анализ влияния туннельного переноса носителей на спектр усиления. Полученные результаты указывают на необходимость учета туннельного взаимодействия соседних квантовых ям. Выполненный анализ структур на основе *InGaAsP* показал, что искажений спектра усиления в таких структурах следует ожидать при толщинах барьерных слоев менее 8 нм. В этом случае принцип суперпозиции может давать неадекватные результаты при расчете спектров усиления многослойных квантово-размерных гетероструктур.

Табл. 1. Ил. 3. Библиогр.: 36 назв.

УДК 621.375.8.0.38.825.4 + 621.383

Тунелювання у напівпровідникових оптичних підсилювачах на основі асиметричних багатощарових квантово-розмірних структур / О.В. Шуліка, І.О. Сухоїванов, В.В. Лисак // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2004 Вип. 137. С. 164 – 171.

Застосування асиметричних багатощарових квантово-розмірних структур у якості підсилюючого середовища дозволяє отримати спектр посилення потрібної ширини з максимально плоским плато спектральної характеристики. Нерівномірне розподілення носіїв у таких структурах може викликати деформацію спектра посилення. В даній роботі проводиться аналіз впливу тунельного переносу носіїв на спектр посилення. Результати, які було отримано, вказують на необхідність урахування тунельної взаємодії суміжних квантових ям. Виконаний аналіз структур на основі *InGaAsP* показав, що викривлення спектру посилення у таких структурах слід очікувати, якщо вони мають бар'єрні шари завтовшки менше 8 нм. В цьому разі принцип суперпозиції може давати хибні результати під час розрахунку спектру посилення багатощарових квантово-розмірних гетероструктур.

Табл. 1. Ил. 3. Библиогр.: 36 назв.

UDC 621.375.8.0.38.825.4 + 621.383

Tunneling in semiconductor optical amplifiers based on asymmetrical multiple quantum well structures / A.V. Shulika, I.A. Sukhoivanov, V.V. Lysak // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2004. N 137. P. 164 – 171.

Usage of asymmetrical multiple quantum well structures as a gain medium makes it possible to obtain the gain spectrum of the given bandwidth and at most flat plateau of the spectral characteristic. Nonuniform carrier distribution in such structures may cause in deformation of the gain spectrum. In this work we analyze the influence of tunneling carrier transport on the gain spectrum. The results obtained suggest for necessity to take tunneling interaction of adjacent quantum wells into account. Analysis of *InGaAsP* – based structures which has been carried out in this work tell us that we should expect for the gain spectra deformation in such structures when the width of barrier layers is less than 8 nm. In such a case the superposition principle can give erroneous results under simulation of the gain spectra in multiple quantum well heterostructures.

1 tab. 3 fig. Ref.: 36 items.

УДК 681.7.068.4

Формирование оптического изображения при контроле профиля показателя преломления оптических волокон методом ближнего поля / А.И. Филипенко // Радіотехніка: Всеукр. межвед. науч.-техн. зб. 2004. Вип. 137. С. 172 – 176.

Рассмотрены особенности формирования изображения излучающего торца световода при контроле профиля показателя преломления оптических волокон бесконтактным методом ближней зоны. При реализации метода ближнего поля необходимо принимать во внимание, что излучение световода является дифракционно-ограниченным. Оптическое поле, регистрируемое многоэлементным приемником изображения, рассматривается как сигнал на выходе линейной системы, на вход которой подается искомое распределение излучения по торцу, и является сверткой распределения напряженности модового поля по выходному торцу световода (увеличенного в соответствии с масштабным коэффициентом) и импульсной реакции системы. Оптическая система нарушает однозначное соответствие между сигналом на входе линейной системы и выходом вследствие потери составляющих спектра излучения для большинства типов существующих световодов.

Табл.1. Ил. 5. Библиогр.: 11 назв.

УДК 681.7.068.4

Формування оптичного зображення при контролі профілю показника заломлення оптичних волокон методом ближнього поля / О.І. Филипенко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2004. Вип. 137. С. 172 – 176.

Розглянуто особливості формування зображення випромінюючого торця світловоду при контролі профілю показника заломлення оптичних волокон бесконтактним методом ближньої зони. При реалізації методу ближнього поля необхідно приймати до уваги, що випромінювання світловода є дифракційно-обмеженим. Оптичне поле, що реєструється багатоелементним приймачем зображення, розглядається як сигнал на виході лінійної

системи, на вхід якої подається шуканий розподіл випромінювання по торцю, і є згортанням розподілу напруженості модового поля на вихідному торці світловоду (збільшеного відповідно до масштабного коефіцієнта) та імпульсною реакцією системи. Оптична система порушує однозначну відповідність між сигналом на вході лінійної системи і виходом внаслідок втрат складових спектру випромінювання для більшості типів існуючих світловодів.

Табл. 1. Іл. 5. Бібліогр.: 11 назв.

UDC 681.7.068.4

Formation of the optical image at the optical fibers refraction index profile control by a near field method / A.I. Filipenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2004. N 137. P. 172 – 176.

Image formation features of an optical fiber radiating end face at the control of an optical fibers refraction index by a near field noncontact method are considered. At realization of a near field method it is necessary to consider, that optical fiber radiation is diffraction limited. The optical field registered by the multielement image receiver, is considered as an output signal of linear system on which input required of an end face radiation distribution is given, and is convolution of mode field intensity distribution on a fiber output end face (increased according to scale factor) and system pulse reaction. The optical system breaks unequivocal conformity between signals on a linear system input and output through loss of radiation spectrum components for the majority of types of existing optical fibers.

1 tab. 5 fig. Ref.: 11 items.

УДК 621.372.54

Системные аспекты параметрического синтеза технологических моделей частотно-избирательных устройств / А.И. Костромицкий, И.А. Чуев, Д.В. Бондарь, А.Н. Зеленін // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2004. Вып. 137. С. 177 – 184.

Решается задача перевода теоретических моделей идеальных частотно-избирательных устройств (фильтров) в область реализуемых «технологических» моделей с учетом общесистемных допустимых параметров и ограничений. В качестве иллюстрации предложенного подхода решается задача синтеза формирующего фильтра Найквиста (типа «приподнятого косинуса»).

Табл. 1. Ил. 7. Библиогр.: 11 назв.

УДК 621.372.54

Системні аспекти параметричного синтезу технологічних моделей частотно-вибірчих пристроїв / А.І. Костромицький, І.О. Чуєв, Д.В. Бондарь, А.М. Зеленін // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2004. Вип. 137. С. 177 – 184.

Вирішується задача переведення теоретичних моделей ідеальних частотно-вибірчих пристроїв (фільтрів) в область реалізованих «технологічних» моделей з урахуванням загальносистемних припустимих параметрів і обмежень. Як ілюстрація запропонованого підходу вирішується задача синтезу формуючого фільтра Найквіста (типу «піднятого косинуса»).

Табл. 1. Іл. 7. Бібліогр.: 11 назв.

UDC 621.372.54

System aspects of parametric synthesis of frequency – selective devices technological models / A.I. Kostromitsky, I.A. Chyev, D.V. Bondar, A.N. Zelenin // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2004. N 137. P. 177 – 184.

The problem of transferring theoretical models of the ideal frequency selective devices (filters) into the area of the realized «technological models» with regard to the general-system admissible parameters and limitations is solved. In the capacity of the illustration of the offered approach the problem of synthesis forming Nyquist filter (of the «elevated cosine» type) is solved.

1 tab. 7 fig. Ref.: 11 items.

УДК 621.396.96:621.391

Повышение точности стабилизации вероятности ложной тревоги за счет коррекции пороговых констант / И.В. Таранченко, И.М. Невмержицкий, Д.А. Гриб, С.П. Володько, В.П. Голованов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2004. Вып. 137. С. 185 – 189.

Рассматривается один из возможных вариантов повышения качества стабилизации вероятности ложной тревоги адаптивными пороговыми устройствами, использующими метод порядковых статистик за счет введения новых функциональных блоков, которые обеспечивают обнаружение начала (конца) действия помехи с дальнейшей коррекцией пороговой константы. Приведены формульные выражения для принятия решения о начале (конце) действия помехи и рассчитаны пороговые константы, обеспечивающие требуемую вероятность правильного решения об обнаружении начала (конца) воздействия помехи, обосновано необходимое для этого количество регистров «скользящего окна».

Ил. 3. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396.96:621.391

Підвищення точності стабілізації імовірності хибної тривоги за рахунок корекції порогових констант / І.В. Таранченко, І.М. Невмержицький, Д.А. Гриб, С.П. Володько, В.П. Голованов // *Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб.* 2004. Вип. 137. С. 185 – 189.

Розглянуто один із можливих варіантів підвищення якості стабілізації імовірності хибної тривоги адаптивними пороговими пристроями, що використовують метод порядкових статистик за рахунок введення нових функціональних блоків, які забезпечують виявлення початку (кінця) дії завади та корекції порогової константи. Наведено формульні вирази для прийняття рішення про початок (кінець) дії завад та розраховано порогові константи, що забезпечують необхідну імовірність хибного рішення про виявлення початку (кінця) дії завад, обґрунтовано необхідну кількість регістрів «ковзаючого вікна».

Іл.3. Бібліогр.: 3 назви

UDC 621.396.96:621.391

Increase in precision of a false alarm probability stabilization at the expense of threshold constants correction / I.V. Taranchenko, I.M. Nevmerjitskiy, D.A. Grib, S.P. Volodko, V.P. Golovanov // *Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag.* 2004. N 137. P. 185 – 189.

One of the possible versions of improving the quality of false alarm probability stabilization with the adaptive threshold system at the expense of introduction of new function boxes, ensuring detection of the beginning (end) of noise action with further correction of a threshold constant is considered. The first – order definable expression for decision marking on the noise action beginning (end) and the threshold constants ensuring the required probability of a false solution on detection of the beginning (end) of noise action are given, the amount of the needed meshes of «a sliding window» is justified.

3 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.396

Определение вида функции регрессии показателя качества функционирования системы передачи данных в задаче повышения точности прогнозирования момента отказа / Мохаммад Реда Абд Аль-Латиф Аль-Хиннави // *Радіотехніка: Всеукр. межвід. наук. – техн. зб.* 2004. Вип. 137. С. 190 – 193.

Проведен аналіз методів побудови моделі регресії показателя качества функционирования системы по вектору контролируемых параметров. Для решения задачи прогноза предложено использовать модели регрессии оптимальной сложности, получаемые методом критических дисперсий в рамках теории метода группового учета аргументов, обеспечивающих минимальную дисперсию ошибки определения момента отказа.

Библиогр.: 9 назв.

УДК 621.396

Визначення виду функції регресії показника якості функціонування системи передачі даних в задачі підвищення точності прогнозування моменту відмови / Мохаммад Реда Абд Аль-Латиф Аль-Хінаві // *Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб.* 2004. Вип.137. С. 190 – 193.

Проведено аналіз методів побудови моделі регресії показника якості функціонування системи за вектором контрольованих параметрів. Для вирішення задачі прогнозу запропоновано використати моделі регресії оптимальної складності, що отримуються за методом критичних дисперсій в рамках теорії методу групового обліку аргументів, що забезпечують мінімальну дисперсію помилки визначення моменту відмови.

Бібліогр.: 9 назв.

UDC 621.396

Definition of regression function type of quality factor of data transmission system functioning in the problem of increasing accuracy in failure moment forecasting / Mohammad Reda Abd Al-Latif Al-Hinnavy // *Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag.* 2004. N 137. P. 190 – 193.

Methods of model construction of regression quality factor of system functioning by the vector of controlled parameters have been analysed. To resolve the task of prediction it has been proposed to use models of the optimal complexity obtained by the critical dispersion method within the framework of the theory of the method of group argument calculation providing minimum error dispersion in definition failure moment.

Ref.: 9 items.

УДК 621.302.2/3

Синтез и оптимизация широкополосной расширяющейся щелевой антенны / А.Ю. Бутрым, Д.Д. Иванченко, О.В. Казанский, В.А. Катрич, Н.Н. Колчигин // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2004. Вып. 137. С. 194 – 197.

Синтезирована «профиль» расширяющейся щелевой антенны (РЩА) с целью согласования с линией возбуждения и со средой излучения в широкой полосе частот. Проведена оптимизация формы раскрытия антенны для обеспечения заданных характеристик излучения. Методом декомпозиции проведен расчет диаграмм направленности оптимизированной РЩА для случаев возбуждения монохроматическим и широкополосным импульсным сигналом.

Ил. 6. Библиогр.: 9 назв.

УДК 621.302.2/3

Синтез та оптимізація ширококугової щілинної антени, що розширюється / О.Ю. Бутрым, Д.Д. Иванченко, О.В. Казанський, В.О. Катрич, М.М. Колчигін//Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2004. Вип. 137. С. 194 – 197.

Синтезовано «профіль» щілинної антени, що розширюється, з метою узгодження з лінією живлення та із середовищем випромінювання в широкій смузі частот. Проведено оптимізацію форми розкриття антени з метою забезпечення заданих характеристик випромінювання. Декомпозиційним методом проведено розрахунок діаграм спрямованості оптимізованої РЩА для випадків збудження монохроматичним і ширококуговим імпульсним сигналом.

Ил. 6. Бібліогр.: 9 назв.

UDC 621.302.2/3

Synthesis and optimization of wideband tapered slot antenna / A.Yu. Butrym, D.D. Ivanchenko, O.V. Kazanskiy, V.A. Katrich, N.N. Kolchigin // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2004. N 137. P. 194 – 197.

The method of Tapered Slot Antenna (TSA) profile calculation for wideband conditioning with a feed line and illuminated media was offered. The optimization of the aperture form for ensuring the preset pattern directivity was prepared. The pattern of TSA optimized was calculated by the decomposition method for monochrome and wideband pulse excitation.

6 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.396.67

Оценка сходимости алгоритма решения нелинейных интегральных уравнений микрополосковых устройств с нелинейным поверхностным импедансом / В.В. Журбенко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2004. Вып. 137. С. 198 – 204.

Предложен эффективный метод анализа микрополосковых структур, на поверхности которых выполняются нелинейные граничные условия. Рассмотрены пути повышения эффективности численного анализа математической модели анализируемых устройств. Проведены численные эксперименты по исследованию характера сходимости алгоритма решения нелинейных интегральных уравнений микрополосковых устройств с нелинейным поверхностным импедансом.

Ил. 4. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.396.67

Оцінка збіжності алгоритму розв'язання нелінійних інтегральних рівнянь мікросмужкових пристроїв з нелінійним поверхневим імпедансом / В. В. Журбенко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2004. Вип. 137. С. 198 – 204.

Запропоновано ефективний метод аналізу мікросмужкових структур, на поверхні яких виконуються нелінійні граничні умови. Розглянуто шляхи підвищення ефективності чисельного аналізу математичної моделі пристроїв, що аналізуються. Проведено чисельні дослідження з дослідження характеру збіжності алгоритму розв'язання нелінійних інтегральних рівнянь мікросмужкових пристроїв з нелінійним поверхневим імпедансом.

Ил. 4. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.396.67

Estimation of convergence of the nonlinear integral equation solution algorithm for microstrip devices with nonlinear surface impedance / V.V. Zhurbenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2004. N 137. P. 198 – 204.

The ways of increase in numerical analysis efficiency of the mathematical model being analyzed are considered. Numerical experiments on investigating the nature of convergence of the algorithm for nonlinear integral equations' solution for microstrip devices with nonlinear surface impedance are performed.

4 fig. Ref.: 5 items

ЗБІРНИК НАУКОВИХ ПРАЦЬ
РАДІОТЕХНІКА
Випуск 137
Російською та українською мовами

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ
РАДИОТЕХНИКА
Выпуск 137
На русском и украинском языках

Редактор *Л.М. Денісова*
Виконавець комп'ютерної верстки *В.В. Тарасенко*

Підп. до друку 31.05.2004. Формат 60 × 90/8.
Папір офсет. Гарнітура Таймс. Друк ризограф. Ум. друк. арк. 11,8.
Обл.-вид. арк. 12,25. Тираж 300 пр. Зам. № 432. Ціна договір.

Харківський національний університет радіоелектроніки (ХНУРЕ).
Просп. Леніна, 14, Харків, 61166.

Оригінал-макет підготовлено і збірник надруковано у ПФ «Колегіум», тел. (0572) 28-53-74.