

631.396(0)
P15

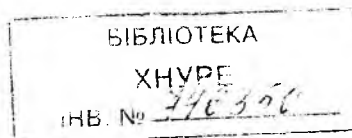
МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

РАДИОТЕХНИКА

Всеукраинский межведомственный
научно-технический сборник

Основан в 1965 г.

ВЫПУСК 132



Харків
Харківський національний
університет радіоелектроніки

2003

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

Регистрационное свидетельство КВ № 4486 от 22.08.2000 г.

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 техн. наук, проф. *Б.Л. Кащеев*, д-р техн. наук, проф. *Н.И. Кравченко*, д-р физ.-мат. наук, проф. *В.М. Кузьмичев*, акад. НАН Украины *Л.Н. Литвиненко*, чл.-кор. НАН Украины *И.М. Неклюдов*, д-р физ.-мат. наук, проф. *В.А. Омельченко*, канд. физ.-мат. наук, доц. *А.Г. Пащенко*, д-р техн. наук, проф. *В.В. Поповский*, д-р техн. наук, проф. *Е.Г. Прошкин*, д-р техн. наук, проф. *А.И. Стрелков*, д-р техн. наук, проф. *К.С. Сундучков*, д-р физ.-мат. наук, проф. *О.А. Третьяков*, д-р техн. наук, проф. *Я.С. Шифрин*, д-р техн. наук, проф. *С.Н. Шостка*

Ответственный за выпуск д-р техн. наук проф. *Е.Г. Прошкин*.

Рекомендовано Ученым советом Харьковского национального университета радиоэлектроники, протокол № 51 от 24.04.2003.

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

<i>Стрелков А.И., Лытюга А.П., Стрелкова Т.А.</i> Алгоритмы обнаружения сигналов в оптико-электронных системах контроля космического пространства	7
<i>Невмержицкий И.М., Ульянов Ю.Г., Таранченко И.В., Сырык Ю.А., Лобода И.М.</i> Цифровая система селекции движущихся целей, использующая преобразование Хартли	14
<i>Калюжный Н.М., Александров С.Н., Асанов Э.Э.</i> Общие положения методики обоснования способа скрытного измерения дальности однопозиционными пассивно-активными средствами обнаружения воздушных объектов	18
<i>Василец В.А.</i> Выбор оптимальной формы фюзеляжа беспилотного летательного аппарата с целью снижения его ЭПР	23
<i>Моисеев В.П., Воргуль А.В., Бавыкина В.В.</i> Корреляционный метод оценки временного положения импульсных сигналов.	27
<i>Козарь А.И.</i> Пирамидальные числа и рассеяние электромагнитных волн на пространственных решетках резонансных магнитодиэлектрических сфер	31
<i>Дорошенко В.А., Семенова Е.К.</i> Поведение поля вблизи острия конуса с продольными щелями	41
<i>Бондаренко И.Н.</i> Измерение сдвигов резонансной частоты и изменений добротности СВЧ-резонаторов с помощью ЧМ-сигналов	46
<i>Волколупов Ю.Я., Довбня А.Н., Закутин В.В., Красноголовец М.А., Старчевский Ю.Л., Чурюмов Г.И.</i> Анализ движения заряженных частиц в нестационарных скрещенных полях с учётом двумерного кинематического приближения	53
<i>Васянович А.В., Грицунов А.В., Никитенко А.Н.</i> К оценке погрешностей предположений, лежащих в основе спектральных моделей первого уровня	60
<i>Федотов Ф.В., Нерух А.Г.</i> Применение метода интегральных уравнений вольтерра для исследования преобразования электромагнитного поля в нелинейном диэлектрическом слое	65
<i>Черемская Н.В.</i> О моделировании некоторых классов нестационарных случайных последовательностей при помощи треугольных моделей операторов	70
<i>Тихонов В.А.</i> Обобщенная модель авторегрессии негауссовых процессов.	78
<i>Добринина И.Е.</i> Новые условия сходимости метода Зейделя	83
<i>Сухоручко О.Н., Рудь Л.А., Ольховский И.П., Фисун А.И.</i> Входной малошумящий твердотельный модуль миллиметрового диапазона длин волн	87
<i>Чумаков В.И., Волколупов Ю.Я., Красноголовец М.А., Острижной М.А., Басецкий В.Л., Нестеренко В.Г.</i> Экспериментальные исследования процессов в сильноточном разряднике с плазменной пушкой	94
<i>Копоть М.А.</i> Обоснование возможности регенерации мощных ЭВП. 2. Металлокерамические узлы и постоянные магнитные системы	98
<i>Снежко Д.В., Рожницкий Н.Н., Чурилов А.И.</i> Программно-аппаратное обеспечение комплекса хемиллюминесцентного анализа	103
<i>Филипенко А.И.</i> Использование автосвертки распределения оптического поля для идентификации положения сердцевин оптических волокон при их соединении	109
<i>Масолова Н.В., Рожницкий Н.Н.</i> Использование пленочных структур в ОХ-сенсорах	115
<i>Васянович Д.А., Артемов И.В., Нечепуренко А.В., Жолудов Ю.Т., Рожницкий Н.Н.</i> Математическое моделирование процессов в электрохемиллюминесцентных ячейках оптохемотронного квантового генератора	119

<i>Цопа А.И., Сидоров Г.И., Тихонов В.А., Савченко И.В.</i> Уменьшение времени настройки адаптивных корректоров межсимвольных искажений	129
<i>Лосев Ю.И., Шматков С.И., Дуравкин Е.В.</i> Применение методов анализа Е-сетей к моделям СОД	136
<i>Михальчан В.С.</i> Ускорение процесса обучения адаптивного нерекурсивного корректора	141
<i>Турковский А.С., Рогожина С.И.</i> Метод сжатия информационных образов дискретных сигналов.	146
<i>Бобыр Е.И., Пантелей Ю.В.</i> Определение и формализация факторов, влияющих на эффективность реализации комплексного алгоритма перспективных АСУ реального времени	150
<i>Зеленин А.Н., Костромицкий А.И., Бондарь Д.В.</i> Синтез формирующего фильтра имитатора замираний в канале сети мобильной связи	156
<i>Аверьянова Л.А., Головенко В.М., Складар О.И.</i> Оценка точности определения физических размеров трубчатого объекта по его рентгеновскому изображению	163
<i>Барышев И.В., Усс М.Л.</i> Использование методов фрактального сжатия для фильтрации изображений	169
<i>Шульга Л.Н.</i> Трансформация гауссова импульса импульсно-периодической модуляцией во времени свойств безграничной среды.	175
Рефераты – Реферати – Abstracts	180

CONTENTS

<i>Strelkov A.I., Lytiuga A.P., Strelkova T.A.</i> Algorithms of signals' detection in opto-electronic systems for space control	7
<i>Nevmerhitskiy I.M., Ulianov Yu.G., Taranchenko I.V., Siryk Yu.A., Loboda I.M.</i> Digital system for moving target selection based on Hartly transform	14
<i>Kalyuzhniy N.M., Alexandrov S.N., Asanov E.E.</i> The general provisions of a substantiation technique of the underground ranging measurement way by the single-positional passive – active detection means of the air objects	18
<i>Vasilets V.A.</i> Choice of the unmanned aircraft fuselage shape for reduction of its radar cross-section	23
<i>Moiseyev V.P., Vorgul A.V., Bavukina V.V.</i> Correlation method of pulse signals position estimate	27
<i>Kozar A.I.</i> The pyramidal numbers and electromagnetic waves scattering on spatial lattices grate of the resonant magnetodielectric spheres	31
<i>Doroshenko V.A., Semenova E.K.</i> Field behavior near a tip of a cone with longitudinal slots	41
<i>Bondarenko I.N.</i> Measurement of resonant frequency displacement and microwave resonator quality factor variations using FM signals	46
<i>Volkolupov Yu.Ya., Dovbnya N.N., Zakutin V.V., Krasnogolovets M.A., Starchevskiy Yu.L., Churyumov G.I.</i> Analysis of charged particles movement in transient crossed fields with regard to two-dimensional kinematic approximation	53
<i>Vasyanovich A.V., Gritsunov A.V., Nikitenko O.M.</i> On estimation of errors in assumptions underlying first level spectral models	60
<i>Nerukh A.G., Fedotov F.V.</i> Application of volterra integral equations approach for the investigation of electromagnetic signals transformation in an nonlinear dielectric layer	65
<i>Cheremskaya N.V.</i> About the modeling of the nonstationarity random sequences by means of triangular operator's models	70
<i>Tykhonov V.A.</i> Generalized autoregressive model of non-gaussian processes	78
<i>Dobrina I.E.</i> New conditions Zeydel's process convergence	83
<i>Suchoruchko O.N., Rud' L.A., Ol'hovskiy I.P., Fisun A.I.</i> Millimeter wave input small-noise solid-state module	87
<i>Chumakov V.I., Yolkolupov Yu. Ya., Krasnogolovets M.A., Ostrizhnoy M.A., Basetskiy V.L., Nesterenko V.G.</i> Experimental investigation of processes in high-current spark-gap switch with plasma gun.	94
<i>Kopot' M.A.</i> Justification of the possibility to regenerate power electronic vacuum devices. 2. Metal-ceramic nodes and permanent magnetic systems	98
<i>Snezhko D.V., Rozhitskii N.N., Churilov A.I.</i> Software and hardware of the chemiluminescent analytical complex.	103
<i>Filipenko A.I.</i> Use of an optical field distribution autoconvolution for core position identification at the optic fibers connection	109
<i>Masolova N.V., Rozhitskii N.N.</i> Film structure use in OC-sensors	115
<i>Vasyanovich D.A., Artyomov I.V., Nechepurenko A.V., Rozhitskiy N.N.</i> Mathematical modeling of the processes in electrochemiluminescent cells of optochemotronic quantum generator	119
<i>Tsopa A.I., Sidorov G.I., Tihonov V.A., Savchenko I.V.</i> Reduction of adjustment time of intersymbolic distortion adaptive correctors	129

<i>Losev Yu.I., Shmatkov S.I., Duravkin E.V.</i> Application of E-nets analysis method to the data exchange protocol models	136
<i>Mykhalchan V.S.</i> Speedup of adaptive nonrecursive equalizer training process	141
<i>Turkovsky A.S., Rogozhina S.I.</i> The method for compression of discrete signal information images	146
<i>Bobir E.I., Panteley U.Y.</i> Definition and formalization of the factors affecting efficiency of the perspective real time automated control systems' complex algorithm realization	150
<i>Zelenin A.N., Kostromitsky A.I., Bondar D.V.</i> Synthesis of fading simulator forming filter in the mobile communication network channel	156
<i>Aver'yanova L.O., Golovenko V.M., Sklyar O.I.</i> Accuracy estimate of tubular object dimensions' definition according to its x-ray image	163
<i>Baryshev I.V., Uss M.L.</i> Use of fractal image compression methods for image filtering	169
<i>Shul'ga L.N.</i> Gauss pulse transform of infinite medium properties with pulse-periodical modulation in time.	175
Abstracts.	180

АЛГОРИТМЫ ОБНАРУЖЕНИЯ СИГНАЛОВ В ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ КОНТРОЛЯ КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА

Введение. Современные оптико-электронные системы (ОЭС) телевизионного типа нашли широкое применение для наблюдения разного рода космических объектов (КО). Это обусловлено целым рядом преимуществ ОЭС по сравнению с другими средствами наблюдения, например, радиолокационными, фотографическими и другими. К преимуществам ОЭС можно отнести высокую точность определения угловых координат, высокую чувствительность, оперативность, позволяющую вести наблюдения в реальном масштабе времени, высокую пропускную способность, возможность получения информации в удобном для последующей обработки виде.

Пассивные ОЭС регистрируют оптическое излучение самосветящихся космических объектов (при наблюдении звезд) или излучение Солнца, отраженное от поверхности КО (при наблюдении объектов искусственного происхождения, астероидов, планет и других).

Оптические сигналы, регистрируемые ОЭС, проходя через атмосферу Земли, частично поглощаются и рассеиваются, что приводит к мультипликативному искажению сигнала [1]. На качество функционирования ОЭС также оказывает влияние аддитивная помеховая составляющая. Источниками аддитивной помехи являются рассеянное в атмосфере излучение Солнца и звезд, собственное излучение атмосферы, а также внутренние шумы фотоприемника.

В существующих ОЭС, как правило, реализованы алгоритмы обнаружения сигналов, основанные на пороговой обработке выходного сигнала. Решение о наличии сигнальной компоненты в принятой реализации (телевизионный кадр) принимается при превышении амплитудой отклика элемента разрешения фотокатода определенного порогового значения. При этом пространственное распределение интенсивности сигнальной компоненты в плоскости фотокатода считается известным и описывается непрерывной функцией [2]. Среднее значение фоновой компоненты считается постоянным по плоскости фотокатода.

Однако световой поток представляет собой результат множества квантовых переходов в веществе и является дискретным потоком частиц – фотонов, обладающим определенными статистическими свойствами. Реализованные в ОЭС алгоритмы обнаружения сигналов строятся на положениях волновой теории света и не учитывают корпускулярной структуры и статистических свойств принимаемого сигнала, которые, несомненно, должны быть учтены при оптимизации алгоритмов обнаружения сигналов.

Цель работы. Целью данной работы является разработка алгоритмов обнаружения сигналов в выходной плоскости ОЭС с учетом корпускулярных и статистических свойств принимаемых сигналов и получение аналитических выражений для оценки их эффективности.

Постановка задачи. Основой для разработки алгоритмов обнаружения может служить математическая модель, составленная на основе положений волновой теории света, корпускулярной теории света, статистической теории случайных потоков и устанавливающая связь между параметрами входных оптических сигналов с характеристиками сигналов в выходной плоскости ОЭС. Рассмотрим структуру сигналов в выходной плоскости ОЭС.

На вход ОЭС поступает аддитивная смесь сигнала от КО и фонового излучения. Сигнальную составляющую в силу удаленности наблюдаемого объекта (звезды) можно считать плоской электромагнитной волной. В силу дифракции света на входном отверстии изображение звезды в фокальной плоскости телескопа будет иметь вид яркого диска, окруженного системой концентрических колец, яркость которых быстро убывает от центра изображения к краям. Распределение интенсивности I световой волны с длиной λ в плоскости изображения телескопа, имеющего диаметр объектива D и фокусное расстояние f [2], представляет собой:

$$I(q) = a_0^2 \frac{\pi^2}{\lambda^2} \frac{D^4}{4f^2} \left(\frac{J_1(q)}{q} \right)^2, \quad (1)$$

где a_0 – амплитуда светового колебания на входном зрачке; J_1 – функция Бесселя 1-го порядка первого рода; $q \approx \frac{\pi D}{\lambda f} \rho$; ρ – расстояние от центра изображения.

Распределение имеет круговую симметрию, достигая максимума в центральном пятне. Центральное пятно называют пятном Эри, в нем концентрируется около 84 % всей энергии светового излучения, пришедшего от объекта.

Фотоприемники, используемые в реальных ОЭС телевизионного типа, имеют, как правило, прямоугольную форму и представляют собой матрицы прямоугольных светочувствительных элементов (элементов разрешения). Круглая форма дифракционного пятна не оптимально согласуется с прямоугольной формой элементов разрешения. Поэтому при построении ОЭС целесообразно использовать прямоугольную входную апертуру.

В этом случае распределение амплитуды светового возмущения в фокальной плоскости является дифракционной картиной Фраунгофера при дифракции на прямоугольном отверстии с размерами a и b . Это распределение также известно [3] и имеет вид:

$$E_{фк} \approx E_0 \frac{\sin \left[c(u - u_0) \frac{a}{2} \right]}{c(u - u_0) \frac{a}{2}} \frac{\sin \left[d(v - v_0) \frac{b}{2} \right]}{d(v - v_0) \frac{b}{2}}, \quad (2)$$

где u, v – координаты в плоскости фотоприемника; c, d – коэффициенты, отражающие параметры оптической системы.

Графическое представление выражения (2) приведено на рис. 1. Пространственное распределение интенсивности света в плоскости фотокатода получено с помощью волновой теории света.

Второй составляющей входного оптического воздействия на ОЭС является фоновое излучение. Оно формируется как результат рассеяния в атмосфере Земли, излучения Солнца, звезд и других космических объектов. Поэтому амплитуда фоновой составляющей является случайной величиной по времени и по пространству со средним значением, постоянным по входной апертуре, и, как следствие, по плоскости фотоприемника. При обнаружении сигнала от КО используются известные алгоритмы выделения

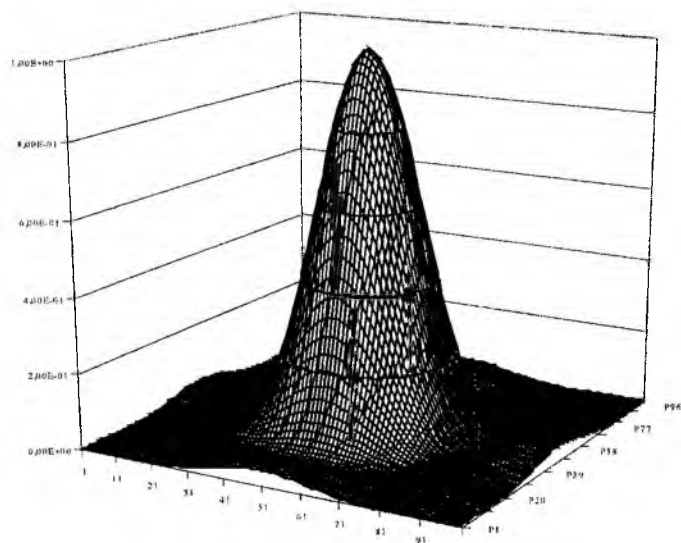


Рис. 1

сигнала известной формы из его аддитивной смеси со случайной помехой, имеющей известные статистические характеристики [4].

С точки зрения корпускулярной теории свет является случайным дискретным потоком частиц – фотонов. Каждый фотон характеризуется энергией $E = h\nu$ (h – постоянная Планка, ν – частота оптического излучения). Мощность светового излучения, регистрируемого светочувствительным элементом площадью $S = \Delta u \Delta v$, может быть выражена через число квантов в потоке:

$$P(\Delta u \Delta v) = Nh\nu, \quad (3)$$

откуда N может быть выражено с учетом, что мощность пропорциональна квадрату модуля амплитуды волны как $N \sim |E|^2$, где N – скорость счета фотонов в единицу времени на единичной площади. Исходя из корпускулярных свойств световых потоков, очевидно, что про-

пространственные распределения интенсивностей сигнальной и фоновой составляющих в плоскости фотоприемника в конкретный момент времени t_0 будут случайны. Реализации, полученные в каждом телевизионном кадре, имеют вид, отличный от рис. 1. Так, на рис. 2 приведен пример реализации фоновой составляющей, а на рис. 3 – пример реализации сигнальной компоненты, полученные путем численного моделирования фрагмента телевизионного кадра. Видно, что форма распределения интенсивности сигнальной составляющей далека от вида, приведенного на рис. 1. Это объясняется корпускулярной структурой оптического сигнала и наличием квантовых шумов сигнала, описанных, например, в [5]. Очевидно, что выражение (2), полученное с помощью волновой теории, описывает пространственное распределение среднего значения амплитуды сигнальной компоненты в плоскости фотокатода, достижимое лишь при бесконечно большом времени наблюдения. В реальных телевизионных системах время наблюдения ограничено и равно, как правило, стандартному времени накопления (длительности телевизионного кадра).

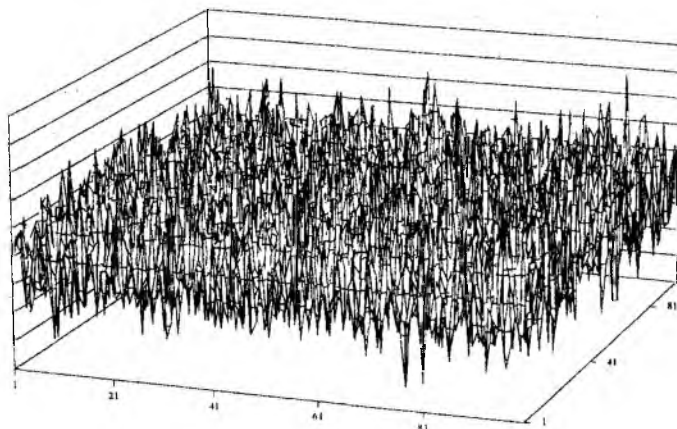


Рис. 2

Известно, что закон распределения числа квантов от слабого некогерентного источника является пуассоновским [6]. Если при обнаружении использовать априорную информацию о форме сигнала, вытекающую из волновых представлений о структуре оптического излучения, то очевидно, что отличия формы сигнала от идеальной, вызванные корпускулярной структурой сигнала и описываемые статистическими законами, станут причиной ошибок обнаружения и отразятся на характеристиках обнаружения.

С целью учета корпускулярных свойств светового потока требуется изменить алгоритмы обнаружения сигналов в выходной плоскости ОЭС. Таким образом возникает задача обнаружения случайного сигнала с известными статистическими характеристиками на фоне случайных помех. При этом статистические характеристики помехи также считаются известными.

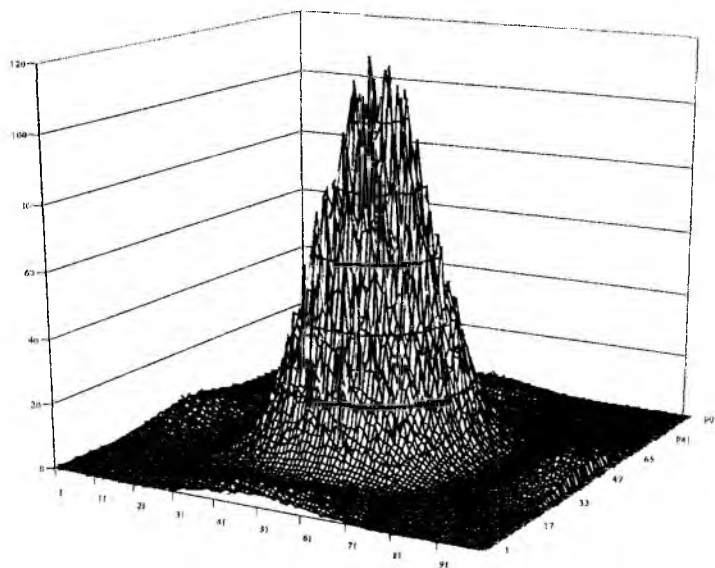


Рис. 3

Разработка алгоритмов обнаружения и получение выражений для оценки их эффективности. При разработке алгоритмов обнаружения будем использовать совместно положения волновой и корпускулярной теорий света. При этом будем считать, что волновое приближение позволяет получить среднее значение интенсивности светового потока в точке плоскости фотоприемника. Корпускулярные представления будем использовать для описания статистических свойств оптических сигналов. Воспользуемся методикой синтеза алгоритма обнаружения, описанной в [7].

Количество фотонов в световом потоке пропорционально квадрату модуля электрической составляющей электромагнитной волны. Фотокатод осуществляет преобразование потока фотонов в поток носителей зарядов N_C , число которых пропорционально количеству фотонов в световом потоке.

Кроме сигнального потока зарядов N_C , возникающих вследствие взаимодействия квантов оптического излучения от наблюдаемого объекта с веществом фотокатода, образуется помеховый поток носителей N_{Π} , обусловленный воздействием квантов оптического излучения фона

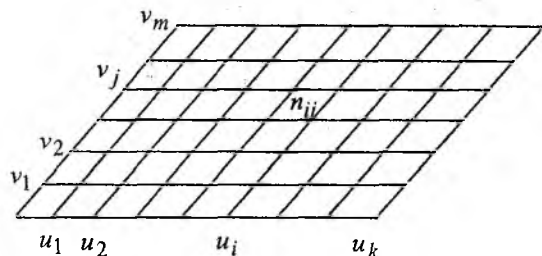


Рис. 4

и внутренними шумами фотоприемника. Элементы разрешения фотоприемника производят накопление потоков N_C и N_{Π} за время накопления T_n .

Разобьем плоскость фотоприемника на элементарные области размером $\Delta S_{ij} = (u_i - u_{i-1})(v_j - v_{j-1})$, где $i = 1, \dots, k$; $j = 1, \dots, m$ (рис. 4). На каждую элементарную область ΔS_{ij} за время накопления T_n приходится n_{ij} зарядов. Среднее значение числа зарядов в

случаях, когда в реализации присутствует только помеховая или только сигнальная составляющие, запишем как

$$\begin{aligned}\bar{n}_{ij} &= N_{\Pi}(u, v) = N_{\Pi} T_n \Delta S_{ij}, \\ \bar{n}_{ij} &= N_C(u, v) = N_C T_n \Delta S_{ij},\end{aligned}\quad (4)$$

где N_C и N_{Π} – средние скорости счета соответственно сигнальных и помеховых зарядов в единицу времени на единичной площади.

Используя (2), можно записать выражение для пространственного распределения числа зарядов N_C по фотокатоду:

$$N_C(u, v) \approx N_{C_0} \left[\frac{\sin\left(c(u - u_0)\frac{a}{2}\right)}{c(u - u_0)\frac{a}{2}} \right]^2 \left[\frac{\sin\left(d(v - v_0)\frac{b}{2}\right)}{d(v - v_0)\frac{b}{2}} \right]^2, \quad (5)$$

где N_{C_0} – число зарядов, сформировавшееся под действием светового излучения интенсивностью $|E_0|^2$.

Так как потоки носителей заряда N_C и N_{Π} имеют пуассоновскую статистику, то вероятность появления n_{ij} зарядов на площадке ΔS_{ij} за время накопления T_n

$$P(n_{ij}) = \frac{(\bar{n}_{ij})^{n_{ij}}}{n_{ij}!} \exp[-\bar{n}_{ij}]. \quad (6)$$

В случае, когда число зарядов n_{ij} обусловлено воздействием только помеховой составляющей, выражение (6) с учетом (4) примет вид:

$$P_{\Pi}(n_{ij}) = \frac{(N_{\Pi} T_n \Delta S_{ij})^{n_{ij}}}{n_{ij}!} \exp[-N_{\Pi} T_n \Delta S_{ij}]. \quad (7)$$

Запишем многомерную плотность вероятности величин n_{ij} для помеховой составляющей:

$$P_{\Pi}(\hat{n}) = \prod_{i=1}^k \prod_{j=1}^m \frac{(N_{\Pi} T_n \Delta S_{ij})^{n_{ij}}}{n_{ij}!} \exp[-N_{\Pi} T_n \Delta S_{ij}]. \quad (8)$$

Многомерная плотность вероятности величин n_{ij} для аддитивной смеси помеховой и сигнальной составляющих определяется выражением:

$$P_{C+П}(\hat{n}) = \prod_{i=1}^k \prod_{j=1}^m \frac{(T_n \Delta S_{ij} (N_C + N_{П}))^{n_{ij}}}{n_{ij}!} \exp[-N_{П} T_n \Delta S_{ij}]. \quad (9)$$

Используя выражения (8) и (9) запишем логарифм отношения правдоподобия для случая, когда

$$\frac{N_C}{N_{П}} \ll 1. \quad (10)$$

Это соответствует, например, сумеречным и дневным условиям наблюдения [8]. При условии (10) можно считать, что $\ln\left(1 + \frac{N_C}{N_{П}}\right) \sim \frac{N_C}{N_{П}}$. Тогда

$$\ln L = \sum_{i=1}^k \sum_{j=1}^m \left[n_{ij} \frac{N_C}{N_{П}} - N_C T_n \Delta S_{ij} \right]. \quad (11)$$

Подставляя в (11) значение N_C из (5), получим:

$$\ln L = \frac{N_{C0}}{N_{П}} Y(\hat{n}) - W_C. \quad (12)$$

В выражении (12) для краткости использованы следующие обозначения:

$$Y(\hat{n}) = \sum_{i=1}^k \sum_{j=1}^m n_{ij} \left[\frac{\sin\left(c(u_i - u_0) \frac{a}{2}\right)}{c(u_i - u_0) \frac{a}{2}} \right]^2 \left[\frac{\sin\left(d(v_j - v_0) \frac{b}{2}\right)}{d(v_j - v_0) \frac{b}{2}} \right]^2, \quad (13)$$

где $\hat{n} = n_{1j}, n_{2j}, \dots, n_{kj}, n_{i1}, n_{i2}, \dots, n_{km}$ – принятая реализация;

$$W_C = \sum_{i=1}^k \sum_{j=1}^m N_{C0} \left[\frac{\sin\left(c(u_i - u_0) \frac{a}{2}\right)}{c(u_i - u_0) \frac{a}{2}} \right]^2 \left[\frac{\sin\left(d(v_j - v_0) \frac{b}{2}\right)}{d(v_j - v_0) \frac{b}{2}} \right]^2 T_n \Delta S_{ij}. \quad (14)$$

Очевидно, что величина W_C пропорциональна энергии принимаемого сигнала.

Из выражения (12) следует, что логарифм отношения правдоподобия с точностью до констант определяется значением функции $Y(\hat{n})$. Следовательно, алгоритм обнаружения сигнала малой интенсивности в выходной плоскости телевизионной ОЭС можно представить в виде, приведенном на рис. 5.

Значения функции $Y(\hat{n})$ являются случайной величиной и зависят от принятой реализации $\hat{n}$. Закон распределения, которому подчиняется величина $Y(\hat{n})$, из выражения (13) не очевиден. Хотя величины n_{ij} , входящие в (13), имеют пуассоновскую статистику, сумма из $k \cdot m$ слагаемых, каждое из которых является произведением независимых пуассоновских величин на различные коэффициенты, определенным образом зависящие от пространственных координат, очевидно не будет подчиняться закону Пуассона.

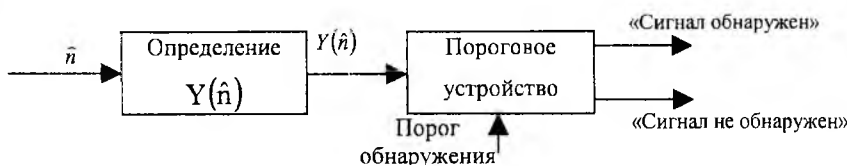


Рис. 5

Однако, если k и m достаточно велики для выполнения условия $\Delta S_{ij} \rightarrow 0$ (см. рис. 4), при больших значениях n_{ij} , в силу закона больших чисел, закон распределения величины $Y(\hat{n})$ будет стремиться к нормальному закону.

В силу вышесказанного будем в первом приближении считать величину $Y(\hat{n})$ распределенной по нормальному закону.

Для получения оценки эффективности предложенного алгоритма возможно воспользоваться критерием величины отношения сигнал/шум. Как известно из [4], этот критерий является универсальным при оценке эффективности обнаружения известного сигнала на фоне гауссовых помех. Запишем выражение для отношения сигнал/шум φ в виде, аналогичном приведенному в [2, 5, 6]:

$$\varphi = \frac{\bar{\alpha}}{\sqrt{D(\alpha)}}, \quad (15)$$

где $\bar{\alpha}$ – среднее значение измеряемой величины α ; $D(\alpha)$ – дисперсия α .

В нашем случае измеряемой величиной является значение функции $Y(\hat{n})$, определяемое выражением (13). Для вычисления величины отношения сигнал/шум (15) необходимо определить среднее значение $\bar{Y}(\hat{n})$ и дисперсию $D(Y(\hat{n}))$. Поскольку информация о сигнальной компоненте содержится в ее аддитивной смеси с помехой, перед процедурой обнаружения необходимо центрировать помеховую составляющую. Тогда выражение (15) можно записать в виде:

$$\varphi = \frac{\bar{Y}_{C+П}(\hat{n}) - \bar{Y}_П(\hat{n})}{\sqrt{D(Y_{C+П}(\hat{n})) + D(Y_П(\hat{n}))}}. \quad (16)$$

Вычислим величины, входящие в (16). Запишем выражение для среднего значения $\bar{Y}_П(\hat{n})$:

$$\bar{Y}_П(\hat{n}) = \sum_{i=1}^k \sum_{j=1}^m \frac{1}{n_{ij}} \left[\frac{\sin\left(c(u_i - u_0)\frac{a}{2}\right)}{c(u_i - u_0)\frac{a}{2}} \right]^2 \left[\frac{\sin\left(d(v_j - v_0)\frac{b}{2}\right)}{d(v_j - v_0)\frac{b}{2}} \right]^2. \quad (17)$$

Подставляя в (17) выражение (4) и учитывая, что линейный размер главного лепестка распределения интенсивности (5) значительно меньше линейного размера фотоприемника, и заменяя сумму интегралом в бесконечных пределах, получим выражение для среднего значения помехи:

$$\bar{Y}_П(\hat{n}) = N_П T_n \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\sin\left(c(u_i - u_0)\frac{a}{2}\right)}{c(u_i - u_0)\frac{a}{2}} \right]^2 du \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\sin\left(d(v_j - v_0)\frac{b}{2}\right)}{d(v_j - v_0)\frac{b}{2}} \right]^2 dv \quad (18)$$

или после интегрирования:

$$\bar{Y}_П(\hat{n}) = \frac{4\pi^2}{cadb} N_П T_n. \quad (19)$$

Выражение для дисперсии помеховой составляющей:

$$D(Y_П(\hat{n})) = N_П T_n \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\sin\left(c(u_i - u_0)\frac{a}{2}\right)}{c(u_i - u_0)\frac{a}{2}} \right]^2 du \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\sin\left(d(v_j - v_0)\frac{b}{2}\right)}{d(v_j - v_0)\frac{b}{2}} \right]^2 dv \quad (20)$$

или после интегрирования:

$$D(Y_П(\hat{n})) = \frac{16\pi^2}{9cadb} N_П T_n. \quad (21)$$

Аналогичные рассуждения проведем для определения среднего значения и дисперсии аддитивной смеси сигнала и помехи:

$$\overline{Y_{C+П}(\hat{n})} = N_{П} T_n \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\sin\left(c(u_i - u_0)\frac{a}{2}\right)}{c(u_i - u_0)\frac{a}{2}} \right]^2 du \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\sin\left(d(v_j - v_0)\frac{b}{2}\right)}{d(v_j - v_0)\frac{b}{2}} \right]^2 dv +$$

$$+ N_{C_0} T_n \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\sin\left(c(u_i - u_0)\frac{a}{2}\right)}{c(u_i - u_0)\frac{a}{2}} \right]^4 du \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\sin\left(d(v_j - v_0)\frac{b}{2}\right)}{d(v_j - v_0)\frac{b}{2}} \right]^4 dv = \frac{4\pi^2}{cdab} N_{П} T_n + \frac{16\pi^2 T_n}{9cdab} N_{C_0} T_n, \quad (22)$$

$$D(Y_{C+П}(\hat{n})) = N_{П} T_n \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\sin\left(c(u_i - u_0)\frac{a}{2}\right)}{c(u_i - u_0)\frac{a}{2}} \right]^2 du \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\sin\left(d(v_j - v_0)\frac{b}{2}\right)}{d(v_j - v_0)\frac{b}{2}} \right]^2 dv +$$

$$+ N_{C_0} T_n \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\sin\left(c(u_i - u_0)\frac{a}{2}\right)}{c(u_i - u_0)\frac{a}{2}} \right]^6 du \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\sin\left(d(v_j - v_0)\frac{b}{2}\right)}{d(v_j - v_0)\frac{b}{2}} \right]^6 dv = \frac{16\pi^2}{9cdab} N_{П} T_n + \frac{121\pi^2 T_n}{100cdab} N_{C_0} T_n. \quad (23)$$

Подставляя (19) и (21)-(23) в (16), получим:

$$\varphi = \frac{16\pi^2 T_n N_{C_0}}{9cdab \sqrt{\frac{121\pi^2}{100cdab} T_n N_{C_0} + 2 \frac{16\pi^2}{9cdab} T_n N_{П}}} \quad (24)$$

Выводы. Разработанный алгоритм обнаружения сигналов в выходной плоскости ОЭС телевизионного типа составлен с учетом корпускулярной структуры оптического излучения и статистических характеристик светового потока.

Полученные аналитические выражения для среднего значения и дисперсии сигнальной и помеховой компонент позволяют оценить вероятностные характеристики обнаружения (условные вероятности правильного обнаружения и ложной тревоги) и величину отношения сигнал/шум. Однако решение задачи определения характеристик обнаружения, потенциальных точностей измерения параметров измеряемых сигналов и сравнения предложенного алгоритма с известными алгоритмами требует отдельного рассмотрения и является предметом дальнейших исследований.

Список литературы: 1. Стрелков А.И., Лытюга А.П. Влияние радиуса корреляции атмосферных неоднородностей на обнаружительную способность оптико-электронных станций телевизионного типа при наблюдении космических объектов // Системы обробки інформації: Зб. наук. праць. Харків: ХВУ. 2002. Вип. 5(21). С. 270 – 276. 2. Москвитин С.В., Стрелков А.И. Теоретические основы оптической локации: МО Украины. Харьков. 1992. 208 с. 3. Прикладная оптика / Под ред. Заказнова Н.П. М.: Машиностроение. 1988. 312 с. 4. Левин Б.Р. Теоретические основы статистической радиотехники. М.: Сов. радио, 1968. Т. 2 503 с. 5. Стрелкова Т.А. Потенциальные возможности наблюдения биологических объектов оптико-электронными средствами // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.- техн. сб. 1999. Вып. 112. С. 87 – 90. 6. Гальярди Р., Карп Ш. Оптическая связь. М.: Связь. 1978. 424 с. 7. Стрелков А.И., Стрелкова Т.А., Лытюга А.П., Коротков В.В. Алгоритмы обнаружения сигналов в акустооптических анализаторах спектра // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.- техн. сб. 2003. Вып. 131. С. 37 – 43. 8. Стрелкова Т.А., Лытюга А.П. Оценка возможностей наблюдения низкоорбитальных космических объектов оптико-электронными средствами в дневное время // Тр. 7-й межд. конф. «Теория и техника передачи, приема и обработки информации». ХНУРЭ. Харьков. 2001. С. 82 – 83.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 23.04.2003

*И. М. НЕВМЕРЖИЦКИЙ, канд. техн. наук, Ю. Г. УЛЬЯНОВ, канд. техн. наук,
И. В. ТАРАНЧЕНКО, Ю. А. СИРЫК, И. М. ЛОБОДА*

ЦИФРОВАЯ СИСТЕМА СЕЛЕКЦИИ ДВИЖУЩИХСЯ ЦЕЛЕЙ, ИСПОЛЬЗУЮЩАЯ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ХАРТЛИ

Всевозрастающее число публикаций, посвященных приложениям преобразования Хартли для обработки акустических, речевых и других видов сигналов, свидетельствует о росте интереса специалистов, занимающихся вопросами обработки сигналов и спектральным анализом, к этому преобразованию.

Поскольку каждому применению комплексного преобразования Фурье соответствует применение вещественного преобразования Хартли, то цель данной статьи заключается в том, чтобы практически показать возможность применения преобразования Хартли к цифровой когерентной обработке сигналов в частотной области.

В современных системах селекции движущихся целей (СДЦ) производится цифровая когерентная обработка сигналов в частотной области, которая заключается в вычислении дискретного спектра пачки импульсов, то есть реализации дискретного преобразования Фурье (ДПФ) [1]. Обычно операция ДПФ производится над дискретной последовательностью принимаемого колебания $s(t)$, содержащей N чисел. Формально дискретный спектр вычисляется по формуле [2]:

$$F(\nu) = N^{-1} \cdot \sum_{t=0}^{N-1} s(t) \exp[-j \cdot 2 \cdot \pi \cdot \nu \cdot t / N].$$

В отличие от преобразования Фурье, отображающего вещественные функции в комплексную область, и несимметричного по j (происходит изменение знака при переходе от прямого к обратному преобразованию) преобразование Хартли осуществляет прямое и обратное преобразование только в вещественной области и обладает указанной симметрией [2]. Дискретное преобразование Хартли (ДПХ) вещественной функции $s(t)$ формально определяется по формуле [2]:

$$H(\nu) = N^{-1} \cdot \sum_{t=0}^{N-1} s(t) \cdot \text{cas}[2 \cdot \pi \cdot \nu \cdot t / N],$$

где $\text{cas}[2 \cdot \pi \cdot \nu \cdot t / N] = \cos(2 \cdot \pi \cdot \nu \cdot t / N) + \sin(2 \cdot \pi \cdot \nu \cdot t / N)$.

Цифровая схема СДЦ, реализующая преобразование Хартли, имеет в своем составе два аналого-цифровых преобразователя (АЦП) и спецвычислитель, осуществляющий когерентное накопление пачек импульсов отраженных сигналов с целью разделения по доплеровским каналам полезных сигналов и сигналов пассивных помех. В АЦП производится преобразование в двоичные коды видеосигналов, поступающих с выходов квадратурных каналов блока фазовых детекторов.

Таким образом, после дискретизации квадратурным амплитудам поставлена в соответствие последовательность чисел X_{ci}, Y_{si} ($S_i = X_{ci} + j Y_{si}, i = 1 \dots N$). Пользуясь матричной символикой, можно записать:

$$X_{ci} = (x_1 \ x_2 \ x_3 \ \cdot \ x_k \ \cdot \ x_N)^T,$$

$$Y_{si} = (y_1 \ y_2 \ y_3 \ \cdot \ y_k \ \cdot \ y_N)^T,$$

где

$$x_k = U_{ck} \cdot \cos(2 \cdot \pi \cdot F_{\partial} \cdot T \cdot k + \psi_k),$$

$$y_k = U_{sk} \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot F_{\partial} \cdot T \cdot k + \psi_k)$$

- косинусная и синусная составляющие принимаемого колебания S_i .

Проанализируем операции ДПХ на примере $N=8$ (рис. 1).

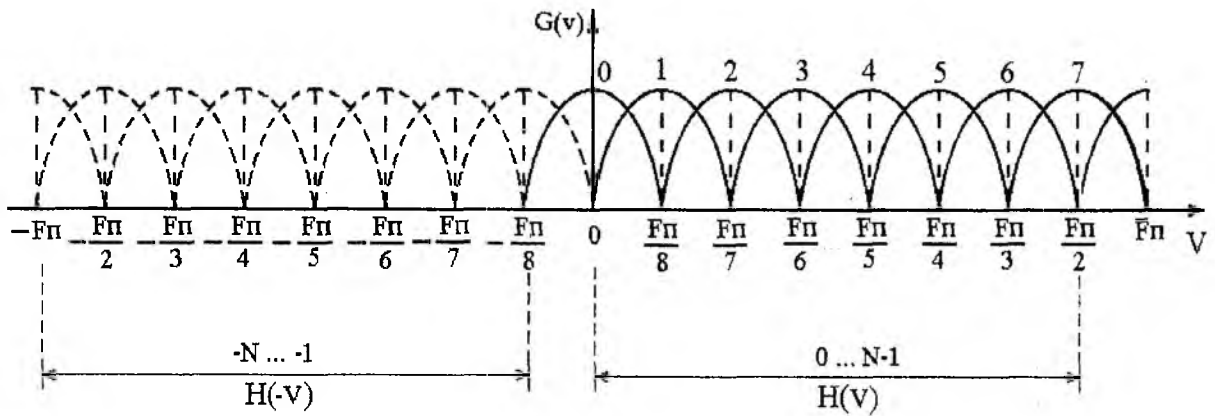


Рис. 1

Для определения ДПХ $H(v)$ от функции S_v , определяемой в диапазоне изменения v от 0 до N , функция cas^* имеет следующий вид:

$$CAS_+ = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1,414 & 1 & 0 & -1 & -1,414 & -1 & 0 \\ 1 & 1 & -1 & -1 & 1 & 1 & -1 & -1 \\ 1 & 0 & -1 & 1,414 & -1 & 0 & 1 & -1,414 \\ 1 & -1 & 1 & -1 & 1 & -1 & 1 & -1 \\ 1 & -1,414 & 1 & 0 & -1 & 1,414 & -1 & 0 \\ 1 & -1 & -1 & 1 & 1 & -1 & -1 & 1 \\ 1 & 0 & -1 & -1,414 & -1 & 0 & 1 & 1,414 \end{pmatrix}.$$

Поскольку ДПХ имеет четную и нечетную компоненты, то для определения зеркального изображения ДПХ $H(-v)$ необходимо иметь функцию cas^* для функции S_v , определяемой в диапазоне изменения v от -1 до $-N$:

$$CAS_- = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & -1 & -1,414 & -1 & 0 & 1 & 1,414 \\ 1 & -1 & -1 & 1 & 1 & -1 & -1 & 1 \\ 1 & -1,414 & 1 & 0 & -1 & 1,414 & -1 & 0 \\ 1 & -1 & 1 & -1 & 1 & -1 & 1 & -1 \\ 1 & 0 & -1 & 1,414 & -1 & 0 & 1 & -1,414 \\ 1 & 1 & -1 & -1 & 1 & 1 & -1 & -1 \\ 1 & 1,414 & 1 & 0 & -1 & -1,414 & -1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Для получения энергетического спектра непосредственно из преобразования Хартли необходимо возвести в квадрат и просуммировать два значения преобразования Хартли для частот $+v$ и $-v$ [2]. При этом результат суммирования должен быть разделен на два, так как каждая из функций вида $H(v)$ и $H(-V)$, возведенная в квадрат, равна полному энергетическому спектру, тогда как вещественная и мнимая части преобразования Фурье содержат по половине этой величины [2].

Учитывая, что в нашем случае ДПХ производится над двумя квадратурными составляющими вещественной функции S_c , алгоритм нахождения энергетического спектра будет следующий. После получения дискретных значений обеих квадратурных составляющих X_{ci} и Y_{si} , для уменьшения числа перемножений в умножителе сначала вычисляются сумма $(X_{ci} + Y_{si})$ и разность $(X_{ci} - Y_{si})$ сигналов двух квадратурных каналов, а потом производится их умножение на 1,414. Для обеспечения работы всех доплеровских каналов умножитель имеет 8 выходов (рис. 2).

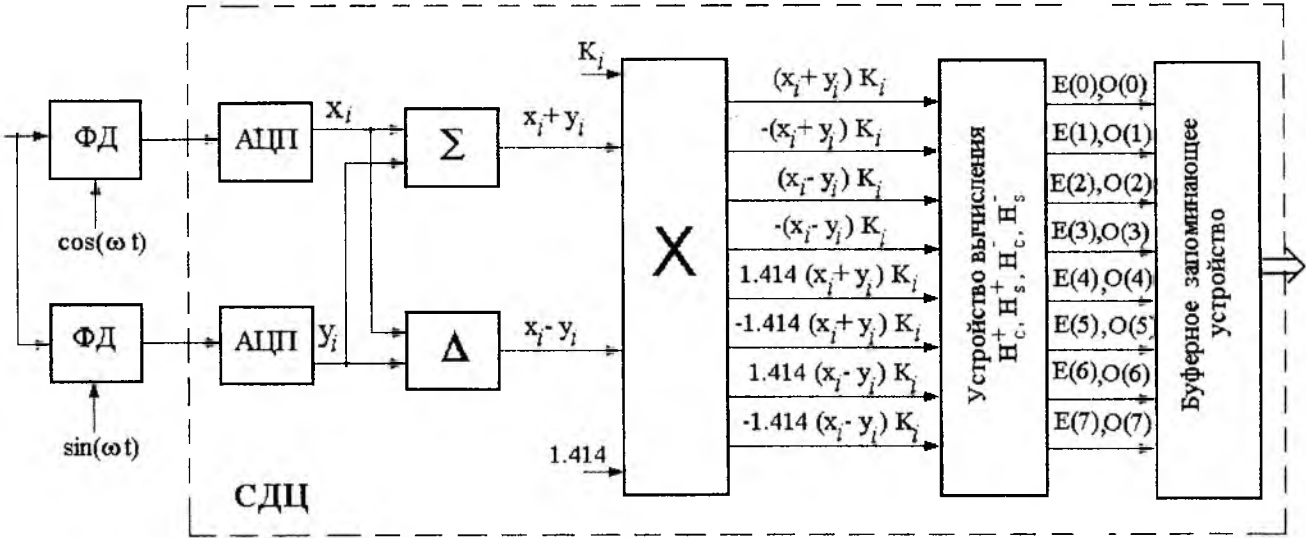


Рис. 2

В общем виде алгоритм работы данной схемы можно представить с помощью матричных умножений следующего вида:

$$E_{ДФХ} = \left(\frac{H_c^+ + H_s^-}{2} \right), \quad O_{ДФХ} = \left(\frac{H_s^+ - H_c^-}{2} \right),$$

где $E_{ДФХ}$ и $O_{ДФХ}$ соответственно четная и нечетная составляющие преобразования Хартли.

Преобразования Хартли для двух квадратурных составляющих, соответственно H_c^+ и H_s^+ , имеют следующий вид:

$$H_c^+ = \left(\frac{1}{N} \right) \cdot CAS_+ \cdot (X_c + Y_s), \quad H_s^+ = \left(\frac{1}{N} \right) \cdot CAS_- \cdot (X_c + Y_s).$$

Преобразования Хартли для двух зеркальных изображений квадратурных составляющих, соответственно H_c^- и H_s^- , имеют следующий вид:

$$H_c^- = \left(\frac{1}{N} \right) \cdot CAS_+ \cdot (X_c - Y_s), \quad H_s^- = \left(\frac{1}{N} \right) \cdot CAS_- \cdot (X_c - Y_s).$$

Для получения энергетического спектра $G(\nu)$ функции $S(t)$ достаточно возвести в квадрат четную и нечетную составляющие преобразования Хартли [2]. Имеем:

$$G(\nu) = (E_{ДФХ})^2 + (O_{ДФХ})^2.$$

На рис. 3 показан энергетический спектр $G(\nu)$ функции $S(t)$, рассчитанный с использованием данного алгоритма для следующих исходных данных: частота повторения импульсов на выходе блока фазовых детекторов $F_n = 1000$ Гц, доплеровская добавка частоты $F_d = 550$ Гц.

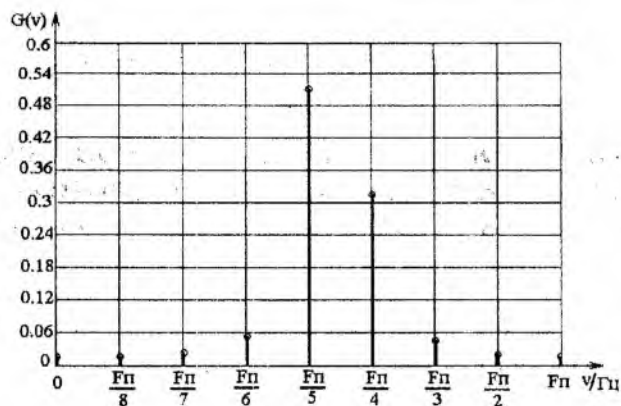


Рис. 3

Уменьшить количество умножений, необходимых для вычисления всех N значений спектра, удастся, проделав ряд искусственных преобразований (рис. 4).

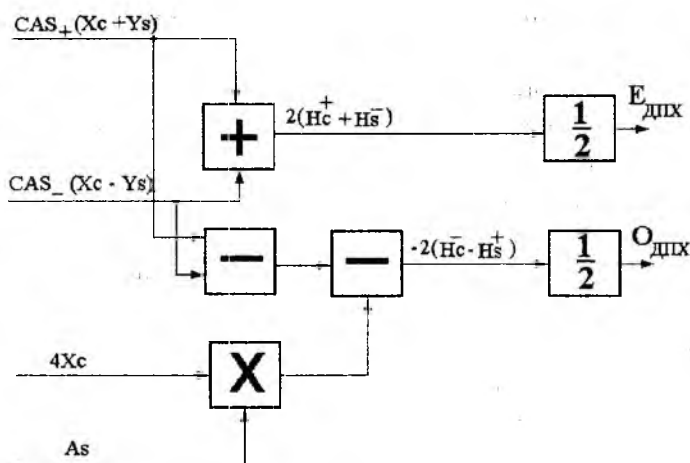


Рис. 4

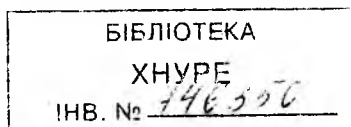
Здесь $A_{Si,v} = \sin\left[\frac{2 \cdot \pi \cdot v \cdot i}{N}\right]$.

Таким образом, из рис. 2 видно, что использование преобразования Хартли для реализации алгоритма обработки сигнала в цифровой СДЦ существенного выигрыша по числу операций сложения и умножения не дает. Тот факт, что значения преобразования Хартли являются вещественными и обладают свойством симметрии, создает лишь удобства при выполнении расчетов.

Список литературы: 1. Р.Н. Брейсуэлл. Быстрое преобразование Хартли // ТИИЭР. 1984. №8. С. 19 – 28. Пер. с англ.-М.: Мир, 1990.175 с. 2. Р.Н. Брейсуэлл. Преобразование Хартли: Пер. с англ. М.: Мир, 1990. 175 с.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 08.02.2003



*Н. М. КАЛЮЖНЫЙ, канд. техн. наук, С. Н. АЛЕКСАНДРОВ, канд. техн. наук,
Э. Э. АСАНОВ*

ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ МЕТОДИКИ ОБОСНОВАНИЯ СПОСОБА СКРЫТНОГО ИЗМЕРЕНИЯ ДАЛЬНОСТИ ОДНОПОЗИЦИОННЫМИ ПАССИВНО-АКТИВНЫМИ СРЕДСТВАМИ ОБНАРУЖЕНИЯ ВОЗДУШНЫХ ОБЪЕКТОВ

Большие значения излучаемой мощности и характер работы радиолокационных станций обуславливают почти мгновенное их обнаружение. Специалисты считают [1], что активная радиолокация в нынешнем её понимании теряет свою эффективность. Считается [2, 3], что роль систем обнаружения, в которых доминирует принцип пассивной радиолокации, постоянно возрастает.

В то же время, при обнаружении воздушных объектов, особенно с одной позиции, использование только пассивных средств оказывается недостаточным. Активная локация должна найти своё применение, но в новом качестве: мощности излучения необходимо снизить до уровня, исключающего обнаружение лоатора; время выхода в эфир сократить до минимума. За счёт совместного использования пассивных и активных средств обнаружения данные требования могут быть удовлетворены. Однако известно [4, 5], что одним из решающих факторов при использовании радиолокационных средств является упрощение их структуры и возможность быстрой смены условий применения.

Для эффективного решения стоящих перед средствами обнаружения задач наиболее рациональной формой их построения является однопозиционное средство, построенное по принципу пассивной локации с возможностью измерения дальности до воздушных объектов. В настоящее время таких средств нет. Строить их целесообразно на базе пассивных средств, приемные устройства которых могут быть использованы для обработки отражённых широкополосных зондирующих сигналов. Средства, построенные по такому принципу, будем называть пассивно-активными.

Целью статьи является изложение общих положений методики обоснования способа скрытного измерения дальности однопозиционными пассивно-активными средствами обнаружения воздушных объектов.

Обоснование способа скрытного измерения дальности сводится к решению связанных между собою задач выбора моделей сигнала, оптимизации структуры обработки, оптимизации энергетических и частотных параметров зондирующего сигнала. При этом общие положения методики обоснования способа скрытного измерения дальности однопозиционным пассивно-активным средством радиолокации представляют собой следующую последовательность действий.

1. На основании принятых ограничений и допущений относительно свойств и характеристик заданной модели воздушного объекта выбирается модель отражённого зондирующего сигнала и, на основе теории статистических решений, оптимизируется его обработка. Оптимизация включает в себя получение решающего правила принятия решений о наличии или отсутствии сигнала и построение, в соответствии с этим правилом, схем оптимальной обработки.

2. Решается задача оптимизации энергетических параметров зондирующего сигнала. В качестве исходных данных используются: данные об эффективной поверхности рассеяния воздушных объектов и характеристиках бортовых средств обнаружения; характеристики пассивно-активной станции и принятые для неё требования и ограничения (эффективная поверхность антенны, диапазон частот для формирования сигнала, ограничения по мощности передатчика, разрешающая способность по дальности и др.). В качестве критерия оптимальности энергетических параметров используется значение длительности зондирующего сигнала

$$T_c = \frac{(4\pi)^2 kT_0 F_r V R^4 \alpha}{P_0 A_r(\beta) \sigma G_0(\beta)}, \quad (1)$$

где $kT_0 = 4 \cdot 10^{-21}$ Вт/Гц (k – постоянная Больцмана, $T_0 = 290$ К); F_r – коэффициент шума (шум-фактор) приемного устройства пассивно-активного средства; V – отношение энергии сигнала к энергии шума на выходе линейной части приемника пассивно-активного средства; R – расстояние от пассивно-активного средства до объекта; α – коэффициент, учитывающий потери энергии при распространении сигнала; P_0 – мощность передатчика; $G_0(\beta)$ – коэффициент усиления передающей антенны, зависящий от направления на объект; $A_r(\beta)$ – эффективная поверхность приемной антенны, также зависящая от направления на объект; σ – эффективная поверхность рассеяния объекта; A – эффективная площадь апертуры приемной антенны объекта.

Полученное значение удовлетворяет условию обнаружения воздушных объектов с заданными показателями качества при одновременном обеспечении скрытности излучений. В основу соотношения положены выражения, применяемые в теории радиолокации при когерентной обработке сигнала. Для оценки длительности необходимо:

а) исходя из максимально допустимой вероятности обнаружения, задать величину s превышения зондирующим сигналом уровня шумов приемных устройств средств воздушной радиотехнической разведки;

б) рассчитать допустимое значение мощности передатчика

$$P_0 = \frac{s P_s 4\pi R^2}{G_0(\beta) A}, \quad (2)$$

где P_s – чувствительность приемника станции воздушной радиотехнической разведки;

в) обосновать выбор значений вероятностей D правильного обнаружения и F ложной тревоги, которые должны быть обеспечены при обнаружении объекта и оценить для них значение V (при некогерентной обработке необходимо учитывать дополнительные потери энергии сигнала [6,7]).

3. Требуемые показатели качества обнаружения и уменьшение длительности сигнала легче обеспечить при условии независимости его флуктуаций. Поэтому анализируются и принимаются ограничения по выбору частотных параметров, позволяющие предопределить независимость флуктуаций парциальных импульсов, из которых состоит зондирующий сигнал. Для этого проводятся:

а) оценка значения разностной частоты [6], которое определяет минимальный интервал между частотами импульсов в составе зондирующего сигнала;

б) оценка интервала $\Delta t_{\text{ког}}$ когерентности, в пределах которого возможна обработка одиночных импульсов без учёта доплеровской поправки частоты. Для этого используется [6] формула

$$\Delta t_{\text{ког}} = \lambda / 4v_r, \quad (3)$$

где λ – длина волны; v_r – радиальная скорость движения цели;

в) проводится проверка возможности формирования сигнала с независимо флуктуирующими парциальными импульсами с длительностью в пределах интервала когерентности. Для проведения проверки выполняются следующие действия:

1) определяется количество частот, попадающих в полосу формирования зондирующего сигнала и отстоящих друг от друга на величину разностной частоты. Это количество соответствует числу импульсов, допустимому с точки зрения обеспечения независимости их флуктуаций;

2) рассчитывается зависимость отношения сигнал/шум независимо флуктуирующих парциальных импульсов от их числа в сигнале. Выражение, определяющее эту зависимость, получается следующим образом. Записывается соотношение для вероятности ложной тревоги

$$F = 1 - \int_0^{y_0} \frac{1}{\Gamma(m)} y^{m-1} e^{-y} dy \quad \text{или}$$

$$F = 1 - \Gamma_m(y_0), \quad (4)$$

где y_0 – заданный в пассивно-активном средстве уровень порога при накоплении m импульсов; $\Gamma(m)$ и $\Gamma_m(y_0)$ – полная и неполная гамма-функции, определяемые в зависимости от количества парциальных импульсов в сигнале.

Аналогичным образом определяется выражение для вероятности правильного обнаружения сигнала с независимыми флуктуациями

$$D = 1 - \int_0^{Z_0} \frac{1}{\Gamma(m)} Z^{m-1} e^{-Z} dZ \quad \text{или}$$

$$D = 1 - \Gamma_m(Z_0), \quad (5)$$

где $Z_0 = \frac{y_0}{1+\zeta}$, $(\zeta = q^2/2)$ – величина порога для сравнения с модульным значением корреляционного интеграла.

Из (4), (5) соответственно получим:

$$\Gamma_m(y_0) = 1 - F,$$

$$\Gamma_m(Z_0) = 1 - D.$$

Значения y_0 и Z_0 можно записать, используя понятие обратной неполной гамма-функции:

$$y_0 = \Gamma_m^{-1}(1 - F),$$

$$Z_0 = \Gamma_m^{-1}(1 - D).$$

Выражаем Z_0 через y_0 :

$$\Gamma_m^{-1}(1 - D) = \frac{\Gamma_m^{-1}(1 - F)}{1 + \zeta}. \quad (6)$$

Из (6) легко получить зависимость энергетического отношения сигнал/шум парциальных импульсов от их количества для заданных значений вероятностей правильного обнаружения и ложной тревоги:

$$\frac{q^2}{2} = \frac{\Gamma_m^{-1}(1 - F)}{\Gamma_m^{-1}(1 - D)} - 1, \quad (7)$$

где q – отношение сигнал/шум в парциальном импульсе по напряжению.

В соответствии с выражением (9) определяется минимальное отношение сигнал/шум для парциальных импульсов. Если обеспечить такое отношение q сигнал/шум отраженного от

объекта парциального импульса, то число импульсов в сигнале не превысит допустимого значения, и независимость их флуктуаций будет обеспечена.

1) Оценивается значение длительности парциального импульса, обеспечивающее отношение сигнал/шум не ниже допустимого. Эта длительность рассчитывается из выражения (1) путём замены в нем длительности T_c сигнала и его отношения V сигнал/шум на длительность t_n и отношение q сигнал/шум парциального импульса. Подставляется значение q и рассчитывается длительность t_n парциального импульса.

Если полученное значение длительности парциального импульса не превышает интервала когерентности, то использование таких импульсов допустимо при формировании зондирующего сигнала, и независимость их флуктуаций после переотражения от воздушной цели обеспечивается. Если рассчитанная длительность больше интервала когерентности, то использование таких импульсов без учёта доплеровской поправки при обработке не будет эффективным. Уменьшение длительности до интервала когерентности приведет к увеличению количества импульсов в сигнале. Тогда отраженные парциальные импульсы будут флуктуировать дружно. Зависимость отношения сигнал/шум от числа импульсов в такой ситуации рассчитывается [8] для двух случаев.

Возможен случай большого числа слабых некогерентных нефлуктуирующих импульсов зондирующего сигнала. Для проведения оценок сначала задаются требуемое значение вероятности D правильного обнаружения при заданной вероятности F ложной тревоги. Отношение сигнал/шум в парциальном импульсе, определяется соотношением

$$q = \frac{1}{\sqrt{m}} [\Phi^{-1}(D) + \Phi^{-1}(1-F)] , \quad (8)$$

где $\Phi^{-1}(y) = x$ — аргумент функции, описываемой интегралом вероятностей вида

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_x^{\infty} e^{-t^2/2} dt .$$

Импульсы считаются слабыми, если выполняется условие $q \ll 1$.

Возможен случай сильных некогерентных импульсов ($q \gg 1$). Тогда выражение для отношения сигнал/шум, имеет вид

$$q = \frac{[\Phi^{-1}(D) + \sqrt{2 \ln(1/F)}]^2}{2m} . \quad (9)$$

Если отношение сигнал/шум не удовлетворяет условиям $q \gg 1$ и $q \ll 1$, то характеристики обнаружения рассчитываются численными методами. Использование их совместно с формулами (8), (9) позволяет построить графики зависимостей отношения сигнал/шум парциальных импульсов от их количества.

4) Оценивается оптимальная длительность сигнала, требуемая для обеспечения заданных показателей качества. При когерентной обработке она определяется из (1), а при некогерентной — числом импульсов в сигнале по рассчитанному отношению сигнал/шум (7 – 9).

5) Выдаются рекомендации по применению полученных результатов при построении однопозиционного пассивно-активного средства радиоэлектронной разведки со скрытым измерением дальности.

Таким образом, одним из основных этапов формирования зондирующего сигнала является проверка возможности использования независимо флуктуирующих парциальных импульсов с длительностью в пределах интервала когерентности. Если это возможно, то в целях минимизации длительности всей посылки целесообразно применение независимо флуктуирующего зондирующего сигнала.

Так как методика предполагает решение задач выбора моделей сигнала, оптимизации структуры обработки и оптимизации энергетических и частотных параметров зондирующего сигнала, то с её помощью могут быть обоснованы варианты реализации способа скрытного измерения дальности однопозиционными пассивно-активными средствами обнаружения.

В качестве основного режима работы пассивно-активных средств предлагается пассивное обнаружение источников радиоизлучений. В дальнейшем активный режим может использоваться как в качестве вспомогательного, например, для измерения дальности до цели, обнаруженной в пассивном режиме, так и наравне с пассивным, для обнаружения воздушных целей. Варианты построения пассивно-активных средств могут отличаться друг от друга типами приемных устройств, видами зондирующих сигналов, характеристиками передатчиков, способами реализации антенных устройств и т.п. В перспективе данная методика должна получить дальнейшее развитие для обоснования способов измерения координат воздушных объектов пассивно-активными средствами различного назначения и исследование возможностей реализации таких способов как в однопозиционных, так и в многопозиционных системах.

Список литературы: 1. *Слипченко В.* Анализ военной кампании НАТО против Югославии весной 1999 года // Экспорт вооружений. Центр анализа стратегий и технологий. 2001. 2. *Рябов Б.* Новый облик радиолокации ПВО // Техника и вооружение. 2001. 3. *Перетягин И.* Трёхкоординатный комплекс радиотехнической разведки 85В6 – А «Вега» // Военный парад. 2001. №1. С. 62 – 63. 4. *Краснов А.* Что показала «Решительная сила»: Некоторые выводы из применения ВВС и ПВО в операции НАТО в Югославии // Красная звезда. 1999. 6 июля. 5. *Иванов И.* Потери авиации НАТО в войне на Балканах // Зарубежное военное обозрение. 1999. №5. С. 12 – 14. 6. *Финкельштейн М.И.* Основы радиолокации. М.: Радио и связь, 1983. 536 с. 7. Теоретические основы радиолокации / Под ред. Ширмана Я.Д. Уч. пособие для вузов. М: Сов. радио, 1970. 560 с. 8. *Теоретические основы радиолокации* / Под ред. Дулевича В.Е. Уч. пособие для вузов. М.: Сов. радио, 1987. 607 с.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 15.04.2003

ВЫБОР ОПТИМАЛЬНОЙ ФОРМЫ ФЮЗЕЛЯЖА БЕСПИЛОТНОГО ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА С ЦЕЛЬЮ СНИЖЕНИЯ ЕГО ЭПР

Как известно [1], комплексный подход к проблеме снижения радиолокационной заметности предусматривает два взаимосвязанных этапа: создание минимально отражающих форм элементов наружной поверхности объекта и выработка требований к характеристикам и размещению радиопоглощающих материалов (РПМ), позволяющих обеспечить заданный уровень вторичного излучения. В частности, в США теоретические и экспериментальные исследования с использованием комплексного подхода при создании объектов с низким уровнем радиолокационной заметности проводятся по программе «Stealth» [2, 3].

В [4] автором была предложена методика оптимального размещения РПМ на поверхности объекта сложной формы, позволяющая снизить среднюю эффективную поверхность рассеяния (ЭПР) объекта в заданном диапазоне направлений облучения и приема при ограничении на площадь поверхности, снабженной радиопоглощающим покрытием (РПП). В данной работе предлагается методика выбора формы идеально проводящего аэродинамического объекта с целью минимизации уровня ЭПР в широком диапазоне ракурсов зондирования. В качестве объекта исследований взят идеально проводящий фюзеляж беспилотного летательного аппарата (БПЛА). Выбор объекта обусловлен, во-первых, актуальностью задачи снижения радиолокационной заметности БПЛА, во-вторых, достаточно широкими возможностями изменения формы поверхности по сравнению с более скоростными аэродинамическими объектами.

Постановка задачи и результаты численного моделирования

Задача оптимизации формы фюзеляжа требует создания объекта с приемлемыми характеристиками рассеяния в широких диапазонах азимутов и углов места зондирования, а также с внутренним пространством, достаточным для размещения функциональных блоков и оборудования беспилотного летательного аппарата. Опираясь именно на эти требования, проводится выбор приемлемой формы идеально проводящего фюзеляжа БПЛА. Расчет характеристик рассеяния рассматриваемых моделей форм фюзеляжа БПЛА проводится с помощью метода, предложенного в [5]. Метод основан на приближении физической оптики и позволяет рассчитывать рассеянное объектом поле с помощью триангуляционных кубатурных формул.

Сначала рассмотрим характеристики рассеяния идеально проводящих моделей используемых в настоящее время форм фюзеляжа круглого и квадратного сечения, изображения которых приведены на рис. 1 и 2, соответственно. Здесь и в дальнейшем на рисунках с изображениями фюзеляжей приведены общий вид объекта (крупным планом), а также виды сверху и сбоку.

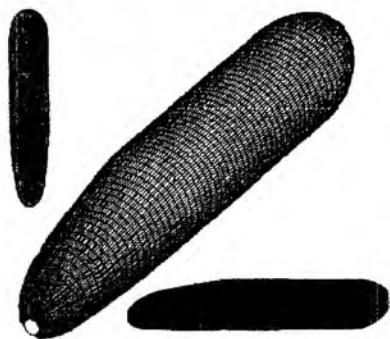


Рис. 1

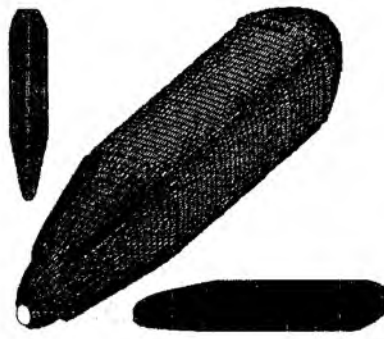


Рис. 2

Зондирование объектов проводилось на частоте 10 ГГц. Ширина частотного диапазона усреднения – 20 МГц. Зависимости ЭПР от азимута для различных углов места зондирования для фюзеляжа круглого сечения приведены на рис. 3, а для фюзеляжа квадратного сечения – на рис. 4.

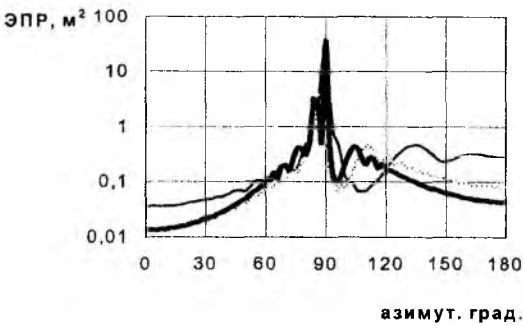


Рис. 3

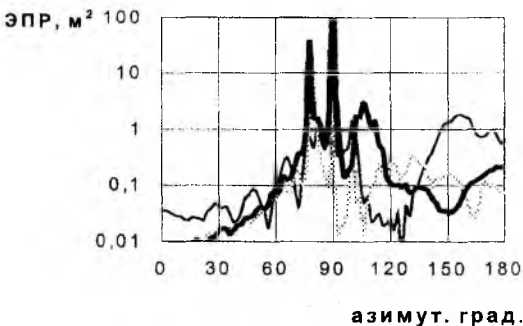


Рис. 4

На всех приведенных графиках зависимость ЭПР при зондировании в плоскости крыла БПЛА выделена жирной линией, тонкой линией изображена зависимость ЭПР при зондировании фюзеляжа снизу и угле места 60 градусов, пунктирной линией – зависимость ЭПР при угле места зондирования 30 градусов.

Анализ полученных результатов указывает на высокие значения ЭПР во всем диапазоне углов зондирования, что определяется наличием центров интенсивного вторичного излучения на поверхности исследуемых объектов. То есть, для снижения ЭПР необходимо избавиться от таких рассеивающих центров на поверхности объекта. В этом случае можно предложить такие изменения формы фюзеляжа ЭПР, при которых направления сильного обратного вторичного излучения будут сконцентрированы в узких диапазонах ракурсов зондирования вне рассматриваемых углов места и азимутов.

Примером такой формы может служить фюзеляж треугольного сечения или близкий к нему. Он обладает достаточным внутренним пространством для размещения функциональных блоков и оборудования БПЛА. Интенсивное обратное вторичное излучение такого фюзеляжа сконцентрировано в узких диапазонах ракурсов зондирования вблизи направлений, перпендикулярных днищу фюзеляжа, и протяженным плоским участкам боковой поверхности.

На рис. 5...16 представлены изображения нескольких смоделированных вариантов формы фюзеляжа, имеющих поперечное сечение, близкое к треугольному, а также приведены результаты расчетов их ЭПР.

Значения ЭПР, полученные для всех смоделированных фюзеляжей, ниже значений ЭПР фюзеляжей, используемых в настоящее время.

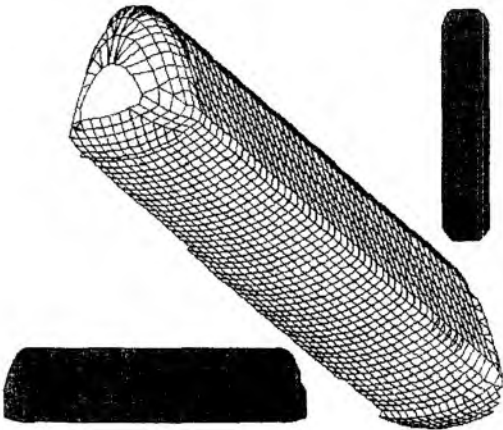


Рис. 5

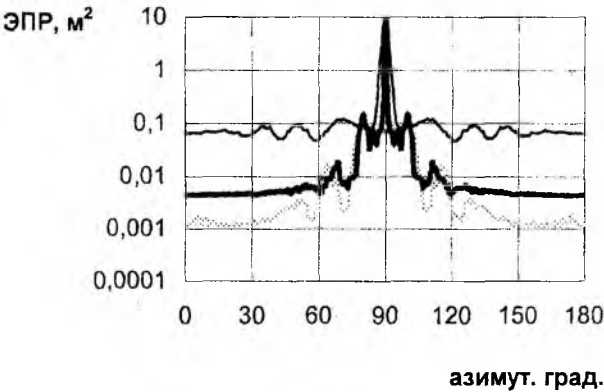


Рис. 6

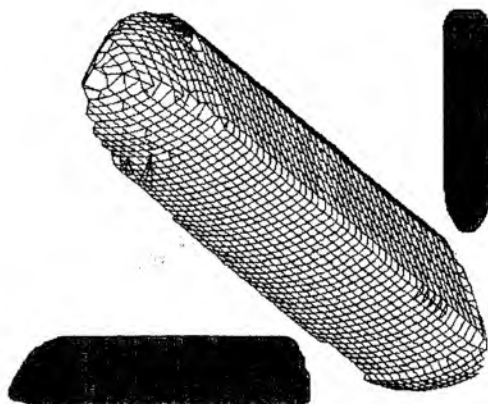


Рис. 7

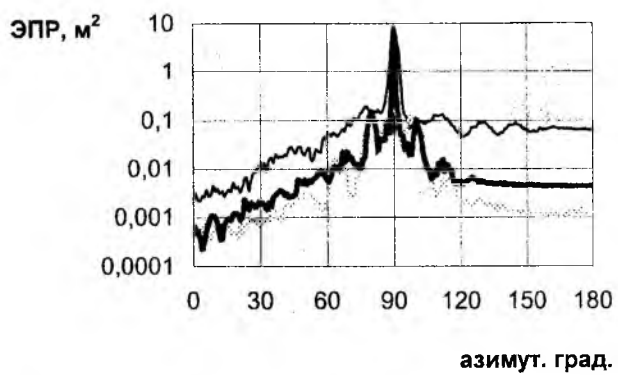


Рис. 8

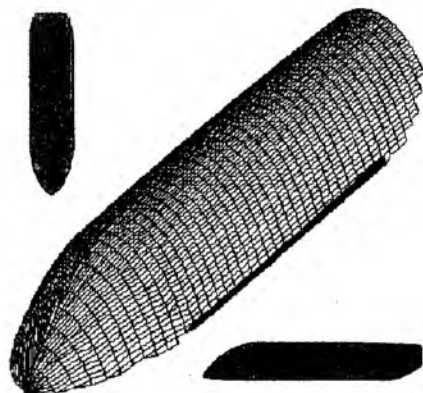


Рис. 9

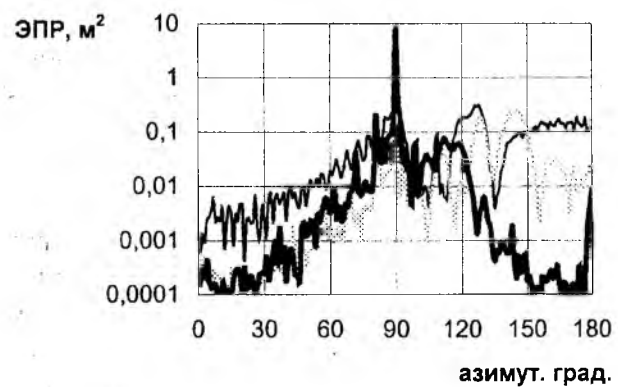


Рис. 10

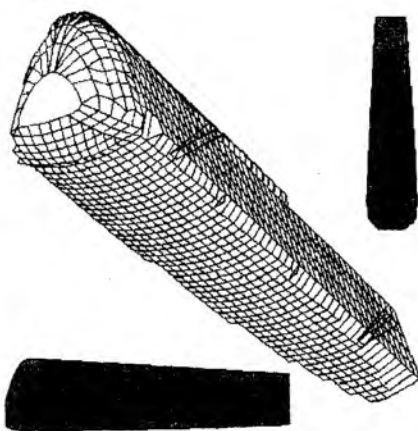


Рис. 11

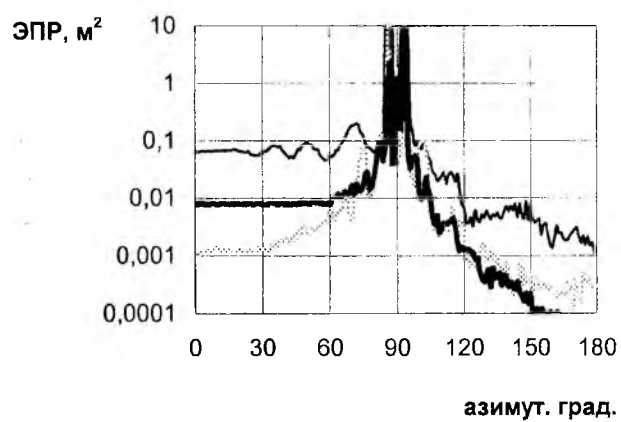


Рис. 12



Рис. 13

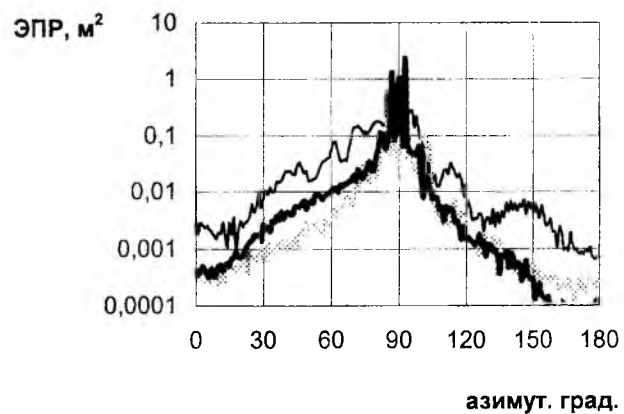


Рис. 14

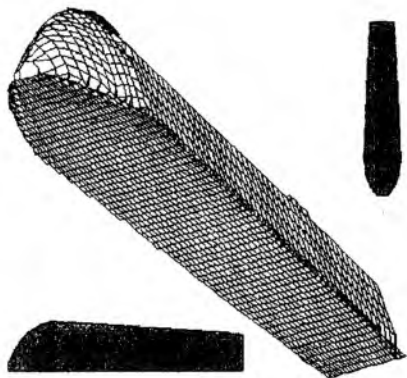


Рис. 15

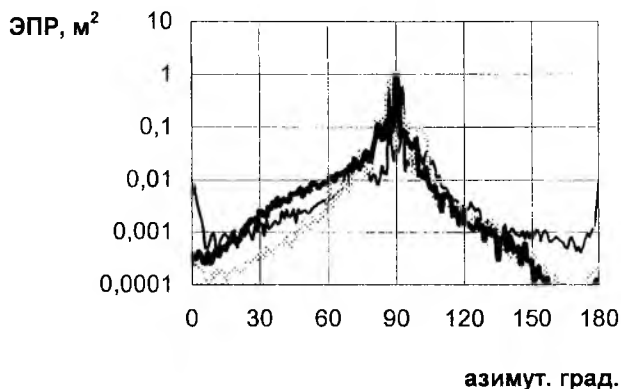


Рис. 16

Значения ЭПР при лобовых ракурсах зондирования существенно зависят от удлиненности носа фюзеляжа. Для сравнения, ЭПР моделей, изображенных на рис. 5, 11, при малых значениях азимута значительно превышают ЭПР остальных моделей при аналогичных ракурсах. Значения ЭПР при боковых ракурсах зондирования определяются, в основном, взаимным положением прямых образующих протяженной боковой поверхности объекта. Так, для моделей, имеющих сужение к хвосту фюзеляжа, значения ЭПР при боковых ракурсах ниже, чем у моделей с площадью поперечного сечения постоянной вдоль фюзеляжа. Проведенный анализ показал, что оптимальной будет форма фюзеляжа с удлиненным носом и сужением к хвосту. Два варианта такой формы представлены на рис. 13 и 15. Данные модели фюзеляжей различаются формой днища: на рис. 13 днище выпуклое, на рис. 15 – плоское. Значения ЭПР этих объектов меньше ЭПР остальных моделей практически во всем диапазоне рассмотренных ракурсов зондирования. Выбор между объектами с наименьшей ЭПР определяется требованиями к ЭПР фюзеляжа в случае зондирования из нижней полусферы при углах места, близких к 90 градусам (зенитное зондирование). Если необходимо иметь низкие значения ЭПР при большинстве ракурсов вблизи зенитного зондирования, стоит выбрать фюзеляж, изображенный на рис. 15. Если необходимо снизить максимальное значение ЭПР для таких ракурсов зондирования, лучше выбрать фюзеляж, изображенный на рис. 13.

Полученные в результате исследований формы идеально проводящего фюзеляжа имеют сниженную радиолокационную заметность и могут быть использованы при создании новых БПЛА. Дальнейшие исследования по проблеме снижения радиолокационной заметности таких летательных аппаратов будут проведены для фюзеляжей, выполненных в виде металлического каркаса с размещенными на нем функциональными блоками и охватывающей всю эту конструкцию диэлектрической оболочкой.

Список литературы: 1. Ананьин Э.В., Ваксман Р.Г., Патраков Ю.М. Методы снижения радиолокационной заметности // Зарубежная радиоэлектроника. №4-5, 1994, С. 5 – 21. 2. *Aviation Week and Space Technology*. Vol. 126, № 20. 1987. Pp. 20 – 23. 3. *Interavia*. Vol. 42, №4. 1987. Pp. 331 – 333. 4. Василец В.А. Снижение средней эффективной поверхности рассеяния объекта сложной формы при оптимальном распределении ограниченного количества радиопоглощающего материала на его поверхности // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 129. С. 69 – 72. 5. Сухаревский О.И., Василец В.А., Сазонов А.З., Ткачук К.И. Расчет рассеяния электромагнитной волны на идеально проводящем объекте, частично покрытом радиопоглощающим материалом, с помощью триангуляционных формул // Радиопизика и радиоастрономия. Т5, №1. 2000. С. 47 – 54.

*В. П. МОИСЕЕВ, канд. техн. наук, А. В. ВОРГУЛЬ, канд. техн. наук,
В. В. БАВЫКИНА, канд. техн. наук*

КОРРЕЛЯЦИОННЫЙ МЕТОД ОЦЕНКИ ВРЕМЕННОГО ПОЛОЖЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО СИГНАЛА

В основе работы навигационных систем находится измерение времени задержки принимаемого сигнала. Точность работы этих систем во многом зависит от погрешности оценки временного положения импульсного сигнала [1].

Если начальная фаза принимаемого сигнала не известна, то измерение временного положения сигнала производят по характерной точке огибающей. Погрешность оценки при этом определяется эффективной частотой огибающей $\Omega_{эф}$ [2]:

$$\sigma_t = \frac{1}{q \Omega_{эф}},$$

где q – отношение сигнал/помеха.

Для повышения точности оценки временного положения импульсного сигнала применяют фазовые методы. В навигационной системе Loran-C временное положение сигнала фиксируют по нулевому переходу радиочастотного заполнения (третий период от начала импульса). Несущая частота сигнала 100 кГц. Третий период соответствует 20 мкс от начала импульса. Погрешность оценки определяется эффективной частотой заполнения $\omega_{эф}$, которая совпадает с несущей частотой ω_c и намного больше эффективной частоты огибающей:

$$\sigma_t = \frac{1}{q \omega_{эф}}.$$

Погрешность оценки временного положения становится меньше, так как $\omega_{эф} \gg \Omega_{эф}$.

Чем больше частота заполнения радиоимпульса, тем точнее результат фиксации нулевого перехода, но тем сложнее выделить заданный период заполнения. Появляется проблема устранения неоднозначности фазовых отсчётов.

В метровом диапазоне радиоволн некоторые радиотехнические системы используют прямое прохождение сигналов. При этом сохраняется начальная фаза сигнала и возможности её использования для повышения точности фиксации временного положения. Неоднозначность фазовых отсчётов не позволяет достичь потенциально достижимую погрешность. Оценку временного положения производят по огибающей [3].

Для уменьшения вероятности появления неоднозначности фазовых отсчётов применяют сложные сигналы с последующим сжатием их во времени. Необходимость дальнейшего повышения точности оценки ограничивается возникающей проблемой устранения неоднозначности фазовых отсчётов в пределах центрального лепестка сжатого сигнала.

В этом отношении представляют интерес импульсные сигналы с линейным законом изменения частоты заполнения в связи с квадратическим законом их фазочастотной спектральной характеристики. Сигналы с линейной фазочастотной спектральной характеристикой обладают свойством повторяемости фазы. Начальная фаза сигнала на выходе коррелятора не зависит от номера периода частоты заполнения, по нулевому переходу которого произведена фиксация временного положения сигнала, что и определяет невозможность устранения неоднозначности. Сигналы с нелинейной фазочастотной характеристикой спектра свойством повторяемости не обладают. Начальная фаза сигнала на выходе коррелятора зависит от номера периода частоты заполнения и фазы сигнала по отношению к опорному сигналу, что и представляет интерес для использования.

В настоящее время применение цифровых методов формирования сигналов с частотной модуляцией обеспечивает достаточно высокую степень линейности изменения частоты [4].

Принимаемый ЛЧМ-сигнал можно представить выражением [5]:

$$s(t) = U \cos \left[\omega_o (t - t_o) + \beta \frac{(t - t_o)^2}{2} \right], \quad (1)$$

где ω_o – центральная, или несущая частота сигнала;

β – скорость изменения частоты;

t_o – задержка принимаемого сигнала.

Сигнал на выходе согласованного фильтра можно представить в виде:

$$s_{\text{вых}}(t) = \frac{1}{2} A U^2 T_C \frac{\sin \omega_o(t - t_o - T_C)}{\omega_o(t - t_o - T_C)} \cdot \cos \omega_o(t - t_o - T_C), \quad (2)$$

где A – коэффициент пропорциональности;

U – амплитуда сигнала;

T_C – длительность входного сигнала;

ω_o – девиация частоты.

Форма центральной части выходного сигнала имеет вид, представленный на рис. 1.

Временное положение принятого сигнала фиксируют по нулевому переходу одного из периодов частоты заполнения ω_o на выходе согласованного фильтра, как показано на рис. 1. Истинное временное положение этого сигнала соответствует тому нулевому переходу частоты заполнения, который производится в момент времени t_o . Для обнаружения этого периода предварительно фиксируют максимальное значение огибающей сигнала, а затем фиксируют ближайший нулевой переход. Номер этого периода на рис. 1 обозначен как $N = 0$. Вследствие медленности изменения огибающей амплитуда колебаний в интервале времени от $t_{\min}$ до $t_{\max}$ изменяется несущественно. Поэтому оценка временного положения сигнала по огибающей может смещаться во времени, что приведёт к изменению номера периода ближайшего нулевого перехода. На рис. 1 показан случай, когда $-3 \leq N \leq +3$, но может быть и значительно больше.

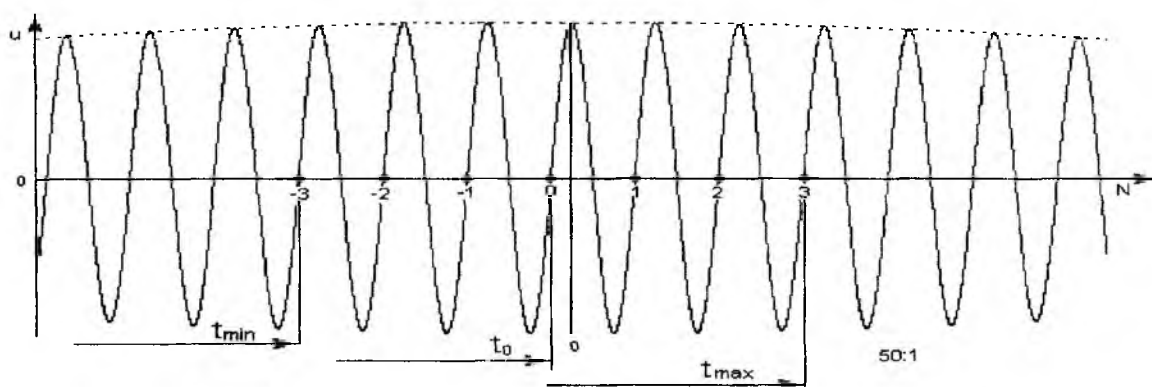


Рис. 1

Для устранения неоднозначности фазовых отсчётов в момент фиксации временного положения нулевого перехода радиочастотного заполнения сжатого ЛЧМ-сигнала формируют опорный сигнал в виде радиоимпульса с линейным законом изменения частоты, скорость которого совпадает со скоростью изменения частоты входного сигнала. Входной ЛЧМ-сигнал задерживают на известную фиксированную величину, например, равную его длительности

T_c , и подают на перемножающее устройство коррелятора (преобразователь частоты), на второй вход которого поступает сформированный опорный сигнал:

$$a(t) = \cos[\omega_o(t-t_3) + \beta \cdot \frac{(t-t_3)^2}{2}], \quad (3)$$

где t_3 – задержка опорного сигнала.

Задержка опорного сигнала, обусловленная неоднозначностью фазовых отсчётов:

$$t_3 = N \cdot T_o, \quad (4)$$

где N – номер периода высокочастотного заполнения, по нулевому переходу которого произведена фиксация временного положения относительно точки t_o .

Для устранения неоднозначности фазовых отсчётов достаточно определить значение N , по которому произведена фиксация. Величину N определяют по параметрам выходного сигнала коррелятора.

С учётом задержки входного ЛЧМ сигнала на величину T_c для напряжения на выходе преобразователя частоты, опуская промежуточные выкладки, можно записать:

$$u(t) = B \cdot \cos(\beta t_3 t + \omega_o t_3 - \beta \frac{t^2}{2}), \quad (5)$$

где B – коэффициент пропорциональности, определяемый коэффициентом передачи преобразователя частоты.

Величина линейной составляющей начальной фазы этого сигнала:

$$\omega_o t_3 = 2\pi f_o t_3 = 2\pi \frac{1}{T_o} N T_o = 2\pi N. \quad (6)$$

Учитывая периодичность гармонических функций и, подставляя (6) и (4) в (5), а также полагая $B=1$, получим:

$$u(t) = \cos[\beta N T_o t + 2\pi N - \frac{1}{2} \beta (N T_o)^2] = \cos[\beta N T_o t - \frac{1}{2} (N T_o)^2]. \quad (7)$$

Частота этого сигнала зависит от неоднозначности фазовых отсчётов. Величина t_3 изменяется дискретно с интервалом T_o , следовательно, и разностная частота $\Omega = \beta N T_o$ изменяется дискретно, пропорционально номеру зафиксированного периода высокочастотного заполнения N , с известным интервалом дискретности:

$$\Omega = \beta N T_o = \frac{2\omega_o}{T_c} N T_o. \quad (8)$$

В данном случае рассматривается импульсный режим. Изменение величины разностной частоты сигнала на выходе смесителя при изменении N определяется скоростью изменения частоты β . Но отношение $T_o/T_c \ll 1$, поэтому влияние N на величину разностной частоты оказывается незначительным, что и определяет сложность измерения разностной частоты. Если учесть, что спектры сигналов разностной частоты с близкими значениями параметра N перекрываются, то возможность частотной селекции, например, колебательными контурами или цифровыми фильтрами, может оказаться неприемлемой.

По этой причине в момент окончания опорного сигнала, когда достигается максимальное значение отношения сигнал/помеха, предлагается оценивать фазовое состояние сигнала разностной частоты на выходе коррелятора.

Подставляя в (7) значение $t = T_C$, получим:

$$u_{\text{вых}}(t) = \cos \left[\beta N T_o T_C - \frac{\beta}{2} (N T_o)^2 \right]. \quad (9)$$

Оценим величину фазового сдвига этого сигнала относительно опорного при изменении параметра N . Величиной второго слагаемого при небольших значениях N можно пренебречь вследствие его малости по сравнению с первым. Тогда представим аргумент выражения (9) следующим образом:

$$\varphi = \frac{2 \cdot 2\pi \cdot F_o}{T_c} N T_o T_C = 2 \cdot 360^\circ \frac{F_o}{f_o} N. \quad (10)$$

Дискретность изменения фазы сигнала в момент окончания опорного напряжения определяется отношением девиации частоты F_o к центральной частоте принимаемого сигнала f_o . Для реально используемых сигналов в метровом диапазоне волн $F_o = 1 \text{ МГц}$, а $f_o = 50 \text{ МГц}$. Подставляя эти значения в (10), а также $N = 1$, получим: $\Delta\varphi = 14,4^\circ$. Величина $\Delta\varphi$ определяет диапазон однозначности фазовых отсчётов:

$$N T_o = \frac{360^\circ}{\Delta\varphi} T_o, \quad (11)$$

но не устраняет его полностью. Когда значение параметра N увеличится на столько, что величина $N\Delta\varphi$ превысит 360° , то появится неоднозначность фазовых отсчётов. Варьируя параметры сигнала F_o и f_o , можно регулировать этот диапазон в некоторых пределах. Если величина погрешности оценки временного положения сигнала по огибающей не превосходит диапазона устранения неоднозначности фазовых отсчётов, то возможно применение рассматриваемого метода.

Можно отметить следующее. В рассматриваемом методе фиксация нулевого перехода радиочастотного заполнения производится при максимальном отношении сигнал/помеха, что является преимуществом рассматриваемого метода. Для повышения помехоустойчивости оценки временного положения необходимо увеличивать значение $\Delta\varphi$, но при этом уменьшается диапазон однозначно определяемых фазовых отсчётов. Выбор оптимального значения параметров сигнала зависит от конкретных условий эксплуатации аппаратуры.

Список литературы: 1. *Время и частота* / Под ред. Дж. Джесперсена. М.: Мир, 1973. 214 с. 2. *Теоретические основы радиолокации* / Под ред. Я. Д. Ширмана. М.: Советское радио, 1970. 560 с. 3. *Метеоры сегодня* / Б. Л. Кашеев, Ю. А. Коваль, В. И. Горбач и др. К.: Техника, 1996. 196 с. 4. Батулин Н. Г., Кандырин Н. П., Дзигора А. М. Цифроаналоговые методы формирования сложных частотно модулированных сигналов. // 1-й международный форум «Прикладная радиоэлектроника. Состояние и перспективы развития» МРФ-2002: Сб. науч. тр. Ч. 1. / АН ПРЭ, Харьков: ХНУРЭ, 2002. С. 141 – 144. 5. Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Радио и связь, 1986. 512 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 27.03.2003

ПИРАМИДАЛЬНЫЕ ЧИСЛА И РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ПРОСТРАНСТВЕННЫХ РЕШЕТКАХ РЕЗОНАНСНЫХ МАГНИТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СФЕР

Целью работы является решение задачи о рассеянии электромагнитных волн на специальных сложных пространственных решетках малых однородных резонансных магнито-диэлектрических сфер, пространственное распределение которых подчинено пирамидальным числам – фигурным числам [1]. В этой задаче длина рассеиваемой волны может быть соизмерима с постоянными решетки, что позволяет учесть влияние решеточных структурных резонансов электромагнитного взаимодействия сфер на внутренние резонансы сфер решетки и их тонкую структуру, а также изучить особенности областей аномальной дисперсии решетки.

Постановка и решение задачи

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

$$\begin{aligned} x_{c,s} &= [s - 0,5\{(-1)^s - 1\}]d - (-1)^{s-1}x_{c,s=0} \quad (s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots), \\ y_{c,t} &= [t - 0,5\{(-1)^t - 1\}]h - (-1)^{t-1}y_{c,t=0} \quad (t = 0, \pm 1, \pm 2, \dots), \\ z_{c,p} &= [p - 0,5\{(-1)^p - 1\}]l - (-1)^{p-1}z_{c,p=0} \quad (p = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \left\{ \frac{(|t|+1)(|t|+2)}{3!} [3 + (|s|+1)|t|] - 1 \right\}), \end{aligned} \quad (1)$$

где величины d, h, l определяются условиями $x = 0, x = d; y = 0, y = h; z = 0, z = l$, а $x_{c,s=0}, y_{c,t=0}, z_{c,p=0}$ – координаты узла, порождающего подрешетку c и находящегося внутри области (рис. 1)

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

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

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

На (рис. 1) представлено пространственное распределение узлов решетки, когда порождающий узел решетки находится в центре области (2), для случая: $p = 0, 1, 2, 3, 4; s, t = 0, \pm 1$.

Распределение узлов вдоль оси z подчинено таблице пирамидальных чисел (рис. 2). Каждой тройке чисел $(p = 0, s, t)$ плоскости $x_{c,s}, y_{c,t}, z_{c,p=0}$ ставится в соответствие определен-

ное число таблицы (рис. 2), например, точке $(p = 0, s = -3, t = -3)$ соответствует число 50, точке $(p = 0, s = -5, t = 4)$ – число 135, а точке $(p = 0, s = 4, t = 3)$ – число 60.

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

$$\frac{(|t|+1)(|t|+2)}{3!} [3 + (|s|+1)|t|].$$

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

$$0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \left\{ \frac{(|t|+1)(|t|+2)}{3!} [3 + (|s|+1)|t|] - 1 \right\},$$

где $|s|, |t| = 0, 1, 2, 3, \dots$

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

Расстояние между узлами определим (1)

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

Если в центре области (2) находится один порождающий узел решетки, то для случая, когда $(p, s = 0, t)$, из (1) получим плоскую решетку с распределением узлов вдоль оси z , подчиняющимся фигурным трехсторонним пирамидальным числам $(1, 4, 10, 20, 35, 56, \dots)$ (рис. 3).

Если $(p, s = 1, t)$, то возникает плоская решетка с распределением узлов вдоль оси z , подчиняющимся фигурным четырехсторонним пирамидальным числам $(1, 5, 14, 30, 55, 91, \dots)$ (рис. 4).

Когда $(p, s = 2, t)$, то возникает плоская решетка с распределением узлов вдоль оси z , подчиняющимся фигурным пятисторонним пирамидальным числам $(1, 6, 18, 40, 75, 126, \dots)$ (рис. 5).

Если $(p = 0, s, t = 0)$, то имеем линейную решетку вдоль оси x .

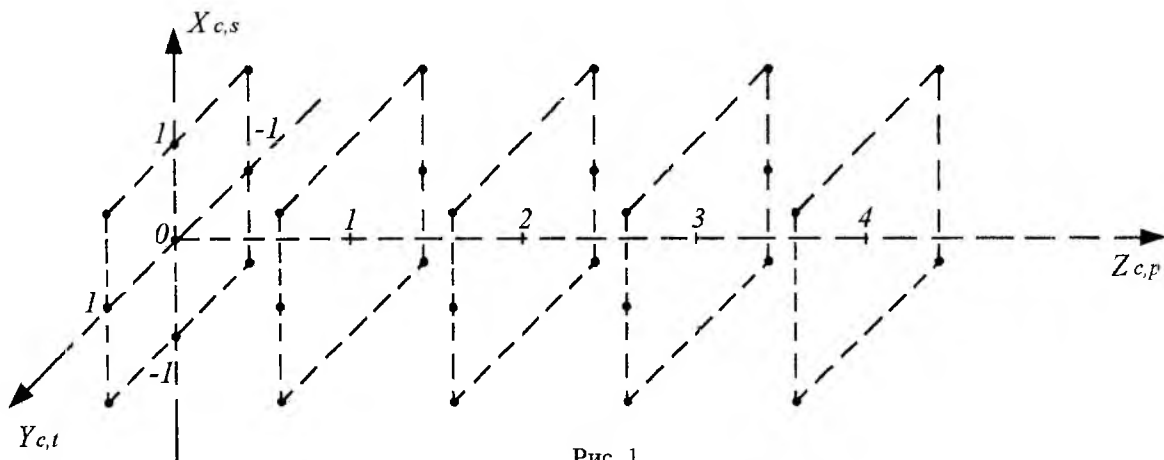


Рис. 1

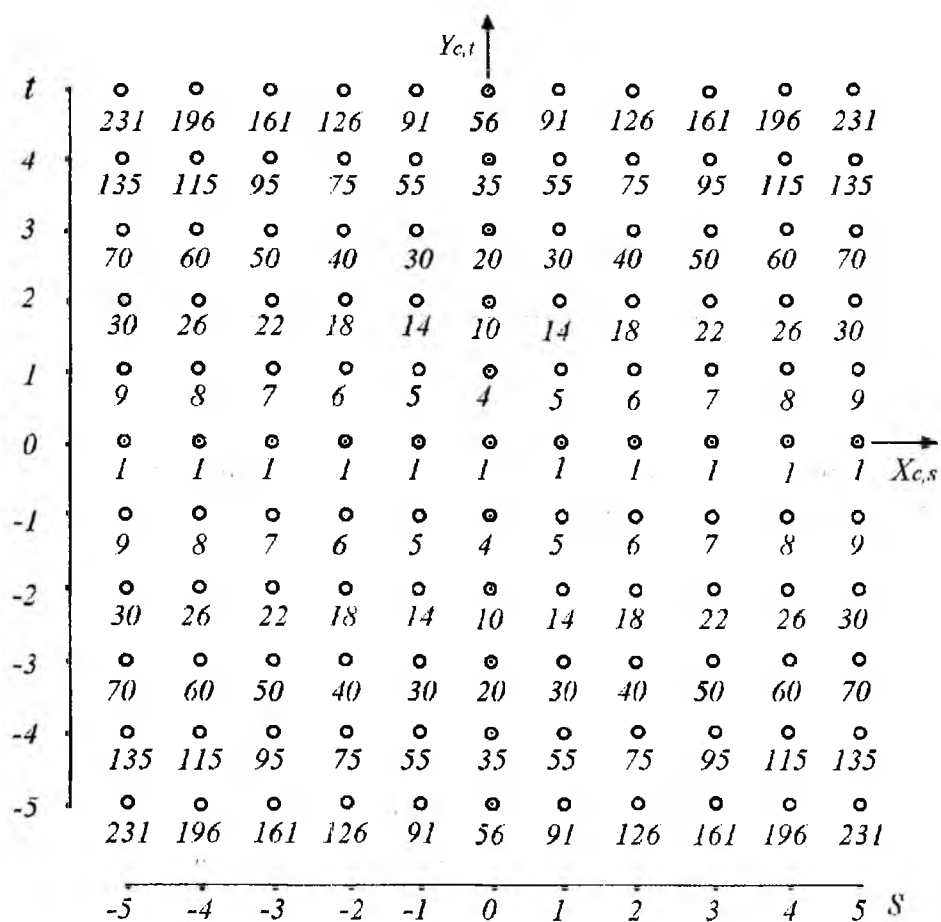


Рис. 2

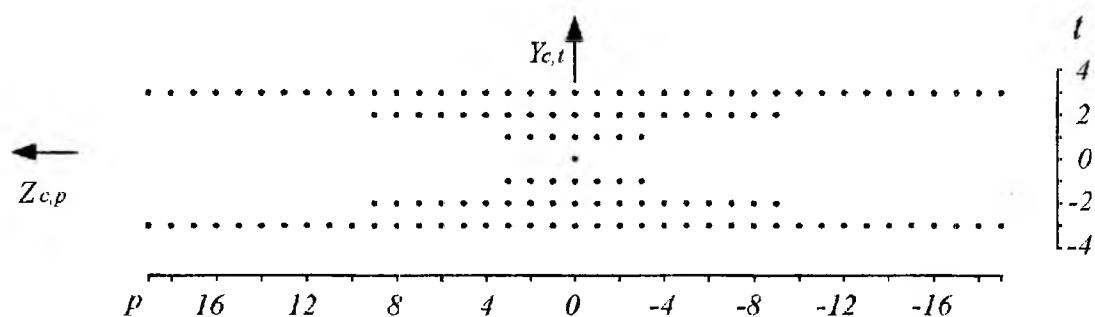


Рис. 3

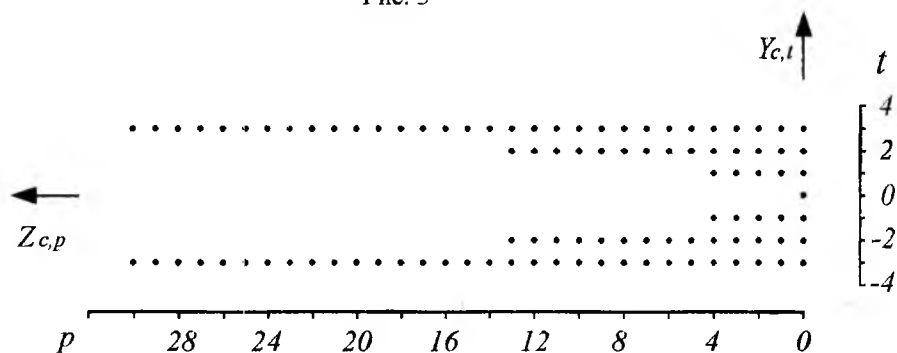


Рис. 4

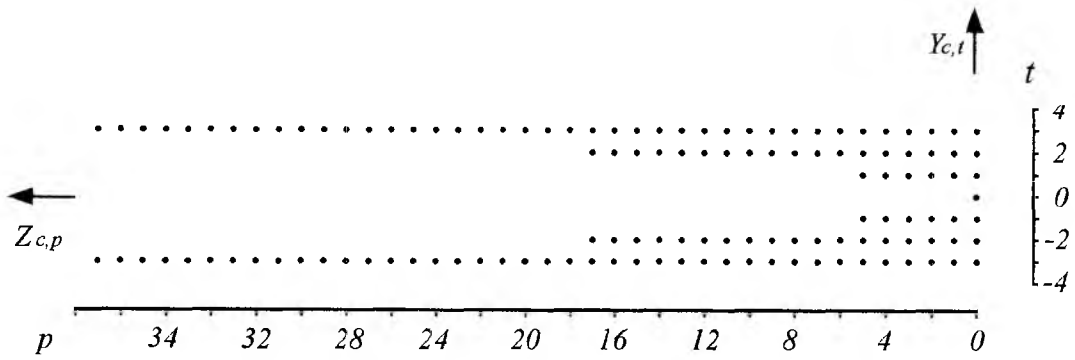


Рис. 5

Производя соответствующие сечения этого распределения узлов (1), можно получить различного вида плоские перестраиваемые решетки. Если в области (2) сформирована элементарная ячейка, то вместо одиночных узлов в решетках (рис.3,4,5) будут находиться уже ячейки из области (2).

В узлы подрешеток (1) помещаются центры сфер с проницаемостями $\varepsilon_{c(p,s,t)}, \mu_{c(p,s,t)}$ и радиусами $a_{c(p,s,t)}$, далее будем обозначать – $\varepsilon_c, \mu_c, a_c$. Сферы решетки находятся в свободном пространстве.

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

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

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

$$\begin{aligned} \vec{E}_{\text{расс}} &= (\nabla \nabla + k^2 \varepsilon_0 \mu_0) \vec{\Pi}^E - ik\mu_0 [\nabla, \vec{\Pi}^M], \\ \vec{H}_{\text{расс}} &= (\nabla \nabla + k^2 \varepsilon_0 \mu_0) \vec{\Pi}^M + ik\varepsilon_0 [\nabla, \vec{\Pi}^E]. \end{aligned} \quad (4)$$

Потенциалы Герца рассеянного поля имеют вид

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

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

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

удовлетворяющего условию излучения на бесконечности, и имеет вид

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

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

$$W(\vec{r}) = \int_V \frac{e^{-ik\sqrt{\epsilon_0\mu_0}|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} dV = \frac{4\pi}{k_1^3} (\sin k_1 a - k_1 a \cos k_1 a) \frac{e^{-ik_1 r}}{r}, \quad (7)$$

где $k_1 = k\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$, $k = 2\pi/\lambda$, а r — определяет расстояние от центра до внешних точек сферы.

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

$$\begin{aligned} \bar{E}_{0c'}(p', s', t')(\vec{r}', t) = & \left\{ \left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\epsilon_{c'}}{\epsilon_0} - 1 \right) \right] \bar{E}_{c'}^0(p', s', t')(\vec{r}', t) - \right. \\ & - \sum_{p,s,t} \left\{ \left(\nabla \nabla + k^2 \epsilon_0 \mu_0 \right) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\epsilon_{c'}}{\epsilon_0} - 1 \right) W_{c'}^{\mathcal{E}}(p, s, t)(\vec{r}) \bar{E}_{c'}^0(p, s, t)(\vec{r}', t) - \right. \\ & c'(p, s, t) \neq c'(p', s', t') \\ & \left. - ik\mu_0 \left[\nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_{c'}}{\mu_0} - 1 \right) W_{c'}^{\mathcal{M}}(p, s, t)(\vec{r}) \bar{H}_{c'}^0(p, s, t)(\vec{r}', t) \right] \right\} - \\ & - \sum_{c=1}^C \left\{ \sum_{p,s,t} \left\{ \left(\nabla \nabla + k^2 \epsilon_0 \mu_0 \right) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\epsilon_c}{\epsilon_0} - 1 \right) W_c^{\mathcal{E}}(p, s, t)(\vec{r}) \bar{E}_c^0(p, s, t)(\vec{r}', t) - \right. \right. \\ & (c \neq c') \\ & \left. \left. - ik\mu_0 \left[\nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_c}{\mu_0} - 1 \right) W_c^{\mathcal{M}}(p, s, t)(\vec{r}) \bar{H}_c^0(p, s, t)(\vec{r}', t) \right] \right\} \right\}, \quad (8) \\ \bar{H}_{0c'}(p', s', t')(\vec{r}', t) = & \left\{ \left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\mu_{c'}}{\mu_0} - 1 \right) \right] \bar{H}_{c'}^0(p', s', t')(\vec{r}', t) - \right. \\ & - \sum_{p,s,t} \left\{ \left(\nabla \nabla + k^2 \epsilon_0 \mu_0 \right) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_{c'}}{\mu_0} - 1 \right) W_{c'}^{\mathcal{M}}(p, s, t)(\vec{r}) \bar{H}_{c'}^0(p, s, t)(\vec{r}', t) + \right. \\ & c'(p, s, t) \neq c'(p', s', t') \\ & \left. + ik\epsilon_0 \left[\nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\epsilon_{c'}}{\epsilon_0} - 1 \right) W_{c'}^{\mathcal{E}}(p, s, t)(\vec{r}) \bar{E}_{c'}^0(p, s, t)(\vec{r}', t) \right] \right\} - \\ & - \sum_{c=1}^C \left\{ \sum_{p,s,t} \left\{ \left(\nabla \nabla + k^2 \epsilon_0 \mu_0 \right) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_c}{\mu_0} - 1 \right) W_c^{\mathcal{M}}(p, s, t)(\vec{r}) \bar{H}_c^0(p, s, t)(\vec{r}', t) + \right. \right. \\ & (c \neq c') \\ & \left. \left. + ik\epsilon_0 \left[\nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\epsilon_c}{\epsilon_0} - 1 \right) W_c^{\mathcal{E}}(p, s, t)(\vec{r}) \bar{E}_c^0(p, s, t)(\vec{r}', t) \right] \right\} \right\}, \end{aligned}$$

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

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

$$W_{c(p,s,t)}^{\mathfrak{z}}(\vec{r}') = \frac{4\pi}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \frac{e^{-ik_1 r_{c'}(p',s',t'),c(p,s,t)}}{r_{c'}(p',s',t'),c(p,s,t)},$$

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

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

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

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

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

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

$\Delta^{\mathfrak{zm}}$ – детерминант основной матрицы системы уравнений (8).

Компоненты внутреннего поля сферы (9) представим в виде:

$$\begin{aligned} E_{xu'}^0(\vec{r}',t) &= \frac{1}{\Delta^{\mathfrak{zm}}} \sum_{c=1}^C \left(\sum_u \left[g_{xxu}^{\mathfrak{zu}'} \vec{E}_{0xu}(\vec{r}',t) + g_{xyu}^{\mathfrak{zu}'} E_{0yu}(\vec{r}',t) + g_{xzu}^{\mathfrak{zu}'} E_{0zu}(\vec{r}',t) + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \beta_{xxu}^{\mathfrak{zu}'} H_{0xu}(\vec{r}',t) + \beta_{xyu}^{\mathfrak{zu}'} H_{0yu}(\vec{r}',t) + \beta_{xzu}^{\mathfrak{zu}'} H_{0zu}(\vec{r}',t) \right] \right), \\ E_{yu'}^0(\vec{r}',t) &= \frac{1}{\Delta^{\mathfrak{zm}}} \sum_{c=1}^C \left(\sum_u \left[g_{yxu}^{\mathfrak{zu}'} \vec{E}_{0xu}(\vec{r}',t) + g_{yyu}^{\mathfrak{zu}'} E_{0yu}(\vec{r}',t) + g_{yzu}^{\mathfrak{zu}'} E_{0zu}(\vec{r}',t) + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \beta_{yxu}^{\mathfrak{zu}'} H_{0xu}(\vec{r}',t) + \beta_{yyu}^{\mathfrak{zu}'} H_{0yu}(\vec{r}',t) + \beta_{yzu}^{\mathfrak{zu}'} H_{0zu}(\vec{r}',t) \right] \right), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
E_{zu}^0(\vec{r}', t) &= \frac{1}{\Delta^{\mathfrak{M}}} \sum_{c=1}^C \left(\sum_u \left[g_{z xu}^{\mathfrak{M}u'} \bar{E}_{0xu}(\vec{r}', t) + g_{zyu}^{\mathfrak{M}u'} E_{0yu}(\vec{r}', t) + g_{zzu}^{\mathfrak{M}u'} E_{0zu}(\vec{r}', t) + \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \beta_{z xu}^{\mathfrak{M}u'} H_{0xu}(\vec{r}', t) + \beta_{zyu}^{\mathfrak{M}u'} H_{0yu}(\vec{r}', t) + \beta_{zzu}^{\mathfrak{M}u'} H_{0zu}(\vec{r}', t) \right] \right), \\
H_{xu}^0(\vec{r}', t) &= \frac{1}{\Delta^{\mathfrak{M}}} \sum_{c=1}^C \left(\sum_u \left[\beta_{xxu}^{\mathfrak{M}u'} H_{0xu}(\vec{r}', t) + \beta_{xyu}^{\mathfrak{M}u'} H_{0yu}(\vec{r}', t) + \beta_{xzu}^{\mathfrak{M}u'} H_{0zu}(\vec{r}', t) + \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + g_{xxu}^{\mathfrak{M}u'} \bar{E}_{0xu}(\vec{r}', t) + g_{xyu}^{\mathfrak{M}u'} E_{0yu}(\vec{r}', t) + g_{xzu}^{\mathfrak{M}u'} E_{0zu}(\vec{r}', t) \right] \right), \\
H_{yu}^0(\vec{r}', t) &= \frac{1}{\Delta^{\mathfrak{M}}} \sum_{c=1}^C \left(\sum_u \left[\beta_{yxu}^{\mathfrak{M}u'} H_{0xu}(\vec{r}', t) + \beta_{yyu}^{\mathfrak{M}u'} H_{0yu}(\vec{r}', t) + \beta_{yzu}^{\mathfrak{M}u'} H_{0zu}(\vec{r}', t) + \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + g_{yxu}^{\mathfrak{M}u'} \bar{E}_{0xu}(\vec{r}', t) + g_{yyu}^{\mathfrak{M}u'} E_{0yu}(\vec{r}', t) + g_{yzu}^{\mathfrak{M}u'} E_{0zu}(\vec{r}', t) \right] \right), \\
H_{zu}^0(\vec{r}', t) &= \frac{1}{\Delta^{\mathfrak{M}}} \sum_{c=1}^C \left(\sum_u \left[\beta_{z xu}^{\mathfrak{M}u'} H_{0xu}(\vec{r}', t) + \beta_{zyu}^{\mathfrak{M}u'} H_{0yu}(\vec{r}', t) + \beta_{zzu}^{\mathfrak{M}u'} H_{0zu}(\vec{r}', t) + \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + g_{z xu}^{\mathfrak{M}u'} \bar{E}_{0xu}(\vec{r}', t) + g_{zyu}^{\mathfrak{M}u'} E_{0yu}(\vec{r}', t) + g_{zzu}^{\mathfrak{M}u'} E_{0zu}(\vec{r}', t) \right] \right).
\end{aligned}$$

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

$$\begin{aligned}
\varepsilon_{c\mathfrak{M}} &= \varepsilon_c F(ka_c \sqrt{\varepsilon_c \mu_c}), \\
\mu_{c\mathfrak{M}} &= \mu_c F(ka_c \sqrt{\varepsilon_c \mu_c}),
\end{aligned} \tag{10}$$

где

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

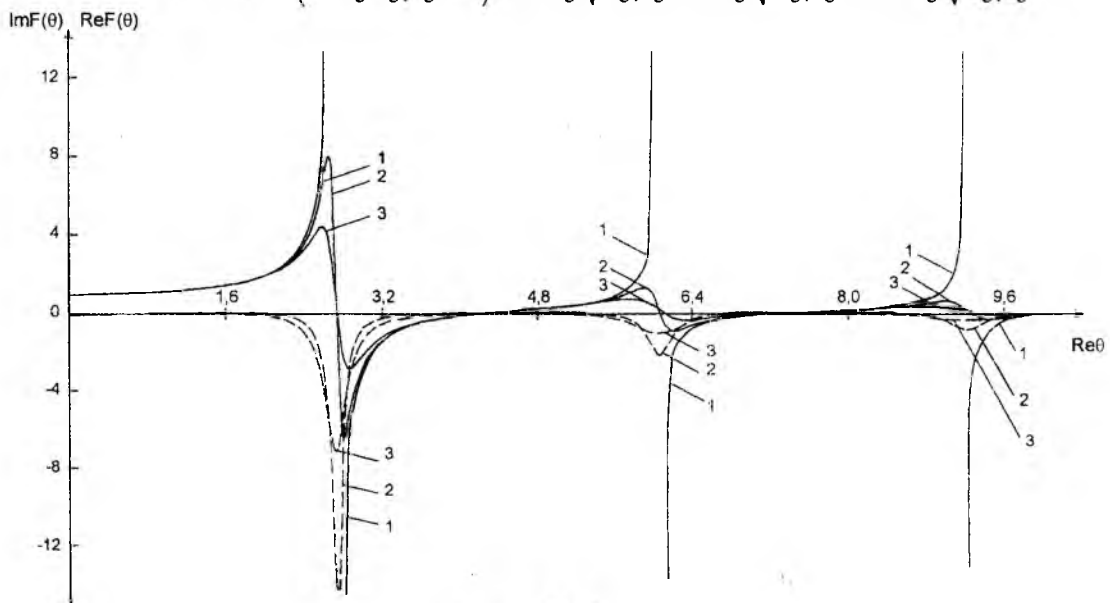


Рис. 6

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

Если электромагнитным взаимодействием между сферами решетки пренебречь, то обобщенные выражения для внутреннего поля произвольной сферы решетки (9) будут иметь вид (10)

$$\begin{aligned} \vec{E}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}',t) &= \frac{3\epsilon_0 e^{i\theta_{1c}}}{(\epsilon_{c3\phi} + 2\epsilon_0) + \theta_{1c}^2 \epsilon_{c3\phi} + i\theta_{1c}(\epsilon_{c3\phi} + 2\epsilon_0)} \vec{E}_{0c(p,s,t)}(\vec{r}',t), \\ \vec{H}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}',t) &= \frac{3\mu_0 e^{i\theta_{1c}}}{(\mu_{c3\phi} + 2\mu_0) + \theta_{1c}^2 \mu_{c3\phi} + i\theta_{1c}(\mu_{c3\phi} + 2\mu_0)} \vec{H}_{0c(p,s,t)}(\vec{r}',t), \end{aligned} \quad (10a)$$

где $\theta_{1c}^2 = k^2 a_c^2 \epsilon_0 \mu_0$.

На рис. 7 представлены кривые для модуля $|\eta^3|$ и аргумента φ^3 выражения для внутреннего электрического поля (10a) диэлектрической сферы ($\mu_c = 1$) от длины падающей волны λ в области первых трех внутренних резонансов электрического типа для случая, когда $a_c = 0,15$ см; $\epsilon_c = 100$; $\operatorname{tg} \delta_\epsilon = 0$; $\epsilon_0 = \mu_0 = 1$.

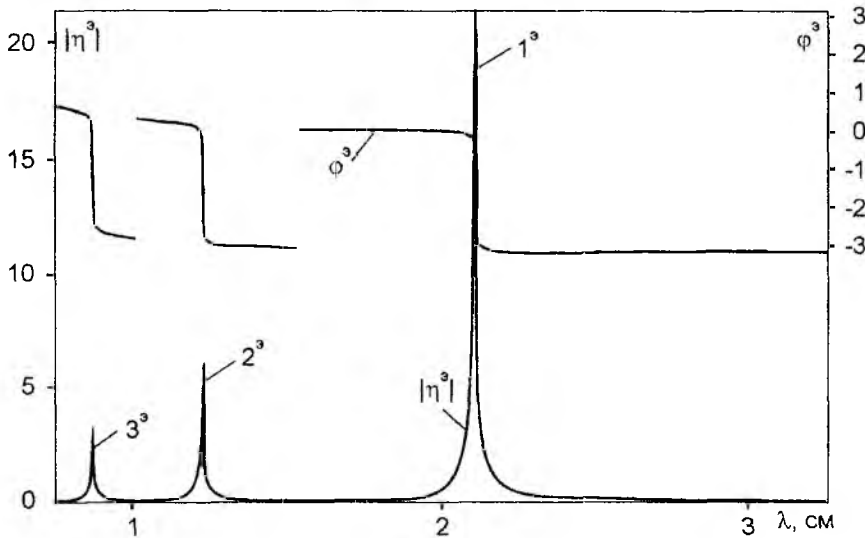


Рис. 7

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

$$\begin{aligned} \vec{\Pi}^3(\vec{r},t) &= \sum_{c=1}^C \left[\sum_p \sum_s \sum_t \frac{1}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \left(\frac{\epsilon_{c3\phi}}{\epsilon_0} - 1 \right) \vec{E}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}',t) \frac{e^{-ik_1 r_{c(p,s,t)}}}{r_{c(p,s,t)}} \right], \\ \vec{\Pi}^M(\vec{r},t) &= - \sum_{c=1}^C \left[\sum_p \sum_s \sum_t \frac{1}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \left(\frac{\mu_{c3\phi}}{\mu_0} - 1 \right) \vec{H}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}',t) \frac{e^{-ik_1 r_{c(p,s,t)}}}{r_{c(p,s,t)}} \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

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

где координаты (x, y, z) – точка наблюдения рассеянного поля вне сфер решетки, координаты $(x_{c,s}, y_{c,t}, z_{c,p})$ – точка нахождения центра рассеивающей сферы решетки (1). Тогда, учитывая (10), (11), из (4) найдем искомое рассеянное сферами решетки поле

$$\begin{aligned}
\vec{E}_{pacc} = \sum_{c=1}^C \left[\sum_p \sum_s \sum_t \frac{1}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \left\{ \left(\frac{\epsilon_{c3}\phi}{\epsilon_0} - 1 \right) \hat{L}_c \vec{E}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}') - \right. \right. \\
\left. \left. - ik\mu_0 \left(\frac{\mu_{c3}\phi}{\mu_0} - 1 \right) (-1) \hat{P}_c \vec{H}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}') \right\} e^{i(\omega t - k_1 r_{c(p,s,t)})} \right], \\
\vec{H}_{pacc} = \sum_{c=1}^C \left[\sum_p \sum_s \sum_t \frac{1}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \left\{ \left(\frac{\mu_{c3}\phi}{\mu_0} - 1 \right) (-1) \hat{L}_c \vec{H}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}') + \right. \right. \\
\left. \left. + ik\epsilon_0 \left(\frac{\epsilon_{c3}\phi}{\epsilon_0} - 1 \right) \hat{P}_c \vec{E}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}') \right\} e^{i(\omega t - k_1 r_{c(p,s,t)})} \right],
\end{aligned} \tag{12}$$

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

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

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

$$\begin{aligned}
\Psi_{xxc} &= \frac{1}{r_{c(p,s,t)}} k^2 \epsilon_0 \mu_0 + \frac{3(x - x_{c,s})^2 - r_{c(p,s,t)}^2}{r_{c(p,s,t)}^5} - \frac{k_1^2 (x - x_{c,s})^2}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{3(x - x_{c,s})^2 - r_{c(p,s,t)}^2}{r_{c(p,s,t)}^4}, \\
\Psi_{yyc} &= \frac{1}{r_{c(p,s,t)}} k^2 \epsilon_0 \mu_0 + \frac{3(y - y_{c,t})^2 - r_{c(p,s,t)}^2}{r_{c(p,s,t)}^5} - \frac{k_1^2 (y - y_{c,t})^2}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{3(y - y_{c,t})^2 - r_{c(p,s,t)}^2}{r_{c(p,s,t)}^4}, \\
\Psi_{zxc} &= \frac{1}{r_{c(p,s,t)}} k^2 \epsilon_0 \mu_0 + \frac{3(z - z_{c,p})^2 - r_{c(p,s,t)}^2}{r_{c(p,s,t)}^5} - \frac{k_1^2 (z - z_{c,p})^2}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{3(z - z_{c,p})^2 - r_{c(p,s,t)}^2}{r_{c(p,s,t)}^4}, \\
\Psi_{xyc} = \Psi_{yxc} &= \frac{3(x - x_{c,s})(y - y_{c,t})}{r_{c(p,s,t)}^5} - k_1^2 \frac{(x - x_{c,s})(y - y_{c,t})}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{3(x - x_{c,s})(y - y_{c,t})}{r_{c(p,s,t)}^4}, \\
\Psi_{zxc} = \Psi_{zxc} &= \frac{3(x - x_{c,s})(z - z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^5} - k_1^2 \frac{(x - x_{c,s})(z - z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{3(x - x_{c,s})(z - z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^4}, \\
\Psi_{xyc} = \Psi_{yzc} &= \frac{3(y - y_{c,t})(z - z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^5} - k_1^2 \frac{(y - y_{c,t})(z - z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{3(y - y_{c,t})(z - z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^4}, \\
\Psi_{xc} &= \frac{(x - x_{c,s})}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{(x - x_{c,s})}{r_{c(p,s,t)}^2}, & \Psi_{xc}^0 &= -\Psi_{xc}, \\
\Psi_{yc} &= \frac{(y - y_{c,t})}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{(y - y_{c,t})}{r_{c(p,s,t)}^2}, & \Psi_{yc}^0 &= -\Psi_{yc}, \\
\Psi_{zc} &= \frac{(z - z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{(z - z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^2}, & \Psi_{zc}^0 &= -\Psi_{zc}.
\end{aligned}$$

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

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

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

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

$$\det \text{Re} \|\alpha_{sj}\| = 0, \quad (13)$$

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

Разрешая условие (13) относительно функции $F(ka_c\sqrt{\epsilon_c\mu_c})$ (10), рис. 6, для случая, когда электромагнитным взаимодействием между сферами можно пренебречь, резонансное условие для первого низшего внутреннего электрического резонанса диэлектрической сферы при $\epsilon_c=100$, $\mu_c=1$ представим как

$$4,449 = \frac{2\pi a_c \sqrt{\epsilon_c}}{\lambda} + \frac{2\epsilon_0}{\epsilon_c} \left[\frac{1 + \theta_{1c}^2}{1 + 2\theta_{1c}^2} - 1 \right] \frac{1}{5,156},$$

где $\theta_{1c}^2 = k^2 a_c^2 \epsilon_0 \mu_0$, рис. 7 [5].

Заключение

В рассмотренной задаче получены выражения для внутренних и рассеянных полей решетки магнитодиэлектрических сфер, которые справедливы, когда $a_c/\lambda \ll 1$ вне сфер и $\theta_c = ka_c\sqrt{\epsilon_c\mu_c}$ внутри сфер может принимать произвольные значения, в том числе и резонансные. Данное решение может быть полезно для разработки устройств по управлению полем излучения электромагнитных излучателей и создания анизотропных композиционных материалов с сильной дисперсией, используя области аномальной дисперсии решеток.

Эта работа входит в серию статей [7, 8, 9], в которых впервые рассмотрено рассеяние волн на пространственных решетках сфер, анизотропная топологическая структура которых задается с помощью различных структур чисел.

Список литературы: 1. Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.Л.: ОГИЗ. 1948. С. 248 – 251. 2. Козарь А.И., Хижняк Н.А. Отражение электромагнитных волн от резонансной диэлектрической сферы в волноводе // Укр. физ. журн. 1970. Т. 15. С. 847 – 849 3. Хижняк Н.А. Интегральные уравнения макроскопической электродинамики. Киев.: Наукова думка. 1986. С. 279. 4. Левин Л. Современная теория волноводов. М.: Изд-во иностр. лит. 1954. С. 216. 5. Козарь А.И. Рассеяние электромагнитных волн в волноводе с однородными магнитодиэлектрическими сферами // Радиофизика и электроника. Харьков: Ин-т радиофизики и электроники НАН Украины. 2002. 7. Спец. выпуск. С. 183 – 189. 6. Козарь А.И. Рассеяние электромагнитных волн на сложных пространственных решетках резонансных магнитодиэлектрических сфер // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 124. С. 24 – 35. 7. Козарь А.И. Треугольник чисел Паскаля и рассеяние электромагнитных волн на пространственных решетках резонансных магнитодиэлектрических сфер // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 127. С. 67 – 76. 8. Козарь А.И. Полигональные числа и рассеяние электромагнитных волн на пространственных решетках резонансных магнитодиэлектрических сфер // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 129. С. 5 – 13. 9. Козарь А.И. Числа Ферма (Тартальи) и рассеяние электромагнитных волн на пространственных решетках резонансных магнитодиэлектрических сфер // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 131. С. 60 – 70.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 16.02.2003

ПОВЕДЕНИЕ ПОЛЯ ВБЛИЗИ ОСТРИЯ КОНУСА С ПРОДОЛЬНЫМИ ЩЕЛЯМИ

Введение

Одним из важных вопросов теории дифракции является определение поля вблизи нерегулярностей поверхности (границы) рассеивающего тела [1, 2]. Знание поведения электромагнитного поля в окрестности сингулярных точек, областей (вершины, острые кромки), например, при численных расчетах ускоряет сходимость используемого алгоритма и позволяет проверить правильность полученного решения при теоретическом исследовании задач рассеяния и дифракции волн на объектах с граничными сингулярностями [3]. Особенность поля вблизи нерегулярностей определяет сингулярность заряда и тока в их окрестности. Известно, что поле в окрестности ребра идеально проводящего экрана (на расстоянии значительно меньшем его кривизны и длины волны) имеет корневую особенность (условие Мейкснера) [1]. Результаты исследования поведения электромагнитного поля у вершины сплошного кругового идеально проводящего конуса приведены в [3]. Изучению поведения поля вблизи вершины сплошного эллиптического идеально проводящего конуса и его важного частного случая – плоского углового сектора посвящены работы [4-6]. Математический аппарат, используемый в [3-6] для исследования поставленных задач, базируется на привлечении метода разделения переменных в сферической [3] и сферо-конической [4-6] системах координат для решения уравнения Пуассона, поскольку для изучения поля вблизи сингулярностей достаточно рассмотреть статическую задачу.

Поле вблизи острия радиально проводящего конуса (модель конической поверхности, образованной набором изолированных друг от друга радиальных проводников) изучено в [7]. Однако эта модель не учитывает размеры проводников и их количество, хотя и является удачным приближением проволочной антенны.

Цель данной работы – исследование поведения поля вблизи острия идеально проводящего кругового конуса с периодическими щелями, прорезанными вдоль его образующих. Важными частными случаями этой структуры являются полупрозрачный конус (модель проволочной антенны с учетом размеров проводников и их количества), конус с одной продольной щелью и плоский сектор.

Постановка задачи. Метод исследования

Рассматриваемая коническая структура представляет собой полубесконечный идеально проводящий круговой конус Σ с периодически прорезанными вдоль образующих N щелями и углом раскрытия 2γ . Период структуры $l = 2\pi / N$ и ширина щелей d – угловые величины, равные величинам двугранных углов, образованных плоскостями, которые проведены через ось конуса и ребра соседних конических секторов (лент). Введем сферическую систему координат (r, θ, φ) с началом в вершине конуса ($r = 0$), в которой поверхность Σ определяется уравнением $\theta = \gamma$ (рис. 1). В некоторой области радиуса r , который меньше по сравнению с величинами всех представляющих интерес длин волн, поля ведут себя как статистические.

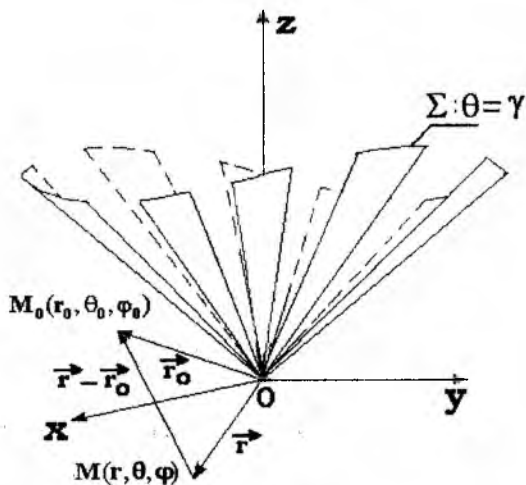


Рис. 1

Поэтому, следуя [3-7], составляющие электромагнитного поля (или потенциалы Дебая, через которые они выражаются) можно было бы представить в виде разложения в ряд по сферическим гармоникам. Но принимая во внимание тот факт, что поведение поля у вершины конуса определяется наименьшим из собственных значений соответствующей граничной электродинамической задачи [3-8], изучим спектр первой краевой задачи уравнения Гельмгольца относительно потенциала Дебая для конуса с продольными щелями. В соответствии с [8-10] электрический U_1 (задача Дирихле) и магнитный U_2 (задача Неймана) потенциалы Дебая рассеянного конусом поля представляются в виде интеграла Конторовича-Лебедева [11]:

$$U_j = \frac{2}{\pi^2} \int_0^\infty \tau \operatorname{sh} \pi \tau \hat{U}_j \frac{K_{i\tau}(qr)}{\sqrt{r}} d\tau, \quad j=1,2, \quad (1)$$

$$\text{где} \quad \hat{U}_j = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \hat{a}_{m\tau}^{(j)} U_{m\tau}^{(j)}(\theta, \varphi); \quad (2)$$

$$U_{m\tau}^{(j)} = \begin{cases} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} x_{m,n}^{(j)} \frac{P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(\cos \theta)}{d^{j-1}} e^{i(m+nN)\varphi}, & 0 < \theta < \gamma, \\ \frac{d^{j-1}}{d\gamma^{j-1}} \frac{P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(\cos \gamma)}{d\gamma^{j-1}} \\ \sum_{n=-\infty}^{+\infty} x_{m,n}^{(j)} \frac{P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(-\cos \theta)}{d^{j-1}} e^{i(m+nN)\varphi}, & \gamma < \theta < \pi; \\ \frac{d^{j-1}}{d\gamma^{j-1}} \frac{P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(-\cos \gamma)}{d\gamma^{j-1}} \end{cases} \quad (3)$$

$K_{i\tau}(qr)$ – функция Макдональда, параметр q связан с волновым числом; $\hat{a}_{m\tau}^{(j)}$ – известные коэффициенты, а $x_{m,n}^{(j)}$ – неизвестные коэффициенты, которые не зависят от волнового числа. Переходя в (1)-(3) к интегрированию по мнимой оси ($\mu = i\tau$) и представляя полученный интеграл в ряд по вычетам подынтегральной функции, приходим к выводу, что спектр первой ($j=1$) или второй ($j=2$) краевой задачи будет определяться полюсами $\{\hat{\mu}_{m,n}^{(j),p}\}_{p=0}^{+\infty}$ коэффициентов $x_{m,n}^{(j)}(\mu)$.

В силу того, что продольные щели прорезаны до вершины конуса, поведение поля вблизи острия будет зависеть не только от степени приближения по r , но также и от направления приближения по φ и θ , т.к. перпендикулярные и параллельные кромкам щели (ребрам секторов) составляющие ведут себя по разному в их окрестности [1, 2]. Поведение поля вблизи острия будет зависеть также от вида падающего поля. Так, при возбуждении конуса с продольными щелями электрическим радиальным диполем рассеянное поле определяется электрическим потенциалом Дебая U_1 , и спектр соответствующей граничной электродинамической задачи совпадает со спектром задачи Дирихле ($j=1$). Если в качестве источника рассматривается магнитный радиальный диполь, то спектром граничной электродинамической задачи является спектр задачи Неймана ($j=2$). В случае возбуждения конуса диполем произвольной ориентации или дифракции плоской волны (как частный случай рассеяния поля поперечного диполя) на данной конической структуре спектр граничной задачи определяется как спектром задачи Дирихле, так и спектром задачи Неймана. Например, для $j=1$ или $j=2$ поведение поля определяется следующим образом [2, 7, 8]:

$$j=1, \quad |\vec{E}| \sim |qr|^{-1+\alpha}, \quad |\vec{H}| \sim |qr|^{\alpha}, \quad qr \ll 1, \quad (4)$$

$$\alpha = -\frac{1}{2} + \min(\hat{\mu}_{m,n}^{(1),p}); \quad (5)$$

$$j = 2, |\vec{E}| \sim |qr|^\beta, |\vec{H}| \sim |qr|^{-1+\beta}, qr \ll 1, \quad (6)$$

$$\beta = -\frac{1}{2} + \min(\hat{\mu}_{m,n}^{(2),p}); \quad (7)$$

Найдем спектры в частном случае полупрозрачного конуса.

Задача Дирихле

«Полупрозрачный» конус – это предельный случай рассматриваемой поверхности, когда число щелей велико ($N \gg 1$), а их ширина сравнима с периодом структуры $\left(\frac{l-d}{l} \ll 1\right)$ в предположении существования предела

$$Q = \lim_{\substack{N \rightarrow +\infty \\ d/l \rightarrow 1}} \left(-\frac{1}{N} \ln \cos \frac{\pi d}{2l} \right) > 0. \quad (8)$$

Такая поверхность как пропускает, так и отражает (с учетом дифракционных эффектов) поле в зависимости от параметра заполнения Q и может служить моделью проволочной антенны и отражателя. При этом на поверхности такого типа полупрозрачного конуса выполняются усредненные граничные условия для радиальной составляющей электрического поля E_r и азимутальной для магнитного поля H_φ :

$$E_r^+ = E_r^-, \pm \frac{q}{wQ \sin \gamma} E_r = \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + k^2 \right) (r \tilde{H}_\varphi), \quad (9)$$

где $\tilde{H} = H^+ - H^-$; f^+ и f^- означают предельные значения функции f при $\theta = \gamma \pm 0$; знак "+" перед q – для гармонической зависимости $e^{i\omega t}$, а знак "-" – для зависимости $e^{-i\omega t}$; w – волновое сопротивление среды. В отличие от усредненных условий на поверхности радиально проводящего конуса [7] условие (9) для полупрозрачного конуса содержит параметр Q , связывающий число щелей и их размеры.

В данном случае спектр задачи Дирихле определяется корнями уравнения:

$$\pi \frac{\Gamma(1/2 + i\tau - m)}{\Gamma(1/2 + i\tau + m)} P_{-1/2+\mu}^m(\cos \gamma) P_{-1/2+\mu}^m(-\cos \gamma) + 2Q(-1)^m \cos \pi \mu = 0. \quad (10)$$

Если источник находится на оси конуса ($\varphi_0 = 0$, $\theta_0 = \pi$, $m = 0$), то уравнение (10) упрощается и принимает вид:

$$\pi P_{-1/2+\mu}(\cos \gamma) P_{-1/2+\mu}(-\cos \gamma) + 2Q \cos \pi \mu = 0. \quad (11)$$

В частном случае полупрозрачного конуса, когда Q мало ($Q \ll 1$), корни (11) находятся вблизи корней $P_{-1/2+\mu}(\pm \cos \gamma) = 0$, $\mu = \mu(\gamma, \theta)$:

$$\mu_s^\pm = \xi_s^\pm - \frac{2 \cos \pi \alpha_s^\pm}{\pi \frac{d}{d\mu} [P_{-1/2+\mu}(\cos \gamma) P_{-1/2+\mu}(-\cos \gamma)]} \Big|_{\mu=\xi_s^\pm} Q + O(Q^2), \quad (12)$$

$$P_{-1/2+\xi_s^+}(\cos \gamma) = 0, P_{-1/2+\xi_s^-}(-\cos \gamma) = 0, \xi_s^\pm = \xi_s^\pm(\gamma), s = 0, 1, 2, \dots \quad (13)$$

При $Q = 0$ (11)-(13) определяют спектр краевой задачи Дирихле для сплошного конуса в случае осесимметричного возбуждения [3, 7]. Таким образом, как это следует из (12) и (13) спектр задачи Дирихле для полупрозрачного конуса ($Q \ll 1$) представляет собой возмущен-

ный спектр задачи Дирихле для сплошного конуса. Наименьшим из собственных значений (12) является μ_0^- ;

$$\mu_0^- = \xi_0^- - aQ + O(Q^2), \quad (14)$$

$$\text{где } a = \frac{\cos \pi \alpha_s^-}{\pi P_{-1/2+\alpha_0^-}(\cos \gamma) \frac{d}{d\mu} P_{-1/2+\mu}(-\cos \gamma) \Big|_{\mu=\xi_s^-}} > 0, \quad 0 < \gamma < \frac{\pi}{2}. \quad (15)$$

Тогда поведение поля у вершины полупрозрачного конуса ($Q \ll 1$) (4) определяется из (5), (14) значением

$$\alpha = -\frac{1}{2} + \mu_0^- = -\frac{1}{2} + \xi_0^- - aQ + O(Q^2). \quad (16)$$

Учитывая, что $\alpha^{istr} = -\frac{1}{2} + \xi_0^-$ характеризует поведение вблизи острия сплошного конуса [3, 7], представление для α (16) принимает вид $\alpha = \alpha^{istr} - aQ + O(Q^2)$.

Принимая во внимание (15) и неравенство $0 < \alpha^{istr} < 1$, $\gamma < \pi/2$ [3], заключаем, что особенность у электрического поля у вершины полупрозрачного конуса ($Q \ll 1$) выше особенности электрического поля вблизи вершины сплошного конуса. В соответствии с (4) магнитное поле у вершины конуса ограничено.

В другом частном случае полупрозрачного конуса ($Q \gg 1$) асимптотика корней (11) имеет вид:

$$\bar{\mu}_s = \frac{1}{2} + s + \frac{1}{2Q} [P_s(\cos \gamma)]^2 + O(Q^{-2}), \quad s = 0, 1, 2, \dots, \text{ а } \alpha = -\frac{1}{2} + \bar{\mu}_0 = \frac{1}{2Q} + O(Q^{-2}). \quad (17)$$

Согласно (4), (17) электрическое поле у вершины такого типа полупрозрачного конуса ($Q \gg 1$) имеет сильную особенность. Магнитное поле при $qr \ll 1$ ограничено. Как это следует из (17) особенность у вершины полупрозрачного конуса зависит от параметра заполнения $Q \gg 1$, в то время как зависимость от угла раскрыва γ незначительна (в отличие от сплошного идеально проводящего конуса). К такому выводу пришли и авторы работы [7] для радиально проводящего конуса, поскольку рассматриваемый тип полупрозрачного конуса ($Q \gg 1$) можно считать также радиально проводящей конической поверхностью с разомкнутой вершиной. На рис.2-5 даны кривые зависимости собственных значений μ_0 , μ_1 от параметра Q при различных γ (1. $\gamma = \pi/8$, 2. $\gamma = \pi/4$, 3. $\gamma = \pi/3$). При $Q \ll 1$ кривые приближаются к корням функций Лежандра (13) и их поведение согласуется с асимптотиками (12). При увеличении Q кривые приближаются к значениям 0.5 и 1.5 соответственно, что совпадает с их асимптотическим поведением (17).

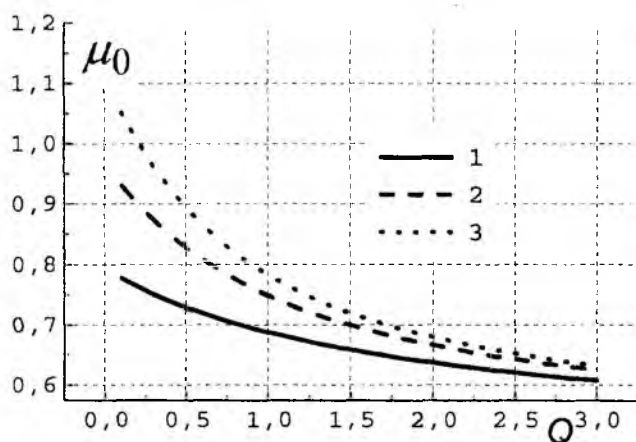


Рис. 2

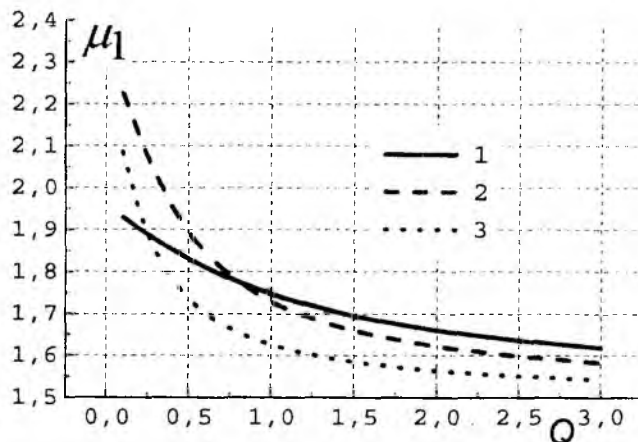


Рис. 3

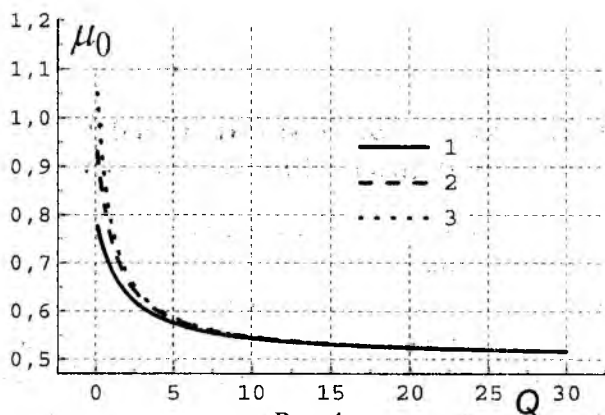


Рис. 4

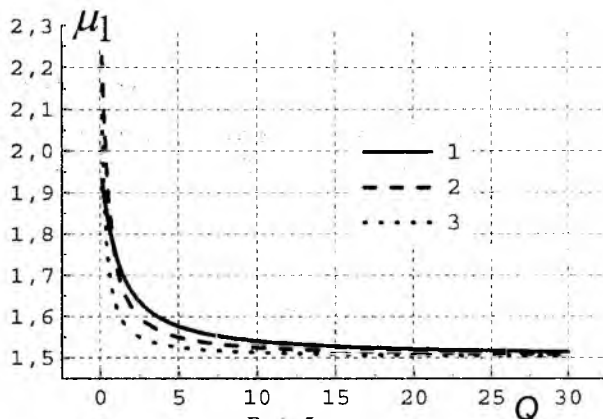


Рис. 5

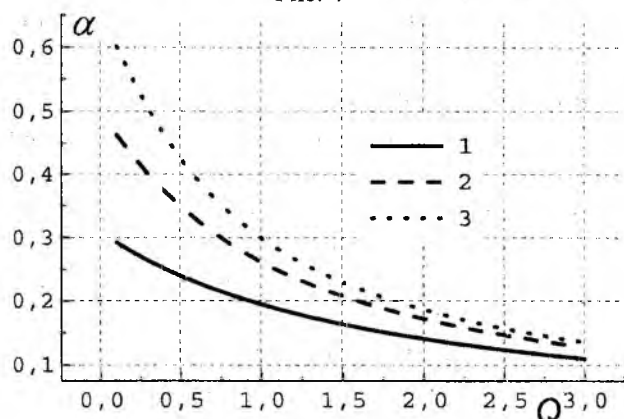


Рис. 6

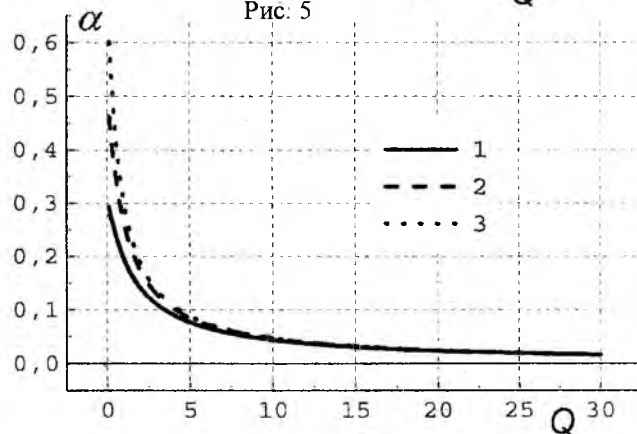


Рис. 7

На рис. 6-7 приведены зависимости параметра $\alpha(Q)$ для различных значений γ (1. $\gamma = \pi/8$, 2. $\gamma = \pi/4$, 3. $\gamma = \pi/3$), характеризующих поведение поля вблизи вершины полупрозрачного конуса.

Закключение

В данной статье приведены результаты исследования поведения поля у вершины незамкнутой конической поверхности. Изучено влияние щелей на особенность поля в случае полупрозрачного конуса. Показано, что при возбуждении электрическим диполем полупрозрачного конуса (модель проволочной структуры) особенность электрического поля у вершины выше особенности поля у вершины сплошного конуса. Приведены кривые зависимости для показателя, зависящего от параметра заполнения структуры, характеризующего поведение поля вблизи острия.

Список литературы: 1. Хенл Х., Мауэ А., Вестфаль К. Теория дифракции. М.: Мир 1964. 428 с. 2. Ваганов Р.Б., Кацеленбаум Б.З. Основы теории дифракции. М.: Наука. 1982. 272 с. 3. Бладель Я. Сингулярности поля вблизи вершины конуса // ТИИЭР. 1983. Т. 71, №7. С.146 – 147. 4. Sahalos J.N., Thiele G.A. The eigenfunction solution for scattered fields and surface currents of a vertex // IEEE Trans. Antennas and Propagat. Vol. 31, №1. 1983. P. 206 – 211. 5. Вафиадис Э., Сахалос Дж.Н. Поле у вершины эллиптического конуса // ТИИЭР. 1984. Т. 72, №8. С. 1089 – 1091. 6. Machetti S., Rozzi T. Electric field behavior near metallic wedges // IEEE Trans. Antennas and Propagat. Vol. 38, №9. 1990. P. 1333 – 1340. 7. Беличенко В.П., Гошин Г.Г., Дмитренко А.Г. и др. Математические методы в граничных задачах электродинамики. Томск: Изд-во Томск.ун-та, 1990. 171 с. 8. Дорошенко В.А., Кравченко В.Ф. Рассеяние поля электрического диполя на конической структуре с продольными щелями // Радиотехника и электроника. 2000. Т. 45, №7. С. 792 – 798. 9. Дорошенко В.А. Возбуждение магнитным радиальным диполем конуса с продольными щелями // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 1992. Вып. 97. С. 54 – 61. 10. Doroshenko V.A. Modeling of electromagnetic scattering by a slot cone reflector // Journal of Applied of Electromagnetism. Vol.3, №2. 2000. P. 31 – 40. 11. Лебедев Н.Н. Специальные функции и их приложения. М.: ГИФМЛ, 1963. 380 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 15.04.2003

ИЗМЕРЕНИЕ СДВИГОВ РЕЗОНАНСНОЙ ЧАСТОТЫ И ИЗМЕНЕНИЙ ДОБРОТНОСТИ СВЧ-РЕЗОНАТОРОВ С ПОМОЩЬЮ ЧМ-СИГНАЛОВ

Одной из возможных реализаций резонансного метода исследования электрофизических характеристик различных материалов, в том числе диэлектриков и полупроводников, является использование резонатора с микрозондом, расположенным вблизи исследуемой поверхности и перемещаемым вдоль неё. Пространственная разрешающая способность метода будет при этом определяться размерами зонда и его расстоянием от поверхности, а чувствительность – величиной коэффициента преобразования изменений электрофизических характеристик исследуемого материала в изменения характеристик резонатора и точностью измерения этих изменений [1-3].

Данная работа посвящена выбору и обоснованию способа измерения основных характеристик резонатора как чувствительного элемента метода ближнеполевой микроволновой микроскопии.

Основными измеряемыми характеристиками резонаторов являются резонансная частота и добротность. Способы их измерения достаточно подробно рассмотрены в [4]. Исходя из диапазона измеряемых значений добротности, резонансной частоты и имеющихся технических возможностей, можно выбрать наиболее подходящий способ измерения.

Для обеспечения ближнеполевой микроволновой микроскопии нет необходимости в постоянном измерении значений резонансной частоты и добротности при фиксации каждого исследуемого локального микроучастка поверхности. Для этого достаточно обеспечить измерение некоторых величин (или функций), изменение которых было бы пропорционально изменению соответствующих значений электрофизических характеристик поверхности при перемещении вдоль неё. Более того, такое решение позволило бы осуществить автоматизацию проводимых измерений.

Таковыми величинами могут быть изменения резонансной частоты и добротности от первоначальных значений или другие параметры, меняющиеся пропорционально измеряемым.

Таким образом, необходимо выбрать способ измерения сдвигов резонансной частоты и изменений добротности.

В [4-6] предлагается использовать для измерения сдвигов частоты и изменений добротности изменения в спектре ЧМ-сигнала, пропускаемого через исследуемый резонатор. При этом учитывается тот факт, что при настройке на резонансную частоту ЧМ-сигнал, прошедший через резонатор, модулируется по амплитуде сигналом удвоенной частоты модуляции. При отклонении значения несущей частоты появляется составляющая на частоте модуляции. С увеличением отклонения составляющая на удвоенной частоте уменьшается и исчезает, а составляющая на частоте модуляции растёт.

Во всех рассмотренных случаях исследуются резонаторы, включаемые на проход. В то же время представляет определённый интерес рассмотрение также и особенностей применения ЧМ-сигнала для исследования резонаторов, включаемых на отражение, поскольку при этом в конструкции резонатора будет на один элемент связи меньше, что позволит повысить его добротность, а фиксация резонансной частоты будет дополнительно подтверждаться минимумом СВЧ-сигнала на резонансной частоте.

В общем случае однотональный ЧМ-сигнал можно описать следующим выражением [7]:

$$s_{\text{ЧМ}}(t) = A_0 \cos[\omega_0 t + m \sin(\Omega t + \Phi_0) + \varphi_0],$$

где A_0 – амплитуда сигнала; ω_0 – частота модулируемого сигнала; Ω – частота модулирующего сигнала; $m = \frac{\Delta\omega}{\Omega}$ – индекс частотной модуляции; $\Delta\omega$ – девиация частоты; Φ_0, φ_0 – начальные фазы соответствующих сигналов.

При $\Phi_0 = \varphi_0 = 0$:

$$s_{\text{ЧМ}}(t) = A_0 \cos(\omega_0 t + m \sin \Omega t) \quad (1)$$

или при разложении в ряд Фурье:

$$s_{\text{ЧМ}}(t) = A_0 \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k(m) \cos(\omega_0 + k\Omega)t, \quad (2)$$

где $J_k(m)$ – функция Бесселя первого рода от аргумента m ; $J_{-k}(m) = (-1)^k J_k(m)$.

Для ЧМ-сигнала, прошедшего через резонатор или отраженного от него:

$$s_{np}^*(t) = T_{pA} \cdot s_{\text{ЧМ}}(t); \quad s_{omp}^*(t) = R_{pA} \cdot s_{\text{ЧМ}}(t), \quad (3)$$

где T_{pA} , R_{pA} – коэффициенты передачи и отражения резонаторов по амплитуде.

Для коэффициентов передачи и отражения резонатора по мощности с учетом значений коэффициентов связи можно записать [8,9]:

$$T_p = \frac{4\beta_1\beta_2}{(1+\beta_1+\beta_2)^2} \cdot \frac{1}{[1+Q_n^2(2d\omega/\omega_0)^2]}, \quad (4)$$

$$R_p = 1 - \frac{4\beta_1(1+\beta_2)}{(1+\beta_1+\beta_2)^2} \cdot \frac{1}{[1+Q_n^2(2d\omega/\omega_0)^2]}, \quad (5)$$

где β_1 , β_2 – коэффициенты связи; Q_n – нагруженная добротность резонатора; ω_0 – значение резонансной частоты; $d\omega$ – расстройка частоты сигнала относительно резонансной частоты.

Для конечно включенного резонатора с одним элементом связи:

$$R_p = 1 - \frac{4\beta}{(1+\beta)^2} \cdot \frac{1}{[1+Q_n^2(2d\omega/\omega_0)^2]} = \frac{(1-\beta)^2 + (1+\beta)^2 Q_n^2(2d\omega/\omega_0)^2}{(1+\beta)^2 [1+Q_n^2(2d\omega/\omega_0)^2]}. \quad (6)$$

При $\beta = 1$:

$$R_p = \frac{Q_n^2(2d\omega/\omega_0)^2}{1+Q_n^2(2d\omega/\omega_0)^2}. \quad (7)$$

Поскольку $Q_n = \omega_0/2\Delta\omega_0$ (где $\Delta\omega_0$ – полуширина полосы пропускания резонатора), то $Q_n^2(2d\omega/\omega_0)^2 = (d\omega/\Delta\omega_0)^2 = x^2$ (где x – обобщенная расстройка).

С учетом (4) и (7) для коэффициентов передачи и отражения по амплитуде получим:

$$T_{pA} \cong \frac{1}{\sqrt{1+(d\omega/\Delta\omega_0)^2}}, \quad R_{pA} = \frac{1}{\sqrt{1+(d\omega/\Delta\omega_0)^2}} \cdot \frac{d\omega}{\Delta\omega_0} \quad (8)$$

$$\text{или} \quad f_{np}(x) \cong \frac{1}{\sqrt{1+x^2}}, \quad f_{omp}(x) = \frac{x}{\sqrt{1+x^2}}. \quad (9)$$

Соответственно выражения (3) можно привести к следующему виду:

$$s_{np}^*(t) = \frac{A}{\sqrt{1+(\Delta\omega \cos \Omega t / \Delta\omega_0)^2}} \cdot \cos(\omega_0 t + m \sin \Omega t), \quad (10)$$

$$s_{omp}^*(t) = \frac{A}{\sqrt{1+(\Delta\omega \cos \Omega t / \Delta\omega_0)^2}} \cdot \frac{\Delta\omega \cos \Omega t}{\Delta\omega_0} \cdot \cos(\omega_0 t + m \sin \Omega t). \quad (11)$$

Соотношения (10) и (11) могут быть использованы, когда центральная частота ЧМ-сигнала равна резонансной частоте резонатора.

Графический анализ соотношений (10) и (11) показывает, что при настройке частоты ЧМ-сигнала на резонансную частоту изменение значения модулирующего сигнала на период будет соответствовать изменению амплитуды сигнала, прошедшего через резонатор, на два

периода. Для резонатора, включенного на проход, максимальному значению девиации частоты будет соответствовать минимум прошедшего сигнала, а для окончного включения – максимум абсолютной величины сигнала (в этом случае при переходе через резонансное значение при $\beta = 1$ происходит скачок фазы отраженного сигнала на π).

Для более точной фиксации момента настройки ЧМ-сигнала на резонансную частоту необходимо иметь малые значения девиации частоты, а выбор частоты модуляции определяется, как правило, имеющимися техническими возможностями (обычно значение частоты модуляции лежит в диапазоне звуковых частот).

Полагая $\Omega, \Delta\omega \ll \Delta\omega_0$, раскладывая соответствующие множители выражений (10) и (11) в ряд, пренебрегая членами высокого порядка малости и произведя несложные тригонометрические преобразования, из (10) и (11) с учетом (2) можно получить следующие соотношения:

$$s_{np}^*(t) \cong \left[1 - \frac{1}{4} \left(\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_0} \right)^2 - \frac{1}{4} \left(\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_0} \right)^2 \cos 2\Omega t \right] \cdot \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k(m) \cos(\omega_0 + k\Omega)t, \quad (12)$$

$$s_{omp}^*(t) \cong \left[1 - \frac{1}{4} \left(\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_0} \right)^2 - \frac{1}{4} \left(\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_0} \right)^2 \cos 2\Omega t \right] \cdot \frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_0} \cdot \frac{1}{2} \cdot \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k(m) \times \\ \times \{ \cos[\omega_0 + (k-1)\Omega]t + \cos[\omega_0 + (k+1)\Omega]t \}. \quad (13)$$

Таким образом, фиксация сдвига резонансной частоты резонатора может быть произведена:

- непосредственным измерением её значения при максимуме сигнала, прошедшего через резонатор (проходной резонатор), или минимуме отраженного сигнала (оконечный резонатор);

- непосредственным измерением при максимальном значении сигнала удвоенной частоты модуляции:

$$\text{для проходного резонатора} \quad \sim \frac{\beta_1 \beta_2}{(1 + \beta_1 + \beta_2)^2} \cdot \left(\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_0} \right)^2 \cdot J_0(m), \quad (14)$$

$$\text{для окончного включенного} \quad \sim \frac{1}{4} \cdot \left(\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_0} \right)^3 \cdot J_1(m); \quad (15)$$

- фиксацией величины смещения максимального сигнала удвоенной частоты модуляции, пропорциональной сдвигу резонансной частоты.

Более предпочтительным был бы третий вариант, поскольку при его использовании нет необходимости в постоянном измерении значения сверхвысокой частоты и вычислении её сдвига, а достаточно только знания её первоначального значения. Однако для этого необходимо провести дополнительный анализ характера изменения сигнала при отклонении его частоты от резонансной частоты резонатора.

Проведение дополнительного анализа необходимо также и для определения метода измерения изменений добротности измерительного резонатора.

Соотношения для сигналов прошедшего и отраженного в этом случае можно переписать следующим образом:

$$s_{np}^*(t) = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\Delta\omega_p + \Delta\omega \cos \Omega t}{\Delta\omega_0} \right)^2}} \cdot \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k(m) \cos(\omega_0 + k\Omega)t, \quad (16)$$

$$s_{omp}^*(t) = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\Delta\omega_p + \Delta\omega \cos \Omega t}{\Delta\omega_0} \right)^2}} \cdot \frac{\Delta\omega_p + \Delta\omega \cos \Omega t}{\Delta\omega_0} \cdot \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k(m) \cos(\omega_0 + k\Omega)t, \quad (17)$$

где $\Delta\omega_p$ – отклонение (изменение) резонансной частоты.

При $\Delta\omega_p > \Delta\omega$ резонатор выступает в роли частотного детектора, преобразующего изменения частоты в изменения амплитуды. Величина коэффициента преобразования будет при этом определяться крутизной скатов амплитудно-частотной характеристики резонатора.

Значение коэффициента преобразования можно найти из следующих выражений:

$$K_{np}(x) = f_{np}(x) \cdot \frac{df_{np}(x)}{dx}; \quad K_{omp}(x) = f_{omp}(x) \cdot \frac{df_{omp}(x)}{dx}. \quad (18)$$

В обоих случаях максимальное значение достигается при $x \approx 0,6$.

Исходя из всего рассмотренного выше, можно приступить к обоснованию выбора параметров ЧМ-сигнала и принципов построения измерительных схем.

Поскольку диапазон предполагаемых рабочих частот лежит в пределах от сотен мегагерц до десятков гигагерц, то наиболее подходящими измерительными колебательными системами являются объёмные резонаторы, которые обычно обладают добротностями от нескольких сотен до нескольких тысяч. Если ставится задача создания измерительной установки, работающей в широком диапазоне частот без замены измерительного резонатора, то наиболее подходящими являются коаксиальные или спиральные резонаторы, которые возбуждаются также и на гармониках основной частоты. К тому же при такой конструкции резонатора проще обеспечить сопряжение с микрозондом.

Для уверенной фиксации положения сигнала на резонансной кривой необходимо, чтобы изменения частоты сигнала при ЧМ находились в пределах от 0,01 до 0,1 полосы пропускания резонатора, т.е. девиация частоты при выбранном типе резонаторов должна лежать в пределах от 10 до 100 кГц. Причем, чем меньше будет это значение, тем точнее будет фиксация положения сигнала на резонансной кривой и меньше погрешность при определении изменения величины полосы пропускания и, соответственно, изменения добротности.

С другой стороны, очень малое значение девиации частоты может привести к очень малой амплитуде сигнала удвоенной модулирующей частоты при определении частоты резонанса (14), (15). Следовательно, девиация частоты должна составлять величину порядка нескольких кГц. В то же время для обеспечения приемлемых значений сигнала удвоенной частоты модуляции необходимо, чтобы значения $J_0(m)$ и $J_1(m)$ в (14), (15), (16) и (17) также были достаточно большими. Это возможно при $m \sim 0,5-1,5$. Следовательно, и частота модуляции сигнала должна выбираться в тех же пределах, что и девиация частоты.

Рассмотрим возможный вариант структурной схемы измерительной установки, реализующей предложенные способы измерения сдвига резонансной частоты и изменений добротности.

На рисунке приведена структурная схема измерительной установки, предназначенной для исследования резонатора, включенного на проход. Цифрами на схеме обозначены: 1 – генератор модулирующей частоты Ω ; 2 – измерительный СВЧ-генератор; 3 – генератор пилообразного напряжения; 4 – согласующие устройства; 5 – исследуемый резонатор; 6 – датчик положения микрозонда; 7 – направленный ответвитель или тройник; 8 – частотомер; 9 – детектор; 10 – осциллограф; 11 – усилитель; 12 – управляющее устройство; 13 – генератор синхронизирующих импульсов. Пунктиром выделена СВЧ-часть измерительной установки.

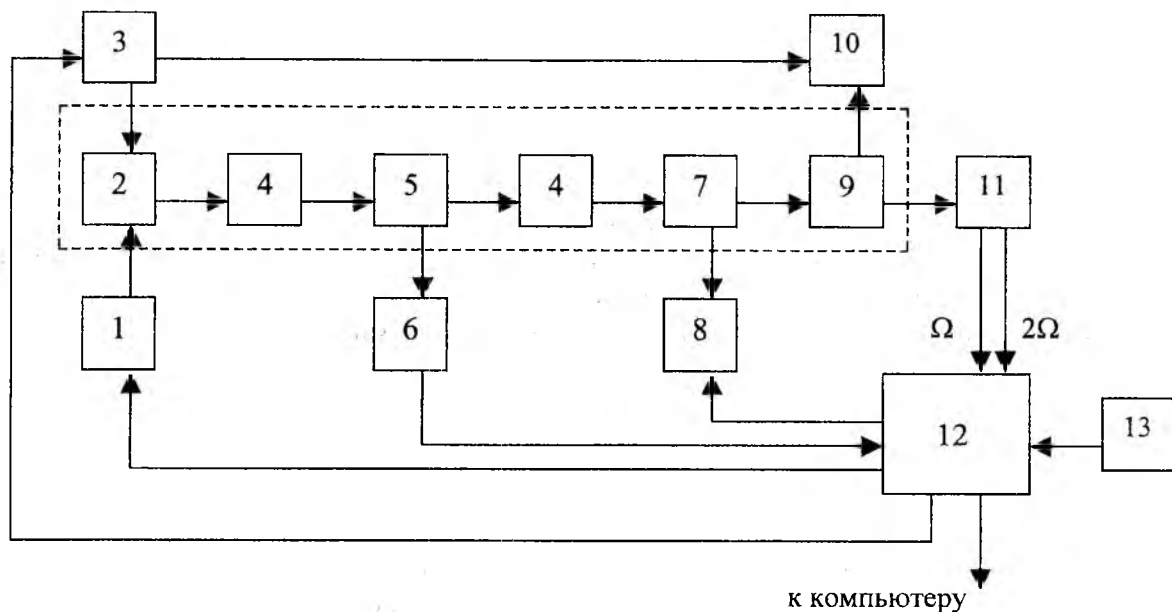


Рис.

Управляющее устройство должно обеспечивать работу измерительной установки в четырех режимах: 1 – начальный настроечный; 2 – ручного определения сдвига частоты; 3 – ручного определения изменения добротности; 4 – автоматического измерения сдвига частоты и изменения добротности.

По отношению к режиму 4 режимы 1, 2 и 3 являются предварительными – настроечными.

Рассмотрим работу измерительной установки в указанных режимах более подробно.

Режим 1. Производится подстройка частоты измерительного генератора 2 и параметров генератора пилообразного напряжения 3 с целью получения на экране осциллографа 10 изображения резонансной кривой исследуемого резонатора. При измерениях в режиме 1 используются элементы измерительной установки: 2, 3, 4, 5, 6, 7, 9, 10, 12.

Режим 2. Производится определение сдвига резонансной частоты исследуемого резонатора. В процессе линейного изменения частоты измерительного генератора 2 (с помощью генератора пилообразного напряжения 3), сигнал которого подвергается одновременно частотной модуляции частотой Ω с помощью генератора 1, в управляющем устройстве 12 производится оценка уровня сигнала частоты 2Ω с выхода усилителя 11. В момент достижения максимального значения амплитуды сигнала удвоенной модулирующей частоты происходит формирование управляющих импульсов, которые отключают генератор 1, фиксируют значение выходного напряжения генератора 3 и включают частотомер 8 в режим измерения частоты. После проведения одного или нескольких (3...10) измерений установка переходит в ждущий режим и может быть снова запущена кнопочным переключателем. При изменении положения микронзонда цикл измерений повторяется либо от датчика положения 6 поступает сигнал запуска управляющего устройства 12 на повтор цикла измерения. Разность измеренных значений частоты дает информацию о её сдвиге.

При измерениях в режиме 2 используются элементы измерительной установки: 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 11, 12, 13.

Режим 3. Используется для измерения полосы пропускания и резонансной частоты исследуемого резонатора с целью последующего определения добротности и её изменений. Режим работы 3 фактически соответствует режиму работы 2 с той лишь разницей, что происходит фиксация значений частоты сигнала измерительного генератора, соответствующих максимумам амплитуд сигналов модулирующей частоты и её удвоенного значения. Затем оператором производится вычисление значения $2\Delta\omega_{0\text{изм}}$ и $Q_n = 0,6 \cdot \omega_0 / 2\Delta\omega_{0\text{изм}}$ (см. (18)). При этом желательно предусмотреть дополнительную индикацию значений нижнего и верхнего максимумов частоты Ω .

При измерениях в режиме 3 используются элементы измерительной установки: 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 11, 12, 13.

Режим 4. Отличается от предыдущих режимов использованием для проведения измерений компьютера (либо в крайнем случае двухкоординатного самопишущего устройства).

В данном режиме в моменты, соответствующие максимумам амплитуд сигналов модулирующей частоты и её удвоенного значения, в управляющем устройстве формируются импульсные сигналы, изменение положения которых на временной оси (сигнал 2Ω) соответствует изменению резонансной частоты, а временной интервал между сигналами Ω соответствует полосе пропускания исследуемого резонатора. Информация о соответствующих изменениях указанных величин и положении микрозонда вводится в компьютер, куда предварительно заносятся данные об исходных значениях ω_0 и $2\Delta\omega_{0\text{изм}}$. Далее, в соответствии с заложенными алгоритмами на экране монитора отображаются графики зависимостей $\Delta\omega_0 = f_1(x)$ или $\Delta Q_n = f_2(x)$, где x – координата микрозонда на исследуемой поверхности.

Для синхронизации работы генератора пилообразного напряжения 3 и управляющего устройства 12 в режиме 4 может быть использован сигнал тактовой частоты процессора компьютера. Запуск режима измерения осуществляется датчиком положения микрозонда.

При измерениях в режиме 4 используются элементы измерительной установки: 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 9, 11, 12, 13.

Основными факторами, влияющими на погрешности проводимых измерений, будут: нестабильность частоты измерительного генератора, нелинейность частотной развертки измерительного генератора, погрешность в определении максимальных значений сигналов Ω и 2Ω , флуктуации и переходные процессы в элементах измерительной схемы и управляющих цепях.

Исходя из того, что значения частоты модуляции и девиации частоты не должны превышать нескольких кГц, можно прийти к требованию, что отклонение частоты измерительного генератора за время измерения не должно превышать величину $0,1 - 1$ кГц, т.е. измерительный генератор должен обладать нестабильностью частоты за время проведения одного измерения не хуже 10^{-8} .

Нелинейность частотной развертки будет зависеть от типа и характеристики управляющего частотой элемента и линейности управляющего напряжения. В режимах 1, 2 и 3 этот фактор существенного значения не имеет, поскольку производится непосредственное измерение частоты в СВЧ-диапазоне. В режиме 4 этот фактор может оказаться существенным, поэтому необходимо стремиться к максимальной линеаризации частотной развертки или учитывать её возможную нелинейность при масштабировании временных интервалов, формируемых в управляющем устройстве.

Погрешность в определении максимальных значений сигналов Ω и 2Ω может быть существенно снижена при преобразовании их в цифровые сигналы (достаточно использования 8-разрядного АЦП) и дальнейшей их обработкой средствами цифровой техники.

Влияние флуктуационных процессов может быть снижено за счет усреднения серии результатов, полученных при одном положении микрозонда. Такую возможность можно заложить как в порядок проведения измерений в режимах 2 и 3, так и в режиме 4.

Влияние переходных процессов может быть снижено за счет использования относительно медленной, по сравнению с временем переходных процессов, частотной развертки сигнала измерительного генератора.

СВЧ-часть измерительной установки может претерпевать некоторые изменения.

Перспективным представляется такое изменение СВЧ-части установки, при котором измерительный сигнал формируется путем модуляции сигнала стабильного неперестраиваемого СВЧ-генератора сигналом генератора мегагерцового диапазона, который имеет электрическое управление (развертку) частоты и ЧМ-сигнала. При таком исполнении легче удовлетворить требованиям повышенной стабильности частоты измерительного сигнала и линейности частотной развертки.

При использовании оконечно включенного измерительного резонатора измерительная установка работает аналогично описаной выше. Только для измерений и анализа используется отраженный от резонатора сигнал. При этом в СВЧ-части надо предусмотреть ответвитель отраженного сигнала и устройство регулирования связи с резонатором, необходимые для установки значений коэффициента связи, равного единице (7) (возможные варианты устройств регулирования связи с резонаторами рассмотрены в [10]). Кроме того, ответвление СВЧ-сигнала для непосредственного измерения значения резонансной частоты необходимо производить до измерительного резонатора.

Ко всему сказанному выше следует добавить, что выбор элементов и разработка элементов и измерительной установки в целом должны производиться на основе предварительных оценок ожидаемых значений коэффициентов преобразования изменений электрофизических характеристик исследуемых поверхностей в изменения резонансной частоты и добротности, а также амплитуд измеряемых сигналов.

Автор признателен Ю.Е. Гордиенко за постановку задачи и А.Ю. Панченко за полезные замечания, которые способствовали улучшению содержания статьи.

Список литературы: 1. *Anlage S.M. et al.* Superconducting material diagnostic using a scanning near-field microwave microscope // *IEEE Trans. On Appl. Superconductivity*. 1999. V. 9, N 2. P. 4127 – 4132. 2. *Anlage S.M. et al.* Near-field scanning microwave microscope having a transmission line with open end // *United States Patent*. N 5, 900, 618. May 4, 1999. 3. *Xiang X.-D. et al.* Scanning tip microwave near field microscope // *United States Patent*. N 5, 821, 410. Oct. 13, 1998. 4. Менде Ф.Ф., Бондаренко И.Н., Трубицын А.В. Сверхпроводящие и охлаждаемые резонансные системы. К.: Наук. думка. 1976, 272 с. 5. Москалев И.Н. Измерение малых сдвигов резонансной частоты и малых изменений добротности резонаторов СВЧ диапазона // *ЖТФ*. 1971. Т. 41, №8, С. 1651 – 1655. 6. Хайкин М.С. Метод частотной модуляции для исследования поверхностного сопротивления металлов // *ПТЭ*. 1961. №3. С. 95 – 99. 7. Баскаков С.И. Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Высш. шк. 1988. 448 с. 8. Альтман Дж. Устройства сверхвысоких частот. М.: Мир. 1968. 487 с. 9. Бондаренко И.Н., Гнесь А.С., Покусай В.В. Режекторные фильтры СВЧ с амплитудно-фазовой компенсацией // *Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб.* Харьков. 1984. Вып. 71. С. 104 – 109. 10. Бондаренко И.Н., Гнесь Н.О., Гнесь А.С. Регулируемые элементы связи на основе запердельных волноводов // *Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб.* Харьков. 1986. Вып. 76. С. 114 – 119.

Харьковский институт ВВС

Поступила в редколлегию 08.02.2003

Ю. Я. ВОЛКОЛУПОВ, канд. физ.-мат. наук, А. Н. ДОВБНЯ, д-р физ.-мат. наук,
В. В. ЗАКУТИН, канд. физ.-мат. наук, М. А. КРАСНОГОЛОВЕЦ, д-р физ.-мат. наук,
Ю. Л. СТАРЧЕВСКИЙ, Г. И. ЧУРЮМОВ, д-р физ.-мат. наук

АНАЛИЗ ДВИЖЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В НЕСТАЦИОНАРНЫХ СКРЕЩЕННЫХ ПОЛЯХ С УЧЁТОМ ДВУМЕРНОГО КИНЕМАТИЧЕСКОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ

Введение

В настоящее время широко проводятся исследования вторично-эмиссионных процессов в скрещенных полях. Это явление используется в приборах СВЧ (магнетронах с вторично-эмиссионным холодным катодом, магнетронных пушках и т.д.) [1]. Для описания движения электрона в скрещенных полях применяются численные методы решения общего уравнения Лоренца. Суть этих методов подробно описана в [2] и [3]. Они основаны на формальном решении дифференциальных уравнений, описывающих физический процесс, и последующем обосновании результата с физической точки зрения. Нами разработан новый метод, позволяющий отслеживать численные характеристики движения электрона (рис.1). Его отличие от существующих методов заключается в более высокой точности и скорости проведения расчёта.

1. Методика проведения расчётов

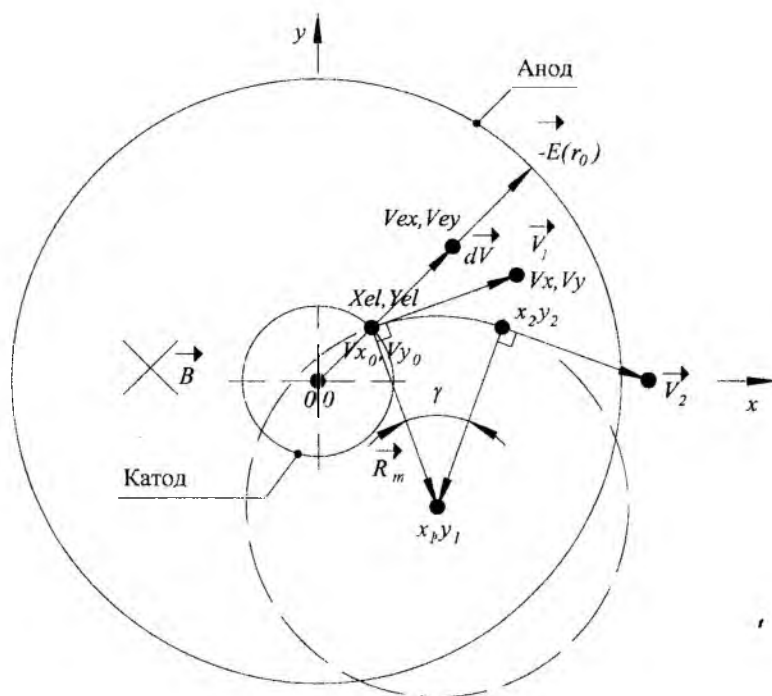


Рис. 1

Суть метода состоит в следующем: рассматривается двумерная задача описания движения электрона, за начало координат принимается центр катода – точка $(0, 0)$. Задача решается в декартовых координатах. Электрон, покидающий катод, имеет координаты $(x_{el}; y_{el})$. Вектор начальной скорости электрона $\vec{V}_1$ имеет координаты $(V_x - V_{x0}; V_y - V_{y0})$. За время одного шага расчёта он перемещается по дуге γ в точку с координатами $(x_2; y_2)$. Для расчёта этого перемещения необходимо определить вектор магнитного радиуса $\vec{R}_m$, относительно которого будет происходить вращательное движение. Действие электрического поля рассматрива-

ется отдельно от магнитного с помощью вектора $d\vec{V}$ с координатами $(V_{ex}-V_{x0}; V_{ey}-V_{y0})$. В точке $(x_2; y_2)$ векторы $d\vec{V}$ и $\vec{V}_1$ складываются, и в результате получается новый вектор скорости электрона $\vec{V}_2$. Результирующий вектор скорости позволяет определить новое значение вектора магнитного радиуса. Далее необходимо перейти к следующему шагу по времени и повторить расчёт.

Рассмотрим результаты расчёта по разработанной методике на примере движения электрона в стационарных скрещенных полях.

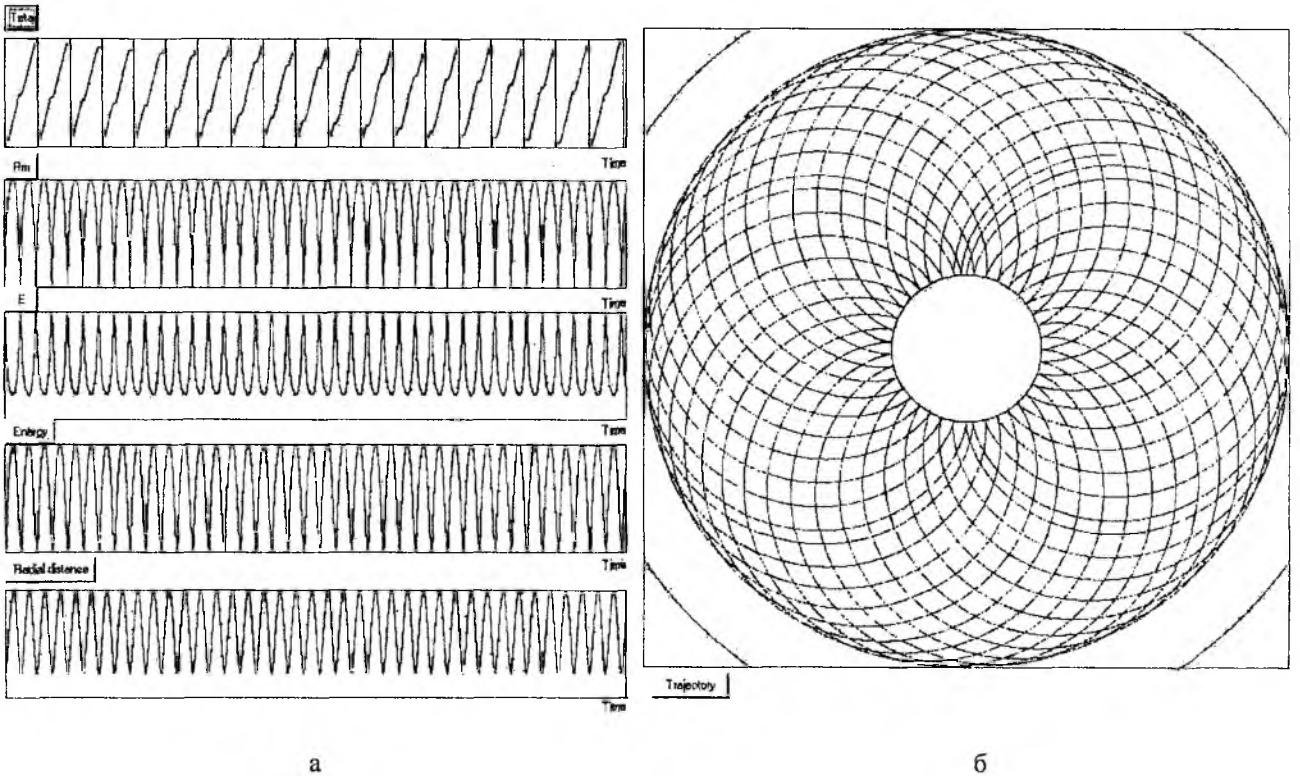


Рис. 2

Результаты расчёта представлены на рис. 2. На рис. 2 б изображена траектория движения, а на рис. 2 а сверху вниз – графики зависимостей от времени: угла поворота относительно оси у с учётом периода обращения, радиуса поворота в магнитном поле, напряжённости электрического поля, кинетической энергии электрона, радиального удаления от центра катода.

Т а б л и ц а

Магнитная индукция, Тл	Энергия вылета, эВ	Напряжение на катоде, В	Шаг по времени, с	Расчётное время движе- ния электрона, с	Радиус анода, м	Радиус катода, м
0,093	4	22500	10^{-13}	$2 \cdot 10^{-8}$	0,013	0,0025

Исходные параметры, описывающие электрон и пушку в начальный момент времени, занесены в таблицу.

Графики угла поворота (Teta) относительно вертикальной прямой с учётом периода обращения и радиального удаления (Radial distance) от центра катода позволяют задать уравнение траектории в полярных координатах. График радиуса поворота в магнитном поле характеризует вектор $\vec{R}_m$. График напряжённости электрического поля (E), в котором находится электрон, характеризует влияние электрической составляющей электромагнитного поля во времени.

Графики энергии (Energy) и радиального удаления показывают, что электрон в стационарном поле на определённой орбите обладает некоторой энергией, которая от времени не зависит. Из траектории, приведенной на рис. 2, видно двухпоточное состояние электронов, описанное в [4]. Также видно две области сгущения электронов возле катода и анода. Это говорит о том, что большую часть времени при движении электрон проводит возле электродов. Центральную часть межэлектродного промежутка электрон проходит достаточно быстро. Если не учитывать краевые эффекты и взаимное влияние электронов друг на друга, то при работе пушки на экране наблюдалось бы два максимума электронного тока на уровне электродов. Отметим, что со временем распределение пространственного заряда изменяется [1], [9]. Влиянием краевых эффектов в общем случае пренебрегать нельзя, поэтому описанное распределение экспериментально не подтверждается [7]. Бомбардировка катода электронами в стационарных полях происходит с энергией вылета. В целом результаты расчёта согласуются с известными [8]. Разработанную программу можно применять для анализа движения электронов в скрещенных полях без учёта пространственного заряда и краевых эффектов.

2. Движение электрона в нестационарных скрещенных полях

Исследуем движение электрона в нестационарном электрическом поле. Исходные параметры описаны в таблице, которая приведена выше.

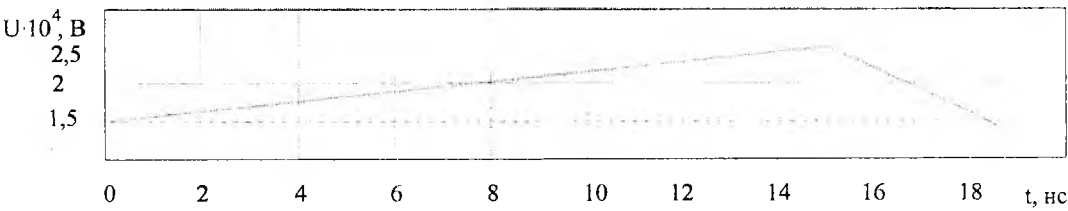


Рис. 3

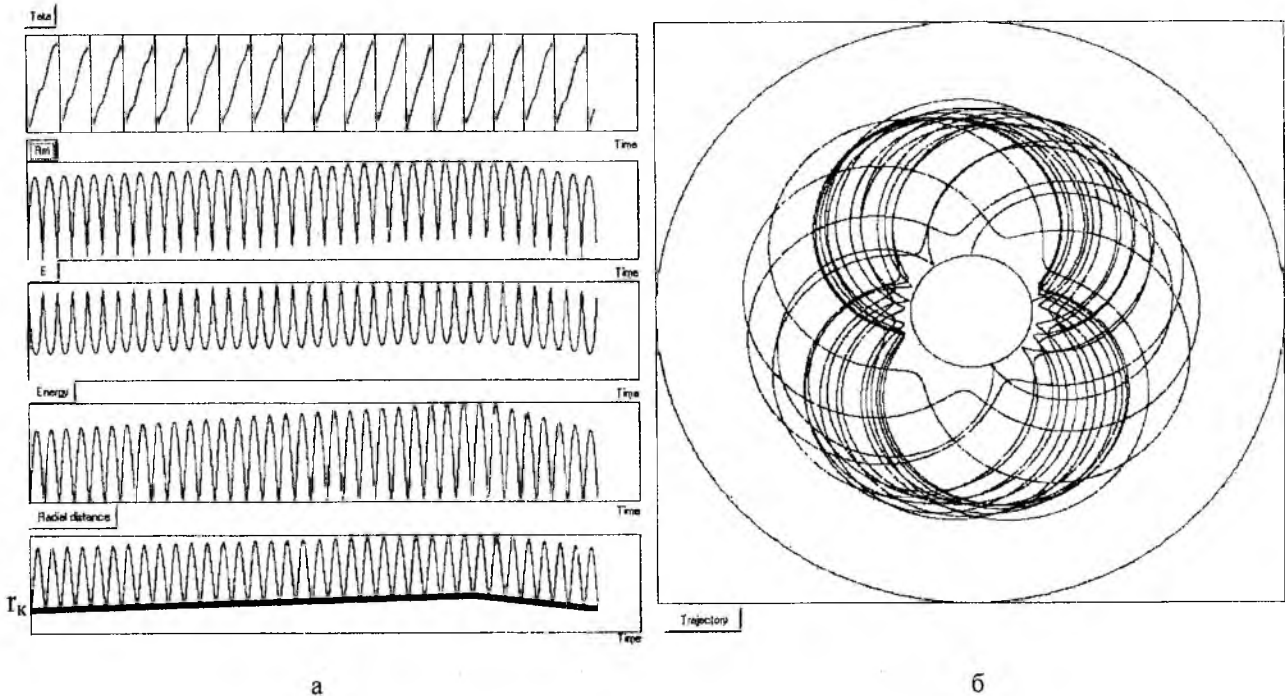


Рис. 4

На катод подавался треугольный импульс, изображённый на рис. 3. Рост напряжения начинается с 15 кВ, поскольку при меньших значениях эмиссия электронов незначительна [5]. Спад напряжения заканчивается ниже, чем 15 кВ, так как при этом напряжении согласно расчётам все электроны подлетают к катоду, и в течение одного циклотронного периода происходит бомбардировка.

Аналогичные рассмотренным выше зависимости, описывающие это движение, приведены на рис. 4.

График траектории во времени представляет собой «крутящуюся восьмёрку» по углу, которая видоизменяется в зависимости от изменения напряжения. С ростом напряжения угол поворота «восьмёрки» уменьшается. Она как бы замирает в пространстве. При спаде напряжения угол поворота увеличивается. Из графика радиального удаления видно, что с ростом напряжения электрон удаляется от катода и с уменьшением – приближается. При этом минимальное радиальное удаление электрона от катода (жирная линия на рис. 4 а) определяется координатами и энергией электрона, а также напряжением на катоде и скоростью его изменения. Если электрон вышел с поверхности катода при напряжении от 15 кВ, то вернуться на катод он сможет тогда, когда напряжение после роста опустится до 15 кВ. Области сгущения электронов, о которых говорилось выше, в нестационарных полях также имеют место. Различие заключается в том, что в стационарных полях электрон со временем распределялся в пространстве по углу равномерно, а в нестационарных полях распределение в пространстве со временем по углу происходит неравномерно (рис. 4). Более того, если предположить, что в межэлектродном промежутке летает один электрон, то численная модель чётко представляла на графике траектории движения электрона участки, в которые этот электрон никогда не попадёт, и в которые он попадает неоднократно с определённой периодичностью. Это справедливо как для стационарных, так и для нестационарных полей. На рис. 4 а прослеживается корреляция формы огибающих графиков радиального удаления электрона от центра катода, напряжённости электрического поля и магнитного радиуса с формой импульса напряжения. При увеличении длительности или амплитуды импульса это совпадение искажается. Вторые производные огибающих графиков становятся отрицательными. Это свидетельствует о том, что электрическое поле возле катода меняется быстрее.

Рассмотрено изменение во времени энергий электронов, образовавшихся на спаде импульса напряжения при бомбардировке катода. При расчёте магнитное поле выбрано постоянным критическим для максимума напряжения 0,093 Тл.

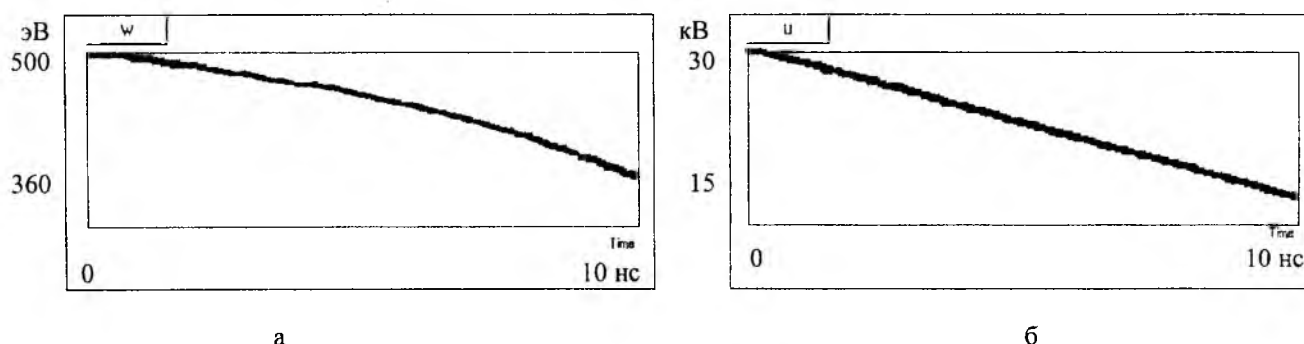


Рис. 5

Графики энергий электронов (W) при бомбардировке катода и напряжения на катоде (U) от времени представлены на рис. 5.

Принцип работы вторично-эмиссионных катодов магнетронной пушки заключается в использовании первичных электронов для выбивания вторичных. При этом максимум коэффициента вторичной эмиссии для многих материалов находится в области энергий 500 эВ [5]. Для поддержания коэффициента вторичной эмиссии на максимальном уровне желатель-

но поддерживать энергию бомбардировки катода постоянной. Это возможно, если импульс напряжения со временем будет спадать быстрее.

Электрон начинает своё движение в более сильном поле и заканчивает в более слабом. Это приводит к тому, что он набирает энергию. При этом траектории электронов, начавших движение на вершине импульса напряжения, значительно больше, чем у электронов, начавших своё движение в конце спада. Постоянное магнитное поле при уменьшении напряжения становится сильно закритическим. Межэлектродное пространство со временем используется менее эффективно. Электрон отлетает от катода на небольшое расстояние. Время прохождения траектории для всех электронов примерно одинаково и составляет $5.1 \cdot 10^{-10}$ с с точностью до 10^{-11} с.

Такая ситуация позволяет увеличивать время движения электрона при спаде импульса напряжения, ослабляя магнитное поле до критического. Траектории электронов, образовавшихся на спаде импульса напряжения и магнитного поля, со временем будут по длине больше, а не меньше траекторий предшествующих электронов. Их время движения также увеличится. При этом значительно повышается эффективность использования межэлектродного пространства.

Воздействие на электрон при его быстром движении, которое раньше обеспечивалось быстро меняющимся полем, теперь можно достигнуть слабо меняющимся полем при более низкой скорости движения электрона. Увеличение времени движения электронов позволяет использовать управляющие импульсы с большей длительностью спада. Эта проблема является актуальной, поскольку минимальная длительность определяется не только характеристиками генератора, но и искажениями, вносимыми передающими цепями [10]. При малых размерах пушки требуются импульсы с меньшей длительностью спада, которые технически не всегда удаётся получить. В частности, осуществить более быстрый спад импульса напряжения, показанного на рис. 5 для выравнивания графика энергий бомбардировки, с физической точки зрения целесообразно, а с технической – затруднительно. Предложенное решение данной проблемы представлено в следующем примере.

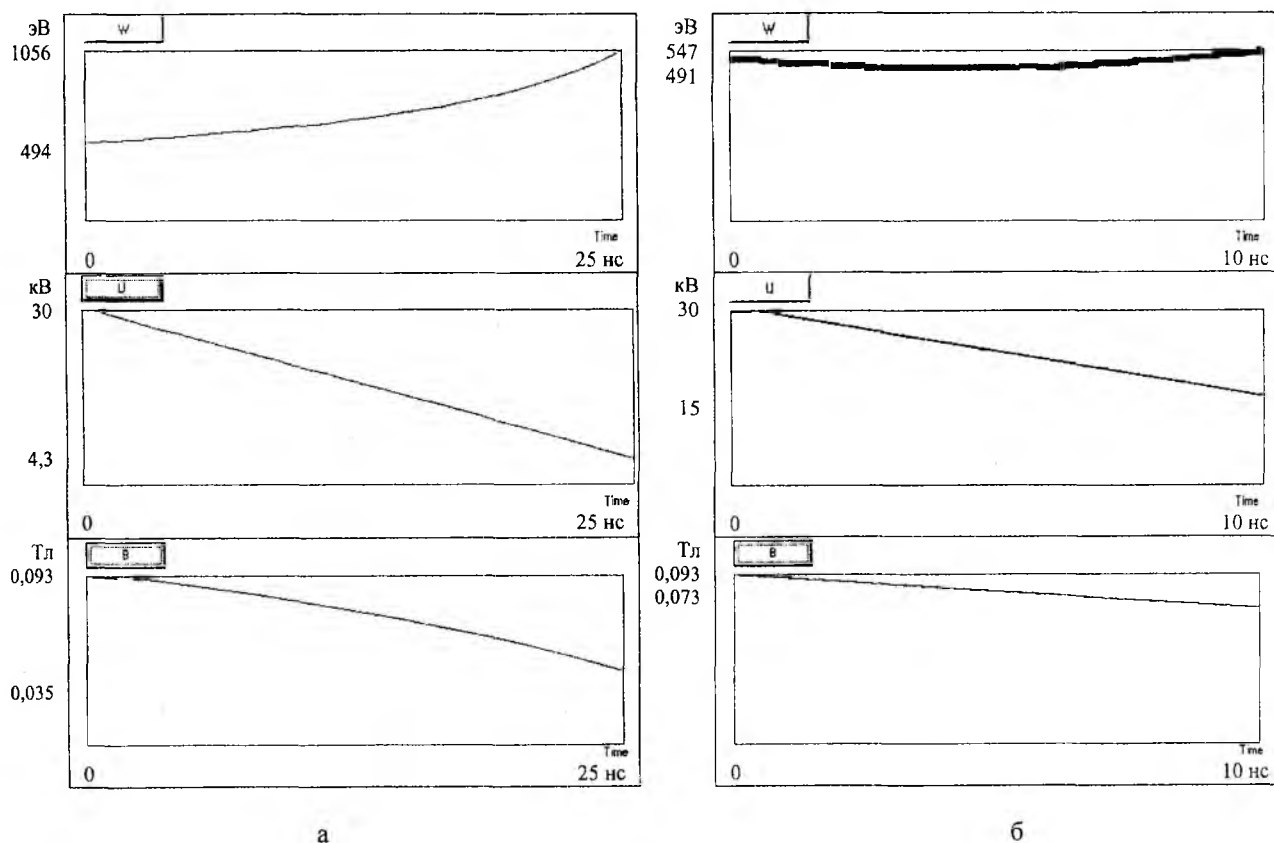
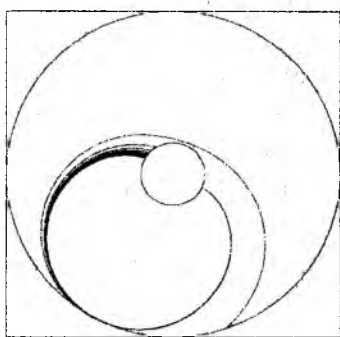
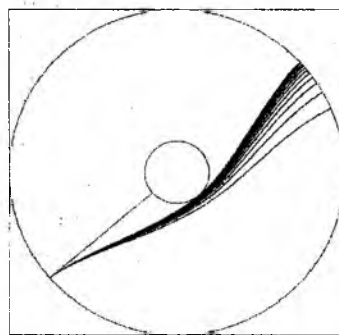


Рис. 6



а



б

Рис. 7

Рассмотрим изменение во времени энергий электронов, образовавшихся на спаде импульса напряжения при бомбардировке катода (рис. 6 а). Магнитное поле на каждом шаге расчёта уменьшается до критического в соответствии с изменением напряжения. Магнитное поле уменьшалось от 0,093 Тл до 0,035 Тл пропорционально $U^{1/2}$. Графики энергий электронов (W) при бомбардировке катода и напряжения на катоде (U) от времени представлены на рис. 6. Изображение траекторий для пушки с внутренним катодом представлено на рис 7 а и для наглядности описания процесса построено следующим образом. Электроны вылетают последовательно из одной точки. Следующий электрон начинает своё движение сразу же, как только предыдущий ударится о катод. Для такой системы полей характерно, что два последовательных электрона движутся по практически одинаковым траекториям. Однако время движения у них отличается. Например, последний, 39-й, электрон находился в межэлектродном промежутке дольше первого более чем в 2 раза. За это время 39-й электрон успел набрать энергию бомбардировки, превышающую энергию бомбардировки первого электрона также более чем в 2 раза. В стационарном поле электрон в конце циклотронного периода приближается к катоду перпендикулярно поверхности, а в нестационарных полях этого не происходит. В связи с этим азимутальная составляющая скорости не гасится, что является положительным фактором для вторичной эмиссии. На рис. 7 а показана траектория, полученная для электрона, который постоянно находился в критическом магнитном поле, не вернулся на катод, зато уверенно попал на анод. Это явление описывает один из механизмов появления анодного тока при закритических магнитных полях. Другой, более важный вывод говорит о том, что возможно обеспечить набор энергии электроном, достаточной для вторично-эмиссионного размножения, при напряжениях порядка нескольких киловольт. При других размерах электродов «промахнувшийся» мимо катода электрон не сразу попадает на анод, а может ещё некоторое время двигаться вокруг катода, то приближаясь к нему, то отдаляясь. Если электромагнитное поле зафиксировать, то этот электрон будет там летать постоянно, создавая провисание потенциала.

Энергия бомбардировки электронов со временем возрастает (рис. 6 а, график W). Для обеспечения вторичной эмиссии на катоде желательно, чтобы эта энергия со временем не менялась. Для этого можно менять магнитное поле пропорционально напряжению в диапазоне от 0,093 Тл до 0,073 Тл. Графики энергий электронов (W) при бомбардировке катода и напряжения на катоде (U) от времени представлены на рис. 6 б. Магнитное поле в этом режиме работы всё время закритическое, но со временем оно то отдаляется, то приближается к критическому. Траектории электронов соответственно то уменьшаются, то увеличиваются, и таким образом меняется эффективность использования пространства, заполненного электромагнитным полем.

Из рис. 6 можно сделать вывод, что если со временем напряжение уменьшать медленнее, то график энергии бомбардировки также выравнивается и можно применить импульс напряжения большей длительности, что актуально с технической точки зрения. Расчёты показали,

что таким образом удаётся удлинить импульс на несколько наносекунд. Наиболее эффективный способ увеличения длительности управляющего импульса – это увеличение габаритных размеров пушки.

Недостатком описанных выше методов является то, что вследствие неучтённых факторов возможно резкое увеличение анодного тока, наблюдаемого при различных экспериментах. Альтернативным решением этой проблемы может стать конструкция пушки с внутренним анодом и внешним катодом. Рассмотрим достоинства такого устройства по сравнению с вышеописанным. Во-первых, больше эмиттирующая поверхность при тех же габаритных размерах. Во-вторых, анод пушки можно сделать на столько малым, на сколько позволяют технические возможности. Это приведёт к существенному уменьшению анодного тока в любых режимах работы.

Построенная математическая модель применима для конструкции обеих пушек. На рис. 7 б изображены траектории электронов в магнетронной пушке с внутренним анодом при подаче на него импульса напряжения, изображённого на рис. 6. Магнитное поле постоянно изменялось до критического значения на каждом шаге расчёта. Существенное различие между пушками заключается в характере движения электрона в нестационарных скрещенных полях. Как видно из рис. 7 а, магнетронная пушка с внутренним катодом в данной системе полей имеет тенденцию срыва вторично-эмиссионного процесса и образования анодного тока. Это происходит из-за постепенного увеличения угла бомбардировки и, в конечном счёте, пролёта электрона по касательной к катоду. Из рис. 7 б видно, что этого не происходит. Со временем электронные траектории отдаляются от анода и, таким образом, исключается такой механизм образования анодного тока.

Выводы

Разработан векторный метод определения траектории движения заряженных частиц в пространстве взаимодействия магнетронной пушки. Расчёты, проведенные программой, согласуются с тестовыми задачами. Рассмотрена зависимость энергии бомбардировки электронов от одновременного изменения электрического и магнитного поля. В нестационарном поле электрон может набирать энергию, которая зависит от соотношения скоростей роста и спада импульса напряжения. Предложен механизм образования анодного тока в закритических магнитных полях при росте и спаде напряжения на катоде.

Список литературы: 1. Л.А. Вайштейн, В.А. Солнцев. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М: Советское радио, 1973. 400 с. 2. Д. Мак-Кракен, У. Дорн. Численные методы и программирование на фортране. М: МИР, 1977. 579 с. 3. Д. Поттер. Вычислительные методы в физике: Пер. с англ. Г.В. Переверзева / Под ред. Ю.Н. Днестровского. М: Мир, 1975. 392 с. 4. И.В. Лебедев. Техника и приборы СВЧ. Т. 2. М: Высш. школа, 1972. С. 264. 5. Л.Н. Добрецов, М.В. Гомоюнова. Эмиссионная электроника. М: Наука, 1966. 564 с. 6. Довбня А.Н., Жигло В.Ф., Закутин В.В., Ромасько В.П. Экспериментальное исследование магнетронной пушки с холодным катодом // ВАНТ. ЯФИ. 1997. Т. 28, №1. С. 53 – 58. 7. Yuriy M. Saveliev, Wilson Sibbett and David M. Parkers. Characterisation of Electron Beams Produced by Crossed-Field Secondary Emission Diodes. Appl-Phys. Vol. 40 (2001) pp 940 – 943. 8. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Механика. Электродинамика. М: Наука, 1969. 271 с. 9. A.V. Agafonov, V.M. Fedorov, V.P. Tarakanov. Self-Sustaining Emission in Magnetron Guns, Beam Modulation and Feedbacks Вопросы атомной науки и техники. 1999. №4 Сер. Ядерно-физические исследования (35), с. 11 – 13. 10. Ю.Я. Волколупов, А.Н. Довбня и др. // ЖТФ, 2001, Т. 71, Вып. 9.

Харьковский национальный
университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 19.11.2002

*А. В. ВАСЯНОВИЧ, канд. физ.-мат. наук, А. В. ГРИЦУНОВ, канд. техн. наук,
А. Н. НИКИТЕНКО, канд. техн. наук*

К ОЦЕНКЕ ПОГРЕШНОСТЕЙ ПРЕДПОЛОЖЕНИЙ, ЛЕЖАЩИХ В ОСНОВЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ МОДЕЛЕЙ ПЕРВОГО УРОВНЯ

Проблема теоретического анализа спектров выходных сигналов вакуумных сверхвысокочастотных приборов приобрела в настоящее время значительную актуальность в связи с ухудшением электромагнитной совместимости многочисленных систем телекоммуникаций, вещания и радиолокации, а также перспективами использования широкополосных усилителей на лампах бегущей волны в оконечных каскадах стационарных многоканальных передатчиков мобильной связи [1]. В этой связи весьма своевременным следует считать недавно разработанный спектральный подход к моделированию взаимодействия замедленных электромагнитных волн с распределенными электронными потоками [2].

В работе [3] изложены общие принципы спектрального моделирования СВЧ-приборов, содержащих замедляющую структуру (ЗС) и электронный поток. Спектральные модели классифицированы на несколько уровней, отличающихся, главным образом, методикой расчета соленоидальных полей ЗС. В частности, к первому уровню относятся модели, пренебрегающие запаздывающими потенциалами в пределах расстояний, сравнимых с периодом ЗС, но учитывающие электромагнитное поле каждой ячейки резонаторной структуры в отдельности. Решения трехмерных волновых уравнений для соленоидальных полей $\vec{E}^{sol}_n(t, x, y, z)$ и $\vec{B}_n(t, x, y, z)$ в произвольном n -м резонаторе записываются методом Фурье в виде рядов по собственным (ортогональным) колебаниям полости с пространственными структурами $\vec{E}_{0pn}(x, y, z)$, $\vec{B}_{0pn}(x, y, z)$ (p – номер вида колебания) и гармоническими временными коэффициентами $T_{pn}(t)$.

Для каждой полосы пропускания ЗС обычно достаточно учитывать только по одному члену ряда ($p = \text{const}$). Это позволяет трактовать резонаторную структуру в пределах полосы пропускания как эквивалентную колебательную систему с N степенями свободы (N – число ячеек ЗС), подверженную внешнему воздействию входным сигналом и возбуждающим током. Строго говоря, такой подход корректен только для монохроматических полей. Однако, если пренебречь частотной зависимостью структуры поля парциального вида, эту эквивалентную систему можно считать линейной. Как следствие, решение для гармонического колебания в ней может быть применено к полям с произвольными зависимостями $T_{pn}(t)$ в пределах действия данного предположения. Считается, что для большинства ЗС в виде цепочек связанных резонаторов, которые являются существенно квазистатическими, такое приближение обычно справедливо в широком частотном диапазоне вплоть до всей полосы пропускания замедляющей структуры.

Пространственные структуры $\vec{E}_{0n}(x, y, z)$ и $\vec{B}_{0n}(x, y, z)$ могут быть найдены в результате решения уравнения Гельмгольца для каждой ячейки ЗС. Существенно, что эти структуры важны только в пространстве взаимодействия (где присутствует электронный поток), но не в самих полостях. Решения уравнения Гельмгольца можно получить численным путем на сетке или аналитически (например, разложением в ряды Фурье по пространственным гармоникам) с заданными граничными условиями на поверхностях, разделяющих резонаторы и пространство взаимодействия.

Как правило, модели первого уровня используют метод мгновенных значений, заключающийся в решении линейного неоднородного дифференциального уравнения второго порядка (уравнения возбуждения) для вектора мгновенных значений напряженности электрического или индукции магнитного поля в резонаторах $T_n(t)$, которое в матричной форме записывается как [4]:

$$\frac{d^2 T}{dt^2} + 2\|\delta_0\| \frac{dT}{dt} + \|\omega_0^2\| T = -\frac{1}{2} \|W_0\|^{-1} \int_V \bar{E}_0 \frac{\partial \bar{j}_{exc}}{\partial t} dV. \quad (1)$$

Здесь $T(t)$ – вектор N временных функций соленоидального электрического поля в ячейках; $\|\omega_0^2\|$ – матрица $N \times N$ квадратов собственных частот и коэффициентов связи парциальных видов ячеек; $\|\delta_0\|$ – матрица коэффициентов затухания; $\|W_0\|$ – матрица единичных энергий; $\bar{E}_0(x, y, z)$ – вектор единичных структурных функций электрического поля парциальных видов колебаний ячеек ЗС; $\bar{j}_{exc}(t, x, y, z)$ – плотность возбуждающего (exciting) тока. Под единичными понимаются структурная функция собственного вида n -го резонатора и энергии поля в n -й полости и элементах связи с ней при условии, что $T_n = 1$, $T_{nn} = 0$ ($nn \neq n$). Интегрирование производится по объемам, в которых функции $\bar{E}_{0n}(x, y, z)$ отличны от нуля, или по всему пространству прибора.

Как указано выше, одним из основных предположений, лежащих в основе уравнения (1), является неизменность структуры поля парциальных видов колебаний во всей полосе анализируемых частот. Именно оно обуславливает линейность данного уравнения. Однако в работе [4] это предположение принято без каких-либо обоснований. Естественно, такая ситуация не позволяет использовать на практике метод мгновенных значений с достаточной уверенностью в корректности получаемых с его помощью результатов. Поэтому целью данной статьи является проверка адекватности вышеуказанного приближения и оценка погрешностей, возникающих из-за неучета частотной зависимости структуры поля собственного парциального вида колебания резонатора $\bar{E}_0(x, y, z, \omega)$.

Рассмотрим один из резонаторов прямоугольной гребенчатой ЗС с шириной ΔX , длиной ΔZ , глубиной щели y_{cav} и толщиной зазора g (рис. 1). Такая система выбрана как одна из самых простых для анализа и в то же время наименее «квазистатичных». Замедляющая структура расположена на расстоянии ΔY от гладкого металлического электрода. В качестве критерия оценки степени непостоянства пространственной структуры парциального вида в диапазоне частот целесообразно выбрать относительное изменение единичной энергии его электрического поля W_0 , вычисленной по формуле [5]:

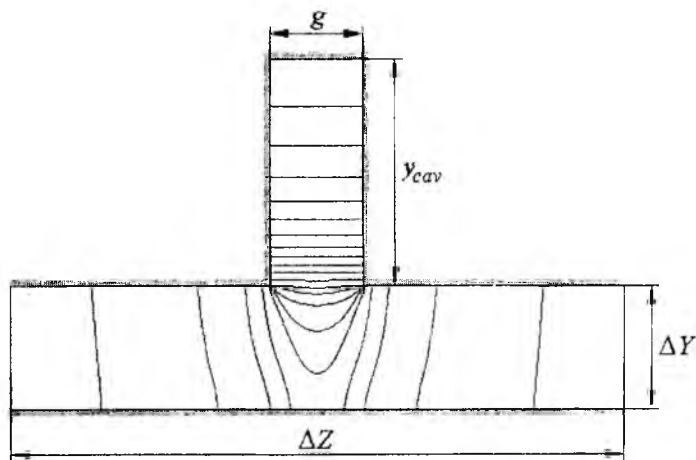


Рис. 1

$$W_0 = \frac{\epsilon_0}{2} \int_V \epsilon |\bar{E}_0|^2 dV, \quad (2)$$

где V – объем, занимаемый полем колебания. Одна часть данной энергии (W_{0cav}) сосредоточена внутри резонатора, в объеме полости (cavity) $V_{cav} = \Delta X y_{cav} g$. Вторая часть (W_{0spc}) распределена вне этой полости, в пространстве взаимодействия (space) $V_{spc} = \Delta X \Delta Y \Delta Z$. Вычислим энергию W_0 как сумму указанных частей, найденных по отдельности.

Нетрудно показать (см., например, [6]), что при неучете краевых эффектов напряженность электрического поля в пределах резонансной полости имеет единственную продольную составляющую $E_{0z\,cav}$, зависящую от поперечных координат x, y и частоты следующим образом:

$$E_{0z cav}(x, y, \omega) = X_z(x) \frac{\sin(\omega y / c)}{\sin(\omega y_{cav} / c)} \quad (3)$$

(здесь для удобства координата y отсчитывается от дна щели в направлении пространства взаимодействия, c – скорость света). В узких ЗС вариационную функцию $X_z(x)$ можно считать не зависящей от частоты.

Подставляя выражение (3) в формулу (2), получаем:

$$W_{0cav}(\omega) = \frac{\varepsilon_0 g}{2 \sin^2(\omega y_{cav} / c)} \frac{\Delta X}{0} \int_0^{\Delta X} X_z(x)^2 dx \int_0^{y_{cav}} \sin^2(\omega y / c) dy. \quad (4)$$

Обозначим:

$$\frac{1}{\Delta X} \int_0^{\Delta X} X_z(x)^2 dx = \overline{X_z^2}, \quad (5)$$

где $\overline{X_z^2}$ – усредненное по ширине ЗС значение $X_z^2(x)$. Тогда после интегрирования (4) по координате y имеем:

$$W_{0cav}(\omega) = \frac{\varepsilon_0 \overline{X_z^2}}{4 \sin^2(\omega y_{cav} / c)} \left[1 - \frac{\sin(2\omega y_{cav} / c)}{2\omega y_{cav} / c} \right] V_{cav}. \quad (6)$$

В пространстве взаимодействия структурная функция имеет две составляющие: поперечную $E_{0y spc}$ и продольную $E_{0z spc}$, которые можно записать в виде рядов Фурье по пространственным гармоникам:

$$\begin{aligned} E_{0y spc}(x, y, z, \omega) &= \sum_s E_0^s X_{ys}(x) Y_{ys}(y, \omega) \sin \frac{2\pi s}{\Delta Z} z, \\ E_{0z spc}(x, y, z, \omega) &= \sum_s E_0^s X_{zs}(x) Y_{zs}(y, \omega) \cos \frac{2\pi s}{\Delta Z} z, \end{aligned} \quad (7)$$

где $E_0^s = (g/\Delta Z) \sin(\pi s g/\Delta Z) / (\pi s g/\Delta Z)$ – амплитуда s -й пространственной гармоники.

Поперечные вариационные функции пространственных гармоник Y_{ys} , Y_{zs} описываются следующими зависимостями:

$$\begin{aligned} Y_{ys}(y, \omega) &= \pm \frac{(2\pi s / \Delta Z)}{\sqrt{(2\pi s / \Delta Z)^2 - (\omega / c)^2}} \frac{\operatorname{ch}\left(\sqrt{(2\pi s / \Delta Z)^2 - (\omega / c)^2} y\right)}{\operatorname{sh}\left(\sqrt{(2\pi s / \Delta Z)^2 - (\omega / c)^2} \Delta Y\right)}, \\ Y_{zs}(y, \omega) &= \frac{\operatorname{sh}\left(\sqrt{(2\pi s / \Delta Z)^2 - (\omega / c)^2} y\right)}{\operatorname{sh}\left(\sqrt{(2\pi s / \Delta Z)^2 - (\omega / c)^2} \Delta Y\right)} \end{aligned} \quad (8)$$

(здесь координата y отсчитывается от гладкого электрода в направлении ЗС).

Воспользовавшись равенством Парсеваля [7], вычислим энергию W_{0spc} как сумму парциальных энергий пространственных гармоник $W_{0spc s}$. Подставляя (7) и (8) в формулу (2) и интегрируя по объему V_{spc} , после несложных преобразований находим, что энергия нулевой гармоники равна:

$$W_{0spc0}(\omega) = \frac{\varepsilon_0 \overline{X_{z0}^2}}{4 \sin^2(\omega \Delta Y / c)} \left(\frac{g}{\Delta Z} \right)^2 \left[1 - \frac{\sin(2\omega \Delta Y / c)}{2\omega \Delta Y / c} \right] V_{spc}. \quad (9)$$

Энергии остальных пространственных гармоник вычисляются по формуле:

$$W_{0spcs}(\omega) = \frac{\varepsilon_0}{8 \operatorname{sh}^2 \left(\sqrt{(2\pi s / \Delta Z)^2 - (\omega / c)^2} \Delta Y \right)} \left[\frac{g}{\Delta Z} \cdot \frac{\sin(\pi s g / \Delta Z)}{\pi s g / \Delta Z} \right]^2 \times \\ \times \left\{ \frac{(2\pi s / \Delta Z)^2}{(2\pi s / \Delta Z)^2 - (\omega / c)^2} \cdot \left[\frac{\operatorname{sh} \left(2\sqrt{(2\pi s / \Delta Z)^2 - (\omega / c)^2} \Delta Y \right)}{2\sqrt{(2\pi s / \Delta Z)^2 - (\omega / c)^2} \Delta Y} + 1 \right] \overline{X_{ys}^2} + \right. \\ \left. + \left[\frac{\operatorname{sh} \left(2\sqrt{(2\pi s / \Delta Z)^2 - (\omega / c)^2} \Delta Y \right)}{2\sqrt{(2\pi s / \Delta Z)^2 - (\omega / c)^2} \Delta Y} - 1 \right] \overline{X_{zs}^2} \right\} V_{spc}, \quad (10)$$

где значения $\overline{X_{ys}^2}$ и $\overline{X_{zs}^2}$ определяются по формулам, аналогичным (5).

Суммарная единичная энергия электрического поля парциального вида, очевидно, равна:

$$W_0(\omega) = W_{0cav}(\omega) + \sum_s W_{0spcs}(\omega). \quad (11)$$

Исходя из полученной формулы, проанализируем изменение энергии W_0 при увеличении частоты колебания от предположительной нижней границы рабочих частот системы до верхней границы полосы пропускания гребенчатой ЗС (π -вида) $\omega_\pi \approx \pi c / 2y_{cav}$. Исследуем две структуры. Геометрические размеры первой возьмем соответствующими типовой магнетронной системе дециметрового диапазона: $\Delta X = 40$ мм; $\Delta Y = 10$ мм; $\Delta Z = 50$ мм; $g = 5$ мм; $y_{cav} = 30$ мм. Вторую структуру выберем на основе аналогичной системы трехсантиметрового диапазона: $\Delta X = 5$ мм; $\Delta Y = 1,5$ мм; $\Delta Z = 7,5$ мм; $g = 0,75$ мм; $y_{cav} = 5$ мм. Вариационные функции $X_y(x)$ и $X_z(x)$ в обоих случаях считаем тождественно равными единице.

На рис. 2 показаны частотные зависимости энергий W_{0cav} (кривая 1), W_{0spc} (кривая 2) и суммарной энергии W_0 (кривая 3) для первой системы в диапазоне частот от 500 МГц до 2500 МГц (примерная частота π -вида). Рис. 3 изображает аналогичные зависимости для второй системы в диапазоне от 2,5 ГГц до 15 ГГц (также ориентировочная частота π -вида). В обоих случаях суммирование рядов Фурье производилось по пространственным гармоникам с номерами $-80 \leq s \leq +80$ [8].

Из рисунков видно, что изменение суммарной единичной энергии парциального вида в полосе частот свыше двух октав не превышает 35 ... 40 % его энергии в нижней части этого диапазона или 30 ... 35 % энергии в середине диапазона. При этом относительное изменение энергии той части поля, которая распределена в пространстве взаимодействия, составляет во всей полосе лишь 10 ... 15 %. Это означает, что игнорирование частотной зависимости структуры поля парциального вида в моделях первого уровня практически не ухудшает точности расчета интегралов в правых частях уравнений возбуждения. Погрешности возможны только вследствие неточности нормировки этих интегралов к суммарной единичной энергии колебаний. Учитывая, что основная часть энергии спектра ВЧ-поля в системах на базе ЦСР сосредоточена в относительной полосе частот не более 10 ... 20 %, можно сделать вывод о том, что предлагаемая методика является вполне приемлемой. Кроме того, для более «квази-

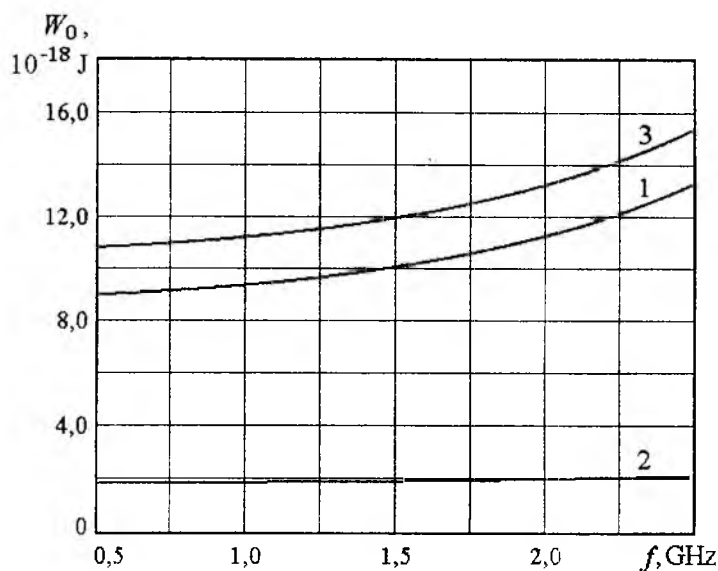


Рис. 2

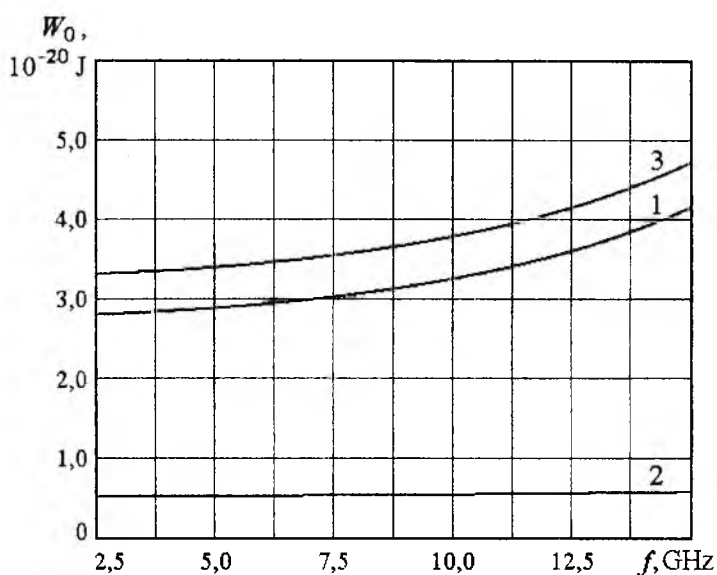


Рис. 3

статичных» резонаторов (тороидальных или типа «щель-отверстие») частотные вариации составляющей энергии W_{0cav} будут, очевидно, еще меньше.

Таким образом, в данной работе проведено обоснование базового предположения, лежащего в основе метода мгновенных значений. Это позволяет оценить корректность спектральных моделей СВЧ-приборов первого уровня, использующих главным образом указанный метод. Установлено, что структуру поля парциального вида можно с достаточной степенью точности считать независимой от частоты во всей полосе пропускания замедляющей структуры. Помимо СВЧ-электроники полученные результаты могут быть полезны в других областях науки и техники, в частности, при проектировании ускорителей заряженных частиц.

Список литературы: 1. Goebel D.M., Liou R.R., Menninger W.L., Zhai X., Adler E.A. Development of Linear Traveling Wave Tubes for Telecommunications Applications // IEEE Trans. Electron Devices. 2001. V. 48, No. 1. P. 74 – 81. 2. Грицунов А.В., Чурюмов Г.И. Спектральное моделирование СВЧ-приборов // Материалы междунар. межвуз. конф. «Современные проблемы электроники и радиофизики СВЧ». Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж», 2001. С. 31 – 34. 3. Gritsunov A.V. On Spectral Modeling of Microwave Devices // Telecomm. and Radio Engineering. 2001. V. 55, No. 8. P. 98 – 102. 4. Грицунов А.В. К выводу уравнения возбуждения цепочки связанных резонаторов для метода мгновенных значений // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 156 – 162. 5. Федоров Н.Н. Основы электродинамики. М.: Высш. школа, 1980. 399 с. 6. Силин Р.А., Сазонов В.П. Замедляющие системы. М.: Сов. радио, 1966. 632 с. 7. Гоноровский И.С. Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Радио и связь, 1986. 512 с. 8. Грицунов А.В. К интегрированию матричного уравнения возбуждения резонаторной замедляющей системы // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 127. С. 89 – 94.

Харьковский национальный
университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 29.04.2003

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ ВОЛЬТЕРРА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В НЕЛИНЕЙНОМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ СЛОЕ

Введение

Взаимодействие электромагнитных сигналов с нелинейной средой имеет важное значение во многих физических явлениях и их использовании в радиотехнических и оптических устройствах, в частности в современной оптоэлектронике. Свойства нелинейных сред широко используются например в полностью оптических логических селекторах [1], для генерирования вторичных и высших гармоник, для компрессии сверхкоротких импульсов и др. [2]–[5].

Для решения линейных электродинамических задач имеется широкий выбор методов, основанных как на дифференциальном, так и интегральном подходах, однако для нелинейных задач такой выбор значительно беднее, особенно среди интегральных методов. В данной статье предлагается метод, основанный на интегральных уравнениях Вольтерра во временной области (МИУВ) [6], [7], которые эквивалентны электродинамическим уравнениям Максвелла. Данный подход для ряда задач превосходит по точности широко используемый в настоящее время метод конечных разностей во временной области FDTD [8] и обладает высокой стабильностью при моделировании нелинейных сред.

Формулировка задачи

Рассмотрим электромагнитный сигнал $E_0(t, x)$, который распространяется в однородной линейной неограниченной среде с относительной диэлектрической проницаемостью ε . В момент времени $t_0 = 0$ среда в области $0 < x < L$ приобретает нелинейные свойства (например вследствие воздействия мощного внешнего поля) и описывается следующей функцией поляризации:

$$P(t, x) = \varepsilon_0(\varepsilon_1 - 1)E(t, x) + \gamma E^3(t, x).$$

Геометрия задачи представлена на рис. 1.

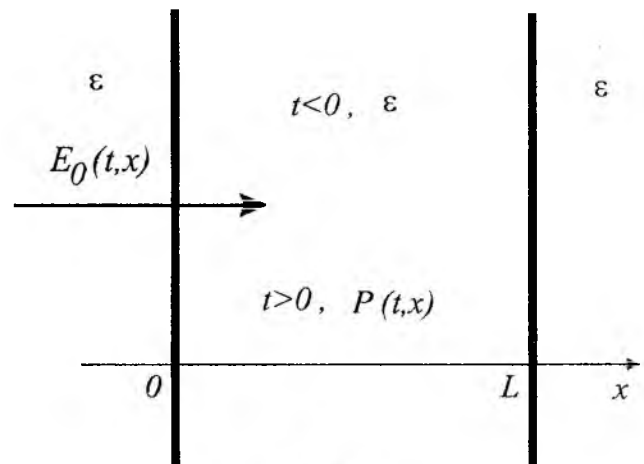


Рис. 1

Электромагнитное поле внутри и вне слоя после момента времени $t > t_0$ описывается следующим уравнением:

$$E(t, x) = E_0(t, x) - \frac{1}{2\nu} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^t dt' \int_0^L dx' \delta\left(t - t' - \frac{|x - x'|}{\nu}\right) \left[\frac{1}{\varepsilon \varepsilon_0} P(t', x') - \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} E(t', x') \right], \quad (1)$$

где $\nu = c/\sqrt{\varepsilon}$, c – скорость света в вакууме, $\delta(t)$ дельта-функция Дирака, L – толщина слоя и ε_0 – диэлектрическая постоянная.

Для реализации численного счета перейдем к безразмерным координатам, нормированным на толщину слоя: $\tau = \nu t / L$, $\xi = x / L$. Тогда уравнение (1) примет вид:

$$E(\tau, \xi) = E_0(\tau, \xi) - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \tau} \int_0^\tau d\tau' \int_0^1 d\xi' \delta(\tau - \tau' - |\xi - \xi'|) \left[\frac{1}{\varepsilon \varepsilon_0} P(\tau', \xi') - \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} E(\tau', \xi') \right]. \quad (2)$$

Учитывая, что $\delta(\tau - \tau' - |\xi - \xi'|) = \delta(\tau - \tau' - \xi + \xi') + \delta(\tau - \tau' + \xi - \xi')$, можно вычислить аналитически интеграл по пространственной координате ξ в уравнении (2):

$$E(\tau, \xi) = E_0(\tau, \xi) - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \tau} (H + L). \quad (3)$$

$$\text{где } H = \int_{\substack{0 < \tau' < \tau \\ 0 \leq \xi + \tau - \tau' \leq 1}} \tilde{P}(\tau', \xi + (\tau - \tau')) d\tau' \text{ и } L = \int_{\substack{0 < \tau' < \tau \\ 0 \leq \xi + \tau - \tau' \leq 1}} \tilde{P}(\tau', \xi - (\tau - \tau')) d\tau'. \quad (4)$$

Два интеграла L и H в уравнении (3) соответствуют двум, сходящимся к вычисляемой точке, диагональным линиям (нижняя и верхняя линии соответственно). В рассматриваемом случае среда в слое является нестационарным диэлектриком с кубической нелинейностью, следовательно, функция $\tilde{P}$ в интегралах (4) определяется как

$$\tilde{P}(\tau, \xi) = \frac{1}{\varepsilon \varepsilon_0} P(\tau, \xi) - \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} E(\tau, \xi) = \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon} - 1 \right) E(\tau, \xi) + \frac{\gamma}{\varepsilon \varepsilon_0} E^3(\tau, \xi), \quad (5)$$

где $\frac{\gamma}{\varepsilon \varepsilon_0}$ – коэффициент нелинейности.

Реализация алгоритма численного счета

Для решения уравнения (3) построим квадратную пространственно-временную сетку с равными шагами $\Delta \xi = \Delta \tau = h$ и введём следующие обозначения:

$$\tau_n = hn, \quad \xi_i = hi, \quad E_i^n = E(\tau_n, \xi_i), \quad L_i^n = L(\tau_n, \xi_i), \quad H_i^n = H(\tau_n, \xi_i), \quad (6)$$

Уравнение (3) в обозначениях (6) примет вид:

$$E_i^n = E_{0i}^n - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \tau} [L_i^n + H_i^n]. \quad (7)$$

В уравнении (7) проведем дискретизацию производной и заменим интегралы суммами, учитывая, что делитель дифференцирования сократится с множителем интегрирования:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} L_i^n = L_i^n - L_i^{n-1}, \quad L_i^n = \sum_{m=l}^{n-1} k_m P_{i-n+m}^m, \quad H_i^n = \sum_{m=l}^{n-1} k_m P_{i+n-m}^m, \quad (8)$$

где l – нижний предел интегрирования по времени и в итерационном алгоритме вычисляется неявно, k_m – весовой коэффициент, выбирается в зависимости от применяемой формулы интегрирования.

После подстановки (8) в уравнение (7) последнее примет вид

$$E_i^n = E_{0i}^n - \frac{1}{2} [L_i^n - L_i^{n-1} + H_i^n - H_i^{n-1}]. \quad (9)$$

Используя полуоткрытую формулу трапеций для интегрирования (8)

$$\int_{x_1}^{x_n} f(x) dx = h \left(\frac{1}{2} f_1 + f_2 + \dots + f_{n-2} + \frac{3}{2} f_{n-1} \right) + O\left(\frac{1}{N^2}\right), \quad (10)$$

можно переопределить операцию интегрирования как

$$L_i^n = \frac{1}{2} P_{i-n+l}^l + \sum_{m=l+1}^{n-2} P_{i-n+m}^m + \frac{3}{2} P_{i-l}^{n-1} = LS_{i-2}^{n-2} + \frac{3}{2} P_{i-l}^{n-1}, \quad (11)$$

где переменная $LS_{i-2}^{n-2} = \frac{1}{2} P_{i-n+l}^l + \sum_{m=l+1}^{n-2} P_{i-n+m}^m$ является переменной-аккумулятором, позволяющей избежать повторных операций суммирования и приводящей процедуру нахождения

интеграла L_i^n к единственной операции сложения двух слагаемых. Однако на каждой итерации необходимо обновлять LS_i^n в соответствии с итерационным соотношением

$$LS_i^0 = \frac{1}{2}P_i^0 \text{ и } LS_i^n = LS_{i-1}^{n-1} + P_i^n \text{ для } n > 0. \tag{12}$$

Для интеграла H вычислительные соотношения аналогичны. Приведенные выше выражения позволяют реализовать итерационный алгоритм для построения решения уравнения (7).

Результаты моделирования – Плоская волна в линейном и нелинейном диэлектрических слоях

Рассмотрим преобразование плоской волны в нелинейном слое. Исходный сигнал задан функцией $E_0 = \cos(2\pi\eta(\tau - \xi))$; где η – нормированная частота, $\eta = \frac{\omega L}{2\pi v} = \frac{L}{\lambda}$ – соответствует количеству полных длин волн λ , помещающихся в слое толщиной L , где λ – длина падающей волны в фоновой среде. Параметры среды $\varepsilon = 9$, $\varepsilon_1 = 11$, нормированная частота исходной волны $\eta = 1$. Длительность моделирования процесса $\tau_{\max}$ равна 100 в безразмерных единицах (что соответствует 1пс), шаг интегрирования $h=0.01$. Таким образом количество узлов $NX=100$ и $NT=10000$, требуемый объем оперативной памяти равен 6kb, объем памяти для хранения результатов равен 8Mb. Длительность вычислительного процесса равна ~2.8с на ПК Celeron-700 МГц с 128 Мб ОЗУ.

Сравнение результатов для случаев линейного и нелинейного диэлектрических слоев, изменение формы волны и её замедление в нелинейном диэлектрическом слое с разными коэффициентами нелинейности ($\gamma = 0.1$, $\gamma = 1$) представлены на рис. 2:

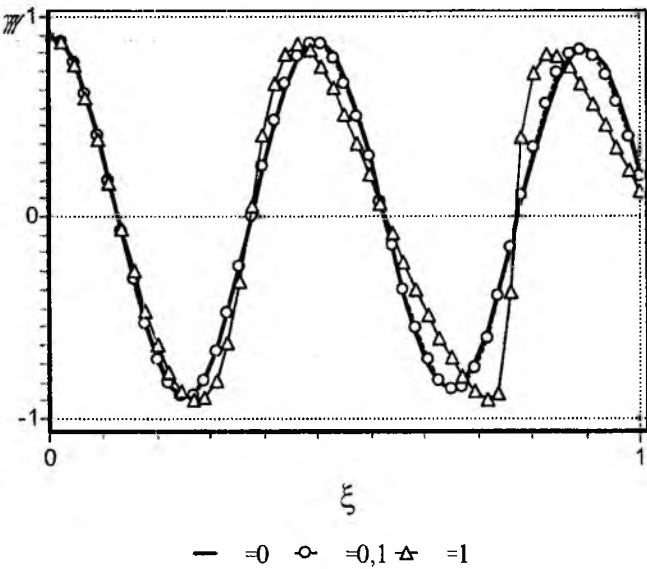


Рис. 2

Как и ожидалось, увеличение коэффициента нелинейности ведет к более сильному изменению формы сигнала и его замедлению.

Моделирование распространения солитона в нелинейной среде

Рассмотрим взаимодействие солитона подобного сигнала вида $E(\tau, \xi) = \text{sech}\left(\frac{\tau - \xi}{T}\right) \cos\left(\frac{\xi}{\Lambda}\right)$, где T – нормированная длительность сигнала и Λ – опорная частота, с линейным и нелинейным слоями. Данный вид сигнала был получен как решение

нелинейного уравнения Шредингера для нелинейных сред, поэтому представляет интерес исследовать, удовлетворяет ли это решение рассматриваемому уравнению Вольтерра. Для сравнения также рассмотрим преобразование сигнала в виде гауссова импульса

$$E(\tau, \xi) = e^{-\frac{(\tau - \tau_0 - \xi)^2}{2\sigma^2}} \cos(2\pi\eta(\tau - \xi)).$$
 Для численного эксперимента выбраны следующие параметры: диэлектрическая проницаемость сред $\varepsilon = 9$, $\varepsilon_1 = 9$, коэффициент нелинейности слоя $\gamma = 0,25$; параметры солитона $T = 0,2$ и $\Lambda = 0,02$; параметры гауссова импульса $\sigma = 0,2$, $\tau_0 = 0$ и $\eta = 10$. Длительность моделирования $\tau_{\max}$ процесса равна 5 в безразмерных единицах и шаг интегрирования $h = 0,001$. Таким образом количество узлов $NX = 1000$ и $NT = 5000$, используемый объем оперативной памяти $\sim 91\text{Mb}$. Продолжительность моделирования равна $\sim 16\text{с}$ на ПК Athlon-1800 с 512Mb ОЗУ. Результаты моделирования представлены на рис. 3.

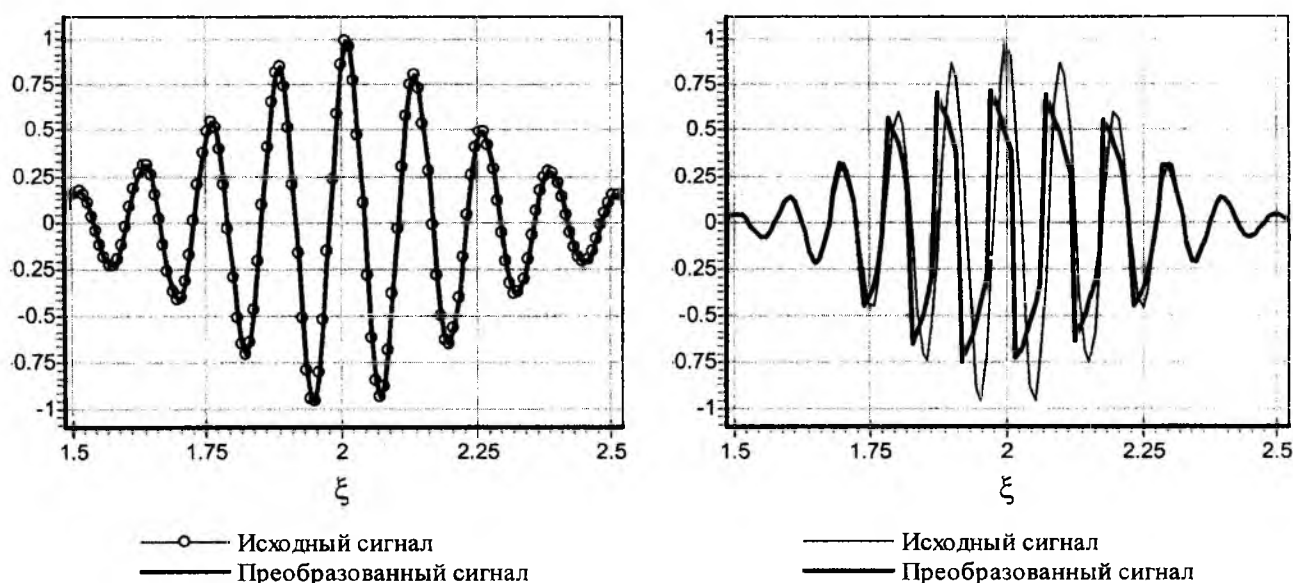


Рис. 3

На графиках отчетливо видно существенное влияние нелинейности среды в слое на гауссов импульс, который при этом значительно искажается, и отсутствие изменений солитонного сигнала, что косвенно подтверждает адекватность решения, полученного рассматриваемым методом интегральных уравнений Вольтерра для рассматриваемого класса задач.

Заключение

В данной работе представлен численно-аналитический метод для моделирования взаимодействия электромагнитного сигнала произвольной формы с плоским слоем, заполненным нелинейной диэлектрической средой. Метод основан на использовании интегральных уравнений Вольтерра во временной области, которые эквивалентны уравнениям Максвелла во временной области с начальными условиями. Разработано программное обеспечение для автоматизации проведения численных экспериментов. Представлены результаты численного моделирования взаимодействия плоской электромагнитной волны, гауссова импульса и солитонного сигнала с нелинейным диэлектрическим слоем.

Список литературы: 1. *T.Yabu, M.Geshiro and others*, All-Optical Logic Gates Containing a Two-Mode Nonlinear Waveguide. *IEEE J. of Quantum Electronics*, vol. 38, No. 1, 2002. 2. *R. J. Hawkins and J.S. Kallman*, Lasing in tilted-waveguide semiconductor laser amplifiers, *Optical and Quantum Electronics*, Vol. 26, pp. 207 – 217, 1994. 3. *S.C. Hagness, R.M. Joseph and A. Taflove*, Subpicosecond electrodynamics of distributed Bragg reflector microlasera: Results from finite difference time domain simulations, *Radio Science*, Vol. 31, No 4, pp. 931 – 941, 1996. 4. *J. W.D. Chi, C.L. Chao and M.K. Rao*, Time-domain large-signal investigation on non-linear interactions between an optical pulse and semiconductor waveguide, *IEEE J. of Quantum Electronics*, Vol. 37, No 10, pp. 1329 – 1336, 2001. 5. *Y.Jeong and B. Lee*, Characteristics of second-harmonic generation including third-order non-linear interactions, *IEEE J. of Quantum Electronics*, Vol. 37, No 10, pp. 1292 – 1300, 2001. 6. *Нерух А.Г., Хижняк Н.А.* Современные проблемы нестационарной макроскопической электродинамики. Харьков: Тест–Радио, 1991. 7. *A.G. Nerukh, I.V. Scherbatko, M. Marciniak*, Electromagnetics of Modulated Media with Applications to Photonics, Nat. Institute of Telecommunic. Publishing House, Warsaw, 2001. 8. *F.V. Fedotov, A.G. Nerukh, I.V. Scherbatko*. Comparison of the FDTD and direct-integrating methods for electrodynamic problem in time-varying medium; 5th International conference on applied electromagnetics. 8-10 October 2001, Niš, Yugoslavia. 9. *K.M. Yemelyanov, F.V. Fedotov, A.G. Nerukh*: Numerical Simulations of Electromagnetic Transients in Nonstationary Plasma Layers, Proc. of 2001 3rd International Conference on Transparent Optical Networks, June 18-21, 2001, Cracow, Poland, pp. 226 – 229. 10. *F.V. Fedotov, A.G. Nerukh, T.M. Benson, Ph. Sewell*. Simulation of an Electromagnetic Signal Propagation through a Layer of Nonlinear Dielectric using Integral Equations Approach. 10th International Workshop on Optical Waveguide Theory and Numerical Modelling. 5th–6th April 2002, Nottingham, UK, p. 41.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 29.04.2003

О МОДЕЛИРОВАНИИ НЕКОТОРЫХ КЛАССОВ НЕСТАЦИОНАРНЫХ СЛУЧАЙНЫХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ ПРИ ПОМОЩИ ТРЕУГОЛЬНЫХ МОДЕЛЕЙ ОПЕРАТОРОВ

Строится корреляционная теория некоторых классов нестационарных случайных последовательностей. Исследована структура корреляционных разностей, которая является основной характеристикой нестационарности. Рассмотрены также некоторые классы неоднородных дискретных случайных полей.

Ниже рассматривается один из возможных подходов, связанных с описанием нестационарных случайных последовательностей второго порядка, у которых корреляционная функция описывает те случайные последовательности $\xi(n)$, которые отличаются от последовательностей с предписанными свойствами корреляционной функции. Например, можно изучать нестационарные случайные последовательности, которые «слабо» отклоняются от стационарных случайных последовательностей в широком смысле, т.е. когда корреляционная функция $K(n, m) \neq K(n - m)$. Такие последовательности исследованы в работах [5]. Для решения подобного рода проблем используются спектральная теория и треугольные и универсальные модели квазиунитарных операторов, позволяющие вводить числовые и функциональные характеристики отклонения от стационарности.

Если же корреляционная функция зависит от $n + m$, то для построения соответствующих моделей нестационарных случайных последовательностей, у которых корреляционная функция в каком-то смысле слабо отклоняется от корреляционной функции, зависящей от $n + m$, можно воспользоваться спектральной теорией несамосопряженных операторов. Соответствующий подход был использован в работах [1, 2, 3].

Отметим, что если рассматривать простейшую модель нестационарных последовательностей вида (дискретный осциллятор)

$$\begin{aligned}\xi(n+1, \omega) &= \alpha_0 \xi(n, \omega), \\ \xi(n, \omega)|_{n=0} &= \xi_0(\omega),\end{aligned}$$

где α_0 – комплексное число, а $\xi_0(\omega)$ – комплексная случайная величина с $M\xi_0(\omega) = 0$ и $M|\xi_0(\omega)|^2 < \infty$, то при $|\alpha_0| = 1$ приходим к стационарной случайной последовательности, а при $\alpha_0 = \overline{\alpha_0}$ получаем последовательность с корреляционной функцией, зависящей от $n + m$.

В [1] была введена корреляционная разность $W(n, m)$, которая характеризует отклонение от случайной последовательности с корреляционной функцией, зависящей от суммы $W(n, m) = K(n+1, m) - K(n, m+1)$ и дана классификация нестационарных последовательностей при помощи числовой характеристики – квазиранга нестационарности, который равен максимальному рангу квадратичных форм $\max_{n, m=1}^N \text{rang} \sum W(n, m) \overline{a_n} a_m, N = 1, 2, \dots$, а a_j – комплексные числа.

В этой статье на основании корреляционной теории нестационарных случайных последовательностей, развитой в работах [1, 2, 3], вводятся некоторые простейшие модели нестационарных случайных последовательностей конечного квазиранга и получены соответствующие представления для корреляционных функций и корреляционных разностей. Рассмотрение ведется на основе гильбертова подхода к корреляционной теории случайных по-

следовательностей, позволяющего рассматривать корреляционную функцию как скалярное произведение в соответствующем гильбертовом пространстве и ввести корректно понятие спектра нестационарной случайной последовательности [1].

В [3] было получено общее представление для корреляционной функции вида

$$K(n+m) = f(n+m) + \sum_{l=1}^n W(n-l, m+l-1)$$

как решение при помощи двойного z -преобразования соответствующей задачи Коши для линейного неоднородного уравнения первого порядка в частных разностях:

$$\begin{aligned} K(n+1, m) - K(n, m+1) &= W(n, m), \\ K|_{n=0} &= f(m), \quad g|_{m=0} = g(n), \quad m, n \geq 0 \end{aligned} \quad (1)$$

$g(n)$ и $f(m)$ должны удовлетворять условию совместности $f(n) - g(n) + \sum_{l=0}^{n-1} W(n-1-l, l) = 0$ и для корреляционных функций $g(n) = \overline{f(n)}$.

Уравнение [1] позволяет восстанавливать корреляционную функцию $K(n, m)$ по корреляционной разности $W(n, m)$.

Рассмотрим случайные последовательности первого квазиранга [1], где A – диссипативный оператор в гильбертовом пространстве H с одномерным подпространством неэрмитовости, а g – каналový элемент $\left(\frac{A-A^*}{i} \rightarrow \langle \cdot, g \rangle g \right)$. В этом случае $W(n, m) = i\varphi(n)\overline{\varphi(m)}$. Как показано в [1], $\varphi(n) = \langle A^n \xi_0, g \rangle$.

Двойное z – преобразование имеет вид $\widehat{W}(z, \zeta) = i\widehat{\varphi}(z)\overline{\widehat{\varphi}(\zeta)}$. В случае дискретного спектра у оператора A $\widehat{\varphi}(z) = \sum_{k=1}^{N \leq \infty} C_k \widehat{\Lambda}_k(z)$, где

$$\widehat{\Lambda}_k(z) = \sum_{n=0}^{N \leq \infty} \Lambda_k(n) z^{-n} = \frac{1}{2\pi i} \sum_{n=0}^{N \leq \infty} \oint_{\gamma} \left(\frac{\lambda}{z} \right)^n \frac{\beta_k}{\lambda_k - \lambda} \prod_{j=1}^{n-1} \frac{\lambda_j - \lambda}{\lambda_j - \lambda_k} d\lambda$$

(для получения такого представления для $\widehat{\varphi}(z)$ используется треугольная модель оператора A в l_2).

При $k=1$ $\widehat{\Lambda}_1(z) = \sum_{n=0}^{N \leq \infty} \beta_1 \lambda_1^n z^{-n}$, и если $N = \infty$, то $\widehat{\Lambda}_1(z) = \beta_1 \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - z}$; если $N < \infty$, то $\widehat{\Lambda}_1(z) = \beta_1 \frac{\lambda_1^{N+1} - z^{N+1}}{z^N (\lambda_1 - z)}$.

При $k=1$ и $\lambda_1 \neq \lambda_2$ ($N = \infty$)

$$\hat{\Lambda}_2(z) = \sum_{n=0}^{N \leq \infty} z^{-n} \frac{\beta_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \left(\lambda_1^n (\lambda_1 - \bar{\lambda}_1) - \lambda_2^n (\lambda_1 - \bar{\lambda}_2) \right) = \frac{\beta_2 (\lambda_1 - \bar{\lambda}_2)}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot \frac{\bar{\lambda}_1}{\lambda_2 - z} - \frac{\beta_2 (\lambda_1 - \bar{\lambda}_2)}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot \frac{\bar{\lambda}_2}{\lambda_2 - z}.$$

При $k = 2$ и $\lambda_1 = \lambda_2 (N = \infty)$ $\hat{\Lambda}_2(z) = \sum_{n=0}^{N \leq \infty} z^{-n} \bar{\lambda}_1^{n-1} \beta_2 (n\lambda_1 - (n+1)\bar{\lambda}_1) = \frac{\beta_2 (n\lambda_1 - (n+1)\bar{\lambda}_1)}{\bar{\lambda}_1 - z}.$

В случае бесконечнократного спектра в нуле $(Af)(x) = i \int_0^x f(y) dy$ (A – вольтерров оператор в $L^2[0;1]$). $\hat{\varphi}(n, z) = - \sum_{n=0}^{N \leq \infty} z^{-n} \frac{i^n}{n!} \int_0^1 \xi_0(x) (x-1)^n dx = - \int_0^1 \xi_0(x) \left(\sum_{n=0}^{N \leq \infty} \frac{i^n}{n! z^n} (x-1)^n \right) dx.$

Если $N = \infty$, то $\hat{\varphi}(n, z) = - \int_0^1 \xi_0(x) e^{\frac{i(x-1)}{z}} dx;$

если $N \leq \infty$, то $\hat{\varphi}(n, z) = - \int_0^1 \xi_0(x) \left(\sum_{n=0}^N \frac{i^n}{n! z^n} (x-1)^n \right) dx.$

Рассмотрим теперь оператор A вида $(Af)(x) = \alpha(x) f(x) + i \int_0^1 f(y) dy,$

$$\text{где } \alpha(x) = \begin{cases} 0, 0 \leq x \leq \frac{1}{3}, \\ 1, \frac{1}{3} \leq x \leq 1. \end{cases} \quad (2)$$

Т.е. оператор A представляет собой одномерное возмущение самосопряженного оператора умножения на вещественнозначную функцию в $L^2[0;1]$.

Рассматривая соответствующее разностное уравнение для $\xi_n = A^n \xi_0$ в $L^2[0;1]$ и решая его, получаем

$$\xi_n(x) = \begin{cases} \frac{i^n}{3} \psi_1(0), 0 \leq x < \frac{1}{3}, \\ \xi_0(x) + \frac{i^n - 1}{i - 1} \psi_1(0), \frac{1}{3} \leq x \leq 1, \end{cases}$$

$$\text{где } \psi_1(0) = \int_0^1 \xi_0(x) dx.$$

Следовательно, $K(n, m) = \langle \xi_n(x), \xi_m(x) \rangle = \int_0^{\frac{1}{3}} \frac{i^n}{9} \|\psi_1(0)\|^2 (-i)^m dx +$

$$+ \int_{\frac{1}{3}}^1 \left(\xi_0(x) + \frac{i^n - 1}{i - 1} \psi_1(0) \right) \left(\overline{\xi_0(x)} + \frac{(-i)^m - 1}{-i - 1} \overline{\psi_1(0)} \right) dx.$$

Более интересная модель нестационарной случайной последовательности получается, если вместо (2) взять более общую модель оператора A в $L^2[0;1]$:

$$(Af)(x) = a(x)f(x) + i \int_0^1 \theta(x) \overline{\chi(y)} f(y) dy, \quad a(x) = \begin{cases} a_0, & 0 \leq x \leq x_0, \\ a_1, & x_0 \leq x \leq 1. \end{cases}$$

Рассматривая соответствующее разностное уравнение для $\xi_n = A^n \xi_0$ в $L^2[0;1]$ и решая его, получаем

$$\xi_n(x) = \begin{cases} a_0 \xi_0(x) + i \theta(x) \sum_{k=0}^{n-1} a_0^{n-1-k} \alpha_k, & 0 \leq x < x_0, \\ a_1^n \xi_0(x) + i \theta(x) \sum_{l=0}^{n-1} a_1^{n-1-l} \beta_l, & x_0 \leq x \leq 1, \end{cases}$$

$$\alpha_n = \int_0^{x_0} \xi_n(y) \overline{\chi(y)} dy, \quad \beta_n = \int_{x_0}^1 \xi_n(y) \overline{\chi(y)} dy, \quad \text{где } \alpha_n \text{ и } \beta_n \text{ удовлетворяют системе разност-}$$

ных уравнений:

$$\begin{cases} \alpha_{n+1} = (a_0 + i\gamma_1) \alpha_n + i\gamma_1 \beta_n, \\ \beta_{n+1} = (a_1 + i\gamma_2) \beta_n + i\gamma_2 \alpha_n, \\ \alpha_n|_{n=0} = \int_0^{x_0} \xi_0(y) \overline{\chi(y)} dy = \alpha_0, \text{ где } \beta_n = \frac{\alpha_{n+1} - (a_0 + i\gamma_1) \alpha_n}{i\gamma_1}, \\ \beta_n|_{n=0} = \int_{x_0}^1 \xi_0(y) \overline{\chi(y)} dy = \beta_0. \end{cases}$$

Обозначая $A = a_0 + i\gamma_1 + a_1 + i\gamma_2$ и $B = -(a_0 + i\gamma_1) - \gamma_1\gamma_2$, получим

$$\begin{cases} \alpha_{n+2} = A\alpha_{n+1} + B\beta_n, \\ \alpha_n|_{n=0} = \alpha_0, \\ \alpha_n|_{n=1} = i\gamma_1\beta_0 + (a_0 + i\gamma_1)\alpha_0. \end{cases}$$

Предполагая, что a_0, a_1 вещественны, а функции $\xi_0(y), \chi(y), \theta(x)$ вещественно-значные, получим

$\alpha_n = C_1 \rho^n \cos \varphi n + C_2 \rho^n \sin \varphi n$, где $\lambda_{1,2} = \rho(\cos \varphi \pm i \sin \varphi)$ – корни характеристического уравнения $\lambda^2 - A\lambda - B = 0$.

Из приведенных выше примеров видно, что в случае, когда оператор A в гильбертовом пространстве, порождающий соответствующую нестационарную последовательность вида $\xi_n = A^n \xi_0$, представляет собой конечномерные возмущения самосопряженного оператора, корреляционную функцию можно находить непосредственно как скалярное произведение $\langle \xi_n, \xi_m \rangle$ в соответствующем гильбертовом пространстве, минуя решение задачи (1). Но предварительно необходимо найти решение соответствующей задачи Коши для $\xi_n: \xi_{n+1} = A\xi_n, \xi_n|_{n=0} = \xi_0$. Пусть, например, $H = L^2_{[0,1]}$, а оператор A является возмущением

оператора умножения на вещественное число α_0 : $(Af)(x) = \alpha_0 f(x) + i \int_0^1 \theta(x) \overline{\chi(y)} f(y) dy$,
 $\alpha_0 = \overline{\alpha_0}$, то $\xi_n(x) = A^n \xi_0(x)$. Решая явно соответствующую задачу Коши в $L^2_{[0,1]}$ для $\xi_n(x)$,

можно получить представление: $\xi_n(x) = \alpha_0^n \widehat{\xi_0}(x) + (\alpha_0 + \beta)^n \eta_0(x)$, где
 $\widehat{\xi_0}(x) = \xi_0(x) - \frac{i\gamma_0}{\beta} \theta(x)$; $\eta_0(x) = \frac{i\gamma_0}{\beta} \theta(x)$ $\beta = i \int_0^1 \theta(x) \overline{\chi(x)} dx$; $\gamma_0 = \int_0^1 \overline{\chi(y)} \xi_0(y) dy$.

Таким образом,

$$K(n, m) = \alpha_0^{n+m} |C_1|^2 + \alpha_0^n (\alpha_0 + \overline{\beta})^m C_2 + \alpha_0^m (\alpha_0 + \beta)^n \overline{C_2} + (\alpha_0 + \beta)^n (\alpha_0 + \overline{\beta})^m |C_3|^2,$$

$$\text{где } |C_1|^2 = \|\widehat{\xi_0}\|^2, C_2 = \langle \widehat{\xi_0}, \eta_0 \rangle, |C_3|^2 = \|\eta_0\|^2.$$

Отметим, что в случае, когда $\dim 2 \operatorname{Im} AH = \infty$, квазиранг может быть конечен. Для этого рассмотрим в произвольном гильбертовом пространстве H оператор умножения на комплексное число α_0 : $Ah = \alpha_0 h$, $h \in H$, $\alpha_0 \neq \overline{\alpha_0}$.

Тогда $h_n = A^n h_0 = \alpha_0^n h_0$ $\left(\dim \frac{A - A^*}{i} H = \infty \right)$. Легко видеть, что

$K(n, m) = \alpha_0^n \overline{\alpha_0^m} \|\xi_0\|^2$, а $W(n, m) = \pm i \varphi(n) \overline{\varphi(m)}$, где $\varphi(n) = \alpha_0^n \sqrt{2 \operatorname{Im} \alpha_0} \|\xi_0\|$. Отсюда видно, что квазиранг равен 1. Этот факт не противоречит теореме 6.2 [5], так как в этой теореме рассматривается случай конечномерного неэрмитова подпространства. А если неэрмитово подпространство бесконечномерно, то квазиранг меньше или равен бесконечности.

Рассмотрим теперь случайные дискретные поля $\xi(n, p, \omega)$ ($M\xi(n, p, \omega) = 0$), т.е. двухпараметрические семейства случайных величин. Тогда, если корреляционная функция $K(n, p, m, q)$ такого поля зависит только от суммы соответствующих дискретных переменных $n + m$ и $p + q$ (ганкелева корреляционная функция), то такое поле можно реализовать в виде последовательности $\xi_{n,p}$ в гильбертовом пространстве, которая имеет представление $\xi_{n,p} = A_1^n A_2^p \xi_0$, где A_1 и A_2 — ограниченные коммутирующие самосопряженные операторы.

Действительно, $K(n, p, m, q) = \langle \xi_{n,p}, \xi_{m,q} \rangle = \langle A_1^n A_2^p \xi_0, A_1^m A_2^q \xi_0 \rangle = \langle A_1^{n+m} A_2^{p+q} \xi_0, \xi_0 \rangle$, т.е. K зависит от $n + m$ и $p + q$ (ганкелева форма).

Если теперь отказаться от самосопряженности A_1 и A_2 , то получаем дискретное случайное поле (или последовательность в гильбертовом пространстве), у которого корреляционная функция уже зависит не только от $n + m$ и $p + q$. Для того чтобы описать отклонение от ганкелевой корреляционной функции, уже недостаточно лишь предположения о коммутуемости несамосопряженных операторов A_1 и A_2 , а требуется дважды перестановочность, т.е.

$A_1 A_2 = A_2 A_1, A_1^* A_2 = A_2^* A_1$. В [2] изучались дискретные скалярные поля, для которых соответствующая последовательность в гильбертовом пространстве имеет вид $\xi_{n,p} = A_1^n A_2^p \xi_0$, где A_j — дважды перестановочные операторы. Для описания отклонения корреляционной функции от ганкелевой была введена корреляционная разность

$$W(n, p, m, q) = K(n, p+1, m+1, q) + K(n+1, p, m, q+1) - K(n+1, p+1, m, q) - \\ - K(n, p, m+1, q+1) = \langle 2JmA_1 2JmA_2 \xi_{n,p}, \xi_{m,q} \rangle.$$

Возьмем в качестве модельного пространства $\widehat{H}$ пространство, совпадающее с $L^2(D)$, $D = [0, a_1] \times [0, a_2]; a_1, a_2 < \infty$.

Рассмотрим случай, когда спектры операторов A_1 и A_2 сосредоточены в нуле и $e_0 = g(x, y) \equiv 1$ – канальный элемент [4]:

$$\hat{A}_1 f(x, y) = i \int_0^x f(t, y) dt, \quad \hat{A}_2 f(x, y) = i \int_0^y f(x, \tau) d\tau.$$

Нетрудно показать, что $(\hat{A}_1 - \lambda_1 I)^{-1} (\hat{A}_2 - \lambda_2 I)^{-1} g_0(x, y) = \frac{1}{\lambda_1 \lambda_2} e^{i \frac{x}{\lambda_1} + i \frac{y}{\lambda_2}}$.

Тогда

$$\varphi(n, p) = \left(-\frac{1}{2\pi i} \right)^2 \oint_{\gamma_1} \oint_{\gamma_2} \lambda_1^n \lambda_2^p \left[\int_D \frac{1}{\lambda_1 \lambda_2} e^{i \frac{\xi_1}{\lambda_1} + i \frac{\xi_2}{\lambda_2}} d\xi_1 d\xi_2 \right] d\lambda_1 d\lambda_2 = (-1)^p \frac{i^{n+p} a_1^{n+1} a_2^{p+1}}{(n+1)!(p+1)!}.$$

$W(n, p, m, q) = \varphi(n, p) \overline{\varphi(m, q)}$. Найдем $K(n, p, m, q) = \langle \xi_{n,p}, \xi_{m,q} \rangle = \langle A_1^n A_2^p g_0, A_1^m A_2^q g_0 \rangle$.

Пользуясь соотношением

$$\varphi(n, p) = \left(-\frac{1}{2\pi i} \right)^2 \oint_{\gamma_1} \oint_{\gamma_2} \lambda_1^n \lambda_2^p \left\langle (A_1 - \lambda_1 I)^{-1} (A_2 - \lambda_2 I)^{-1} g_0, g_0 \right\rangle d\lambda_1 d\lambda_2 = \\ = \left(-\frac{1}{2\pi i} \right)^2 \oint_{\gamma_1} \oint_{\gamma_2} \lambda_1^{n-1} \lambda_2^{p-1} e^{i \frac{\xi_1}{\lambda_1} + i \frac{\xi_2}{\lambda_2}} d\lambda_1 d\lambda_2 = (-1)^p \frac{i^{n+p}}{n! p!} x^n y^p,$$

получаем

$$K(n, p, m, q) = \iint_D (-1)^p \frac{i^{n+p}}{n! p!} x^n y^p \overline{\frac{i^{m+q}}{m! q!} x^m y^q} dx dy = \int_0^{a_1} \int_0^{a_2} \frac{(-1)^{m+q} i^{n+p+m+q}}{n! p! m! q!} x^{n+m} y^{p+q} dx dy = \\ = \frac{(-1)^{m+q} i^{n+p+m+q}}{n! p! m! q!} \cdot \frac{a_1^{n+m+1} a_2^{p+q+1}}{(n+m+1)(p+q+1)}.$$

Рассмотрим теперь случай, когда операторы A_k ($k=1, 2$) имеют дискретные спектры, модельное пространство $\widehat{H}$ совпадает с

$$l^2(\beta_1, \beta_2) = \{f(\alpha, \gamma), \alpha=1, \dots, N_1; \gamma=1, \dots, N_2 : \sum_{m=1}^{N_1} \sum_{q=1}^{N_2} |f(\alpha, \gamma)|^2 \left(\beta_\alpha^{(1)} \right)^2 \left(\beta_\gamma^{(2)} \right)^2 < \infty; N_1, N_2 < \infty\}.$$

$\{\lambda_{\alpha}^{(1)}\}_{\alpha=1}^{N_1}$ – последовательности невещественных точек спектра A_1/H_2 , $H_2 = \overline{2JmA_2H}$,

$$\lambda_{\alpha}^{(1)} = \alpha_{\alpha}^{(1)} + i \frac{(\beta_{\alpha}^{(1)})^2}{2};$$

$\{\lambda_{\gamma}^{(2)}\}_{\gamma=1}^{N_2}$ – последовательность невещественных точек спектра A_2/H_1 , $H_1 = \overline{2JmA_1H}$,

$$\lambda_{\gamma}^{(2)} = \alpha_{\gamma}^{(2)} + i \frac{(\beta_{\gamma}^{(2)})^2}{2}.$$

Операторы $\widehat{A}_1$ и $\widehat{A}_2$ задаются формулами:

$$\hat{A}_1 f(\alpha, \gamma) = \lambda_{\alpha}^{(1)} f(\alpha, \gamma) + i \sum_{s=1}^{\alpha-1} f(s, \gamma) (\beta_s^{(1)})^2, \quad \hat{A}_2 f(\alpha, \gamma) = \lambda_{\gamma}^{(2)} f(\alpha, \gamma) + i \sum_{r=1}^{\gamma-1} f(\alpha, r) (\beta_r^{(2)})^2.$$

Нетрудно показать, что

$$\left((A_1 - \lambda_1 I)^{-1} (A_2 - \lambda_2 I)^{-1} g_0 \right)_{\alpha, \gamma} = \frac{\beta_{\alpha}^{(1)}}{\lambda_{\alpha}^{(1)} - \lambda_1} \cdot \frac{\beta_{\gamma}^{(2)}}{\lambda_{\gamma}^{(2)} - \lambda_2} \cdot \prod_{s=1}^{\alpha-1} \frac{\lambda_1 - \overline{\lambda_{\alpha-s}^{(1)}}}{\lambda_1 - \lambda_{\alpha-s}^{(1)}} \cdot \prod_{r=1}^{\gamma-1} \frac{\lambda_2 - \overline{\lambda_{\gamma-r}^{(2)}}}{\lambda_2 - \lambda_{\gamma-r}^{(2)}}.$$

Здесь снова для упрощения выкладок в качестве $\xi_0(\alpha, \gamma)$ взято $g_0(\alpha, \gamma) \equiv 1$, где g_0 – каналовый элемент системы операторов $\{A_1, A_2\}$.

Тогда имеет место представление $W(n, p, m, q) = \varphi(n, p) \overline{\varphi(m, q)}$, где

$$\varphi(n, p) = \left(-\frac{1}{2\pi i} \right)^2 \oint_{\gamma_1} \oint_{\gamma_2} \lambda_1^n \overline{\lambda_2^p} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{q=1}^{\infty} \frac{(\beta_{\alpha}^{(1)})^2}{\lambda_{\alpha}^{(1)} - \lambda_1} \cdot \frac{(\beta_{\gamma}^{(2)})^2}{\lambda_{\gamma}^{(2)} - \lambda_2} \cdot \prod_{s=1}^{\alpha-1} \frac{\lambda_1 - \overline{\lambda_{\alpha-s}^{(1)}}}{\lambda_1 - \lambda_{\alpha-s}^{(1)}} \cdot \prod_{r=1}^{\gamma-1} \frac{\lambda_2 - \overline{\lambda_{\gamma-r}^{(2)}}}{\lambda_2 - \lambda_{\gamma-r}^{(2)}} d\lambda_1 d\lambda_2,$$

а $K(n, p, m, q)$ может быть найдено как решение задачи Коши [3].

Рассмотрим $\xi_{n,p} = A_1^n A_2^p \xi_0$. Если $[A_1 A_2] = 0$, $A_1 = A_2^*$, $A_2 \neq A_1^*$, то $K(n, p, m, q) = K(n+m, p, q)$.

Примеры.

$$1. A_1 f(x, y) = \lambda_0 f(x, y), \quad \lambda_0 = \overline{\lambda_0}, \quad A_2 f(x, y) = i \int_0^x f(\tau, y) d\tau.$$

$$A_1^n f(x, y) = \lambda_0^n f(x, y), \quad A_2^p f(x, y) = -\frac{1}{2\pi i} \oint_{\gamma} \lambda_2^p (A_2 - \lambda_2 I)^{-1} g d\lambda = \frac{-i^p x^p}{p!}.$$

$$A_1^n A_2^p f(x, y) = \frac{-i^p x^p}{p!} \lambda_0^n.$$

$$\begin{aligned} K(n, p, m, q) &= \iint_D \left(\frac{-i^p x^p}{p!} \lambda_0^n \right) \left(\frac{-i^q y^q}{q!} \lambda_0^m \right) dx dy = \frac{(-1)^q i^{n+p}}{n! p!} \lambda_0^{n+m} \int_0^1 \int_0^1 x^p y^q dx dy = \\ &= \frac{(-1)^q i^{p+q} a_1^{p+1} a_2^{q+1}}{(n+1)!(p+1)!} \lambda_0^{n+m} = K(n+m, p, q). \end{aligned}$$

$$2. \quad A_1 f(x, y) = \lambda_0 f(x, y), \quad \lambda_0 = \overline{\lambda_0} \quad A_2 f(x, y) = i \int_0^x f(\tau, y) d\tau.$$

$$A_1 f(x, y) = \int_0^{a_1} \theta(x) \overline{\theta(t)} f(t, y) dt, \quad A_2 f(x, y) = i \int_0^{a_2} f(x, \tau) d\tau.$$

$$A_2^p f(x, y) = i^p a_2^{p-1} \int_0^{a_2} f(x, \tau) d\tau, \quad A_1^n A_2^p f(x, y) = i^p a_2^{p-1} \theta(x) \|\theta\|^{2n-2} \int_0^{a_1} \int_0^{a_2} \overline{\theta(t)} f(t, \tau) dt d\tau$$

$$K(n, p, m, q) = \langle \xi_{n,p}(x, y), \xi_{m,q}(x, y) \rangle = \langle A_1^n A_2^p f(x, y), A_1^m A_2^q f(x, y) \rangle =$$

$$= \int_0^{a_1} \int_0^{a_2} A_1^n A_2^p f(x, y) \overline{A_1^m A_2^q f(x, y)} dx dy = (-1)^q i^{p+q} a_2^{p+q-2} \|\theta\|^{2n+2m-4} \left| \int_0^{a_1} \int_0^{a_2} \overline{\theta(t)} f(t, \tau) dt d\tau \right|^2 \times$$

$$\times \int_0^{a_1} \int_0^{a_2} \overline{\theta(x)} \theta(x) dx dy = (-1)^q i^{p+q} a_2^{p+q-2} \|\theta\|^{2(n+m)-2} \left| \int_0^{a_1} \int_0^{a_2} \overline{\theta(t)} f(t, \tau) dt d\tau \right|^2 = K(n+m, p, q).$$

Предложенные модели нестационарных или неоднородных случайных последовательностей можно использовать для моделирования нестационарных случайных сред, а также для моделирования случайных сигналов в задачах фильтрации и прогноза [6, 7, 8].

Список литературы: 1. Черемская Н.В. Последовательности в гильбертовом пространстве бесконечного ранга нестационарности // Вісник харківського університету. Сер. Математика, прикладна математика і механіка. 1999. №444. С. 157 – 161. 2. Черемская Н.В. Последовательности в гильбертовом пространстве, определяемые уравнениями в частных разностях // Вісник харківського університету. Сер. Математика, прикладна математика і механіка. 2000. №475. С. 366 – 374. 3. Черемская Н.В. Об одном приложении дискретного преобразования Лапласа // Дифференциальные и интегральные уравнения математической физики и их приложения: Сб. научн. тр. НАН Украины / Ин-т математики, Киев. 1997. С. 222 – 224. 4. Золотарев В.А. О треугольных моделях систем дважды перестановочных операторов // ДАН Арм. ССР. 1976. XII. №3. С. 136 – 140. 5. M.S. Livsic and A.A. Yantsevich, Operator colligations in Hilbert space, Wiley, New York, 1979, 210 p. 6. A. Ishimaru, A New Approach to the Problem of Wave Fluctuations in Localized Smoothly Varying Turbulence, IEEE Trans., vol. AP-21, №1, 1973, pp. 47 – 53. 7. R. Woo, A. Ishimaru, Effects of Turbulence in a Planetary Atmosphere on Radio Occultation, IEEE Trans., vol. AP-22, №4, 1974 pp. 566 – 573. 8. Дж. Медич Статически оптимальные линейные оценки и управление. М.: Энергия, 1973. 440 с.

НТУ «ХПИ»

Поступила в редколлегию 21.01.2003

ОБОБЩЕННАЯ МОДЕЛЬ АВТОРЕГРЕССИИ НЕГАУССОВЫХ ПРОЦЕССОВ

Разработаны принципы обобщения моделей линейного предсказания с учетом статистических связей высших порядков стационарных негауссовых процессов. Представлена теория обобщенных моделей авторегрессии. Получены выражения для вычисления параметров и основных характеристик модели. Показаны примеры синтеза обобщенных моделей авторегрессии с учетом статистических связей второго и произвольного порядка.

Случайный процесс полностью описывается либо полным набором многомерных плотностей распределения вероятностей, либо полным набором кумулянтных или моментных функций всех порядков. Анализ статистических связей случайного процесса, которые описываются, в частности, корреляционной функцией, позволяет решать методом линейного предсказания широкий круг задач, особенно прикладных. Использование моделей линейного предсказания дает возможность синтезировать обесцараживающие фильтры, решать задачу прогнозирования [1], получать параметрические спектральные оценки [2] и т.д. Несмотря на то, что корреляционные связи являются наиболее важными при описании случайных процессов, для решения ряда проблем статистического анализа негауссовых процессов следует учитывать статистические связи более высоких порядков, характеристиками которых являются кумулянтные или моментные функции [3-7].

В статье предложена обобщенная модель авторегрессии (ОАР) для описания негауссовых процессов. Обобщенная модель включает в себя как частный случай обычную модель авторегрессии и обладает ее конструктивными свойствами. Предложенная модель может найти применение в спектральном анализе, прогнозировании, при синтезе линейных устройств обработки негауссовых сигналов.

Негауссовы свойства случайных процессов вызваны наличием более сложных статистических связей, чем статистическая связь первого порядка, характеристикой которой является корреляционная функция. Статистические связи порядка $r-1$ описываются набором моментных функций порядка r [8].

Как будет показано ниже, модель ОАР строится на основе наборов моментных функций третьего порядка $m_3[j, j-l]$ для каждого сдвига l . Поэтому при построении обобщенных моделей возникает проблема выбора удобного и наглядного представления матричных выражений. Наиболее простым способом представления является использование привычных математических форм, применяемых при построении обычных моделей второго ранга. Для этого будут использоваться векторы-столбцы и двумерные матрицы. Однако при таком обозначении полагается, что уравнения получены для некоторого фиксированного значения индекса l . Значение l , равное $0, 1, 2, \dots$, выбирается, исходя из решаемой задачи и негауссовых свойств моделируемого процесса.

Модель ОАР третьего ранга для заданного l описывается уравнением

$$x[t] = \sum_{i=1}^{p_l} \Phi_3^l[i] x[t-i] + a_3^l[t], \quad (1)$$

где $\Phi_3^l[i]$ – коэффициенты ОАР для индекса l ; p_l – порядок модели ОАР для индекса l ; $a_3^l[t]$ – ошибка предсказания модели для заданного l с нулевым средним, статистическая независимость которой характеризуется выражением $E\{a_3^l[t] a_3^l[t-j] a_3^l[t-l]\} = 0$ при $j, l \neq 0$. Домножив левую и правую части (1) на $x[t-j] x[t-l]$ и взяв математическое ожидание, имеем

$$E\{x[t]x[t-j]x[t-l]\} = \sum_{i=1}^{p_l} \Phi_3^l[i] E\{x[t-i]x[t-j]x[t-l]\} + E\{a_3^l[t]x[t-j]x[t-l]\}. \quad (2)$$

Учитывая, что

$$E\{x[t]x[t-j]x[t-l]\} = m_3[j, j-l],$$

$$E\{x[t-i]x[t-j]x[t-l]\} = m_3[j-i, j-l], \quad (3)$$

$$E\{a_3^l[t]x[t-j]x[t-l]\} = 0, \quad \text{при } j, l \neq 0, \quad (4)$$

получим уравнение для вычисления коэффициентов ОАР

$$m_3[j, j-l] = \sum_{i=1}^{p_l} \Phi_3^l[i] m_3[j-i, j-l], \quad 0 < j \leq p_l, \quad l > 0. \quad (5)$$

Умножив (1) на $x[t]x[t]$ и усреднив, получаем дополнительное выражение

$$m_3 = \sum_{i=1}^{p_l} \Phi_3^l[i] m_3[i, i] + m_{3a}^l, \quad (6)$$

где m_3 – момент третьего порядка случайного процесса; $m_3[i, i]$ – моментная функция; m_{3a}^l – момент третьего порядка ошибки предсказания для выбранного сдвига l . Уравнение (6) устанавливает связь между моментом третьего порядка случайного процесса $a_3^l[t]$ с моментной функцией m_{3a}^l , моментом m_3 случайного процесса $x[t]$.

Заметим, что в уравнении (5) два свободных индекса j и l . Поэтому вместо системы p уравнений, с помощью которой в уравнении Юла-Уокера получают $\Phi[i]$, имеем в общем случае $p_1 + p_2 + \dots + p_l$ уравнений, достаточных для определения трехмерной матрицы коэффициентов $\Phi_3^l[i]$ модели ОАР. Если зафиксировать l , то решение уравнения (5) сводится к определению вектора-столбца коэффициентов ОАР $\Phi_3^l[i]$, где верхний индекс l указывает, для какого значения фиксированного сдвига l получены коэффициенты ОАР.

В матричном виде уравнение (5) можно представить следующим образом:

$$\bar{m}_3^l = \Omega_3^l \bar{\Phi}_3^l, \quad (7)$$

где

$$\bar{m}_3^l = \begin{bmatrix} m_3[1, 1-l] \\ m_3[2, 2-l] \\ \vdots \\ m_3[p_l, p_l-l] \end{bmatrix}; \quad \bar{\Phi}_3^l = \begin{bmatrix} \Phi_3^l[1] \\ \Phi_3^l[2] \\ \vdots \\ \Phi_3^l[p_l] \end{bmatrix}. \quad (8)$$

При $l = 0$ моментная матрица имеет вид

$$\Omega_3^0 = \begin{bmatrix} m_3[0, 1] & m_3[-1, 1] & \dots & m_3[1 - p_0, 1] \\ m_3[1, 2] & m_3[0, 2] & \dots & m_3[2 - p_0, 2] \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ m_3[p_0 - 1, p_0] & m_3[p_0 - 2, p_0] & \dots & m_3[0, p_0] \end{bmatrix}. \quad (9a)$$

При $l = 1$ моментная матрица имеет вид

$$\Omega_3^1 = \begin{bmatrix} m_3[0,0] & m_3[-1,0] & \dots & m_3[1-p_1,0] \\ m_3[1,1] & m_3[0,1] & \dots & m_3[2-p_1,1] \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ m_3[p_1-1, p_1-1] & m_3[p_1-2, p_1-1] & \dots & m_3[0, p_1-1] \end{bmatrix}. \quad (96)$$

При произвольном $l = n$ моментная матрица имеет вид

$$\Omega_3^n = \begin{bmatrix} m_3[0,1-n] & m_3[-1,1-n] & \dots & m_3[-p_n+1,1-n] \\ m_3[1,2-n] & m_3[0,2-n] & \dots & m_3[-p_n+2,2-n] \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ m_3[p_n-1, p_n-n] & m_3[p_n-2, p_n-n] & \dots & m_3[0, p_n-n] \end{bmatrix}. \quad (9b)$$

Если выборка $x[t]$ задана на интервале $1, N$, то оценки элементов матрицы Ω_3^l получают по формуле

$$m_3[i, j, l] = \frac{1}{J[i, j, l]} \sum_{t=1}^{J[i, j, l]} x[t+i]x[t+j]x[t+l], \quad (10)$$

где $J[i, j, l]$ – целое число, равное разности между N и максимальным значением из текущего набора индексов i, j, l . Чтобы получить системы уравнений для каждого l , необходимо приравнять элементы столбцов матрицы $\bar{m}_3^l$ к скалярному произведению соответствующей строки и столбца матриц Ω_3^l и $\bar{\Phi}_3^l$. Необходимо отметить, что так как порядки p_l для каждого l могут быть разные, размеры столбцов в (9) также могут отличаться.

Как видно из (9), элементы матриц могут иметь отрицательные индексы, что несколько затрудняет оперирование с ними. Поэтому удобно воспользоваться правилом изменения индексов у дискретных моментных функций стационарного случайного процесса

$$m_r[s, l, \dots, n, k] = m_r[s-k, l-k, \dots, n-k, 0] = m_r[s-k, l-k, \dots, n-k]. \quad (11)$$

Свойство (11) позволяет всегда получить один из индексов равным нулю и при записи можно его опускать. Если нулевых индексов несколько, то будет опускаться только один индекс. При отрицательных индексах у моментных функций, как следует из (11), необходимо добавить к каждому из индексов целое положительное число, равное по модулю минимальному отрицательному индексу, то есть

$$m_r[s, -l, -w, \dots, k] = m_r[0, s+l, l-w, \dots, l+k] = m_r[s+l, l-w, \dots, l+k], \quad |l| > |w|. \quad (12)$$

Приведём несколько примеров уравнений для расчета коэффициентов ОАР модели третьего ранга первого порядка.

1. В случае произвольного l и $j = 1$ имеем

$$m_3[1, 1-l] = \Phi_3^l[1]m_3[0, 1-l] \quad (13a)$$

или

$$m_3[l, l-1] = \Phi_3^l[1]m_3[l-1, l-1]. \quad (13b)$$

Представим несколько примеров получения систем уравнений для определения коэффициентов ОАР третьего ранга при $p = 2$.

2. При произвольном l и $j = 1, 2$ получим:

$$m_3[l, l-1] = \Phi_3^l[1]m_3[l-1, l-1] + \Phi_3^l[2]m_3[l-2, l-1], \quad (14)$$

$$m_3[l, l-2] = \Phi_3^l[1]m_3[l-1, l-2] + \Phi_3^l[2]m_3[l-2, l-2].$$

Решение уравнения (7) можно представить в матричном виде

$$\bar{\Phi}_3^l = (\Omega_3^l)^{-1} \bar{m}_3^l, \quad (15)$$

где векторы столбцы и моментная матрица определяются выражениями (8), (9). Возможность представления решения уравнения (4) набором решений (15) для разных l значительно упрощает задачу построения ОАР моделей. Такой подход также приводит к известным алгоритмам решения. Уравнения (15) близки по структуре к уравнениям Юла-Уокера и решаются аналогично.

Следует подчеркнуть, что использование верхних индексов в (5) у m_{3a}^l оправдывается тем, что в эти формулы могут входить в зависимости от выбранного l различные коэффициенты ОАР модели третьего ранга и отличающиеся моменты ошибок предсказания.

Соотношение (5) для первого порядка при произвольном l имеет вид

$$m_3 = \Phi_3^l[1]m_3[1,1] + m_{3a}^l. \quad (16)$$

При $p = 2$ получаем

$$m_3 = \Phi_3^l[1]m_3[1,1] + \Phi_3^l[2]m_3[2,2] + m_{3a}^l. \quad (17)$$

По аналогии с частной автокорреляционной функцией можно ввести частную моментную функцию произвольного ранга. Для модели ОАР третьего ранга в случае произвольного l эта функция будет иметь p_l ненулевых значений. При $p = 1, 2$ частные моментные функции третьего ранга равны

$$\Phi_3^l[1,1] = \frac{m_3[1,1-l]}{m_3[0,1-l]}, \quad (18a)$$

$$\Phi_3^l[2,2] = \frac{m_3[2,2-l]m_3[0,1-l] - m_3[1,2-l]m_3[1,1-l]}{m_3[0,2-l]m_3[0,1-l] - m_3[-1,1-l]m_3[1,2-l]}. \quad (18b)$$

Наборы значений $\Phi_3^0[1,1], \Phi_3^0[2,2], \dots, \Phi_3^0[p_1, p_1], \Phi_3^1[1,1], \Phi_3^1[2,2], \dots, \Phi_3^1[p_1, p_1], \dots, \Phi_3^l[1,1], \Phi_3^l[2,2], \dots, \Phi_3^l[p_l, p_l]$ являются частными моментными функциями модели ОАР третьего ранга.

Уравнение (1) можно представить как результат действия оператора ОАР третьего ранга

$$\Phi_3^l(B) = 1 - \Phi_3^l[1]B - \Phi_3^l[2]B^2 - \dots - \Phi_3^l[p]B^p \quad (19)$$

на случайный процесс $x[t]$, где B - оператор сдвига назад, $B^n x[t] = x[t-n]$. Процесс ОАР третьего ранга можно получить, действуя оператором $[\Phi_3^l(B)]^{-1}$ на порождающий процесс, то есть

$$x[t] = [\Phi_3^l(B)]^{-1} a[t]. \quad (20)$$

Отсюда ясно, что для получения стационарного процесса необходимо, чтобы корни характеристического уравнения

$$(c)^{p_l} - \Phi_3^l[1](c)^{p_l-1} - \dots - \Phi_3^l[p_l] = 0 \quad (21)$$

лежали в единичном комплексном круге. Эквивалентное условие стационарности состоит в том, чтобы корни уравнения

$$1 - \Phi_3^l[1]B - \Phi_3^l[2](B)^2 - \dots - \Phi_3^l[p_l] = 0 \quad (22)$$

лежали вне единичного комплексного круга. Таким образом, модель ОАР третьего ранга имеет набор характеристических уравнений (21) или (22) для каждого l соответственно.

Уравнение (4) представляет собой разностное уравнение вида

$$m_3[j, j-l] = \Phi_3^l[1]m_3[j-1, j-l] + \Phi_3^l[2]m_3[j-2, j-l] + \dots + \Phi_3^l[p_l]m_3[j-p_l, j-l]. \quad (23)$$

Так как индекс $j-l$ для данного уравнения фиксирован, то для него существует решение

$$m_3[j, j-l] = A^l[1](c^l[1])^{|j|} + A^l[2](c^l[2])^{|j|} + \dots + A^l[p_l](c^l[p_l])^{|j|}, \quad (24)$$

где $c^l[k]$ – корни соответствующего характеристического уравнения (21), $A^l[k]$ – постоянные, определяемые из начальных условий уравнения (23). В зависимости от значений корней моментная функция ОАР процесса может быть представлена суммой экспонент и экспоненциально затухающих синусоид.

Использование принципов обобщения моделей линейного предсказания позволяет построить модели ОАР, структура которых существенно не отличается от обычных моделей АР. Такой подход дает возможность избежать усложнения задачи синтеза обобщенных моделей, вызванного многомерностью моментных функций. С помощью изложенного способа построения модели довольно просто перейти от моделей ОАР третьего ранга к моделям более высоких рангов.

Список литературы: 1. Бокс Дж., Дженкинс Г. Анализ временных рядов: Пер. с англ. М.: Мир, 1974. Вып. 1. 406 с. 2. Марпл.-мл. С. Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения. М.: Мир, 1990. 584 с. 3. Тихонов В.И. Статистическая радиотехника. М.: Радио и связь, 1982. 624 с. 4. Бриллинджер Д.Р. Временные ряды. Обработка данных и теория. М.: Мир, 1980. 536 с. 5. Ширяев А.Н. Некоторые вопросы спектральной теории старших моментов. Теория вероятности и ее применение. 5. 3. С. 293 – 313. 6. Леонов В.П. Некоторые применения старших семиинвариантов в теории стационарных случайных процессов. М.: Наука, 1964. 124 с. 7. Шелухин О.И. Беляев И.В. Негауссовские процессы. СПб.: Политехника, 1992. 312 с. 8. Малахов А.Н. Кумулянтный анализ случайных негауссовых процессов и их преобразований. М.: Сов. Радио, 1978. 376 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 28.02.2003

НОВЫЕ УСЛОВИЯ СХОДИМОСТИ ПРОЦЕССА ЗЕЙДЕЛЯ

Актуальность работы. Исследование стационарного движения в динамических системах сводится к решению систем трансцендентных уравнений. Решение их, как и любых других нелинейных уравнений и их систем в общем случае, как известно, возможно только численно и осуществляется практически только итерационными методами, которые не накапливают ошибки вычислений и даже устойчивы к сбоям [1]. Среди этих методов наиболее привлекательным является метод Зейделя, позволяющий получить решение за малое число циклов. Сами вычисления просты, но достаточно сложно найти такую систему, которая была бы эквивалентна исходной системе и одновременно обеспечивала бы сходимость [2]. Для этой цели служат выражения, представляющие условия сходимости. В случае метода Зейделя они огрублены и не отличаются от условий сходимости метода простой итерации, что, видимо, вызвано сложностью получения достаточно простого универсального выражения, применимого для задач различного класса. Согласно [3, 4], для таких задач приходится заниматься теоретической и экспериментальной доводкой методов численного решения применительно именно к данному классу, в том числе и корректировкой условий сходимости процесса последовательных приближений, обеспечивающих выбор наиболее оптимальной формы представления уравнений.

Постановка задачи. В случае неавтономных слабонелинейных квазигармонических динамических систем задача нахождения системы, эквивалентной исходной и обеспечивающей сходимость процесса последовательных приближений, несколько упрощается, поскольку их математические модели представляют собой подобные пары нелинейных уравнений специфического вида, описывающих амплитуду и фазу колебаний автогенераторов. Каждая такая пара в общем виде, пригодном для использования метода последовательных приближений, может быть записана следующим образом:

$$\begin{aligned}y &= \varphi_1(x, y), \\x &= \varphi_2(y).\end{aligned}\tag{1}$$

Особенность этой системы состоит в том, что при сведении к одному уравнению существенно ограничивается количество различных форм представления характерных для использования методов последовательного приближения, а следовательно и возможность выбора наиболее оптимальной, обеспечивающей наибольшую область сходимости и минимальное количество циклов приближения. Результирующее выражение довольно часто оказывается очень сложным, что приводит к трудностям при его использовании. В связи с этим представляется целесообразным наряду со сведением системы (1) к одному уравнению, использовать ее в виде двух уравнений и далее. Однако в последнем случае необходимо иметь более точные условия сходимости процесса последовательных приближений.

Решение задачи получения новых условий сходимости метода Зейделя. Таким образом, целью статьи является получение более точного условия сходимости процесса Зейделя, предназначенного для исследования математических моделей различных синхронизированных автогенераторов и их систем в стационарном состоянии, при полиномиальной аппроксимации нелинейных характеристик усилительных элементов.

Тогда имеет место следующая теорема.

Пусть в некоторой области $a \leq x \leq b$, $c \leq y \leq d$ существует одна и только одна пара корней $x = \xi$ и $y = \eta$ системы (1), где функции φ_1 и φ_2 определены и непрерывно дифференцируемы в ней, а начальные приближения и все последующие так же принадлежат этой области. Тогда, если существует правильная дробь q такая, что

$$\left| \frac{d\varphi_1}{dy} + \frac{d\varphi_1}{dx} \frac{d\varphi_2}{dy} \right| \leq q < 1,$$

то итерационный процесс сходится независимо от выбора начального приближения к корням $x = \xi$ и $y = \eta$ системы (1).

Доказательство. Рассмотрим процесс последовательного приближения на первом цикле. Обозначим начальное значение параметра y как y_0 . Подставляя его в уравнения (1), в соответствии с алгоритмом процесса Зейделя, имеем:

$$\begin{aligned} y_1 &= \varphi_1(x_1, y_0), \\ x_1 &= \varphi_2(y_0). \end{aligned}$$

Учитывая, что $\eta = \varphi_1(\xi, \eta)$, $\xi = \varphi_2(\eta)$, определяем разности

$$\begin{aligned} \eta - y_1 &= \varphi_1(\xi, \eta) - \varphi_1(x_1, y_0) = \left(\frac{d\varphi_1}{dy}\right) p (\eta - y_0) + \left(\frac{d\varphi_1}{dx}\right) p (\xi - x_1), \\ \xi - x_1 &= \varphi_2(\eta) - \varphi_2(y_0) = \left(\frac{d\varphi_2}{dy}\right) Q (\eta - y_0). \end{aligned}$$

Принимаем во внимание теорему Лагранжа, где P и Q – точки, лежащие на отрезке $a \leq x \leq b$, $c \leq y \leq d$. Подставляя второе выражение в первое, получим

$$\eta - y_1 = \left[\left(\frac{d\varphi_1}{dy}\right) p + \left(\frac{d\varphi_1}{dx}\right) p \left(\frac{d\varphi_2}{dy}\right) Q \right] (\eta - y_0).$$

Переходя к оценке абсолютных величин, это выражение можно записать в более компактном виде

$$|\eta - y_1| \leq q |\eta - y_0|.$$

Действуя аналогично далее, для второго цикла будем иметь

$$\begin{aligned} y_2 &= \varphi_1(x_2, y_1), \\ x_2 &= \varphi_2(y_1). \end{aligned}$$

Определяем разности

$$\begin{aligned} \eta - y_2 &= \varphi_1(\xi, \eta) - \varphi_1(x_2, y_1) = \left(\frac{d\varphi_1}{dy}\right) p_1 (\eta - y_1) + \left(\frac{d\varphi_1}{dx}\right) p_1 (\xi - x_2), \\ \xi - x_2 &= \varphi_2(\eta) - \varphi_2(y_1) = \left(\frac{d\varphi_2}{dy}\right) Q_1 (\eta - y_1). \end{aligned}$$

Подставляя второе выражение в первое, имеем

$$\eta - y_2 = \left[\left(\frac{d\varphi_1}{dy}\right) p_1 + \left(\frac{d\varphi_1}{dx}\right) p_1 \left(\frac{d\varphi_2}{dy}\right) Q_1 \right] (\eta - y_1).$$

Переходим к оценке абсолютных величин.

$$|\eta - y_2| \leq q |\eta - y_1| \leq q^2 |\eta - y_0|.$$

Для n -го цикла можно записать

$$|\eta - y_n| \leq q^n |\eta - y_0|.$$

При достаточно большом n левая часть неравенства может быть сделана сколь угодно малой, если $q < 1$, что означает сходимость итерационного процесса.

Теорема доказана, новым условием сходимости является выражение

$$\left| \frac{d\varphi_1}{dy} + \frac{d\varphi_1}{dx} \frac{d\varphi_2}{dy} \right| \leq q < 1.$$

Преимущества нового условия сходимости. Оно учитывает конкретные функциональные связи и является более точным, чем существующие выражения. Легко видеть, что новое условие позволяет определить сходимость процесса последовательных приближений там, где существующие аналогичные соотношения дают отрицательный результат. Новое выражение позволяет определить сходимость в целом и тогда, когда сильная сходимость процесса последовательных приближений за счет одного уравнения компенсирует слабую расходимость этого процесса за счет другого уравнения.

Покажем преимущества нового условия сходимости.

Нетрудно заметить, например, что если $|d\varphi_1/dy| \ll 1$, $|d\varphi_1/dx| \ll 1$, а $|d\varphi_2/dy| > 1$ и $|d\varphi_1/dx| |d\varphi_2/dy| \ll 1$, то согласно этим условиям процесс последовательного приближения будет сходящимся, в то время как существующие условия сходимости говорят об обратном. Действительно, последние для системы (1) имеют вид

$$\left| \frac{d\varphi_1}{dy} \right| + \left| \frac{d\varphi_2}{dy} \right| < 1, \quad \left| \frac{d\varphi_1}{dx} \right| < 1.$$

Легко видеть, что для выбранных значений производных первое условие не выполняется и согласно этим условиям процесс последовательных приближений является расходящимся.

Пример применения нового условия сходимости для динамической системы одноконтурных автогенераторов. Рассмотрим далее конкретный пример. В случае простейшей динамической системы, состоящей из синхронизированных на основном тоне одноконтурных автогенераторов, уравнения (1) могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned} y &= \sqrt[3]{y + B / \alpha \cos \theta}, \\ \theta &= \arcsin \left[-\left(\frac{\Delta \omega}{\omega_0} \right)_n y \right], \end{aligned} \quad (2)$$

где $\left(\frac{\Delta \omega}{\omega_0} \right)_n = \left(\frac{\Delta \omega}{\omega_0} \right) \frac{2y\alpha}{\varepsilon B}$ – нормированная расстройка, y – безразмерная амплитуда колебаний, θ – фазовый сдвиг сигнала синхронизированного автогенератора относительно сигнала синхронизации, остальные параметры представляют собой постоянные коэффициенты.

Определим производную $d\varphi_2/dy$. Легко видеть, что при малых сигналах синхронизации, когда амплитуда y мало отличается от единицы, $d\varphi_2/dy = (tg\theta)/y$. При углах сдвига фазы по модулю более 45° значения абсолютной величины тангенса более единицы, и традиционное условие сходимости указывает на расходимость процесса последовательного приближения, хотя на самом деле он сходится. Таким образом, область сходимости процесса итераций в соответствии с традиционными условиями сходимости составляет приблизительно от -45° до $+45^\circ$.

Для нового условия сходимости вычислим недостающие производные

$$\frac{d\varphi_1}{dy} = \frac{1}{3\sqrt[3]{(y + B/\alpha \cos \theta)^2}} \approx \frac{1}{3},$$

$$\frac{d\varphi_1}{d\theta} = \frac{-B/\alpha \sin \theta}{3\sqrt[3]{(y + B/\alpha \cos \theta)^2}} \approx \frac{-B/\alpha \sin \theta}{3}.$$

Приведенные упрощения сделаны на основании специфики функционирования автогенератора в режиме синхронизации, в данном случае заключающейся в том, что при малом сигнале синхронизации $y \approx 1$, поскольку $B/\alpha \ll 1$, а в полосе синхронизации $-\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2$. Тогда новое условие сходимости можно представить в виде

$$\left| \frac{1}{3} \left(1 - \frac{B}{\alpha} \sin \theta \operatorname{tg} \theta \right) \right| < 1,$$

которое выполняется, если $1 - \frac{B}{\alpha} \sin \theta \operatorname{tg} \theta < 3$. Оно преобразуется к более простому

$\cos^2 \theta + c \cos \theta - 1 < 0$, где $c = (2\alpha)/B \gg 1$. Решая его, получим $\cos \theta > B/(2\alpha) \ll 1$, т.е. наибольшее абсолютное значение сдвига фазы несколько меньше $\pi/2$, при котором процесс итерации является сходящимся. Если предположить, что $B/\alpha = 0,2$, то $\theta \approx \pm 84^\circ$. Таким образом в соответствии с новым условием сходимости область сходимости процесса итераций составляет от -84° до $+84^\circ$. Распирение области сходимости достигается за счет того, что большие значения производной $d\varphi_2/dy$ при углах сдвига фазы по модулю более 45° компенсируются малой производной $d\varphi_1/dx = d\varphi_1/d\theta$. Последнее обстоятельство означает, что расходимость процесса последовательных приближений при абсолютных значениях углов сдвига фазы более 45° за счет второго уравнения системы компенсируется более сильной сходимостью, которая обеспечивается первым уравнением.

Выводы. Таким образом, полученное условие сходимости дает возможность более точно определить область сходимости процесса итераций и оптимизировать форму представления исходных уравнений.

Следует также отметить, что ширина области сходимости зависит от величины сигнала синхронизации и уменьшается с увеличением последнего. Практическое применение уравнений (2) показало, что использование данной формы представления позволяет ограничиться двумя, тремя итерациями.

Список литературы: 1. *Калиткин Н.Н.* Численные методы. М.: Наука, 1978. 512 с. 2. *Фадеева В.П.* Вычислительные методы линейной алгебры. М.: Гостехстандарт, 1950. 253 с. 3. *Демидович Б.П., Марон И.А.* Основы вычислительной математики. М.: Наука, 1966. 604 с. 4. *Бахвалов Н.С.* Численные методы. М.: Наука, 1973. 631 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 21.01.2003

О. Н. СУХОРУЧКО, Л. А. РУДЬ, д-р физ.-мат. наук,
И. П. ОЛЬХОВСКИЙ, А. И. ФИСУН, д-р физ.-мат. наук

ВХОДНОЙ МАЛОШУМЯЩИЙ ТВЕРДОТЕЛЬНЫЙ МОДУЛЬ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН

Расширение полосы пропускания и повышение несущей частоты – основные направления развития и совершенствования современных средств связи. По этим причинам в последние десятилетия происходит интенсивное освоение миллиметрового диапазона длин волн. Одна из проблем освоения этого диапазона – создание широкополосных входных усилительных цепей с низким уровнем шумов. Несмотря на значительные достижения в области разработки высокочастотных полевых транзисторов, усилителей на диодах Ганна и других, перспективным выходом из сложившейся ситуации является разработка и применение параметрических усилителей (ПУ) [1]. При этом важными составными частями разработки входных цепей являются выбор схемы параметрического усилителя, улучшение характеристик варакторов и выбор генератора накачки (ГН). Применение полупроводниковых ПУ предпочтительно по многим причинам как принципиального, так и технического характера. Это, прежде всего, возможность работы в диапазоне более высоких частот, большие коэффициенты усиления на один каскад и другие. В этом заключаются предпосылки создания входных цепей с высокой степенью интеграции. В статье приведены результаты экспериментального исследования уменьшения потерь в контурах параметрического усилителя и анализ зависимости шумов ПУ от типа ГН. В частности, рассмотрены вопросы снижения уровня собственных шумов ГН.

1 Полупроводниковый параметрический усилитель

Выбор схемы ПУ обусловлен функциональным назначением входного модуля. Реализация широкополосного ПУ со средним уровнем шума в коротковолновой части миллиметрового диапазона требует тщательной проработки вопроса развязки контуров сигнальной частоты и контуров разностной частоты и накачки в задаваемой полосе частот.

Вариантом создания технологичных в миллиметровом диапазоне конструкций контуров холостой частоты и частоты накачки ПУ является использование диэлектрических режекторных фильтров-пробок, представляющих собой диэлектрические вставки определенной геометрии в сигнальном волноводе (рис.1).

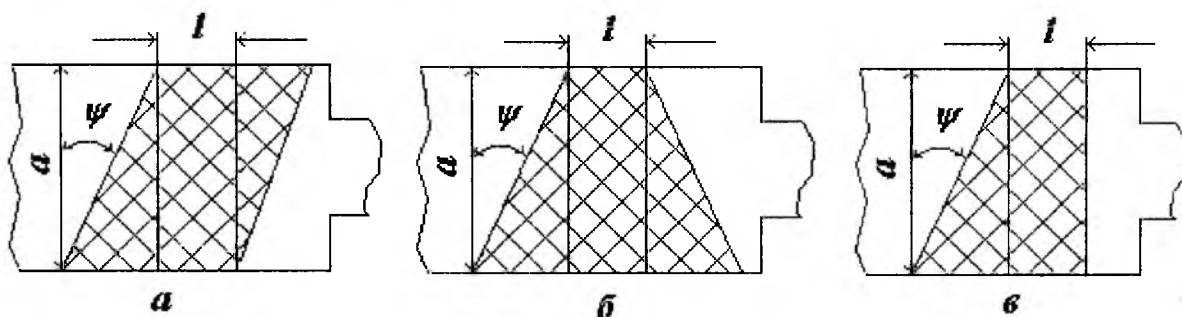


Рис. 1

В основе механизма запирающего тракта лежит эффект «запертых» волн, состоящий во взаимной компенсации вкладов волн на выходе объема, внутри которого число распространяющихся волн больше, чем в подводящих участках тракта [2]. Для возбуждения высших типов волн в объеме вставки одна или обе ее свободные грани выполнены наклонными по

отношению к продольной оси волновода под углом $\psi < 90^\circ$. Величина диэлектрической проницаемости вставки выбрана так, чтобы на заданных частотах число распространяющихся волн в объеме вставки было, по крайней мере, на одну больше, чем в незаполненной части волновода. При небольших скосах в H -плоскости ($\psi \leq 30^\circ$), когда взаимное преобразование волн на границах вставки невелико, эффект запирания волновода достигается при выполнении условия продольного резонанса для одной из высших H_{p0} -волн, распространяющихся в среде с диэлектриком и затухающим вне нее:

$$2\gamma_p l + \arg R_{p1} + \arg R_{p2} = 2n\pi, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (1)$$

где γ_p - постоянная распространения H_{p0} -волны в заполненной части волновода, $\arg R_{p1,2}$ - фазы коэффициентов отражения этой волны от левой и правой граней вставки на заданной частоте. Для заданной частоты и добротности геометрия вставок находилась численно с использованием строгого решения задачи дифракции [3]. Для вставки из рис. 1в был проведен расчет и экспериментальное измерение коэффициента прохождения в рабочей полосе частот волновода $3,6 \times 0,3 \text{ мм}^2$ при $\psi = 15^\circ$, $l/a = 0,25$, $\epsilon = 2,2$ (фторопласт-4). Некоторое расхождение резонансной частоты по сравнению с расчетной объясняется неточностью изготовления образца вставки и разбросом ϵ .

В двухконтурном ПУ на встречных волноводах (рис. 2) фильтры накачки и холостой частоты выполнены на диэлектрических вставках 4, 5, сигнальный контур – на реактивностях нелинейного элемента (емкости p - n перехода бескорпусного ДБШ 3 и индуктивности контактной иглы). Входной сигнал по сигнальному волноводу 1 поступает на диод через диэлектрические вставки, которые являются для него прозрачными, мощность накачки подается по волноводу накачки 2.

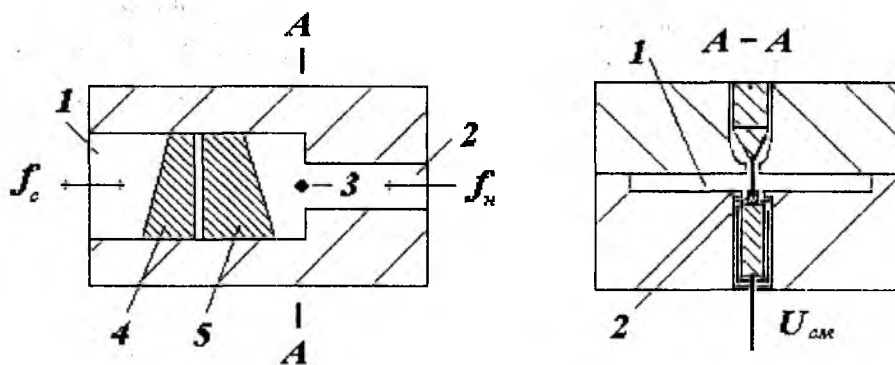


Рис. 2

Фильтр холостой частоты образован реактивностями полупроводникового диода 3 и диэлектрической вставки 5. Вставки 4 и 5 предназначены для запирания прямоугольного волноводного тракта на частоте накачки и холостой частоте соответственно, а длины их регулярных участков выбраны из условия продольного резонанса (1) для волноводных волн неосновного типа. Для возбуждения высших типов волн в объеме диэлектрических вставок одна из свободных граней каждой вставки выполнена наклонной по отношению к продольной оси волноводов сигнала и накачки. Как указано выше, диэлектрическая проницаемость вставок выбирается из условий, чтобы на частотах накачки и холостой число распространяющихся волн в объеме вставок было на одну больше, чем в незаполненной части прямоугольного волноводного тракта сигнала.

2 Выбор источника накачки параметрического усилителя

В [4] сформулированы основные требования к источникам накачки. Независимо от типа ПУ и режима его работы, одним из основных требований, выдвигаемых к ГН, является выбор источника с минимальным уровнем шумов. Во введении уже упоминалось о преимуществах выбора твердотельного варианта ГН в силу ряда причин. Проблема минимизации шумов приобретает особую остроту при разработке ПУ диапазона выше 50 ГГц. Поскольку в интервале частот 100 – 150 ГГц в настоящее время конкурентоспособными являются ЛПД, а диоды Ганна на InP имеют низкий уровень мощности генерации, стабилизация мощности и частоты ГН, а также снижение шумов ЛПД становится особенно важной.

В работе [5] показано, что для стабилизации твердотельного источника излучения коротковолновой части миллиметрового диапазона перспективным является использование высокодобротного открытого резонатора (ОР), имеющего ряд преимуществ.

Требования к колебательному контуру твердотельного ГН сводятся к следующему:

- высокая добротность рабочего типа колебаний и дополнительные селективные свойства. Это позволяет сузить линию генерации, понизить уровень частотных шумов и исключить перескоки частоты, вызываемые случайными внешними факторами;
- согласование низкого импеданса нелинейного элемента с высокоимпедансным колебательным контуром, что обеспечивает максимальный КПД и мягкий режим возбуждения;
- приемлемые габариты.

Известно, что добротность и спектр колебаний ОР зависят от связи с внешним пространством через дифракцию излучения на краях зеркал. Следовательно, форма зеркал (и их края в особенности) влияет на спектральные качества ОР. В [6] был предложен ОР с дополнительным ограничением резонансного пространства и дано определение этого термина. Дополнительное ограничение можно организовать, меняя форму края или всего зеркала в целом. Так называемый сферо-углово-эшелеттный ОР обладает всеми особенностями колебательной системы с дополнительным ограничением резонансного пространства. Резонатор состоит из гладкого сферического зеркала и зеркала, составленного из двух эшелеттов, расположенных под углом 45° к оси резонатора (угол блеска для прямоугольного эшелетта с равными гранями). Грань, которая расположена при вершине угла, является общей для обоих эшелеттов. Углово-эшелеттное зеркало формирует ограниченную область резонансного объема ОР, поскольку грани эшелетта, обращенные к оси резонатора, создают прецедент для отражения волн в поперечном направлении. Отражение волн между зеркалами в направлении оси резонатора осуществляется, как и в традиционном ОР, гранями, перпендикулярными оси.

В строгой постановке получено решение неоднородной задачи возбуждения колебаний в углово-эшелеттном ОР [7] и исследованы его спектральные характеристики. В решении задачи использовалась волноводная модель Вайнштейна и декомпозиция сложной модели на элементарные волноводные узлы, точные решения задачи рассеяния на которых уже известны. На рис. 3 показана двумерная волноводная модель ОР с углово-эшелеттным зеркалом.

Сферическое зеркало реального ОР аппроксимировано плоской стенкой волновода, углово-эшелеттное зеркало представлено набором ступенчатых неоднородностей в волноводе. В направлении Z -координатной оси модель бесконечна. Такое представление сферо-углово-эшелеттного ОР вполне правомерно, поскольку указанный ОР не обладает дополнительным ограничением резонансного пространства в направлении оси Z . Анализ модели осуществлен на ЭВМ при помощи системы электродинамического моделирования [8].

Не останавливаясь на анализе классификации типов колебаний углово-эшелеттного ОР, которая детально была сделана в [6], укажем на то, что данному типу резонатора присущи некоторые весьма специфические свойства. Было обнаружено и экспериментально подтверждено существование аномально высокодобротных типов колебаний, получивших название «квази-основных мод», добротность которых в 1,5-2 раза превышает добротность основных типов эквивалентного полусферического ОР.

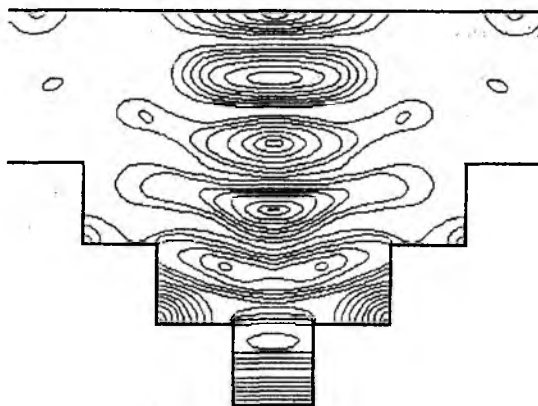


Рис. 3

Из рис. 3 видно, что в открытой части резонатора поле концентрируется вблизи оси ОР и на краях зеркал поле близко нулю, что определяет низкие потери на дифракцию и высокую добротность. В ограниченной двумя эшелеттами части резонаторного пространства поле трансформируется в структуру, присущую прямоугольному волноводу и имеющую как поперечные, так и продольные компоненты поля. Следовательно, в этой части резонатора можно осуществить согласование импеданса диода и поля резонатора с минимальными потерями. Это свойство характерно только для резонатора с дополнительным ограничением резонансного пространства, а концентрация поля вблизи оси резонатора именно на квазиосновном типе колебаний является предпосылкой для разработки малогабаритного ОР и служит дополнительным селективным свойством [6]. Перечисленное служит основным аргументом в пользу выбора указанного типа ОР как малогабаритного резонансного контура твердотельного генератора накачки ПУ. На основе численного моделирования и эксперимента был разработан сферо-углово-эшелеттный ОР с апертурой зеркал $a \approx 3 + 3,5\lambda$, длиной резонатора $L = 3 - 4\lambda$ и собственной добротностью $Q = 3000 - 4000$ [5, 6].

3 Конструкция и эксплуатационные характеристики квазиоптического генератора на ЛПД

Конструктивно высокостабильный источник излучения подобен источнику, описанному в работе [8], но имеет значительно меньшие размеры стабилизирующего резонатора. Осевое сечение ЛПД-генератора с долговременной стабилизацией частоты показано на рис 4.

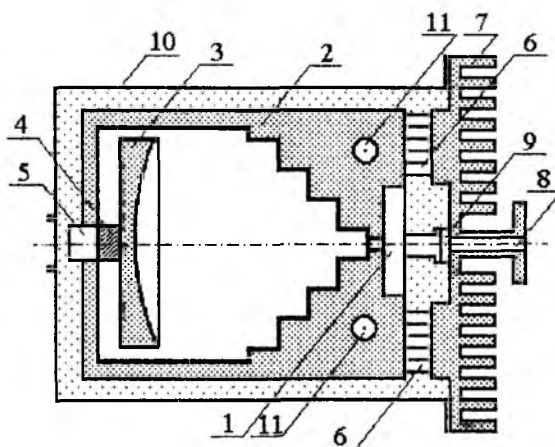


Рис. 4

Как указано выше, кратковременная стабилизация ($\tau < 1\text{с}$) и низкий уровень шумов обеспечиваются высокодобротным резонансным контуром. Однако изменение внешних условий может повлиять на резонансную частоту ОР, что приведет к уходу частоты генератора. Если исключить влияние колебаний атмосферного давления, влажности воздуха и пренебречь изменением радиуса кривизны зеркал, т.е. герметизировать резонатор, и предположить, что изменение температуры составляет несколько градусов, то можно записать температурный уход частоты в следующем виде [8]:

$$\Delta F_g = -\left(\frac{\alpha \Delta T}{1 + \alpha \Delta T}\right) F_g, \quad (2)$$

где α - коэффициент температурного расширения, F_g - частота генерации и ΔT - температурный уход. Следовательно, для обеспечения долговременной стабильности необходимо выбрать материал с малым линейным коэффициентом расширения и минимизировать температурные изменения среды, в которой находится генератор. ЛПД размещается в первичной резонансной камере (1), изготовленной как тонкий стандартный фланец с отрезком волновода сечением $1,2 \times 2,4 \text{ мм}^2$ [5]. Использовались также бескорпусные вставки, выполненные по планарной технологии (изготовлены в ИКИ РАН), которые показали аналогичный результат по частоте и генерируемой мощности. Угловое-эшелеттное зеркало (2) служит одновременно и корпусом резонатора. Сферическое зеркало (3) установлено на медном компенсаторе (4) и механизме перестройки. Оба зеркала, как и корпус, были изготовлены из инвара с коэффициентом температурного расширения $\alpha = 0,9 \cdot 10^{-6}$. Регулирование тепловых потоков осуществляется элементами Пельтье (6), установленными между корпусом резонатора (2) и внешним радиатором (7), имеющим коэффициент теплопередачи $K = 200$. Электромагнитная волна выводится через волновод накачки стандартного сечения $1,2 \times 2,4 \text{ мм}^2$ (8), закрытого прозрачным окном (9). Источник излучения и стабилизирующий ОР помещены в герметичную капсулу (10), заполненную инертным газом и окруженную теплоизолятором с $K = 0,04$. В корпусе размещены датчики температуры (11). Тепловой баланс поддерживается схемой управления с включением датчиков температуры в мостовую схему. Термостат питается от независимого источника. Точность установки температуры не превышает $\pm 0,1^\circ \text{С}$ при рабочей температуре резонатора 47°С в интервале внешних температур $-20 \div +60^\circ \text{С}$. На частоте генерации $F_g = 115 \text{ ГГц}$ стабилизирующий ОР имеет следующие размеры:

- апертуры обоих зеркал примерно равны $2a = 11 \text{ мм}$;
- расстояние между зеркалами $L = 7,9 - 8,15 \text{ мм}$;
- угловое-эшелеттное зеркало состоит из 7 граней, обращенных к сферическому зеркалу и 6 граней, ориентированных навстречу друг другу.

Высота всех граней одинакова и определяется по методике, описанной в [6, 7], с целью возбуждения резонатора на квази- TEM_{00q} типе колебаний, как наиболее добротном. В описанной конструкции включение резонатора по реактивно-отражающей схеме является оптимальным, поскольку потери мощности на стабилизацию минимальны [8].

Спектральная и энергетическая характеристики ЛПД-генератора показаны на рис. 5. Цифрой 1 показана расчетная частота для эквивалентного полуконфокального ОР. Частота линии генерации в зависимости от длины L -резонатора показана кривой 2. В интервале частот $\Delta F = 115 \pm 0,36 \text{ ГГц}$ наблюдается линейная зависимость перестройки частоты. Малая полоса перестройки объясняется наличием в ОР дополнительного дисперсионного элемента - угловое-эшелеттного зеркала. Максимальная мощность наблюдается на частоте

$F_g = 115,2$ ГГц (кривая 3). Стабильность частоты, оцениваемая по анализатору спектра, составляет $6 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1}$. Температурный уход частоты не превышает $\Delta F = -102 \text{ КГц}$ при увеличении температуры резонатора на 1°C .

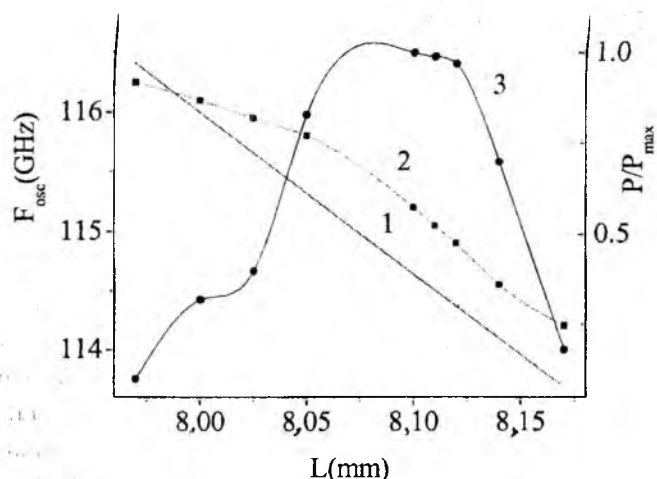


Рис. 5

4 Экспериментальные результаты

На рис. 6 приведена структурная схема предложенного входного модуля.

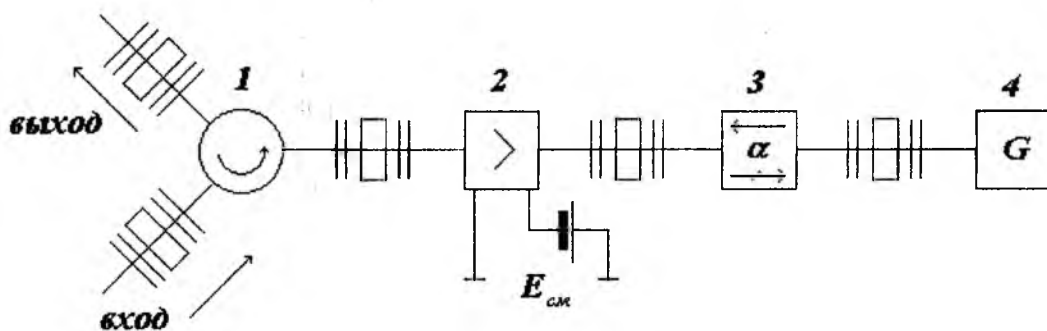


Рис. 6.

Входной сигнал через циркулятор типа ФУВ-35А 1 поступает в параметрический усилитель 2, усиливается и, отразившись от запредельного для него волновода накачки через циркулятор, подается в нагрузку. Генератор накачки 4 включен через развязывающий ферритовый вентиль 3, исключающий отражение мощности накачки назад в генератор. Напряжением источника смещения ДБШ $E_{см}$ осуществляется настройка сигнального контура ПУ.

Настройка и исследование характеристик модуля проводилось в два этапа. Вначале снимались характеристики всех элементов схемы, т. е. последовательные «холодные» измерения всех узлов, переходов, фильтров, диодной камеры, циркулятора. В сигнальном волноводе ПУ с фильтрами на диэлектрических вставках потери на частоте сигнала (60–65 ГГц) составляют менее 1 дБ, а на частоте накачки (110 ГГц) – около 30 дБ. Выбор положения места диода на стенке встречных волноводов сигнала и накачки для обеспечения необходимого коэффициента включения нелинейной емкости в рабочие контуры определялся экспериментально с учетом распределения ВЧ-полей в запредельном для сигнала волноводе накачки. Установле-

но, что оптимальным с точки зрения рабочей полосы и коэффициента усиления является положение ДБШ относительно стыка волноводов сигнала и накачки (внутри сигнального волновода) $\approx 0,05$ мм.

Затем определялся коэффициент усиления, рабочая полоса и температура шума ПУ с работающим ГН. На рис. 7 показаны экспериментальные зависимости коэффициента усиления и шумовой температуры модуля при частоте накачки 115 ГГц и мощности 10-15 мВт.

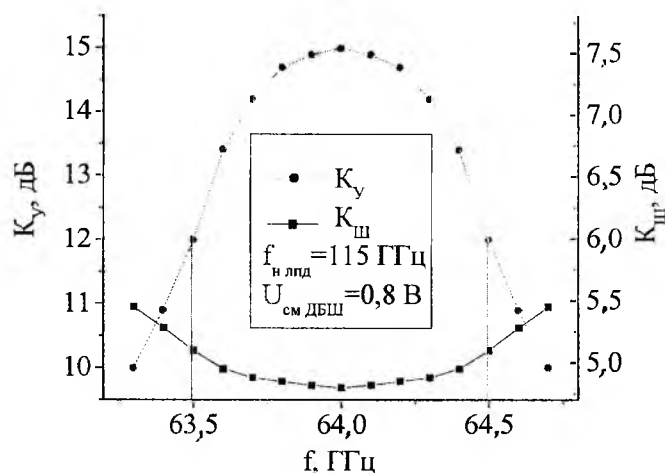


Рис. 7

Таким образом, проведенные исследования позволили создать экспериментальные усилительные модули в диапазоне 60-65 ГГц при отношении частот накачки и сигнала $\omega_n/\omega_c \sim 1,7$. Насыщение ПУ происходит при уровнях входной мощности $10^{-6} - 10^{-7}$ Вт. Рабочая полоса частот при усилении 15 дБ по уровню -3 дБ составляет 1 ГГц, шумовая температура 600 К. На базе предложенной схемы возможна разработка входных малошумящих твердотельных усилительных модулей на рабочие частоты до 100 ГГц.

Список литературы: 1. Струков И.А. Исследование анизотропии реликтового излучения с борта ИСЗ в рамках проекта РЕЛИКТ – 2 // Радиотехника. 1995. № 1-2. С. 3 – 12. 2. Шестопалов В.П., Кириленко А.А., Рудь Л.А. Резонансное рассеяние волн. Т. 2 Волноводные неоднородности // Киев, Наукова думка, 1986. 215 с. 3. Васильева Т.И., Кириленко А.А., Рудь Л.А. Резонансные явления в волноводных диэлектрических вставках с наклонными границами // Радиотехника и электроника. 1986. Т. 31, № 3. С. 466 – 473. 4. Полупроводниковые параметрические усилители и преобразователи СВЧ / Под ред. В.С. Эткина // М.: Радио и связь, 1983. 333 с. 5. Belous O.I., Fisun A.I., Olchovskiy I.P., and Sirenko S.P. One-Circuit Stabilization of Millimeter-Wave Solid-State Oscillator by Quasi-Optical Resonator // International J. of Infrared and Millimeter Waves. 2000. Vol. 21, №9. P. 1451- 1462. 6. Фисун А.И. Высокодобротные резонансы в открытых резонаторах с частично ограниченной областью // ДАН Украины. 1997. № 12. С. 97 – 102. 7. Fisun A.I. Method for Analysis of open Resonators with Step-Like Deformation of Mirrors // Electronics Letters. 1998. Vol. 34, № 2. P. 192 – 193. 8. Belous O.I. and Fisun A.I. Long-Term Frequency Stabilization of Quasi-Optical Solid-State UHF-Oscillator // Electromagnetic Waves & Electronic System, 1998. Vol. 3, № 1. P. 67 – 76.

Институт радиофизики и электроники
НАН Украины, г. Харьков

Поступила в редколлегию 14.04.2003

В. И. ЧУМАКОВ, д-р техн. наук, Ю. Я. ВОЛКОЛУПОВ, канд. физ.-мат. наук,
М. А. КРАСНОГОЛОВЕЦ, д-р физ.-мат. наук, М. А. ОСТРИЖНОЙ,
В. Л. БАСЕЦКИЙ, В. Г. НЕСТЕРЕНКО

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ В СИЛЬНОТОЧНОМ РАЗРЯДНИКЕ С ПЛАЗМЕННОЙ ПУШКОЙ

Разрядники, работающие в среде различных газов, остаются в настоящее время одним из наиболее надежных, доступных и недорогих устройств для коммутации высоковольтных и сильнотоковых цепей в ускорительной технике. Наиболее простыми являются воздушные разрядники, работающие при атмосферном давлении и не требующие дополнительных устройств для создания разрежения или избыточного давления в разрядном промежутке [1, 2].

Основным требованием к таким разрядникам является стабильность амплитудных и временных параметров в заданном диапазоне электрических величин и быстродействие при коммутации токов определенной величины. Реализация этих требований во многом зависит от выбора системы электродов и способа поджига разрядника.

В работе рассмотрены результаты экспериментальных исследований трехэлектродного разрядника с инициированием пробоя через отверстие в одном из электродов (рис. 1).

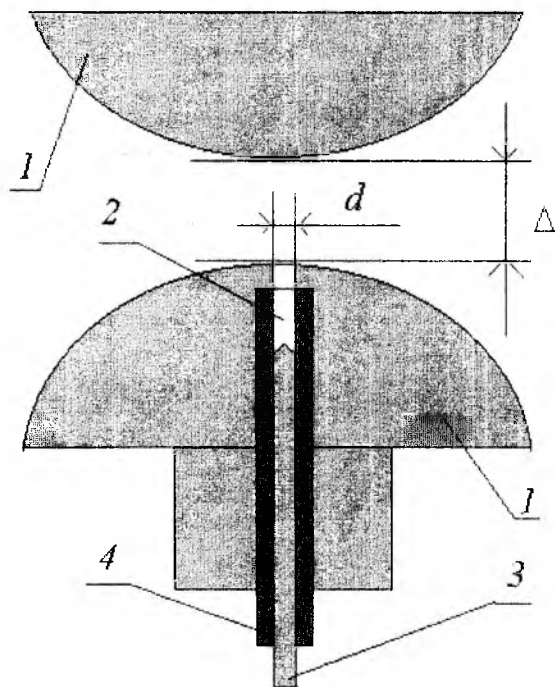


Рис. 1

В отличие от типовой тригатронной схемы газового коммутатора [1], в которой начальные «затравочные» электроны генерируются при пробое короткого промежутка между основным и управляющим электродом, а затем являются источником лавины в ходе развития самостоятельного разряда в рабочем промежутке, в данном случае источником первичной ионизации служит плазменный канал, впрыскиваемый в разрядный промежуток через отверстие в основном электроде.

Рассмотрим конструкция разрядника с плазменной пушкой, приведенную на рис. 1. Коммутируемое напряжение приложено к основным электродам 1. Цилиндрическая камера 2, выполненная в одном из основных электродов, служит для формирования форплазмы и представляет собой плазменную пушку типа торцевого плазменного ускорителя, в которой в результате искрового разряда между вспомогательным электродом 3 и одним из основных

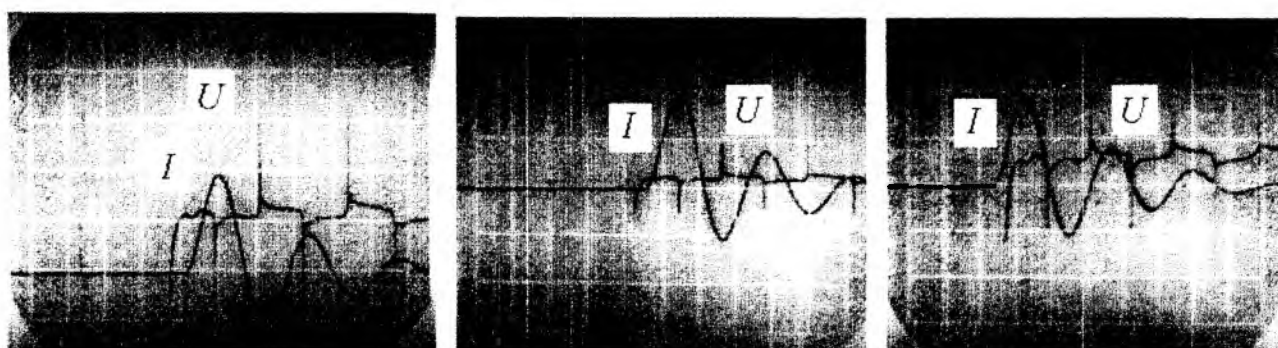
электродов создается избыточное давление, выталкивающее плазму из камеры со скоростью, достаточной для перекрытия зазора Δ [3]. Изолятор 4 разделяет основной и вспомогательный электроды.

Временные диаграммы процессов в разряднике приведены на рис. 2. В эксперименте зависимости разрядного тока емкостного накопителя $C = 100 \text{ мкФ}$ от напряжения на рабочем промежутке при различных величинах зазора Δ (соответственно – 8 мм, 12 мм и 16 мм на рис. 2) оказываются линейными. Разряд имел колебательную форму с декрементом затухания $\delta = 2,2$ (рис. 2, масштаб: а, б – 20 $\mu\text{с}/\text{div}$, 600 В/div, 10 кА/div; в – 20 $\mu\text{с}/\text{div}$, 1,5 кВ/div, 25 кА/div).

Расчет индуктивности разрядного контура $L = T^2 / 4\pi^2 C = 0,51 \text{ мкГн}$ позволил оценить полное активное сопротивление разрядного контура $R_n \cong 0,08 \text{ Ом}$, что близко по значению к

данным, которые получаются по измерениям тока. Импульсное напряжение поджига $U_n = 20$ кВ при диаметре камеры $d_k = 1$ мм позволяло коммутировать рабочее напряжение $U_{раб} \geq 1$ кВ (диапазон изменения рабочего напряжения 1 – 5 кВ). Энергия, вкладываемая в разряд в форплазменной камере, составляла $W_{под} = 5$ Дж.

В качестве измерителей тока и напряжения использовались пояс Роговского и резистивно-емкостный делитель, подключенные к потенциальному электроду конденсатора и параллельно разрядному промежутку соответственно. Осциллограммы напряжения на зазоре (рис. 2) показывают наличие в точках перехода тока через ноль резких бросков напряжения, вызванных разрывами разрядного промежутка вследствие прекращения тока (запаздывание импульсов тока из-за дифференцирования поясом Роговского учитывалось при обработке осциллограмм). В эти моменты времени возникает излучение коротких импульсов, которое было зарегистрировано датчиком, работающем в диапазоне дециметровых волн.



a)

b)

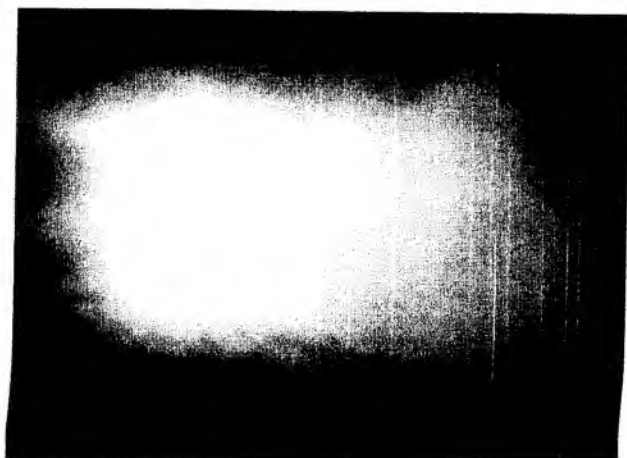
c)

Рис. 2

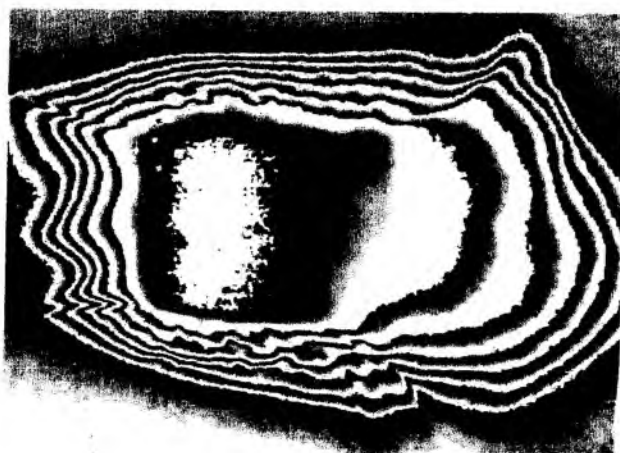
Визуализация разрядов проводилась фотографированием через оптические фильтры с последующей компьютерной обработкой фотографий по методике, описанной в [4]. В левой колонке рис. 3 приведены фотографии разряда в различных оптических фильтрах, в правой – их компьютерная обработка. Результаты экспериментов приведены для значений зазоров на разрядном промежутке Δ соответственно равных 12, 16, 12 и 8 мм. Оказалось возможным выделить до 10 градаций изменения температуры в области разрядного канала и окружающем пространстве. В ультрафиолетовом диапазоне (рис. 3 а, фильтр УФС–6, рис. 3 б, фильтр УФС–8) наблюдается канал разряда, дающий мощное плотное излучение. В области длин волн $200 < \lambda < 450$ нм на рис. 3,с видны характерные яркие высокотемпературные области свечения вблизи поверхностей электродов. Такие же эффекты наблюдались и в видимом диапазоне спектра (рис. 3 е, г, фильтры ТС-2, ЖЗС-17), однако их проявление более отчетливо наблюдается только при обработке изображений (рис. 3 ф, h).

Следует отметить возникновение специфической пространственной конфигурации внешней поверхности плазменной шубы, окружающей канал разряда, которая наблюдается в различных диапазонах оптического спектра (рис. 3 а, с, е, г). Причем, как видно из рисунков, период внешней пространственной осцилляции $D \sim 1$ см не зависит от величины разрядного промежутка Δ (рис. 2 б, с). При изменении Δ изменялось только число осцилляций.

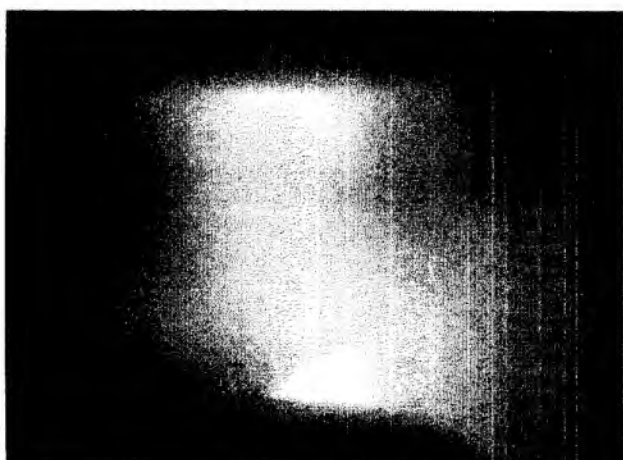
Разрядник использовался в системе генерации форплазменного импульса для запуска магнитоплазменного компрессора, а также в схеме запуска ГИНа сильноточного ускорителя электронов [4, 5]. При этом коммутируемое напряжение подбиралось только путем регулировки разрядного промежутка. Стабильность и повторяемость параметров разрядника обеспечили достаточную устойчивость работы ускорительного комплекса.



a)



b)



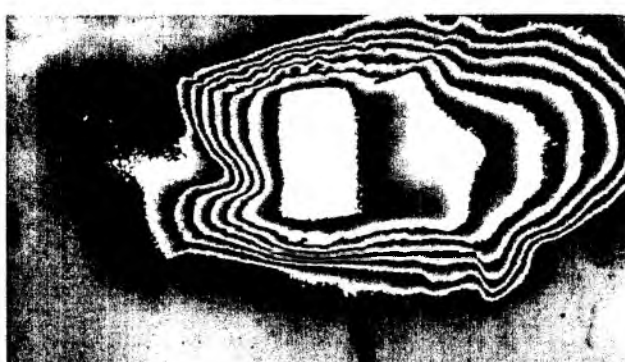
c)



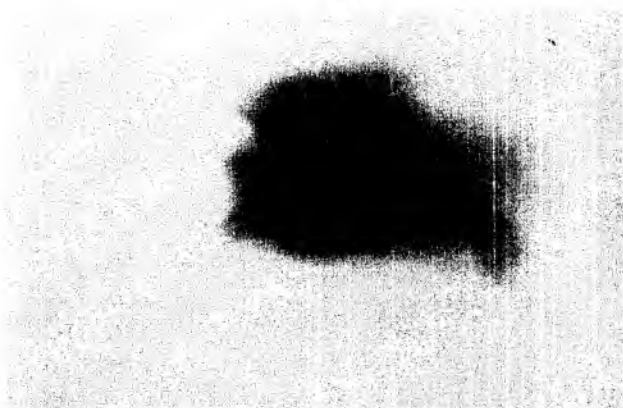
d)



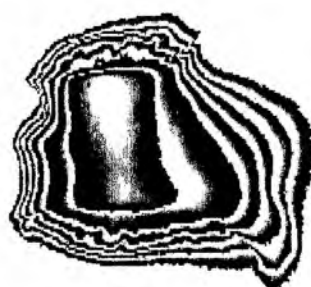
e)



f)



g)



h)

Рис. 3

Список литературы: 1. *Месяц Г.А.* Генерирование мощных наносекундных импульсов. М.: Сов. радио, 1974. 256 с. 2. *Королев Ю.Д., Месяц Г.А.* Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991. 224 с. 3. *Глебов А.И., Рутберг Ф.Г.* Мощные генераторы плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1985. 4. *Чумаков В.И., Волколупов Ю.Я., Острижной М.А. и др.* Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.- техн. сб. 2000. Вып. 115. С.106 – 111. 5. *Чумаков В.И., Волколупов Ю.Я., Острижной М.А. и др.* Там же. 2000. Вып. 116. С. 169 – 172.

*Харьковский национальный технический
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 24.04.2003

ОБОСНОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ РЕГЕНЕРАЦИИ МОЩНЫХ ЭВП. 2. МЕТАЛЛОКЕРАМИЧЕСКИЕ УЗЛЫ И ПОСТОЯННЫЕ МАГНИТНЫЕ СИСТЕМЫ

Керамические узлы и металлокерамические соединения, а также постоянные магнитные системы являются достаточно важными элементами мощных современных ЭВП [1-3], так как от них зависят динамические параметры приборов, их качество, надёжность и долговечность.

Остановимся подробнее на керамических изделиях. Они нашли широкое применение в качестве защитных оболочек, изоляторов катодных ножек, изоляторов анодов, а также в выводах энергии. Наличие замечательных свойств металлокерамики обуславливает её широкое применение при производстве ЭВП СВЧ. Вакуумно-плотные керамические материалы непроницаемы для газов, поглощают весьма мало энергии электромагнитных колебаний, обладают большой механической прочностью, могут работать в условиях высокого вакуума и в широком интервале температур. В широком диапазоне температур от 500 до 1000°С характеристики керамики практически не меняются. Такая высокая термодинамическая прочность даёт возможность получить с помощью пайки жесткие вакуумно-плотные соединения керамических деталей с деталями из металла или сплавов, выдерживающие температуры до 700-1000°С и выше. Керамика надёжно паяется с медью и никелем, молибденом и вольфрамом, а также со сплавами на основе железа и никеля. Газовыделение вакуумно-плотной керамики, определяемое главным образом её сорбционными свойствами, относительно мало, а после предварительного обезгаживания почти отсутствует. По газопроницаемости керамика сочетает в себе положительные свойства стекла и металла: она непроницаема для водорода подобно стеклу, а для гелия – подобно металлам.

Для увеличения вибропрочности и жесткости металлокерамических соединений в ряде случаев массивную металлическую деталь паяют с тонкой медной или коваровой манжетой, которая припаяна к керамическому изолятору. В электровакуумной промышленности наиболее часто используют алюмооксидную керамику, основным компонентом которой является синтетический оксид алюминия. Это химически инертное тугоплавкое вещество, имеющее высокое электрическое сопротивление, хорошую теплопроводность, устойчивость к воздействию восстановителей и обладающее достаточной плотностью, в пределах температур до 1700-1800°С не подвергается коррозии под действием активных газов (за исключением фтора).

Металлокерамические конструкции принято разделять на электроизоляционные и конструкционные сборочные единицы, хотя чёткой классификации конструктивных металлокерамических узлов пока не имеется [1] ввиду разнообразия областей их применения. Электроизоляционные единицы в том или ином виде связаны с передачей электрической или электромагнитной энергии и объединяют следующие группы: проходные изоляторы, опорные изоляторы, окна выводов электромагнитной энергии.

Проходные изоляторы обеспечивают ввод и вывод электрических потенциалов и токов сквозь стенки ЭВП, а также ввод и вывод жидких теплоносителей к частям приборов, находящимся под потенциалом. Опорные изоляторы, как следует из их названия, служат для механического крепления электродов, находящихся под напряжением, кроме того, они могут осуществлять функции теплопередачи или, наоборот, теплоизоляции. Металлокерамические окна выводов энергии представляют собой вакуумно-плотные оболочки, отделяющие вакуумную полость от внешней атмосферы. Они должны быть максимально прозрачными для электромагнитных волн и вместе с тем механически прочными и химически устойчивыми.

При работе прибора происходит его разогрев. Дело в том, что часть атомов, испарившихся с поверхностей нагретых деталей внутри прибора, оседает на керамике, образуя на их поверхностях проводящие плёнки толщиной в несколько монослоев металла. Как правило, основным металлическим напылением на поверхности керамических деталей является медь. Когда плёнка достигает определённой толщины, она становится проводящей: происходит закорачивание электродов – электрический или высокочастотный пробой.

Сопротивление толстой металлической плёнки зависит от её толщины (d) и удельного сопротивления металла (ρ):

$$R = \frac{\rho}{d}.$$

Однако на практике это соотношение не выполняется, так как удельное сопротивление с уменьшением толщины плёнки возрастает. Это увеличение начинается тогда, когда толщина плёнки становится соизмеримой со средней длиной пробега электрона в металле λ , которая при $t = 20^\circ \text{C}$ в никеле равна $122 \text{ \AA}$, в железе – $202 \text{ \AA}$, в серебре – $532 \text{ \AA}$. В реальности сопротивление плёнки металла на керамике выше по сравнению с теоретическим по двум причинам:

- из-за неровностей на поверхностях изоляторов;
- из-за прерывного характера плёнок, когда их сопротивление определяется незаполненными участками поверхностей керамики.

Отметим, что проводящие плёнки на поверхностях керамических деталей образуются достаточно часто и являются причиной одного из наиболее распространённых видов брака. Поэтому исследование физико-химических свойств напылённых плёнок и разработка методов их удаления является важной научной и практической задачей регенерационных технологий.

Отделение керамики от металла проводится путём травления в смесях агрессивных кислот (азотной, серной). При этом происходит растравление всех металлов, оставшихся на керамике после извлечения её из изделия механическим способом. Металлы остаются в виде солей в растворе травления и оседают на поверхности керамики после травления. В нашем случае такими элементами явились соли марганца, железа, титана, кальция, магния, калия, натрия, которые в большинстве случаев легко удаляются во время химической очистки в смеси кислот.

Далее проводится струйная обработка деталей электрокорундом. Высокая шероховатость поверхности керамики после струйной обработки деталей электрокорундом затрудняет образование сплошных проводящих плёнок (появление которых возможно, например, при использовании распыляемых геттеров или в результате перегрева электродов) в результате конденсации мигрирующих паров металла. При этом возможно поверхностное напыление на керамику материалов (элементов), загрязняющих электрокорунд с течением времени: Са, Мо, Na, Si.

Для окончательной очистки деталей от органических и неорганических загрязнений проводится отжиг керамики на воздухе при 1100°C .

В ряде случаев на некоторых керамических деталях наблюдаются тёмные пятна на наружной поверхности. Исследования состава поверхности и объёма керамических деталей до и после реставрации показали значительное обеднение приповерхностной зоны (50-100 мкм) керамики окисью марганца. Содержание марганца на поверхности приблизительно в 10 раз меньше, чем в объёме керамики. Уменьшение содержания марганца в приповерхностной области может быть обусловлено несколькими факторами:

- избирательным травлением компонентов при химической обработке деталей;
- окислительно-восстановительными процессами при обжиге деталей в различных газовых средах;

- различной летучестью компонентов в вакууме при высокой температуре в процессе эксплуатации.

Отмеченные изменения химического состава поверхностного слоя не сказываются на физических и эксплуатационных свойствах керамики, таких как диэлектрическая проницаемость, тангенс угла диэлектрических потерь, пробивное напряжение, термостойкость, тепловое расширение и другие, которые определяются химическим и фазовым составом объёма керамики. Очевидно, эти поверхностные изменения состава не должны сказываться и на прочности паяных металлокерамических соединений, поскольку пасты, используемые для металлизации керамики, содержат достаточно большое количество марганца. Однако уменьшение содержания марганца в приповерхностной области может вызвать изменение цвета керамики, появляющееся в виде тёмных пятен, создавая впечатление наличия загрязнений, примесей, напылений.

К достаточно перспективной технологии очистки следует отнести очистку с применением физико-химических свойств галлия. Известно, что галлий обладает рядом замечательных качеств: способностью смачивать при комнатной температуре оксиды, свойством диффузионного твердения в смеси порошков переходных металлов, способностью расширяться при кристаллизации, растворять (разрушать) легированные металлы в контакте с ними [4].

Теперь перейдём к рассмотрению магнитных систем. Основная роль магнитных систем связана с формированием, фокусировкой и стабилизацией электронных потоков в приборах. При отклонении электронного потока от оптимального положения не только ухудшаются выходные характеристики ЭВП, но и происходит нежелательная бомбардировка электронами электродов, что вызывает их перегрев, эрозию и даже расплавление.

В СВЧ-приборостроении активно используются постоянные магнитные системы на магнитотвёрдых материалах [3,5,6]. Магнитный материал тем лучше будет выполнять своё назначение стабильного источника интенсивного магнитного потока, чем лучше удовлетворяются некоторые требования для ряда его основных характеристик и параметров [7-9]. К последним, в частности, относятся намагниченность, магнитная индукция, напряженность магнитного поля, магнитная восприимчивость, магнитная проницаемость, коэрцитивная сила.

В основе современных теоретических представлений о механизме магнитных свойств лежит понятие магнитного момента. Магнитный момент в широком смысле – это векторная величина, характеризующая магнитные свойства элементарных частиц (электронов, протонов, нейтронов и др.), атомных ядер, атомов, молекул, микроскопических тел, а также контуров макроскопическим током.

Магнитные моменты отдельных элементарных частиц обусловлены наличием у них собственного механического момента – спина. Для электрона спин $L_s = \hbar/2$, где $\hbar$ – постоянная Планка. Соответственно, спиновый магнитный момент:

$$P_{ms} = -\frac{e}{2m_e} \hbar,$$

где e – заряд электрона; m_e – масса электрона. Величина $\frac{e}{2m_e} \hbar$ называется магнетоном Бора.

Магнитные моменты атомных ядер определяются из спиновых моментов протонов, нейтронов, из их орбитальных моментов внутри ядра, магнитные моменты атомов и молекул – из спиновых моментов электронов, орбитальных, магнитных моментов ядер, вращательных магнитных моментов молекул. Магнитные моменты ядер примерно на три порядка меньше орбитального и спинового моментов электрона. Поэтому магнитные свойства атомов определяются целиком электронами.

Постоянные магниты, применяемые в магнитных системах ЭВП, состоят из ферромагнитных материалов, которым присущ магнитный порядок [8, 10, 11]: спонтанная параллельная ориентация магнитных доменов соседних атомов в макроскопических областях, называемых доменами. Домены намагничены до насыщения даже в отсутствие внешнего магнитного поля.

Как следует из теории ферромагнетизма Я.И. Френкеля и В. Тейнзберга, спонтанная намагниченность создаётся за счёт сил обменного взаимодействия, которые носят чисто квантовый характер, хотя являются электростатическими по своему происхождению. Энергия обменного взаимодействия возникает при перекрытии электронных оболочек (обобществлении электронов соседними атомами). Для ферромагнетиков энергия обменного взаимодействия положительна (больше нуля). В магнитомягких материалах (например, сплавах железа с кремнием) домены, как правило, большие. Магнитомягкие материалы легко намагничиваются и размагничиваются. Магнитотвёрдые материалы имеют очень малые домены (их нельзя разглядеть в обычный микроскоп). Эти материалы трудно намагнитить и размагнитить.

Условия стабильности магнитных свойств постоянных магнитов на ферромагнетиках связаны, прежде всего, с их ярко выраженными гистерезисными свойствами, отражаемыми кривой намагничивания. В эксплуатации постоянные магниты должны быть устойчивы к воздействию внешних факторов, в первую очередь размагничивающих полей и температуры, а также вибраций, ударных нагрузок и т.п. Необратимые потери магнитной индукции (гистерезисные, связанные с магнитной вязкостью, и потери при магнитном резонансе) снижаются путём применения специальных технологических операций: воздействием нормированных размагничивающих полей и нагреванием.

Наилучший метод стабилизации магнитов с выпуклой кривой размагничивания – температурная обработка во всем интервале температур работы СВЧ-прибора с последующим снижением рабочей магнитной индукции переменным электромагнитным полем на 3-10% (последнее имеет значение для любых магнитов) [3, 9].

В качестве объектов регенерации в работе рассматривались магнитные системы типа МФС (магнитные фокусирующие системы), создающие поперечное магнитное поле, для приборов М-типа.

Основным методом регенерации магнитов является так называемое «перемагничивание», то есть размагничивание и последующее намагничивание до насыщения. При этом восстанавливается первоначальная петля гистерезиса и все магнитные параметры. С этого момента можно исчислять срок сохраняемости магнитов. В ненамагниченном состоянии срок хранения магнитов не ограничивается.

Магнитные системы типа МФС (материалы типа ЮНДК, феррит-барий, феррит-стронций), состоящие обычно из двух магнитов, как правило, используются в приборах многократно, без предварительной настройки, путём намагничивания непосредственно на изделии в статическом и динамическом режимах. Кроме того, они используются в технологических целях: для настройки и испытания изделий.

В заключение хотелось бы отметить, что свойства материала после процессов реставрации керамических деталей сохраняются на первоначальном уровне, так как в процессе вжигания металлизационного покрытия при $t=1350^{\circ}\text{C}$ происходит «залечивание» поверхностных дефектов за счёт размягчения стеклофазы и заполнения этих дефектов, полностью восстанавливается механическая прочность материала до первоначальной, восстанавливается тангенс угла диэлектрических потерь. А такие свойства керамики как объёмный вес, диэлектрическая проницаемость, пробивное напряжение и термостойкость после процессов реставрации не изменяются, так как перечисленные свойства не зависят от состояния поверхностного слоя керамических деталей.

Список литературы: 1. *Ерошев В.К., Козлов Ю.А., Павлова В.Д.* Конструирование и технология паянных металлокерамических узлов. Ч. 1 Свойства материалов и технология изготовления металлокерамических узлов: Справ.материалы. М.: ЦНИИ «Электроника», 1988. 2. *Ерошев В.К., Козлов Ю.А., Павлова В.Д.* Конструирование и технология паянных металлокерамических узлов. Ч. 2 Расчёт и конструирование металлокерамических узлов: Справ.материалы. М.: ЦНИИ «Электроника», 1988. 3. *Мельников Ю.А.* Постоянные магниты электровакуумных СВЧ приборов .М.:Сов.радио, 1967. 183 с. 4. *Семёнов А.С., Коблов А.И., Жевалев О.Р., Решенова М.А.* Исследования возможности очистки керамических деталей электронной техники от металлизации // Машинное проектирование в прикладной электродинамике и электронике: Тр. 4-го раб. сем. IEEE Saratov-Penza Chapter. Саратов, 2000. 5. *Несбитт Е., Верник Дж.* Постоянные магниты на основе редкоземельных элементов. М., 1977. 6. *Преображенский А.А.* Магнитные материалы и элементы.М.: Высш. школа, 1976. 335с. 7. *Ягола Г.К., Спиридонов Р.В.* Измерение магнитных характеристик современных магнитотвёрдых материалов. М.: Изд-во стандартов, 1989. 196 с. 8. *Вонсовский С.В.* Магнетизм. М.: Наука, 1984. 208 с. 9. *Миткевич А.В.* Стабильность постоянных магнитов. Л., 1971. 10. *Пасынков В.В., Сорокин В.С.* Материалы электронной техники. 2-е изд. М.: Высш. школа, 1986. 366 с. 11. *Мишин Д.Д.* Магнитные материалы. М.: Высшая школа, 1981. 335 с.

*Харьковский национальный
университет радиозлектроники*

Поступила в редколлегию 28.01.2003

ПРОГРАММНО-АППАРАТНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ КОМПЛЕКСА ХЕМИЛЮМИНЕСЦЕНТНОГО АНАЛИЗА

Совершенствование инструментальных средств анализа приводит к одновременному увеличению функциональности разрабатываемой аппаратуры и усложнению процесса управления. Ввиду этого современная инструментальная база аналитики в большей части автоматизируется, редкие исключения составляют те области, где процесс полной автоматизации экономически невыгоден или технически нереализуем на сегодняшний день. В частности, так обстоит дело с пробоотбором в медицинской практике, автоматизация которого представляет большую сложность, а также связана с психологическим фактором.

Бурное развитие медицинского оборудования, и, особенно, лабораторной техники, острая необходимость которой имеется в разнообразных областях – фармакология, клиническая медицина, физиотерапия, определило одно из приоритетных направлений в области разработок современного аппаратостроения. Наряду с этим все больше в практику внедряются биотехнологии. По этой причине на рынке появляется все больше производителей лабораторной техники, при этом разработка исследовательской аппаратуры идет по пути упрощения как самого процесса анализа, так и операций по его управлению. Это достигается за счет автоматизации и компьютеризации лабораторного оборудования [1-3].

Как уже неоднократно отмечалось [4, 5], за последние несколько лет наблюдается повышение интереса со стороны исследователей к люминесцентным методам анализа, особенно к тем из них, аналитические возможности которых значительно выше флуоресцентного метода. Речь идет о хемилюминесцентном (ХЛ) и электрохемилюминесцентном (ЭХЛ) методах. Данный факт подтверждается увеличением числа публикаций, посвященных этой тематике, а также ростом количества международных конференций, на повестку дня которых выносятся рассмотрение вопроса использования указанных явлений в аналитических целях, а также изучение фундаментальных основ данных явлений [6-8].

Вышеприведенное свидетельствует об актуальности и безусловной необходимости проводимых разработок современного лабораторного обеспечения хемилюминесцентного компонентного анализа биожидкостей, становящегося стандартным инструментом большинства лабораторий.

Целью настоящей работы является критическое рассмотрение средств автоматизации современного лабораторного оборудования и разработка программного обеспечения (ПО) хемилюминесцентной аналитической системы. Особое внимание в работе уделено программному обеспечению ХЛ системы и интерфейсу аналитический аппарат – ЭВМ на базе стандартного LPT порта ЭВМ.

Описание метода и структура хемилюминесцентной системы анализа биопроб приводилась нами ранее [5]. Только кратко напомним основные блоки данной системы (рис.1).

Центральным элементом данной системы анализа является ячейка хемилюменометра – кювета с исследуемым раствором и химическими реактивами – активаторами хемилюминесценции. Назначение отдельных структурных элементов ясны из их названий.

Как уже отмечалось [5] преимущества использования стандартных интерфейсов делают их предпочтительными для разработчиков интерфейсов аппарат-ЭВМ.

Из проведенного анализа интерфейсов ЭВМ нами был сделан выбор на применении в разрабатываемой аналитической системе LPT порта ЭВМ, причем обмен данными между аналитической аппаратурой и ЭВМ.

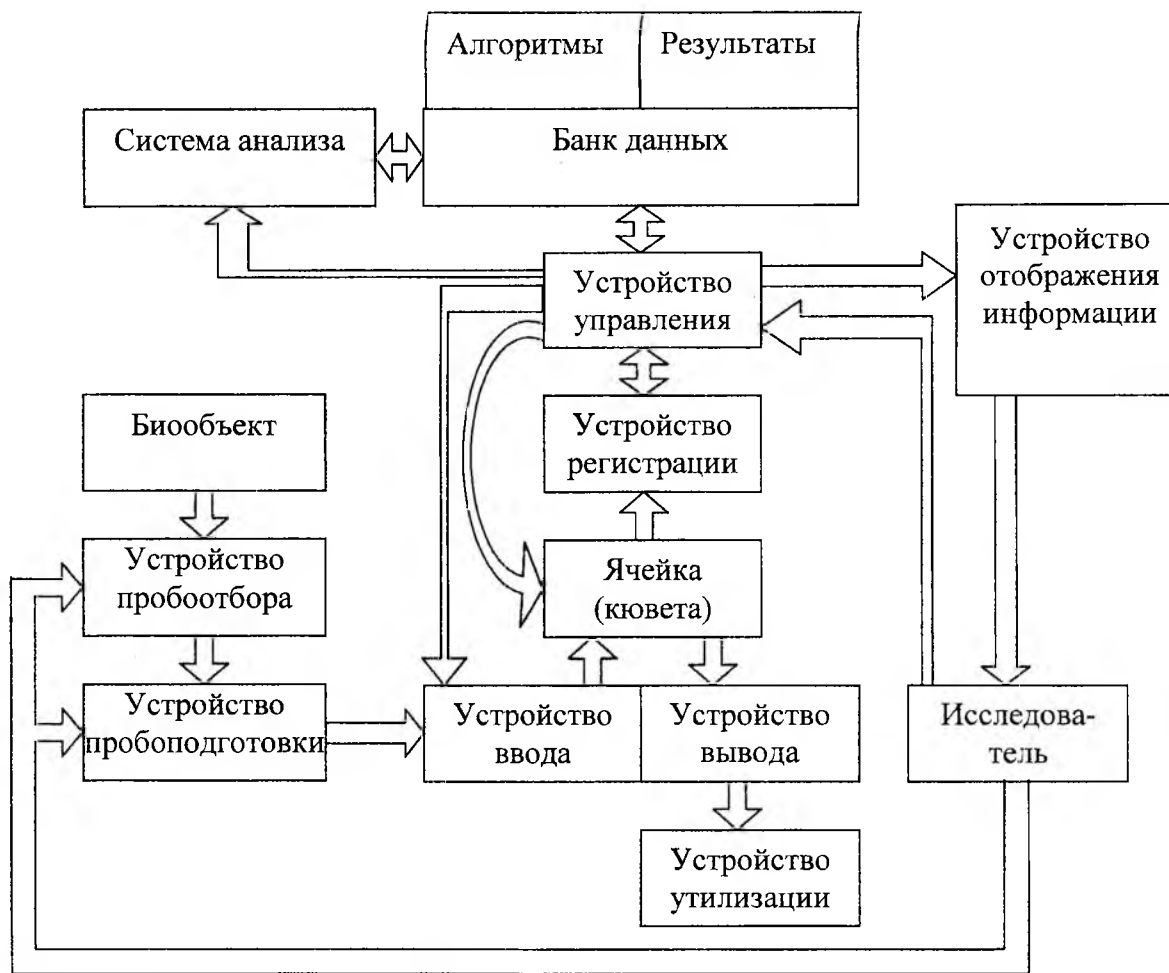


Рис. 1

На рис. 2 представлен алгоритм программного обеспечения хемилюминесцентной системы. Рассмотрим составляющие его блоки. На шаге 1 происходит выбор действия, планируемого осуществлять с помощью ПО. В случае выбора эксперимента программа переходит к блоку 2, альтернативой является обработка уже имеющихся в памяти компьютера данных, при этом программа переходит к выполнению блока 8.

Проследим первую цепь действий. В блоке 2 оператор определяется с родом проводимого им анализа: будет ли это калибровка аппарата, или же непосредственно анализ объекта. В зависимости от принятого решения программа осуществляет на следующем этапе загрузку исходных данных и инструкций для проведения анализа и калибровки аппарата, соответственно, это блоки 3 и 4. Далее программа переходит непосредственно к управлению аналитической аппаратурой в соответствии с введенными инструкциями (блок 5). Более детально этот программный блок мы рассмотрим ниже. В случае, если проводится калибровка, возможно циклическое повторение блока 5. После завершения эксперимента оператору предоставляется возможность провести обработку данных (блок 8), в случае отказа программа переходит к блоку 10. В результате выполнения этого блока оператор может сохранить данные анализа (блок 11) или же завершить выполнение программы (блок 12). Конечный блок предоставляет возможность вернуться к первому этапу рассмотренного алгоритма или же завершить выполнение программы.

Вторая цепь ПО представляет собой модуль программы, обеспечивающий математическую обработку экспериментальных данных. Для этого в самом начале цепи – 8-й блок – происходит загрузка данных для последующей обработки, далее осуществляется вычисление характеристик аналитического сигнала (блок 9), после чего оператору предоставляется воз-

возможность сохранения данных (блок 10, а затем 11). Затем в блоке 12 можно завершить работу с программой или продолжить анализ данных (блок 1).

Следует отметить то, что выполнение практически любого действия можно прекратить по желанию оператора, а также предоставляются возможности перехода практически в любую точку программы. Исключение составляют только те, где вмешательство оператора приведет к сбою или же заранее недостоверным результатам анализа.

Рассмотрим более детально драйвер аналитической хемилюминесцентной системы, управляющий ходом эксперимента. Данный модуль ПО выполняет функции управления, контроля хода эксперимента и работоспособности аппаратного обеспечения системы. На рис. 3 приведен алгоритм данного программного модуля.

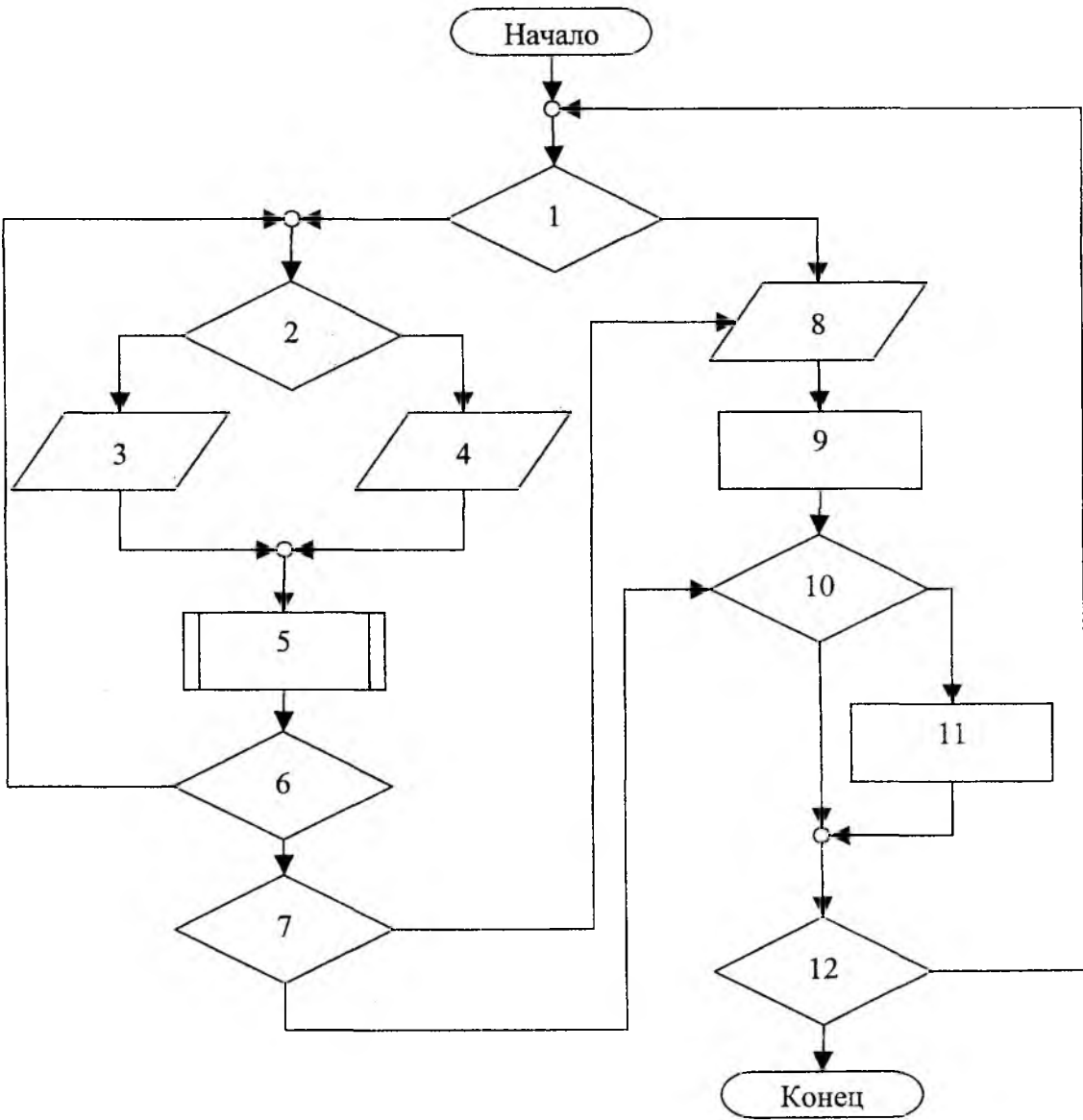


Рис. 2

Рассмотрим детально процесс управления аппаратным обеспечением хемилюминесцентной системы анализа биопроб. Для этого проанализируем алгоритм программного обеспечения системы.

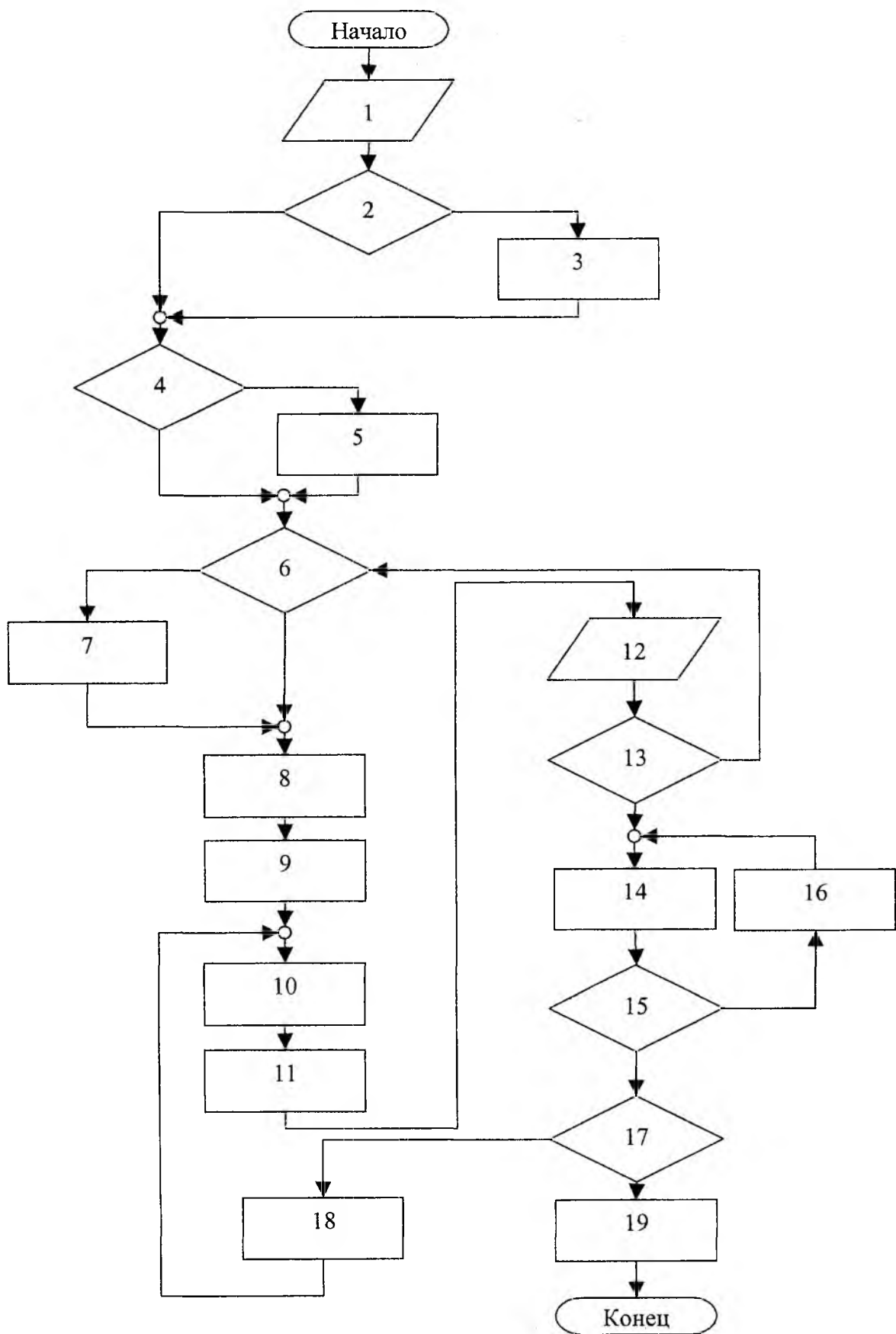


Рис. 3

Функционирование данного алгоритма следующее: на 1-м шаге происходит загрузка значений, необходимых при управлении ходом анализа. На 2-м шаге определяют необходи-

мость перемешивания, в случае надобности программа выставляет соответствующие биты в буферном регистре (блок 3). На шаге 4 аналогично определяется необходимость осуществлять термостабилизацию биопробы, и, соответственно, устанавливается бит в регистре (блок 5). Далее происходит контроль отсутствия ошибок анализа и устанавливается возможность проведения эксперимента (блок 6). На этом этапе анализируется, включена ли аппаратура, закрыта ли крышка люменометра. В случае, если какое-то из этих условий противоречит возможности проведения эксперимента, оператору предлагается устранить возникшую проблему (блок 7). Далее программа-драйвер проводит настройку таймера (блок 8) и его запуск (блок 9). С приходом сообщения от таймера программа начинает обмен данными с внешним устройством. Происходит сброс АЦП (блок 10) и запуск преобразования (блок 11). Пока идет обработка, происходит настройка порта на принятие данных (блок 12), затем осуществляется проверка бита «готовности данных», который АЦП выставляет по завершению преобразования. При этом данные автоматически заносятся в буферные регистры интерфейса сопряжения аппарат – ЭВМ. В случае, если данные будут не готовыми в течение определенного времени (блок 13), принимается решение провести анализ внутренних ошибок люменометра (переход к блоку 6). Если же данные готовы, происходит их считывание с буферных регистров. Как уже говорилось, разработка универсального интерфейса и обмен данными проводится в люменометре в полубайтном режиме. По данной причине считывание из буферных регистров данных производится тетрадами. Для этого настраивается счетчик тетрад, организуется считывание в ЭВМ (блок 14). После этого проверяется количество считанных тетрад (блок 15), в случае их меньшего числа, осуществляется помещение следующей тетрады в буферный регистр (блок 16) и ее считывание (блок 14). После обмена данными, проверяется условие окончания эксперимента (блок 17). В качестве такового могут выступать время анализа или же интервал времени от пика светового аналитического сигнала. В случае неудовлетворения этому условию цикл анализа продолжается, происходит ожидание сообщения таймера, т.е. задержка (блок 18). Если условие окончания анализа оказывается истинным, происходит завершение работы аппаратуры (блок 19), именно, остановка перемешивания, отключение высокого напряжения, питающего ФЭУ. Данные, полученные в ходе работы модуля-драйвера, передаются основной программе для дальнейшей обработки, основные этапы которой были рассмотрены выше.

Реализация данных алгоритмов осуществлена с применением компилятора высокого уровня Visual C++ 6.0. Использование инструментов, которые предоставляет данный программный пакет, позволяет разработчику в полном объеме пользоваться функциональными возможностями наиболее распространенной ОС Windows. При этом разрабатываемая программа совместима со всеми 32-разрядными ОС Windows, т.е. 9x, NT, XP. Это, наряду с универсальностью используемого интерфейса, обеспечивает гибкость данной системы на различных операционных платформах Windows, что упрощает процесс наладки и использования хемилюминесцентной аналитической системы.

В дальнейшем планируется проведение отладки программного обеспечения, расширение его функциональности: дополнительные функции обработки данных и статистической оценки, включение модуля диагностической и прогностической обработки результатов, ведение базы данных экспериментальных исследований.

Таким образом, разрабатываемая лабораторная система хемилюминесцентного анализа биожидкостей позволяет качественно повысить уровень проводимых исследований в области медицинской диагностики, диктуемый лидерами производства лабораторного оборудования. Использование гибкого программного обеспечения совместно с аппаратурой хемилюминесцентного анализа, позволит создать виртуальную аналитическую систему, т.е. систему лабораторных исследований, управление которой производится оператором в диалоговом режиме с функциями самонастройки, в зависимости от цели анализа. В настоящее время создание подобного виртуального аналитического лабораторного оборудования является центральной задачей многих разработчиков. Это обусловлено тем, что для пользователя подоб-

ной аппаратурой максимально упрощается процесс обучения, что делает инструмент функционально гибким для исследователя. В свою очередь это предоставляет возможность максимально использовать универсальность подобного виртуального аналитического оборудования, большой набор имеющихся методик анализа, а также разработку принципиально новых аналитических технологий.

Список литературы: 1. *Homepage address BykSangtec Diagnostica GmbH & Co. KG* / <http://www.byksangtec.de>. 2. *Homepage address MTX Labs Inc* / <http://www.mtxlsi.com>. 3. TD4000 Lumiphotometer // Bioluminescence and chemiluminescence.Labo Science Co., Ltd., Japan, 1985., P. 5. 2. *Chen M., Grötzel M., Thomas J.K.* Photochemical reactions in micelles of biological importance // *Chem. Phys. Lett.* 1974., V. 24, N 1. P. 65 – 68. 4. *Хрусталеv К.Л., Снежко Д.В., Рожницкий Н.Н.* Медикодиагностическая система электрохемилюминесцентного определения гистамина в биосредах. Экспериментальные исследования и математическое моделирование в оптохемотронном сенсоре // *Медицина и...*, Харьков. 2001. С. 29 – 38. 5. *Снежко Д.В., Удянский А.В., Рожницкий Н.Н.* Новая хемилюминесцентная технология и прибор определения воздействия озона во время проведения сеансов озонотерапии // *Новые технологии: Научн. техн. сб.* 2003. Вып. 3. С. 56 – 67. *Барабой В.А., Орел В.Э., Карнаух И.М.* Перекисное окисление и радиация.К.: Наукова думка, 1991. 256 с. 6. *Рожницкий Н.Н., Бых А.И., Красноголовец М.А.* Электрохимическая люминесценция. Харьков, ХТУРЭ, 2000. 320 с. 7. *Rodriguez M., Bard A.J.* Electrochemical studies of the interaction of metal chelates with DNA. Voltammetric and electrogenerated chemiluminescent studies of the interaction of tris (2,2bipyridine) osmium II with DNA // *Anal. Chem.* 1990.V. 62, № 24. P. 2658 – 2662. 8. *Leland J.K., Powell M.J.* Electrogenerated chemiluminescence: an oxidativereduction type ECL reaction sequence using tripropyl amine // *J. Electrochem. Soc.* 1990. V. 137, № 10. P. 3127 – 3131.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 11.03.2003

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ АВТОСВЕРТКИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ПОЛЯ ДЛЯ ИДЕНТИФИКАЦИИ ПОЛОЖЕНИЯ СЕРДЦЕВИН ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН ПРИ ИХ СОЕДИНЕНИИ

Общая характеристика проблемы. Реализация проектов информатизации Украины и ее интегрирования в мировую информационную систему обуславливает интенсивное и постоянно увеличивающееся использование волоконно-оптических систем. Построение таких систем требует обеспеченности широкой номенклатурой компонентов, основная масса из которых в настоящее время зарубежного производства. Сложившиеся условия выдвигают как одну из главных проблему создания конструкций и технологий производства широкой гаммы отечественных комплектующих для волоконно-оптических систем с параметрами не хуже иностранных изделий. Широкий класс используемых элементов представляют коммутационные волоконно-оптические компоненты: разъемные и неразъемные оптические соединители, оптические переключатели, ответвители, мультиплексоры, демультиплексоры и др. Для надежной передачи оптической мощности в данных элементах определяющим является обеспечение прецизионного позиционирования оптических волокон и деталей коммутационных компонентов. Как известно, превышение допустимых значений смещений оптических волокон приводит к значительному росту вносимых оптических потерь. Учитывая современный уровень потерь в оптических волокнах (менее 0,5 дБ/км), становятся понятными высокие требования к коммутационным компонентам. Одной из основных при обеспечении низкого уровня вносимых потерь является задача определения пространственного расположения объектов позиционирования относительно базовых координат. В качестве последних могут выступать координаты осей оптических наконечников, оси сердцевин смежных оптических волокон или базовая ось технологического оборудования. Решение данной задачи достигается разработкой специальных автоматизированных методов, которые должны обеспечивать погрешности позиционирования, не превышающие единиц процентов контролируемых величин и составляющие десятые доли микрометра. Большинство данных методов строится на основе восприятия и анализа оптических изображений позиционируемых компонентов [1-5].

Анализ исследований и публикаций, посвященных решению проблемы. В зависимости от решаемой задачи оптические методы определения координат могут строиться по схеме зондирования оптического волокна продольным или поперечным (к оси волокна) лучом [1]. Продольное зондирование обычно используется при армировании оптических волокон наконечниками разъемных соединителей, а поперечное — при выполнении операций сварки и других операциях позиционирования неармированных волокон. В обоих вариантах стандартная схема построения типового устройства идентификации положения при позиционировании реализует метод ближнего поля и содержит источник освещения с равномерным распределением интенсивности, оптическую систему с высокой апертурой, многоэлементный фотоприемник, чаще всего на основе фотоприборов с зарядовой связью (ФПЗС), и обрабатывающий вычислительный блок (персональный компьютер) [2, 4, 6]. Различие состоит в том, что в первом случае анализируется модовое поле излучения сердцевины оптического волокна, а во втором — оптическое поле, являющееся результатом фокусирующего действия поперечно освещенного оптического волокна. Однако и в том, и в другом случае характер распределения поля в значительной степени зависит от профиля показателя преломления.

Учитывая особенности коммутационных волоконно-оптических компонентов, основными из которых являются малые геометрические размеры, сложность и трансформация модового состава распространяющихся оптических полей, наличие источников шума, возникают определенные проблемы в распознавании изображений и формировании заключения о пространственном расположении оптических волокон. Традиционные методы обработки, вклю-

чающие последовательные операции фильтрации изображений, решения обратных задач и определения центров картин распределения оптических полей, не всегда удовлетворяют противоречивым требованиям производительности и точности. Преодоление указанных проблем требует поиска и создания новых подходов в отработке методов и моделировании алгоритмов обработки экспериментальных данных.

Постановка задачи. Целью исследований, которым посвящена данная статья, является разработка методики автоматизированного прецизионного контроля позиционирования оптических волокон при изготовлении коммутационных волоконно-оптических компонентов. Отличительным свойством предлагаемого подхода к решению задачи является повышение быстродействия (и, следовательно, производительности технологического оборудования) за счет снижения числа математических операций (использование автосвертки в отличие от стандартных методик БПФ-фильтрация-ОБПФ или аппроксимации амплитуды поля по методу наименьших квадратов) при сохранении высокой степени достоверности анализа оптических полей и определении координат объекта на фоне существующих шумовых составляющих. В ходе исследований решались задачи математического обоснования положений методики, имитационного моделирования на персональном компьютере и экспериментальных исследований на действующем технологическом оборудовании.

Теоретическое обоснование методики. Из особенностей строения оптических волокон известно, что при отсутствии неприемлемых дефектов создаваемое ими распределение интенсивности полей имеет симметричный характер относительно оси сердцевинки. Эта же особенность характерна и для волокон с сохранением поляризации, когда рассматривается изменение поля вдоль какой-либо из осей поляризации – медленной или быстрой. На рис. 1(а) и 2(а) приведены изображения оптических полей, полученные при продольном и поперечном зондировании оптических волокон, а на рис. 1(б) и 2(б) – соответствующие им распределения интенсивности полей в одномерном варианте по ортогональным осям.

При точном позиционировании объекта центр картины распределения поля совмещен с базовым центром (например, центральным элементом приемника излучения). При децентровке эта картина имеет боковое смещение.

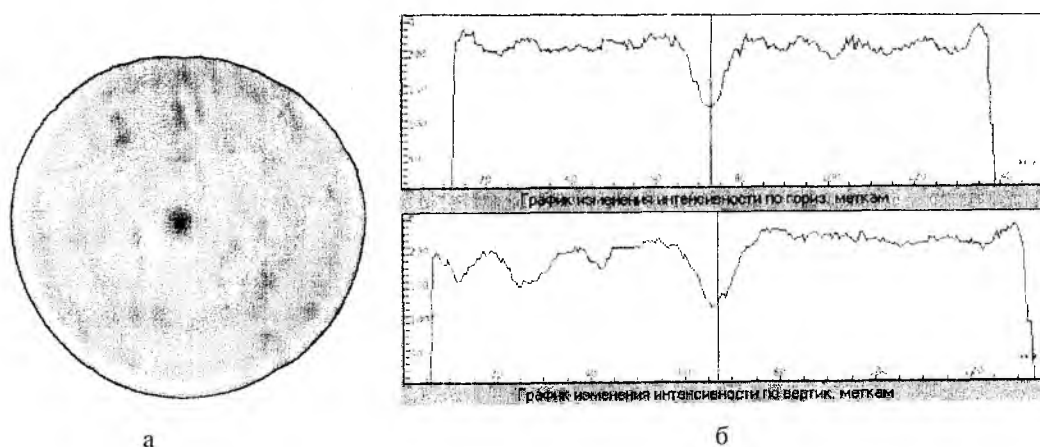


Рис. 1

Из рисунков видно, что сигнал является симметричным (хотя и имеет незначительные искажения, вызванные наличием дефектов и загрязнений поверхностей волокон или оптических элементов) и представляет собой четную функцию относительно оси, проходящей через центр симметрии и совпадающей с искомой оптической осью сердцевин при отсутствии смещения. Поэтому задача контроля величины поперечного (радиального) смещения сводится к определению бокового сдвига центра симметрии сигнала. Эту операцию в вычислительном блоке целесообразно выполнить на основе принципа согласованной фильтрации в форме автосвертки.

Модель сигнала в сечении распределения интенсивности оптического поля имеет вид

$$\xi(x, \rho) = I(x, \rho) + n(x), \quad (1)$$

где $I(x)$ - функция распределения интенсивности, $n(x)$ - аддитивный шум с нулевым средним значением, ρ - величина поперечного смещения.

Согласованный фильтр является оптимальным фильтром, минимизирующим среднеквадратическую погрешность при выделении полезной составляющей $I(x)$ из смеси с шумом $\xi(x)$, причем импульсная характеристика согласованного фильтра с точностью до постоянного множителя должна представлять собой обращенную копию полезной составляющей, а именно

$$h(x) = \alpha I(-x). \quad (2)$$

Выходной сигнал согласованного фильтра определяется интегралом свертки

$$s(z) = \xi(x) * h(x) = \int_{-D/2}^{D/2} \xi(x) h(z-x) dx, \quad (3)$$

где D - протяженность участка регистрации.

При подстановке (2) в (3) и $\alpha = 1$ в точке $z = 0$ имеем

$$s(0) = \int_{-D/2}^{D/2} I^2(x) dx + R_{ni}(0) \approx R_{ii}(0), \quad (4)$$

где оценка взаимной ковариационной функции шума и сигнала близка к нулю вследствие их статистической независимости. Таким образом, выходной сигнал согласованного фильтра соответствует автоковариационной функции полезной составляющей $I(x)$ и достигает максимума в момент точной идентификации этой составляющей.

Использование согласованного фильтра в общем случае предполагает знание модели сигнала. Покажем, что решение задачи определения смещения центра симметрии сигнала ρ возможно без априорного знания значений параметров сигнала.

Обратимся к выражению (1) и, учитывая, что полезный сигнал является четной функцией, сдвинутой относительно начала координат в области независимой переменной на величину ρ , можем записать

$$I(x, \rho) = f(x - \rho), \quad (5)$$

где $f(x) = f(-x)$.

Это свойство позволяет использовать в (2) копию исходного распределения сигнала, перевернутого относительно вертикальной оси координат, а именно

$$h(x) = \xi(-x - \rho). \quad (6)$$

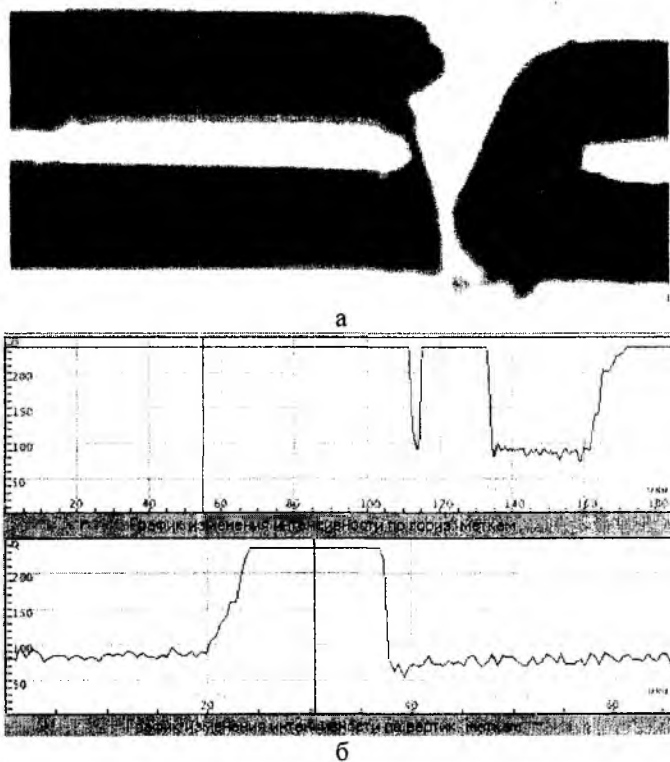


Рис. 2

Подстановка (6) в (3) приводит к выражению

$$s(z) = \int_{-D/2}^{D/2} \xi(x - \rho) \xi(x + \rho - z) dx \approx \int_{-D/2}^{D/2} I(x) I(x + 2\rho - z) dx + \sigma_n^2, \quad (7)$$

определяющему операцию автовертки.

Свойством автовертки функции, которая удовлетворяет условию (5), является зависимость от параметра смещения ρ . При $\rho=0$ в (7) произвольному сигналу $I(x)$ соответствует интеграл автовертки

$$s(z) \approx \int_{-D/2}^{D/2} I(x) I(z - x) dx. \quad (8)$$

В случае если соблюдается условие (5) и в (8) $z = 2\rho$, тогда достигается максимальное значение автовертки

$$s(2\rho) = \int_{-D/2}^{D/2} I^2(x) dx = \max \{s(z)\}, \quad (9)$$

которое совпадает со значением отклика (4) согласованного фильтра. Следовательно, идентификация положения центра симметрии распределения интенсивности оптического поля сводится к выполнению автовертки этого сигнала и нахождению положения максимума результирующей функции. Подчеркнем, что соотношения (7) – (9) получены без каких-либо априорных ограничений для исходного сигнала за исключением условия (5).

Проведенное рассмотрение позволяет построить алгоритм компьютерной обработки измеренного распределения оптического поля методом автовертки. Этими операциями являются регистрация последовательности дискретных значений сигнала, формирование второй последовательности с обратной перенумерацией элементов, по-парное перемножение значений элементов этих последовательностей и суммирование полученных произведений при варьируемом параметре сдвига z . Максимальному результирующему значению полученной суммы соответствует такой сдвиг второй последовательности относительно первой, при котором наблюдается их совпадение по критерию минимума среднеквадратической погрешности.

Результаты экспериментальных исследований. Возможности алгоритма были исследованы моделированием на ЭВМ. Исследовались два вида распределения поля – гауссового типа (рис. 3) и так называемое W-типа, характерное для многослойных оптических волокон (рис. 4). На рис. 3 и 4 приведены распределения амплитуд исходных полей при наличии аддитивного 10%-го шума и вычисленные автовертки. Шаг дискретизации изображения с учетом характеристик волокон, матрицы ФПЗС и увеличения оптической системы составляет 0,1 мкм. Координата центра исходного распределения поля рассчитывалась в соответствии с соотношением, определяющим центр тяжести функции распределения поля

$$X_c = \frac{\int_{-D/2}^{D/2} x I(x) dx}{\int_{-D/2}^{D/2} I(x) dx}. \quad (10)$$

На рисунках $k_{\max}$ – номер элемента изображения, соответствующего максимальному значению автовертки.

Аналогичные процедуры были проделаны для реальных оптических полей, полученных на измерительной установке, реализующей метод ближнего поля [5, 6]. Исходное распределение излучения волокна со ступенчатым профилем (рис. 1) и его автовертка представлены на рис. 5. На рис. 6 изображены исходное распределение оптического поля поперечно оси

волокна, создаваемое одно-
модовым волокном при попереч-
ном зондировании (рис. 2), и
его автосвертка.

Чувствительность и точ-
ность метода при эксперимен-
тальных исследованиях прове-
рялась с помощью эталонных
смещений изображений на за-
данную величину ρ ,
контролируемую аттестованным
измерителем малых
перемещений Микрон-02.
варьировались от 0 до 5 мкм
(значения более 2 мкм вызывают
недопустимое увеличение опти-
ческих потерь).

Исследования показывают,
что результат вычисления авто-
свертки зависит от длины обра-
батываемой реализации сигнала,
уровня фона и шумов. Эта осо-
бенность заметна на рис.6 и про-
является в росте значений авто-
свертки вне области информа-
тивной составляющей распреде-
ления поля. Однако даже при
наличии значительных погреш-
ностей измерения амплитуды
поля имеется явно выраженный
максимум автосвертки, что по-
зволяет с высокой точностью
определять погрешности пози-
ционирования. В то же время,
использование для определения
положения волокон соотноше-
ния (10) с учетом в пределах ин-
тегрирования неинформативной
области сигнала приводит к гру-
бейшим ошибкам, достигающим
нескольких десятков элементов
изображения.

Результаты исследований точности предлагаемых методики и алгоритма сведены в
табл. 1. Параметр «Смещение исходного поля» для колонок 2 и 3 рассчитан по (10), а для ко-
лонок 4 и 5 представлен по результатам измерения эталонным прибором Микрон-02. Изме-
ренные данные предварительно были подвержены фильтрации методом скользящего средне-
го, исключению фоновой и шумовой составляющих вне информативной области сигнала. Из
анализа таблицы видно, что погрешность во всех случаях не превышает двух элементов изо-
бражения, что соответствует величине менее 0,2 мкм.

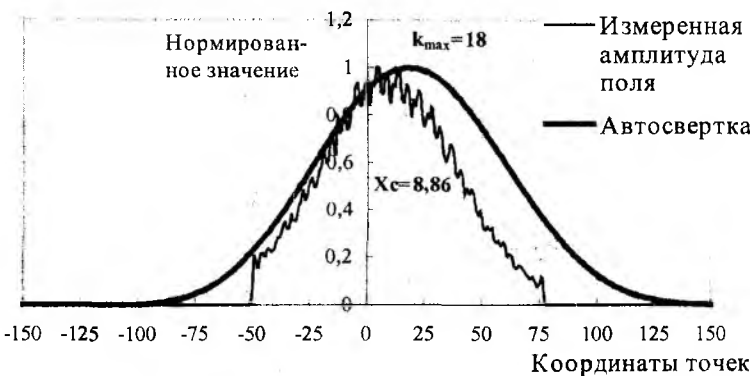


Рис. 3

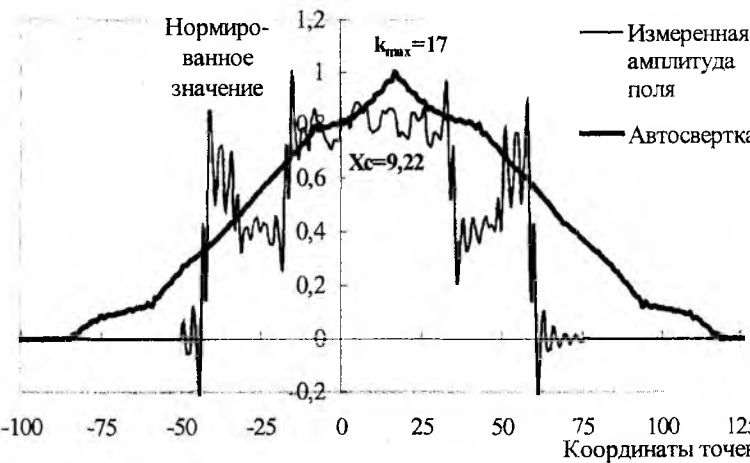


Рис. 4

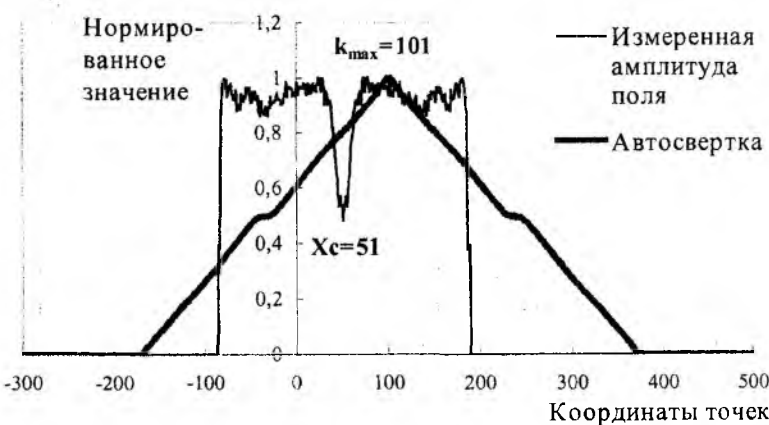


Рис. 5

Таблица 1

Параметр	ОВ гаусового профиля	ОВ W-типа	ОВ ступенчатого профиля	Положение ОВ при сварке
Смещение исходного поля, мкм	0,89	0,92	5,10	-1,67
Смещение автосвертки (в элементах изображения)	18	17	101	-32
Смещение автосвертки, мкм	1,8	1,7	10,1	-3,2
Рассчитанное смещение ОВ, мкм	0,9	0,85	5,05	-1,6
Абсолютная погрешность, мкм	0,01	-0,07	-0,05	0,07
Относительная погрешность, %	1,6	-7,8	-1,0	-4,1

Выводы. Использование для контроля позиционирования оптических волокон согласованного фильтра в виде автосвертки распределения оптического поля эффективнее традиционных методов фильтрации в частотной или пространственной области, так как требует меньшего количества математических операций, не выдвигает задачи определения импульсной характеристики фильтра, что представляет достаточно сложную задачу. В тоже время из условий согласованной фильтрации в данном случае обеспечиваются высокие параметры точности. Как показали результаты исследований, значения достигнутых погрешностей

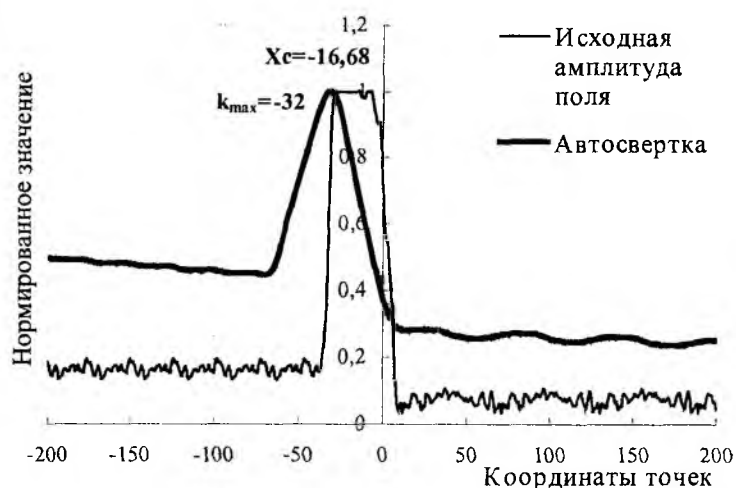


Рис. 6

идентификации позиционирования оптических волокон обеспечивают конструктивно-технологические требования к допустимым смещениям, сформированным на основе требований обеспечения уровня оптических потерь в соединении не более 0,5 дБ. Дальнейшие исследования в данной области могут выполняться по нескольким направлениям. Во-первых, следует расширить применение предложенной методики на задачи контроля деталей коммутационных компонентов (например, для контроля соосности отверстий и базовых поверхностей оптических наконечников, а также кварцевых капилляров). Во-вторых, рассмотренная задача является элементом целого комплекса задач, решение которых направлено на осуществление высококачественных волоконно-оптических соединений. Это предполагает необходимость интеграции методов идентификации радиальных, угловых и продольных смещений, а также методов определения формы торцов соединяемых волокон.

Список литературы: 1. Лазарев Л.П., Мировицкая С.Д. Контроль геометрических и оптических параметров волокон. М.: Радио и связь, 1988. 280с. 2. M.Artiglia, G.Coppa, P.Di Vita, M.Potenza, A.Sharma. Mode field diameter measurements in single-mode optical fibers // CSELT Technical reports-Vol.XVIII, №1, February, 1990, P. 43 – 55. 3. M.Artiglia, G.Coppa, P.Di Vita, M.Potenza. Accuracy of mode field diameter measurements in single-mode optical fibers from near-field technique//CSELT Technical reports-Vol.XVIII, №2, April, 1990, P. 119 – 120. 4. Беррикашвили В.Ш., Козлов М.Н., Колбин И.И. Видеодиагностика геометрических параметров одномодовых ОВ // Электросвязь. 1990. № 10. С. 22 – 23. 5. Филипенко А.И. Метод анализа интенсивности излучения и его использование в производстве волоконно-оптических компонентов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. Харьков: ХТУРЭ. 1999. Вып. 110. С. 130 – 133. 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.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 10.04.2003

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУР В ОХ-СЕНСОРАХ

За последнее время число исследований в области создания новых сенсоров и сенсорных методик анализа стремительно возросло. Сенсоры являются мощным средством не только аналитической химии, но и диагностики – в технологии, медицине, экологии. Сенсоры – датчики, которые дают информацию о составе раствора, в который они погружены. Такие устройства могут иметь малые габариты из-за отсутствия в их конструкции деталей, претерпевающих механический износ, и имеют срок эксплуатации до года и более. Возможность подключения сенсоров к ЭВМ обеспечивает анализ сложных смесей, дает дифференцированную информацию о содержании каждого компонента, позволяет вводить поправки на изменение различных компонентов среды (температуры, влажности).

В зависимости от первичного сигнала, возникающего в чувствительном слое сенсора, последние подразделяют на различные типы. В настоящее время наибольшее распространение получили электрохимические (ЭХ) (амперометрические и потенциометрические), оптические, электрические [1].

В ЭХ-сенсорах определяемый компонент реагирует с чувствительным слоем непосредственно на электроде или в объеме слоя раствора около электрода. Селективность амперометрического сенсора определяется природой материала электрода, т.е. величиной потенциала, при котором происходят электрохимические реакции с участием анализируемого компонента. Выходным сигналом потенциометрических сенсоров является потенциал электрода. Эти сенсоры функционируют обратимо, а измерение потенциала электрода не нарушает электрохимическое равновесие электрод – раствор, что отличает их от амперометрических сенсоров. Чувствительность отклика потенциометрических сенсоров, как правило, ниже амперометрических. Оптические сенсоры работают на принципах поглощения света или отражения первичного светового потока, или возникающей люминесценции. Эти приборы отличаются от ЭХ-сенсоров тем, что нечувствительны к электромагнитным и радиационным полям и способны передавать аналитический сигнал без искажения на большие расстояния, имеют невысокую стоимость по сравнению с ЭХ-сенсорами. Принцип действия электрических сенсоров основан на изменении их электрической проводимости в присутствии молекул определяемого вещества. Независимо от типа сенсоров к ним предъявляют общие требования высокой селективности и чувствительности определения. Так, нижняя граница определяемых содержаний с использованием ЭС лежит в пределах 10^{-4} – 10^{-6} % [2]. В оптических сенсорах возбуждающим фактором выступает световой сигнал, что в свою очередь вносит помехи в анализ. Не все вещества электрохимически активны в доступной области потенциалов, многие реагируют на электродах при крайне отрицательных или положительных потенциалах. При этом аналитический сигнал может быть искажен или плохо воспроизводим.

Общий подход к уменьшению влияния этих факторов и повышению селективности отклика сенсоров заключается в модификации их поверхности с помощью специальных соединений, осуществляющих перенос электронов между электродом и определяемым компонентом. В ходе иммобилизации – закреплении модификатора-переносчика на поверхности химического сенсора с помощью специальных реагентов – модификатор либо вводят в пленку электропроводящего полимера, либо ковалентно «пришивают» к электроду, либо удерживают на его поверхности за счет сил адсорбции. При этом модификатор перестает быть подвижным, не вымывается анализируемым раствором и может работать в потоке жидкости. Модификация электродов для сенсоров удлиняет срок их службы. Способы модификации электродов химическими реагентами для создания сенсоров различны [3]. Главное условие к выбору технологии нанесения вещества – обеспечение прочной связи электроактивного соединения с поверхностью и осуществление обмена зарядом между подложкой и пленкой с высокой скоростью. Адсорбция наиболее простой способ закрепления модификатора, но при

этом срок службы модифицированного таким образом электрода мал, так как модификатор постепенно уходит в раствор. Ковалентная сшивка представляет собой более устойчивую иммобилизацию модификатора, однако практически осуществить эту технологию более сложно. Среди способов закрепления наибольшее распространение получил способ удержание реагента в полимерной пленке, но при этом необходимо принимать во внимание, что материал полимера может оказывать влияние на модификатор – например, изменяя величину его редокс-потенциала. Технология Ленгмюр-Блоджетт (Л-Б) [4] считается одной из перспективных среди известных. Она дает возможность получения упорядоченных молекулярных структур заданной ориентации, что делает данную методику наиболее привлекательной для целей модификации электрода оптохемотронного (ОХ) сенсора. Возбуждение люминесценции при этом осуществляется путем переноса заряда между электродом и определяемым компонентом через слои из молекул насыщенных жирных кислот, называемые субфазой и представляющие собой потенциальный барьер для транспортируемого заряда [5]. Толщина субфазы может варьироваться путем увеличения числа CH_2 -фрагментов в молекуле кислоты. Как отмечается в [4], Л-Б технология получения мультислоев позволяет сконструировать необходимый профиль коэффициента преломления поперек интегрально-оптической структуры, что способствует созданию как самих световодных элементов, так и обкладок световодов с достаточно высоким оптическим качеством таких структур (затухание световых волн меньше, чем 1 дБ на 1 см пути при толщинах пленок до 5000 Å).

Целью данной работы является установление наличия процесса переноса заряда и его механизма в пленочной структуре модифицированного электрода ОХ-сенсора; проведение расчетов, позволяющих определить параметры ОХ-сенсора, соответствующие увеличению чувствительности последнего.

Для анализа жидкостей используется электрохемилюминесцентный (ЭХЛ) метод, применяющийся в прямом и косвенном анализе [6]. Поскольку многие анализируемые вещества не обладают способностью испускать кванты света либо имеют слабое собственное свечение люминесценции, для их анализа необходимо применять косвенный метод ЭХЛ-анализа. В этом случае используется вещество-реагент (электрохемилюминофор) на данный аналит. Существует несколько возможностей размещения реагента в ОХ-сенсоре. Первая – введение его в ЭХЛ-ячейку путем прокачки с помощью насоса. Вторая – иммобилизация реагента на электроде, при этом молекулы модификатора сохраняют свою природу, т.е. те химические и физико-химические свойства, которыми они обладают находясь в растворе. Для уменьшения влияния различных паразитных факторов и повышения селективности отклика поверхность электрода ОХ-сенсора модифицируют путем закрепления реагента.

Обнаружено, что в структурах с мультислоями, нанесенными на поверхность электрода при заданном напряжении на электроде, величина тока резко зависит от толщины и материала мультислоя, материала электрода, температуры, свойств окружающей среды (исследуемой жидкости). Доминирующим механизмом протекания тока электролиза в этом случае при комнатной температуре является туннелирование электронов сквозь слои субфазы к молекулам закрепленного реагента [4, 5]. Существует ряд работ, в которых проведенные исследования подтверждают туннельный механизм переноса заряда в реагентсодержащей фазе. В частности, в [7] туннельная теория подтверждена на примере монослоев солей Cd жирной кислоты $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_{n-2}\text{COOH}$, закрепленных на металлическом электроде (Hg , Al , Pb , Au). Туннельный механизм переноса заряда через упорядоченные тонкие пленки так же рассматривался в [8], где была показана зависимость данного процесса от структуры, природы пленки и ее толщины. В [9] показано, что квантовая эффективность ЭХЛ-устройства может быть значительно улучшена включением полиметил-метакрилатных слоев, нанесенных методом Л-Б между испускающим слоем и катодом. В [10] исследован процесс туннельного переноса электрона сквозь слои Л-Б, нанесенные на CdS -электрод.

Оценить вероятность туннелирования для данного случая можно с помощью формулы (1) [6]:

$$W(R) = v \exp\left(-\frac{2R}{a} - \frac{eRU}{2aI_0}\right), \quad (1)$$

где v – частотный фактор; $a = a_0 / \gamma$ – параметр, характеризующий расстояние, на котором происходит существенное изменение вероятности туннелирования; a_0 – боровский радиус;

$\gamma = \sqrt{\left(\frac{2m^* I_d \hbar^2}{me^4}\right)}$, где m^* – эффективная масса электрона; I_d – потенциал ионизации донора;

$\hbar$ – постоянная Планка; m – масса электрона; e – заряд электрона; R – расстояние между донором и акцептором; U – напряжение, прикладываемое к электроду; I_0 – средняя высота энергетического барьера в отсутствие электрического поля.

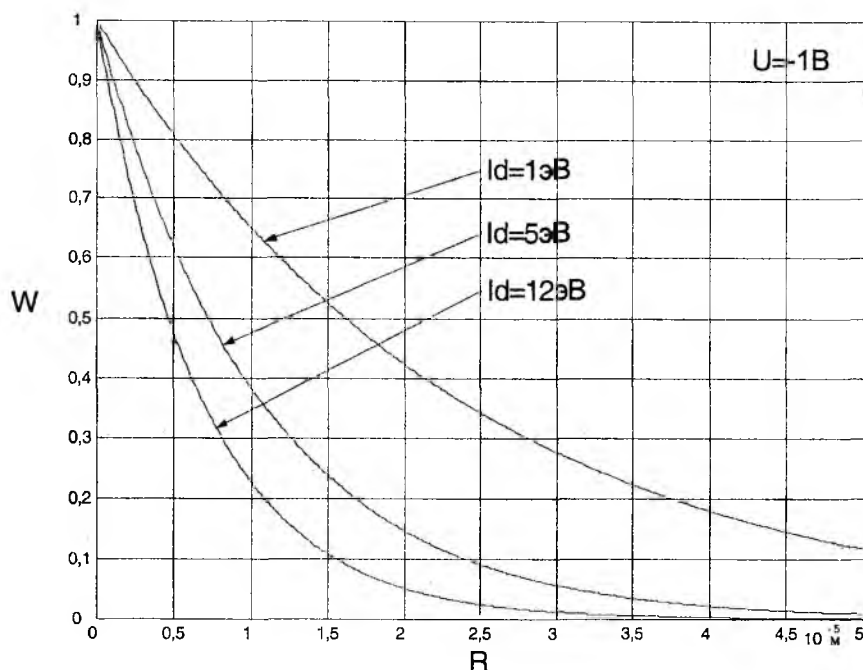


Рис. 1

Результаты вычислений представлены на рис.1, 2. Они позволяют сделать следующие выводы. Во-первых, с ростом расстояния между реагентом и электродом вероятность процесса туннелирования экспоненциально падает, что очевидно, так как для преодоления заряженной частицей потенциального барьера большей ширины (а в нашем случае делается приближение, что слой молекул субфазы представляет собой потенциальный барьер шириной R , где R есть длина цепочки молекул кислоты, нанесенных на электрод, которая может варьироваться изменением числа CH_2 -фрагментов в ней либо изменением числа слоев молекул субфазы) необходима и большая энергия. Во-вторых, как видно из рис. 3, на процесс переноса заряда в ОХ-сенсоре при использовании модифицированного электрода оказывает заметное влияние материал реагента-люминофора. С ростом величины потенциала ионизации последнего вероятность протекания туннельного процесса в структуре электрод – молекулы субфазы – молекулы реагента-люминофора снижается, что объясняется необходимостью больших энергозатрат на отрыв электрона от молекулы-реагента для осуществления процесса переноса заряда. В-третьих, с увеличением напряжения, прикладываемого к электроду, вероятность переноса заряда через потенциальный барьер повышается (рис. 2), так как создаваемое электрическое поле, влияя на процесс захвата электронов, увеличивает их скорость. Обобщая полученные результаты, можно сделать вывод о том, что ввиду фиксирован-

ного расстояния между реагентом и электродом количество возбужденных центров будет мало подвержено различным шумовым рекомбинационным процессам, которые являются результатом взаимодействия реагентсодержащей фазы с молекулами, растворенными в исследуемой жидкости. При этом благодаря закреплению молекул реагента-люминофора на электроде обеспечивается достаточно высокое включение реакционных центров реагентсодержащего слоя в ЭХЛ-процесс. Таким образом, достигается повышение чувствительности в ОХ-сенсоре.

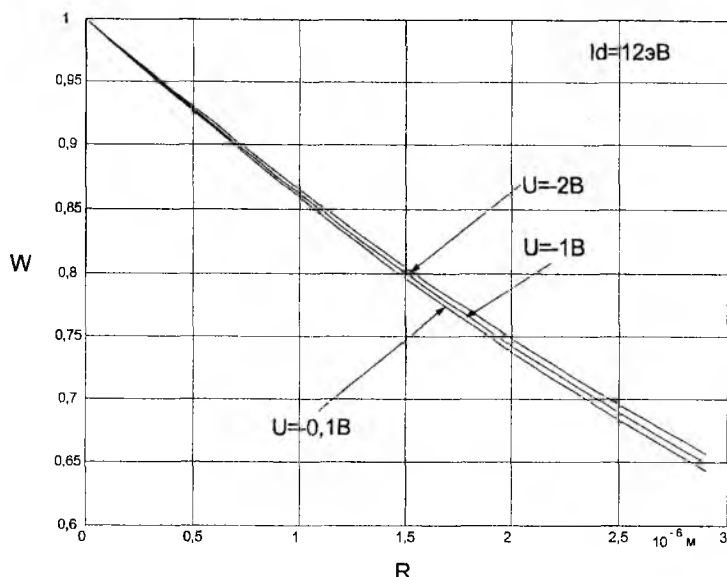


Рис. 2

Таким образом, проведенные исследования в перечисленных работах указывают на туннельный механизм переноса заряда в пленках, нанесенных на электроды. В рамках поставленной задачи проведенные расчеты показали основные параметры, выбор которых окажет заметное влияние на вероятность туннельного процесса сквозь слой субфазы – к ним относятся: длина молекул субфазы, материал реагента-люминофора, величина напряжения, прикладываемого к электроду. При принятии во внимание выше перечисленных факторы в сочетании с методом Л-Б – являющимся, как уже было отмечено, наиболее перспективным методом нанесения веществ на твердые подложки – появляется возможность для создания ОХ-сенсора, обладающего повышенной чувствительностью. Такая перспектива позволит повысить эффективность анализа различных веществ в растворах.

Список литературы: 1. Mattiasson B. & Håkanson H. Immunochemically Based Assays for Process Control // Modern Biochemical Engineering. Advances in Biochemical Engineering / Biotechnology. 1992. Vol. 46. P. 81 – 102. 2. Байерман К. Определение следовых количеств органических веществ. М.: Мир, 1987. 429 с. 3. Вольтамперометрия с модифицированными и ультрамикрорезисторами / Под ред. Г.К. Будникова. М.: Наука, 1994. 239 с. 4. Блинов Л.М. Физические свойства и применение лэнгмюровских моно- и мультимолекулярных структур // Успехи химии. 1983. Вып. 8. С. 1263 – 1300. 5. Замараев К.И., Хайрутдинов Р.Ф., Жданов В.П. Туннелирование электрона в химии. Новосибирск: Наука, 1985. 317 с. 6. Рожницкий М.М., Бух А.И., Красногоровец М.О. Электрохимическая люминесценция. Харків: ХТУРЕ, 2000. 320 с. 7. B. Mann & H. Kuhn Tunneling through Fatty Acid Salt Monolayers // Journal of Applied Physics. 1971. Vol. 42. No. 11. P. 4398 – 4405. 8. R. Naaman, A. Haran, A. Nitzan, D. Evans, M. Galperin Electron Transmission through Molecular Layers // J. Phys. Chem. 1998. Vol. 102. P. 3658 – 3668. 9. Jang-Joo Kim, Sang-Don Jung & Wol-Yon Hwang Molecular Conformation and Application of Stereoregular PMMA Langmuir-Blodgett Films // ETRI Journal. 1996. Vol. 18. No. 3. P. 195-206. 10. G. Hemakanthi & A. Dhathathreyan Occurrence of single-electron phenomenon in CdS nanoclusters in Langmuir-Blodgett films of n-octadecyl succinic acid // Proc. Indian Acad. Sci. (Chem. Sci.). 2002. Vol. 114. No. 5. P. 487 – 494.

Д. А. ВАСЯНОВИЧ, И. В. АРТЕМОВ, А. В. НЕЧЕПУРЕНКО, Ю. Т. ЖОЛУДОВ,
Н. Н. РОЖИЦКИЙ, д-р физ.-мат. наук

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ В ЭЛЕКТРОХЕМИЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ЯЧЕЙКАХ ОПТОХЕМОТРОННОГО КВАНТОВОГО ГЕНЕРАТОРА

1 Введение

В последнее время в мире большое внимание уделяется разработке оптохемотронных (ОХ) устройств, принцип действия которых основан на явлении электрохимической люминесценции (ЭХЛ). Этот интерес обусловлен наличием большого количества электрохемилюминофоров, излучательные свойства которых способны перекрыть практически весь спектр видимого диапазона частот, что делает очень широким круг применения оптохемотронных устройств.

Большую часть разрабатываемых ОХ-устройств составляют некогерентные устройства: индикаторы, преобразователи и др., но и разработка когерентных устройств – органических лазеров с электрохимической накачкой получает все большее развитие [1].

Работы, посвященные созданию оптохемотронного квантового генератора (ОХКГ), появились еще в середине 70-х годов XX века [2], но из-за низкого уровня развития вычислительной техники в то время просчитать математическую модель с требуемой точностью не удалось и устройство не было создано [3]. В наше время японские ученые уже создали ОХКГ и нашли области для его применения [1]. По своим излучательным свойствам он не уступает полупроводниковым лазерам, зато мощностные характеристики делают его намного более выгодным в применении. Так как это лишь первые шаги в этом направлении, остается еще очень много нерешенных вопросов (проблемы долговечности, КПД таких устройств, мало-мощности, нестабильности температуры и т. д.). В настоящей работе поставлена задача компьютерного моделирования основного элемента ОХКГ, ЭХЛ-ячейки, в которой протекают все процессы вплоть до излучения.

В данной статье рассматриваются сущность явления электрохемилюминесценции и три из множества возможных вариантов построения ЭХЛ-ячейки для получения лазерного эффекта.

2 Физические принципы ЭХЛ

Электрохимической люминесценцией называется люминесценция, возбуждаемая неоптически за счет последовательности электрохимических и рекомбинационных процессов в оптохемотронном устройстве при подаче на него напряжения (электролизе). Процессы переноса электрона происходят в растворе электрохемилюминофора и на границе раздела «электрод-электрохемилюминофор».

При подаче напряжения, положительного на анод и отрицательного на катод, в пространстве вблизи электродов происходят реакции восстановления (анод) и окисления (катод), в результате которых образуются катион- и анион-радикалы (КР и АР), $A^+ \cdot$ и $A^- \cdot$ соответственно. Эти процессы протекают при соответствующих для данного вещества потенциалах восстановления φ_{red}^A и окисления φ_{ox}^A :



По мере диффузии АР и КР в глубь раствора они могут претерпевать столкновения друг с другом, если время жизни этих частиц позволит им приблизиться. При столкновении радикалы рекомбинируют с возможным образованием следующих частиц:

1. Возбужденного синглетного состояния $^1A^*$ и основного синглетного состояния:



2. Триплетного состояния ^3A и основного синглетного состояния:



3. Эксимерного синглетного состояния $^1A_2^*$:



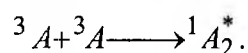
Кванты ЭХЛ γ_{ecl} обычно испускаются при излучательной дезактивации возбужденного синглетного состояния $^1A^*$:



Имеется излучение и в более длинноволновой области, получаемое при дезактивации эксимерного состояния $^1A_2^*$:



Эмиттеры (возбужденные синглетные состояния и эксимеры) иногда образуются через стадию триплет-триплетной аннигиляции (ТТА):



Схематически уравнения (3)-(8), описывающие основные пути развития электрохемилюминесценции, представлены на рис. 1.

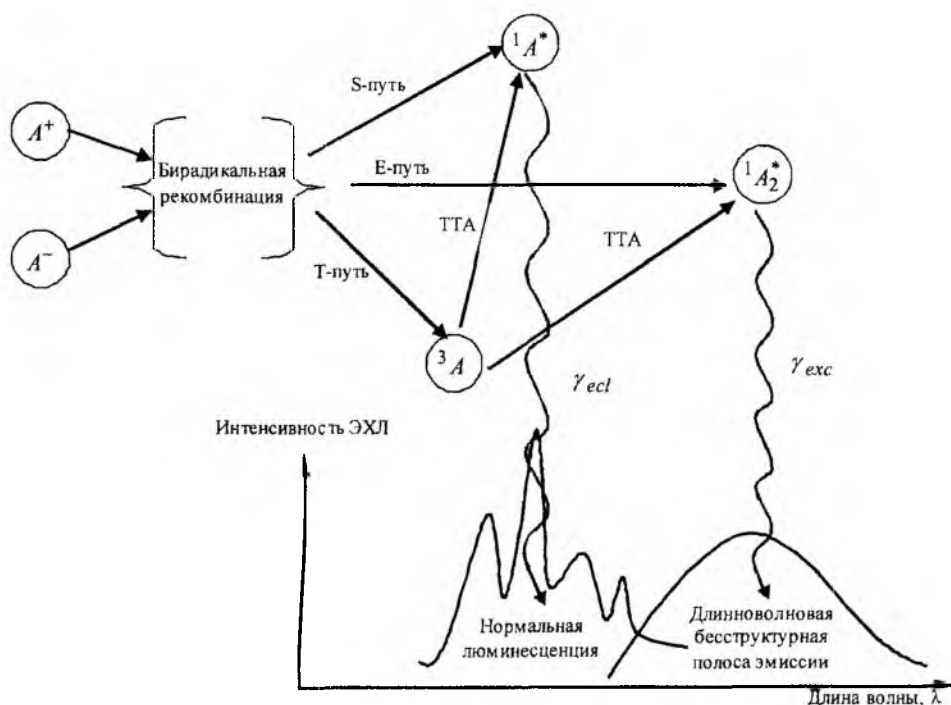


Рис. 1

3 ЭХЛ-ячейки

Одним из вариантов конструкции ЭХЛ-ячейки может служить ячейка, предложенная Мэджерсом [3]. В этой ячейке АР и КР получаются за счет модуляции напряжения, приложенного к электроду, т.е. один электрод служит как катодом, так и анодом. Модуляция производится прямоугольными импульсами различной длительности и амплитуды.

Для ячейки такого вида математическая модель записывается следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial c_1}{\partial t} - D_1 \frac{\partial^2 c_1}{\partial x^2} = k_s \cdot c_3 + k_t \cdot c_2 + c_4 \cdot c_5, \quad (9)$$

$$\frac{\partial c_2}{\partial t} - D_2 \frac{\partial^2 c_2}{\partial x^2} = (1 - k_s) \cdot c_4 \cdot c_5 + \beta \cdot c_3 - k_t \cdot c_2, \quad (10)$$

$$\frac{\partial c_3}{\partial t} - D_3 \frac{\partial^2 c_3}{\partial x^2} = k_s \cdot c_4 \cdot c_5 - (k_s + \beta) \cdot c_3, \quad (11)$$

$$\frac{\partial c_4}{\partial t} - D_4 \frac{\partial^2 c_4}{\partial x^2} = -c_4 \cdot c_5, \quad (12)$$

$$\frac{\partial c_5}{\partial t} - D_5 \frac{\partial^2 c_5}{\partial x^2} = -c_4 \cdot c_5. \quad (13)$$

где, c_1 – концентрация молекул люминофора в основном состоянии;

c_2 – концентрация триплетных состояний;

c_3 – концентрация возбужденных синглетных состояний;

c_4 – концентрация КР;

c_5 – концентрация АР;

D_i – соответствующие коэффициенты диффузии для каждой из частиц, участвующей в процессе электрохемилюминесценции;

k_t, k_s – константы скорости, то есть величины, обратные времени жизни триплетов и синглетов;

β – скорость переходов из синглетных состояний в триплетные;

φ_s – вероятность выхода синглетных состояний при рекомбинации.

В данной системе используются приведенные к единице концентрации $c_i = c_i^* / c_\Sigma$ молекул люминофора в разных состояниях, что значительно упрощает систему и расчет; кроме того, вместо координаты и времени используются их приведенные аналоги, связанные с типичными скоростями процессов и расстояниями в ЭХЛ ячейке.

В результате решения приведенной системы уравнений получается распределение частиц по координате x от электрода через 10 мкс после изменения полярности, которое представлено на рис. 2.

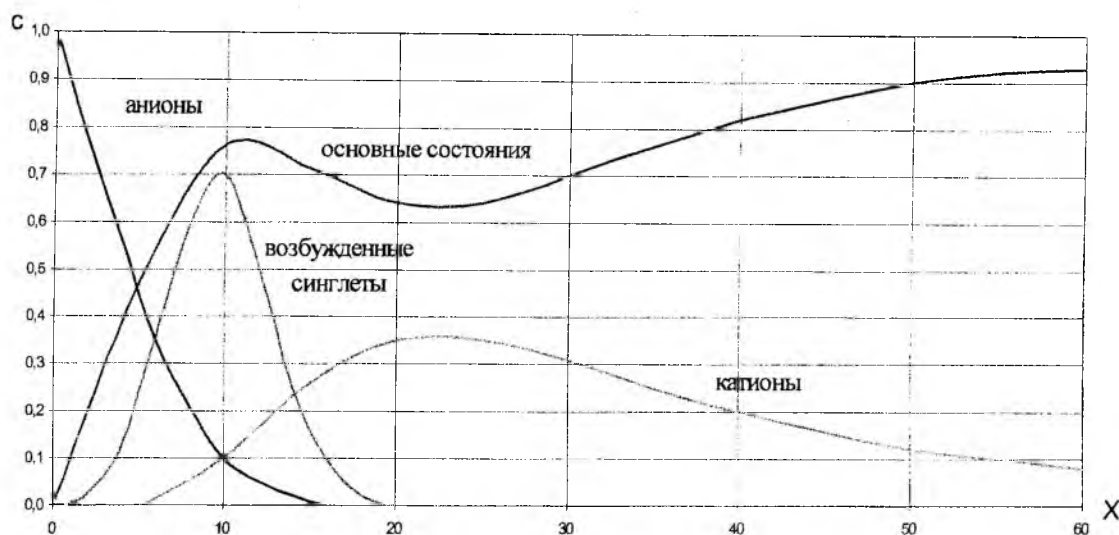


Рис. 2

Большой практический интерес имеют следующие два вида ячеек. Одна из ячеек представляет собой замкнутый объем в виде прямоугольного параллелепипеда, заполненный раствором электрохемилуминофора, на одну пару параллельных стенок которого нанесены электроды – катод и анод. Её схема представлена на рис. 3,

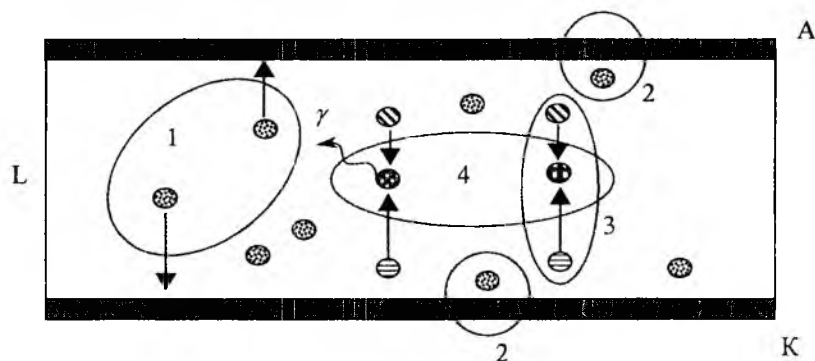


Рис. 3

где:

- - основное синглетное состояние;
- ⊖ - анион-радикал;
- ⊕ - катион-радикал;
- ⊗ - возбужденное синглетное состояние;
- ⊕ - триплетное состояние;

1 – диффузия основных состояний к электродам по градиенту концентрации;

2 – реакции окисления-восстановления на электродах;

3 – диффузия радикалов в глубь раствора;

4 – бирадикальная рекомбинация с созданием триплетных и синглетных состояний

Для такой ячейки математическая модель, описанная выше, также справедлива, но для решения системы уравнений необходимо изменить граничные условия. Начальные условия для этих двух видов ячеек одинаковы: в момент времени $t = 0$, т.е. при отсутствии напряжения на электроде (электродах), в растворе имеются только частицы в основном состоянии, концентрации же АР, КР, триплетов и возбужденных синглетов равны нулю.

Распределения концентраций частиц электрохемилюминофора в ячейке с прямоугольными плоскопараллельными электродами: а) – основных состояний, б) – триплетов, в) – возбужденных синглетов, г) – катионов, д) – анионов, представлены на рис. 4,

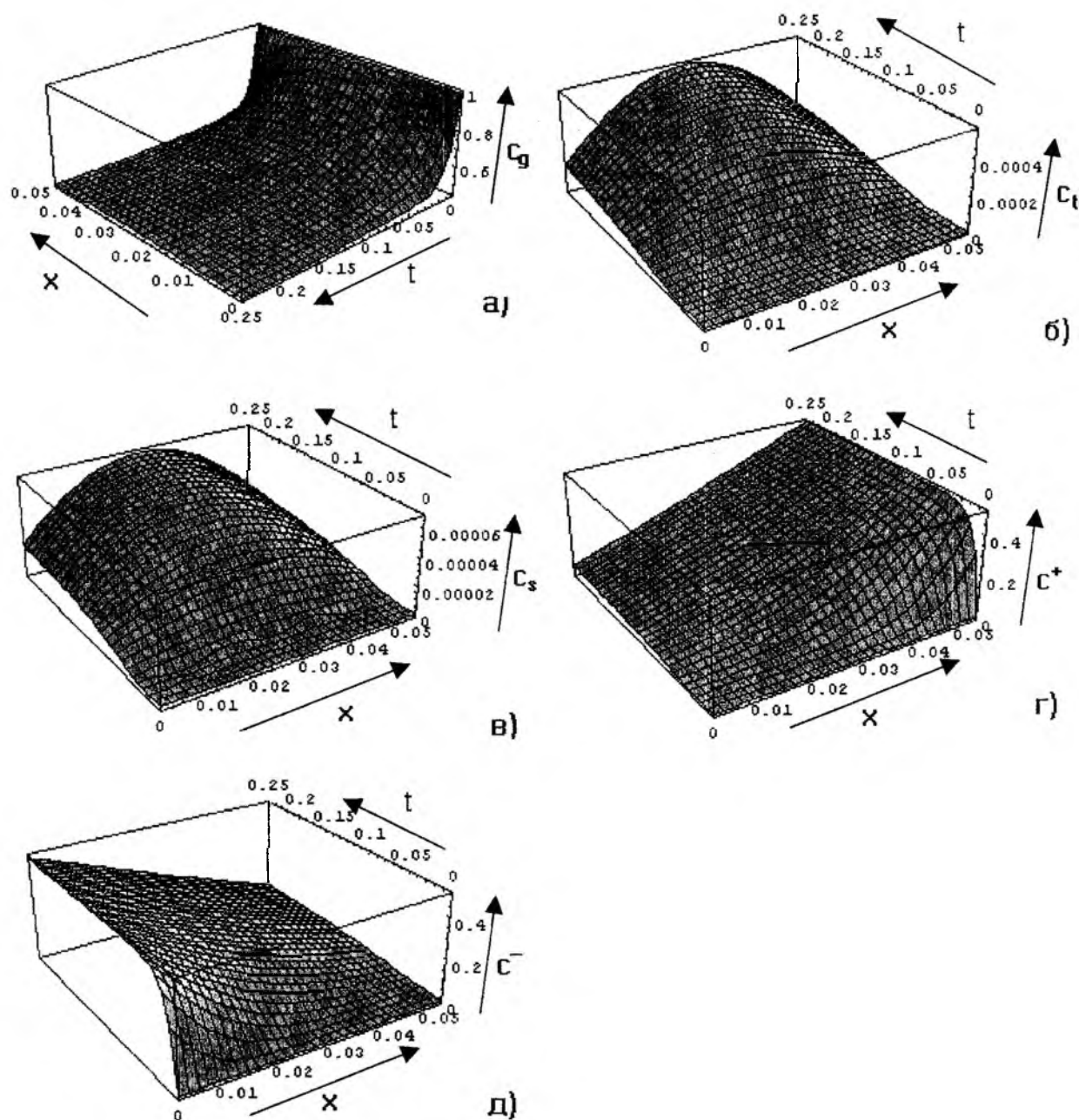


Рис. 4

Другая возможная конструкция ячейки является аналогичной, за исключением того, что на анод наносится тонкая мономолекулярная пленка электрохемилюминофора. Такое конструктивное решение должно повысить вероятность взаимодействия АР с КР, т.к. имеется возможность напыления молекул с заданной ориентацией, т.е. можно расположить

молекулы электрохемилуминофора реакционными поверхностями направленными в раствор, а следовательно навстречу АР. Схема представлена на рис. 5.

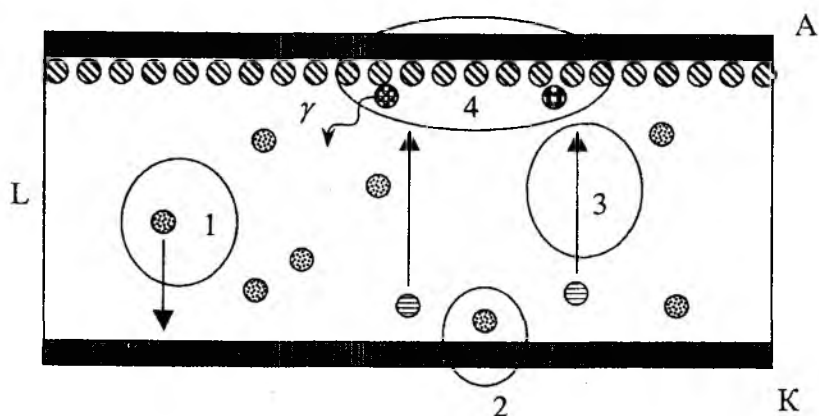


Рис. 5

где:

- - основное синглетное состояние;
- ⊖ - анион-радикал;
- ⊕ - катион-радикал;
- ⊙ - возбужденное синглетное состояние;
- ⊗ - триплетное состояние;

1 – диффузия основных состояний к катоду по градиенту концентрации;

2 – реакции окисления на катоде;

3 – диффузия анион-радикалов к аноду;

4 – бирадикальная аннигиляция с созданием триплетных и синглетных состояний.

Для такого вида ячейки математическая модель записывается следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial c_1}{\partial t} - D_1 \frac{\partial^2 c_1}{\partial x^2} = k_s \cdot c_3 + k_t \cdot c_2, \quad (14)$$

$$\frac{\partial c_2}{\partial t} - D_2 \frac{\partial^2 c_2}{\partial x^2} = \beta \cdot c_3 - k_t \cdot c_2, \quad (15)$$

$$\frac{\partial c_3}{\partial t} - D_3 \frac{\partial^2 c_3}{\partial x^2} = -(k_s + \beta) \cdot c_3, \quad (16)$$

$$\frac{\partial c_4}{\partial t} - D_4 \frac{\partial^2 c_4}{\partial x^2} = 0. \quad (17)$$

Такой вид системы обусловлен тем, что КР сосредоточены в плоскости и их число считается практически неизменным за счет того, что АР значительно меньше КР. Граничные условия в данном случае описывают тот факт, что электрод с напыленной мономолекулярной

пленкой электрохемиллюминесценции является непосредственным источником его молекул в возбужденном состоянии, число которых равно числу попадающих туда за счет диффузии АР. Скорость рекомбинации АР и КР значительно больше, чем скорость диффузии АР к аноду, т.е. всегда имеются КР, а значит вероятность рекомбинации АР, поступающих на электрод, равна 100%. Распределение концентраций частиц в ЭХЛ-ячейке с тонкой пленкой электрохемиллюминесценции: а) – основных состояний, б) – триплетов, в) – синглетов, г) – анионов, представлено на рис. 6,

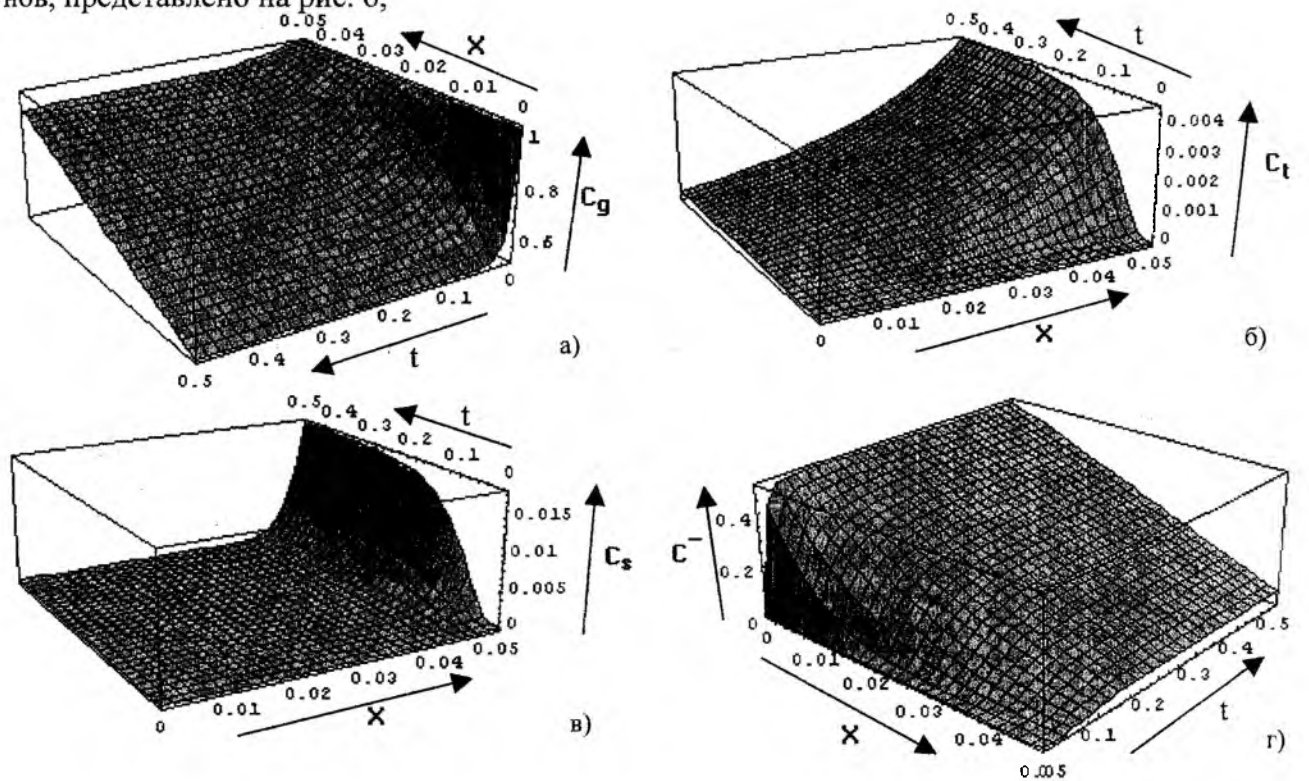


Рис. 6

4 Сравнительный анализ полученных результатов

Для сравнения эффективности и применимости двух типов рассмотренных ЭХЛ ячеек были проведены многократные просчеты моделей, результаты сопоставлены с базовой моделью Мэжера [3], изучено влияние различных параметров ячейки и люминофора на формирование эмиттеров ЭХЛ – синглетных состояний. Основные результаты, полученные для двух моделей при равных размерах ячейки и одинаковых параметрах люминофора, следующие:

1. Распределение эмиттеров ЭХЛ в ячейке первого типа (ячейка со встречной диффузией анионов и катионов) достаточно равномерно по длине, причем концентрация в максимуме значительно ниже, чем для ячейки второго типа (ячейка с диффузией одного из ионов и пленкой из люминофора на электроде) (рис. 7 и 8).

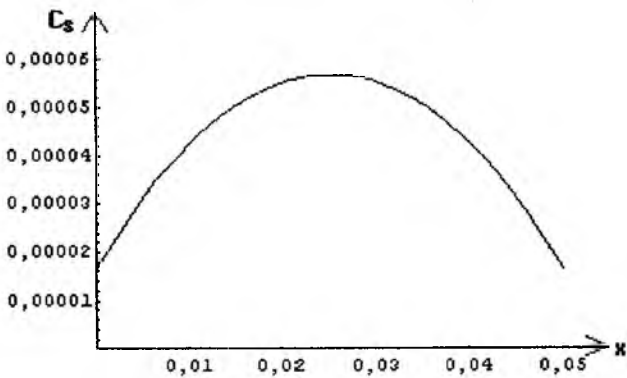


Рис. 7

2. При использованных в анализе параметрах в ячейке первого типа наблюдалась значительная концентрация эмиттеров около электродов (рис 6), что, вероятно, приведет к их повторной ионизации без излучения и снижению эффективности процесса. Важно, что при тех же параметрах в ячейке второго типа такого явления не наблюдалось. Это явление, однако, в значительной мере зависит от параметров ячейки и люминофора, а особенно от времени жизни синглетных состояний. При создании лазера в условиях вынужденного излучения время жизни синглетов может резко сократиться, что устранит данное нежелательное явление.
3. В ячейке второго типа наблюдается резко неоднородное распределение концентрации эмиттеров с максимумом на границе пленочный электрод – раствор люминофора, причем концентрация в максимуме значительно превышает соответствующую величину для ячейки первого типа (рис 7). Подобное сосредоточенное распределение эмиттеров более предпочтительно для создания лазера, так как при этом более вероятно создание инверсной населенности лазерных уровней и получение положительной величины оптического усиления, а также улучшение пространственного ограничения оптического излучения, что важно для реализации одномодового режима. Появляется возможность создания четырехуровневой энергетической схемы, которая предпочтительна для создания и расчета лазеров. Однако резкая неоднородность распределения возбужденных молекул может привести к резкой оптической неоднородности в области генерации. Это требует дополнительных исследований и возможно понадобится применение дополнительных методов для устранения неоднородности, например перемешивания или прокачка активной среды.

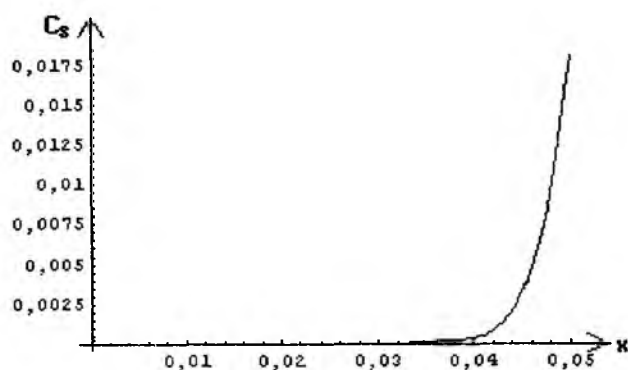


Рис. 8

4. Следует отметить, что при синглетном механизме образования эмиттеров ЭХЛ (в нашей модели $\phi_s=0,8$) в ячейке первого типа концентрация триплетных состояний по всей длине ячейки превосходит концентрацию синглетных состояний (рис. 9а), что связано со значительно большим временем жизни триплетов. В то же время в ячейке с пленочным электродом в приэлектродной области концентрация эмиттеров превосходит концентрацию триплетных состояний (рис. 9б). Этот факт имеет большое значение в том случае, когда люминофор в триплетном состоянии может поглощать кванты света, испущенные эмиттерами ЭХЛ, с переходом на более высокий энергетический уровень.

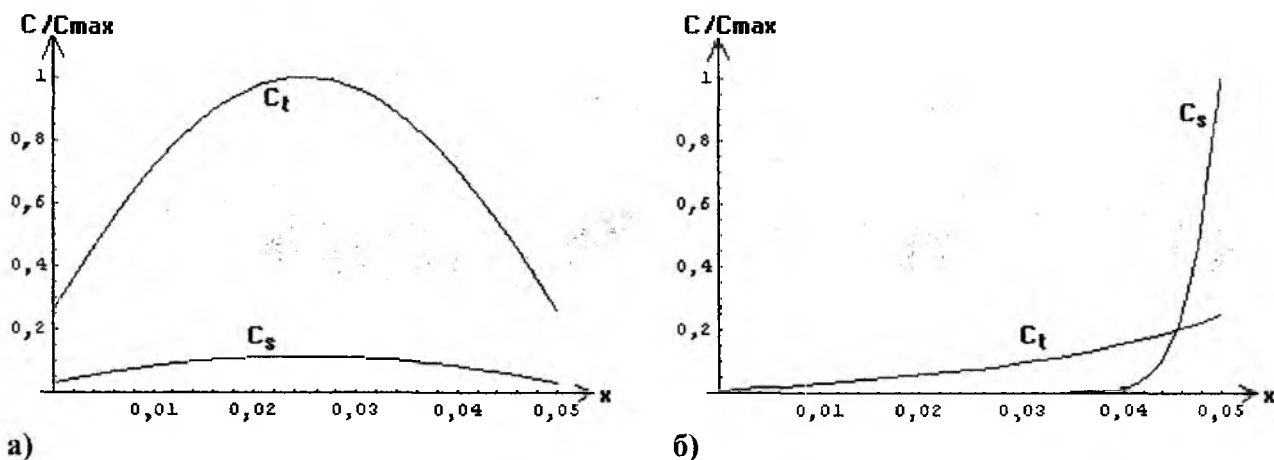


Рис. 9

5 Оценка фотонного выхода в ячейках рассмотренных конструкций

В проведенной работе были изучены и численно рассчитаны процессы диффузии молекул люминофора в ячейках двух типов. Для разработки модели ЭХЛ-лазера необходимо корректно описать процессы спонтанного и вынужденного излучения люминофора. Необходимо также выбрать направление распространения оптического излучения. В модели Мэжерса для излучения выбрано направление в плоскости электродов, т.е. перпендикулярно направлению диффузии люминофора x . При таком выборе направления распространения света математическая модель ячейки значительно усложняется появлением еще одной координаты z . Для решения этой трудности может потребоваться введение ряда упрощений, позволяющих уменьшить размерность системы до двумерной. Это возможно, например, при рассмотрении только стационарного процесса без учета переходных процессов в момент появления вынужденного излучения.

При выборе направления излучения перпендикулярно плоскости электродов не возникает трудностей трехмерной задачи. При этом появляется трудность с выводом излучения из ячейки. Для решения данной задачи можно использовать электроды из материалов, оптически прозрачных на длине волны излучения люминофора, либо использовать несплошные электроды с оптически прозрачным выводом излучения.

При исследованиях решений, полученных для обоих типов ЭХЛ-ячеек, была предпринята попытка оценить качественно и количественно характер спонтанного излучения активной среды, т.е. люминесценцию. Излучение в среде в данном случае определяется спонтанной дезактивацией синглетных состояний люминофора и характеризуется собственным временем жизни синглетов τ_s (в модели используется величина, обратная времени жизни $\eta_s \sim 1/\tau_s$). В уравнениях модели это описывается членом $\eta_s c_3(x, t)$. Для оценки спонтанного излучения можно ввести в систему уравнений модели величину, пропорциональную концентрации фотонов c_f . Нужно также ввести величину, характеризующую время жизни фотонов в объеме ячейки $\tau_f \sim 1/c$ (по аналогии со временем жизни фотонов в оптическом резонаторе лазера), где $c = 3 \cdot 10^8$ м/с – скорость света. В отличие от оптического резонатора лазера $\tau_f \sim 1/c$ показывает, что фотоны сразу покидают объем ячейки со скоростью c . Полученное уравнение имеет вид:

$$\frac{\partial c_f}{\partial t} = \eta_s c_3 - \frac{c_f}{\tau_f} \text{ с начальным условием: } c_f = 0 \text{ при } t = 0.$$

Полученные оценочные распределения излучения для ячеек обоих типов показаны на рис. 10,

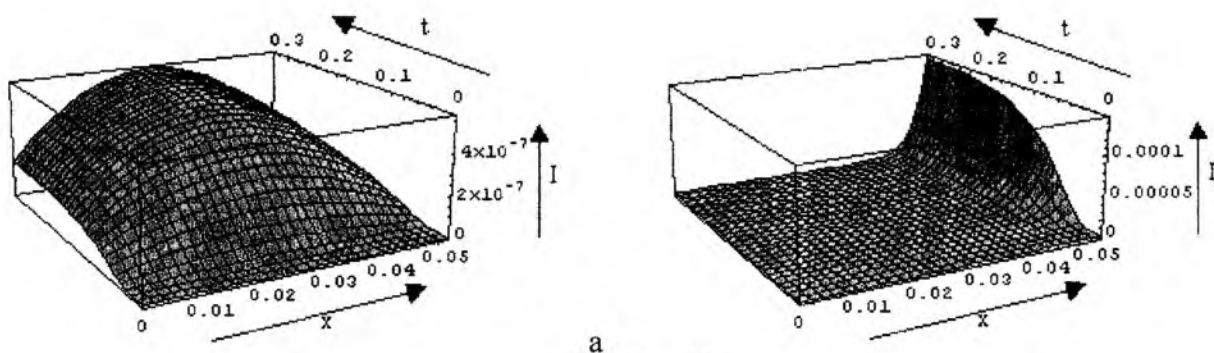


Рис. 10

Для оценки общего числа фотонов, испускаемых ячейкой в момент времени T , можно применить интегрирование функции распределения плотности фотонов c_f по координате x . Обозначив через c_1 распределение плотности фотонов в ячейке первого типа, а через c_2 – в ячейке второго типа можем сравнить эффективность люминесценции обеих ячеек при равенстве всех условий и параметров. Для распределений, приведенных на рисунке 7, при установлении стационарного режима получилось отношение:

$$\frac{\int_0^L c_{f2}(x, T) dx}{\int_0^L c_{f1}(x, T) dx} \approx 19,088. \quad (18)$$

Данная оценка является приближенной, поскольку не учитывается равномерность распределения излучения по всем направлениям, наличие поглощения в среде, оптические свойства электродов и другие факторы, однако позволяет судить о преимуществе и перспективности выбранной модели ЭХЛ-ячейки.

6 Выводы

Рассмотрены распределения частиц, участвующих в процессе излучения квантов света электрохемилюминесценции для трех из различных конструкций ЭХЛ ячеек. Как видно из полученных результатов, более эффективной является ячейка с напыленной на анод мономолекулярной пленкой электрохемилюминофора. Ячейка с использованием одного электрода, на котором изменяется полярность напряжения, довольно существенно уступает ячейкам с двумя электродами.

Список литературы: 1. Хориучи Т., Нива О., Хатакенака Н., Evidence of Laser Action Driven by Electrochemiluminescence // Nature. 1998. Vol. 394. Pp. 659 – 661. 2. Рожницкий Н.Н., Худенский Ю.К., Бых А.И. Мицеллярные ассоциаты в электрохемиизлучении органических соединений // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1975. Т. 39, № 11. С. 2340 – 2345. 3. Measures R.M., Physical Constraints Associated with the Development of a Laser Based on Electrochemiluminescence // Applied optics. 1975. Vol. 14. Pp. 909 – 916.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 28.01.2003

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

УМЕНЬШЕНИЕ ВРЕМЕНИ НАСТРОЙКИ АДАПТИВНЫХ КОРРЕКТОРОВ МЕЖСИМВОЛЬНЫХ ИСКАЖЕНИЙ

В последнее время наблюдается бурное развитие цифровых технологий передачи информации. Однако применение новых технологий на существующих линиях связи вызывает определенные трудности, связанные с ограниченной шириной полосы пропускания линий, неравномерностями их амплитудно-частотных характеристик (АЧХ), величиной затухания, влиянием помех и искажений, групповым временем задержки. Во всем мире проводятся интенсивные исследования с целью разработки методов и алгоритмов работы, которые позволят улучшить качественные характеристики цифровых систем. Прежде всего речь идет о таких характеристиках, как скорость передачи и достоверность передаваемой информации. При увеличении скорости передачи данных, как известно, существенное влияние на достоверность оказывает межсимвольная интерференция (МСИ), резко повышающая вероятность ошибок. Поэтому неотъемлемой частью любой современной системы передачи данных является адаптивный корректор МСИ. При этом чрезвычайно актуальной является задача снижения времени адаптации корректоров МСИ при их настройке на различные каналы связи, так как это даст возможность повысить быстродействие цифровых систем и, как следствие, более эффективно использовать аппаратуру. Исследования, результаты которых представлены в данной публикации, были направлены на решение проблемы уменьшения времени адаптации при сохранении приемлемой вычислительной сложности адаптивного алгоритма.

Как уже было сказано, адаптивный корректор МСИ, применяемый в современных системах передачи данных, должен обладать способностью быстрой адаптации к изменяющимся характеристикам канала связи. Это означает, что в течение ограниченного и довольно малого промежутка времени корректор должен настраиваться на различные каналы, параметры которых могут значительно отличаться, быстро перестраиваться с одного канала на другой, отслеживать изменения параметров канала.

В работе [1] оценена применимость градиентного алгоритма адаптации для настройки линейного трансверсального корректора МСИ на каналы связи с различными характеристиками. Показано, что скорость сходимости коэффициентов корректора к оптимальным значениям сильно зависит от свойств канала и снижается при увеличении неравномерности амплитудно-частотной характеристики. Так, для настройки на канал связи с малыми неравномерностями АЧХ требуется временной интервал порядка 30 отсчетов цифрового сигнала, что вполне приемлемо для работы систем высокоскоростной передачи данных. Для настройки же на канал с высокой степенью неравномерности АЧХ потребуется временной интервал в несколько раз больший, поэтому использование градиентного алгоритма будет в этом случае неоправданным. Исследования показывают, что данный вывод можно распространить и на применение градиентного алгоритма адаптации для настройки более совершенных нелинейных корректоров МСИ, таких как корректор с решающей обратной связью.

Для уменьшения времени настройки корректирующих структур можно использовать алгоритмы адаптации, обладающие более быстрой сходимостью, нежели градиентный алгоритм. К ним можно отнести, например, метод наименьших квадратов, калмановский и быстрый калмановский алгоритмы. Однако их применение связано со значительным увеличением вычислительной сложности, что затрудняет их аппаратную реализацию.

Высокая скорость адаптации калмановского алгоритма достигается за счет ортогонализации регулирующих воздействий на коэффициенты усиления отводов корректора. Иначе говоря, шаг адаптации различен при обновлении каждого коэффициента, что приводит к их независимой регулировке. Альтернативным решением является ортогонализация или декорреляция отсчетов сигнала на входе корректора [2].

С этой точки зрения градиентный алгоритм оказывается неэффективным при необходимости быстрой настройки на каналы связи со значительной неравномерностью АЧХ, так как в таких каналах ухудшаются корреляционные свойства настроечного сигнала. Следовательно, можно предположить, что, устранив корреляцию отсчетов сигнала, удастся сократить время настройки корректора на канал с помощью градиентного алгоритма. Одним из возможных решений представляется применение в качестве декоррелятора решетчатого фильтра.

В известных авторах научных публикациях по данной тематике отсутствуют сведения о конкретных результатах применения решетчатого фильтра для декорреляции отсчетов настроечного сигнала на входе трансверсального корректора межсимвольных искажений, фактически не затрагиваются важные вопросы численного выигрыша в скорости сходимости градиентного алгоритма, обеспечиваемого улучшением корреляционных свойств настроечного сигнала. Между тем, необходимость научных исследований в данном направлении чрезвычайно велика, так как предлагаемые методы позволяют при относительно небольшом увеличении вычислительных затрат приблизить эффективность простого в реализации градиентного алгоритма к эффективности более сложных алгоритмов адаптации.

В данной работе исследуется сходимость градиентного алгоритма адаптации при настройке $T/2$ -интервального корректора на различные каналы связи. Целесообразность применения рассматриваемой конфигурации линейного корректора рассмотрена в работах [1, 2]. Корректирующая структура в целом содержит в своем составе кроме $T/2$ -интервального корректора также решетчатый фильтр и изображена на рис. 1. Сигналы, распространяющиеся в решетчатом фильтре, представляют собой ошибки прямого $a(n)$ и обратного $r(n)$ предсказания. При правильном, в расчете на минимизацию ошибок предсказания, выборе коэффициентов отражения звеньев эти ошибки оказываются некоррелированными. Таким образом, поступающий на вход корректирующей структуры сигнал разлагается на некоррелированные составляющие и только после этого подается на отводы $T/2$ -интервального корректора. Структура m -го звена решетчатого фильтра показана на рис. 2. Ввиду того что решетчатый фильтр применяется совместно с $T/2$ -интервальным корректором, длина линии задержки должна составлять $T/2$.

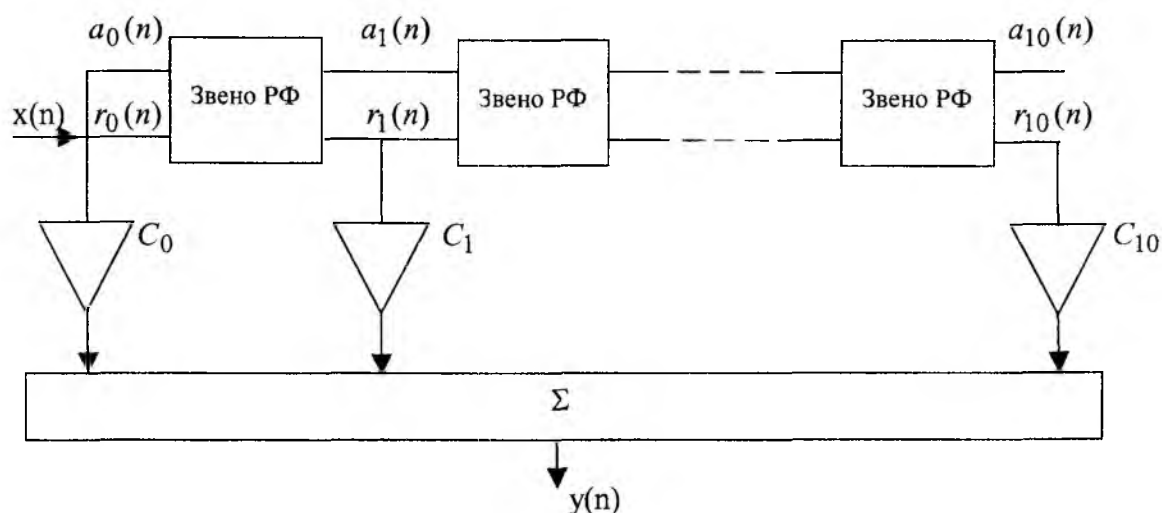


Рис. 1

Ошибка прямого предсказания в n -й момент времени на выходе m -го звена определяется выражением:

$$a_m(n) = a_{m-1}(n) - K_m(n-1)r_{m-1}(n-1), \quad (1)$$

где $K_m(n-1)$ – коэффициент отражения m -го звена в предыдущий момент времени.

Соответствующая ошибка обратного предсказания будет равна:

$$r_m(n) = r_{m-1}(n-1) - K_m(n-1)a_{m-1}(n). \quad (2)$$

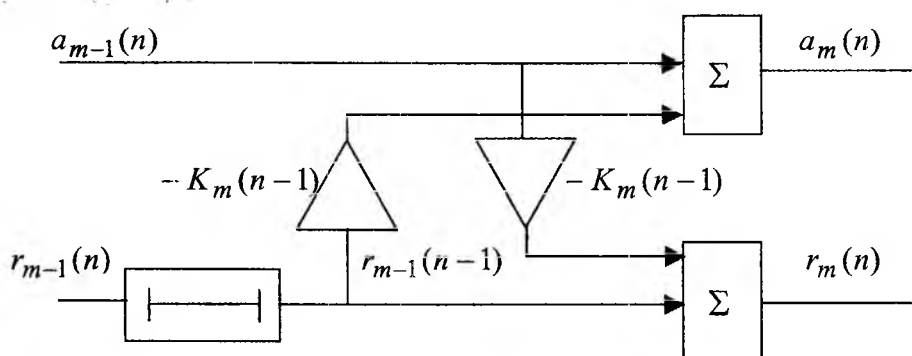


Рис. 2

Существует несколько широко известных методов расчета коэффициентов отражения. В частности, применение коэффициентов отражения, рассчитанных по методу Берга, позволяет минимизировать сумму ошибок прямого и обратного предсказания. В данной работе для минимизации ошибок обратного предсказания предлагается использовать более простой в реализации обратный метод [3], который описывается выражением:

$$K_m(n) = \frac{\sum_{n=0}^N a_{m-1}(n)r_{m-1}(n-1)}{\sum_{n=0}^N (r_{m-1}(n-1))^2}, \quad (3)$$

где N – длина настроечного сигнала.

При моделировании использовались дискретные модели каналов связи с передаточными характеристиками, соответствующими реальным каналам [4]. Модель канала представляла собой трансверсальный фильтр, к сигналу на выходе которого добавлялся гауссов белый шум. Дискретные импульсные характеристики каналов имели вид:

- канал A $H(Z) = 0,04 - 0,05Z^{-1} + 0,07Z^{-2} - 0,21Z^{-3} - 0,5Z^{-4} + 0,72Z^{-5} + 0,36Z^{-6} + 0,21Z^{-7} + 0,03Z^{-8} + 0,07Z^{-9}$;
- канал B $H(Z) = 0,407 + 0,815Z^{-1} + 0,407Z^{-2}$;
- канал C $H(Z) = 0,227 + 0,460Z^{-1} + 0,688Z^{-2} + 0,460Z^{-3} + 0,227Z^{-4}$.

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

Канал A обладает довольно равномерной в рабочей полосе частот АЧХ, что характерно для качественных телефонных линий связи. Амплитудно-частотная характеристика канала B существенно неравномерна, а АЧХ канала C имеет кроме значительной неравномерности также и спектральный нуль в рабочей полосе частот, что свойственно радиоканалам.

В качестве настроечного сигнала был применен двухуровневый скалярный сигнал единичной амплитуды, символы которого равновероятны. Автокорреляционные функции (АКФ) исходного некоррелированного сигнала (а) и сигнала, искаженного каналом связи (b), представлены на рис. 3 (канал А), рис. 4 (канал В) и рис. 5 (канал С). Так как сигнал на входе корректора стробируется, то на графиках отсчеты соответствуют периодам цифрового сигнала.

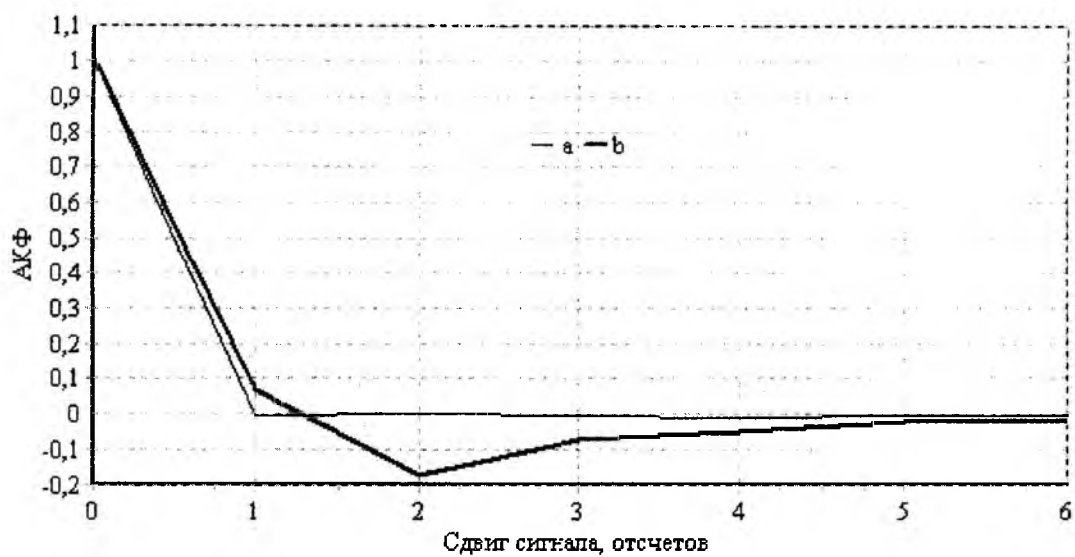


Рис. 3

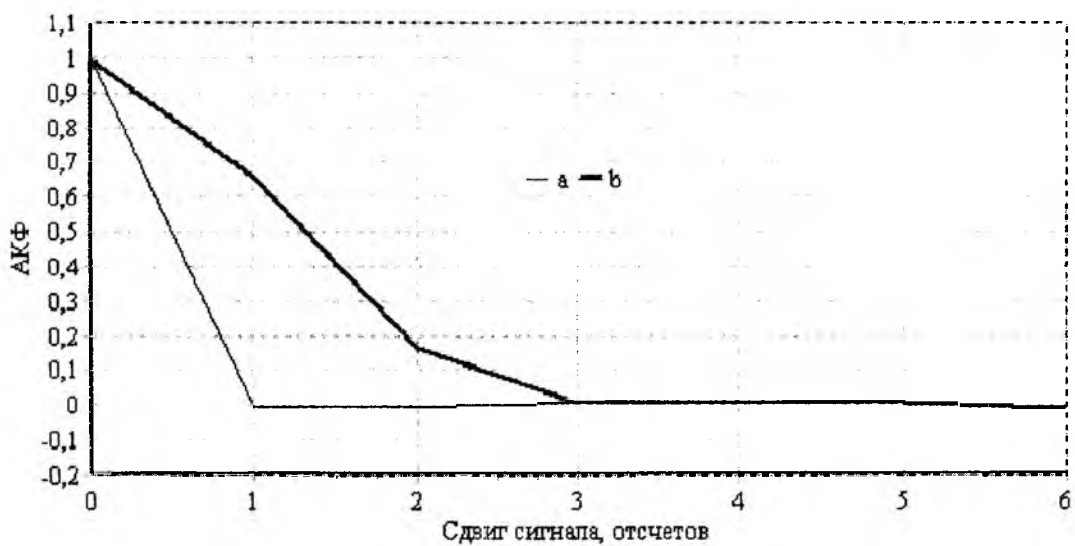
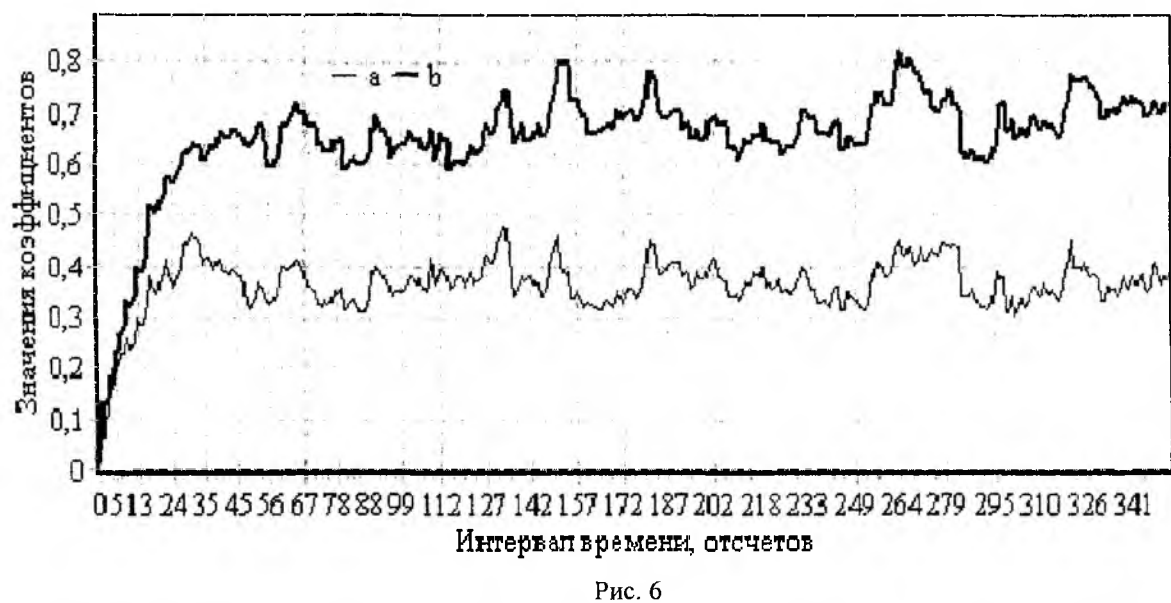
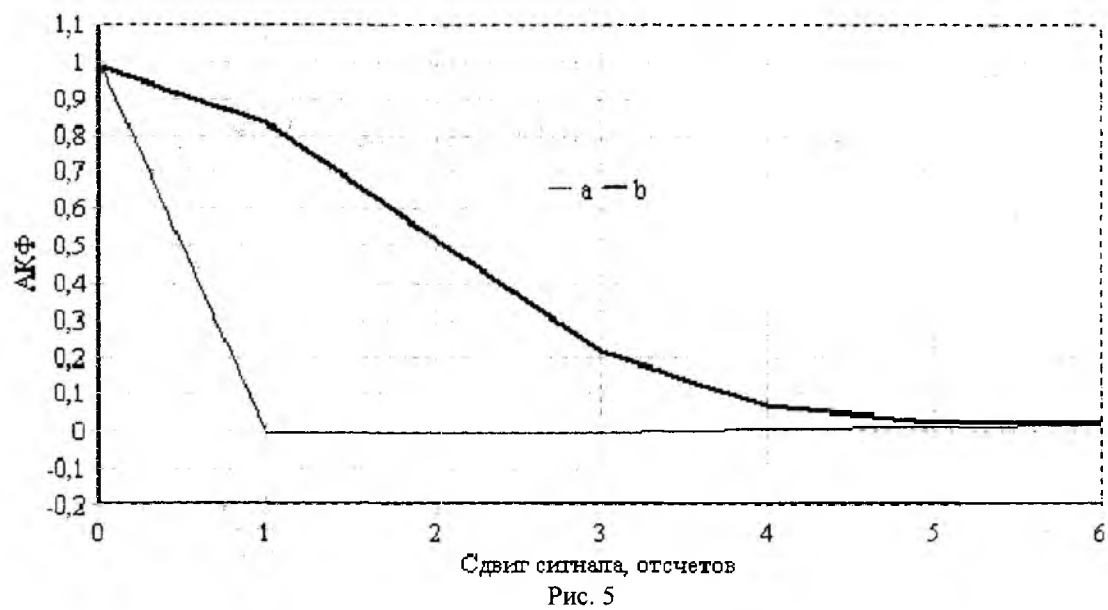


Рис. 4

Видно, что каналы В и С, АЧХ которых имеют значительные неравномерности в рабочей полосе частот, существенно ухудшают корреляционные свойства настроечного сигнала. В противоположность этому канал связи А, обладающий АЧХ с малой неравномерностью, практически не изменяет АКФ исходного сигнала.

В результате моделирования были получены кривые сходимости коэффициента C_0 $T/2$ -интервального корректора для двух случаев. Первый случай (а) соответствует подаче настроечного сигнала непосредственно на отводы корректора, которые должны отстоять друг от друга на $T/2$. Второй случай (b) подразумевает предварительную декорреляцию настроечного сигнала с помощью решетчатого фильтра (рис. 1). Шаг адаптации в обоих слу-

чаях выбран равным 0.05. Полученные графики представлены на рис. 6 (канал А), рис. 7 (канал В) и рис. 8 (канал С).



Математические ожидания коэффициентов C_0 в установившемся режиме составляют 0.382 и 0.694 при настройке на канал связи А, 0.543 и 0.841 при настройке на канал В, 0.612 и 0.686 при настройке на канал С. Относительное увеличение математических ожиданий (оптимальных значений коэффициентов усиления отводов, обеспечивающих минимизацию вероятности ошибок на выходе $T/2$ -интервального корректора) при использовании на входе корректора решетчатого фильтра не является принципиальным. А вызвано данное обстоятельство тем, что при разложении входного сигнала на некоррелированные составляющие последние имеют уровень меньший, нежели уровень исходного сигнала.

Представленные на рис. 6-8 траектории коэффициентов корректоров позволяют лишь приближенно определить интервалы сходимости. Для более точной оценки предлагается использовать критерий, согласно которому окончанием настроечного интервала считаем момент времени, после которого дисперсия отклонений коэффициентов от оптимальных значений не отличается от значения средней дисперсии отклонений в установившемся режиме более чем на 50%. Сказанное иллюстрируется графиком на рис. 9, где представлено изменение

дисперсии отклонений коэффициентов от оптимальных значений при настройке корректора на канал *C*. Случай *b* подразумевает декорреляцию настроечного сигнала с помощью решетчатого фильтра, а случай *a* отсутствие таковой.

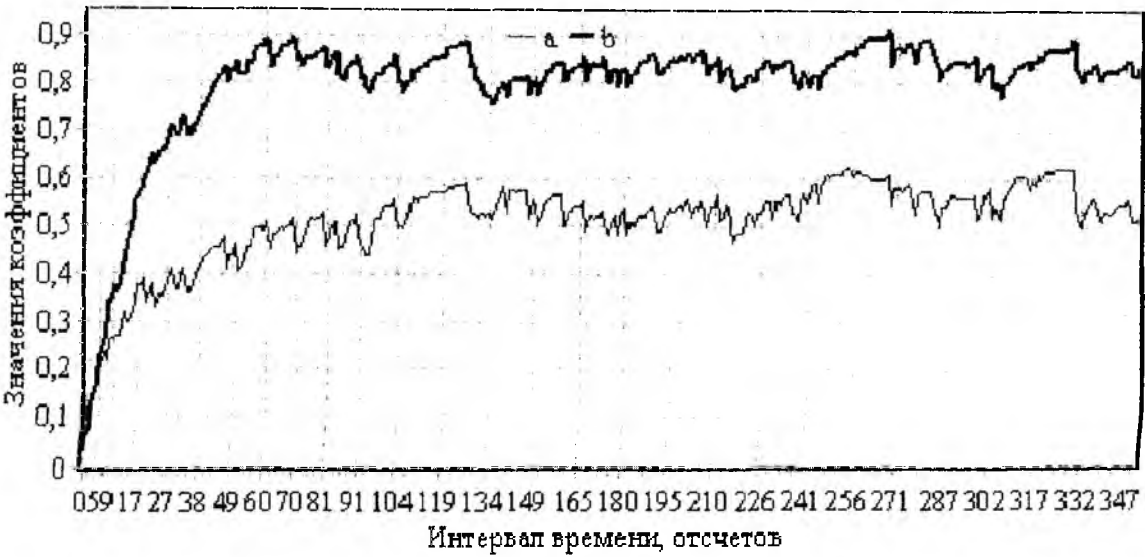


Рис. 7

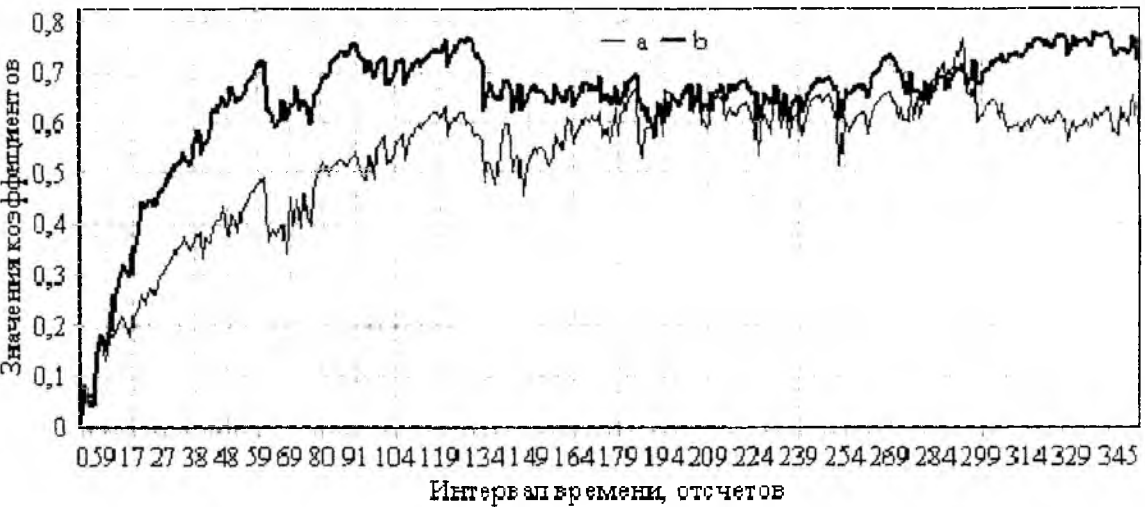


Рис. 8

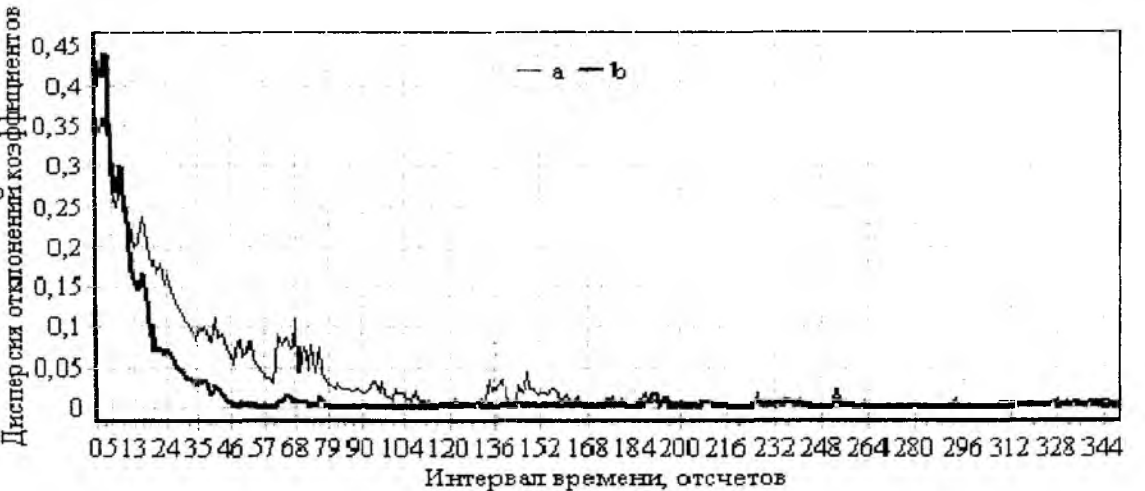


Рис. 9

Получены следующие результаты: средняя дисперсия отклонений коэффициентов в установленном режиме при настройке на канал *A* составила 0.0019 (*a*) и 0.0033 (*b*), при настройке на канал *B* соответственно 0.0018 и 0.0010, при настройке на канал *C* 0.0051 и 0.0021; интервал настройки на канал *A* равен 24 (*a*) и 27 (*b*) отсчетов (1 отсчет соответствует 1 периоду цифрового сигнала), интервал настройки на канал *B* равен 94 (*a*) и 43 (*b*) отсчетов, интервал настройки на канал *C* равен 160 (*a*) и 45 (*b*) отсчетов.

Как и ожидалось, декорреляция сигнала позволяет значительно сократить временной интервал начальной сходимости, необходимый для настройки $T/2$ -интервального корректора на каналы связи с сильно неравномерными амплитудно-частотными характеристиками. Так, при настройке на канал *B* потребуется примерно вдвое меньше периодов цифрового сигнала, а при настройке на канал связи *C* настроечный интервал удастся сократить более чем в 3 раза. Канал *A* фактически не вносит корреляцию в исходный сигнал, поэтому применение решетчатой структуры не дает выигрыша в скорости сходимости.

Выводы: проведенные исследования указывают на то, что применение решетчатого фильтра на входе линейного трансверсального корректора МСИ позволяет разложить настроечный сигнал, искаженный каналом связи, на некоррелированные составляющие; декорреляция сигнала способствует увеличению эффективности градиентного алгоритма адаптации, что выражается в уменьшении времени настройки корректора на каналы со значительными (в рабочей полосе частот) неравномерностями АЧХ; низкое время настройки на различные каналы (порядка 30..45 периодов цифрового сигнала) позволяет использовать рассмотренный корректор МСИ в современных высокоскоростных системах передачи данных; полученные научные результаты имеют высокую практическую значимость при создании новых образцов систем связи как проводных, так и беспроводных.

Список литературы: 1. *Исследование линейной коррекции межсимвольных искажений.* А.И. Цопа, Г.И. Сидоров, В.А. Тихонов, И.В. Савченко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 129, С. 90 – 97. 2. *Куреша Ш.У.Х.* Адаптивная коррекция // ТИИЭР. 1985. Т. 73. № 9. С. 5 – 49. 3. *Фридландер Б.* Решетчатые фильтры для адаптивной обработки данных // ТИИЭР. 1982. Т. 70. № 8. С. 54 – 93. 4. *Прокис Дж.* Цифровая связь. Пер. с англ. / Под ред. Д.Д. Кловского. М.: Радио и связь, 2000. 797 с.

Харьковский национальный
университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 18.11.2002

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ АНАЛИЗА Е-СЕТЕЙ К МОДЕЛЯМ СОД

Постановка задачи. При исследовании процесса функционирования СОД средствами имитационного моделирования оценка правильности составления модели производится после проведения эксперимента путем анализа полученных данных и проверки их адекватности различными способами. При таком подходе может возникнуть ситуация, когда после проведения длительного и дорогостоящего эксперимента окажется, что полученные результаты не отвечают действительности, а причиной является неверное составление модели. Таким образом, необходимо разработать методы анализа и проверки моделей, которые позволили бы исключить подобные ситуации.

Использование Е-сети в качестве аппарата формального описания модели дает возможность проверки правильности составления и коррекции модели еще на этапе построения. Для этого необходимо проверить модель на наличие следующих алгоритмических свойств: безопасность, ограниченность, живость, достижимость, консервативность и т. п.

Анализ сетевой модели на наличие данных свойств позволит выявить «слабые» места в моделируемой системе до начала процесса имитационного моделирования, что позволит сэкономить время и средства, а также предъявить требования по заданным параметрам надежности и качества обслуживания.

В работах [1, 2, 3] описаны методы анализа моделей, построенных на базе аппарата сетей Петри, направленные на выявление основных алгоритмических свойств. Однако Е-сети, формально являясь расширением аппарата сетей Петри, имеют значительные отличия в описании и логике работы (временные задержки, расширение множества переходов, приоритетность переходов и т.п.). Следовательно, необходимо рассмотреть возможность использования данных подходов применительно к Е-сетям.

Сеть является безопасной, если в ней ни при каких условиях не может появиться более одной метки в любом месте. Согласно определению Е-сети, данному в [4], они относятся к классу безопасных сетей. При моделировании процесса функционирования СОД с целью повышения адекватности моделей в [5] были введены дополнения в описание аппарата Е-сетей. Специфика введенных элементов говорит об однозначной небезопасности такого расширения Е-сетей. Следовательно, анализ на данное свойство проводить не следует.

Свойство ограниченности характеризует емкость условий, которые моделируются местами сети. При анализе на данное свойство моделей СОД могут быть предъявлены требования к производительности устройств, емкости накопителей входных и выходных буферов и т.п. Предложенное в [5] расширение аппарата Е-сетей относится к классу ограниченных сетей, поэтому, если в сетевой модели не выполняется данное свойство, такую модель нельзя считать правильно построенной.

В [1] описаны случаи, когда место сети может не обладать свойством ограниченности. Методика анализа сети на свойство ограниченности предполагает вначале определение мест, которые потенциально могут не обладать данным свойством. В предложенном расширении Е-сетей такими местами могут являться два типа макромест – очереди и периферийные места. Далее надо найти пути преобразования сети с целью устранения таких мест. При простом исключении источника меток (моделируемого периферийным макроместом-генератором) ни один переход не сможет сработать, сеть будет мертва, ее начальная разметка тупиковая и анализировать ее бессмысленно. Такая же ситуация произойдет, если просто убрать периферийные макроместа-поглотители. Следовательно, для анализа на ограниченность необходимо найти способ преобразовать исходную сеть к пригодному для анализа виду. В случае с периферийными местами это можно сделать следующим образом.

1. Выделить и заменить периферийные места-поглотители на места $p \in P$.
2. Выделить и заменить периферийные места-генераторы на места $p \in P$.

3. Ввести переход $t \in T$ и установить для него время срабатывания, равное 0.
4. Определить для этого перехода функции прямой и обратной инцидентности, связывающие его с вновь образованными местами.
5. Установить начальную разметку сети, соответствующую поступлению метки из внешней среды.

В случае с местами-очередями необходимо определить возможность установления максимальной емкости очереди на основании анализа моделируемого алгоритма. Если это невозможно, будем считать данное место и, следовательно, всю сеть не обладающими свойством ограниченности. В обратном случае будем называть такое макроместо R -ограниченным, где R – емкость очереди.

В сети, образовавшейся после предложенных преобразований, есть значительные отступления от исходной модели, но они позволяют устранить указанные трудности по анализу E -сети на свойство ограниченности. Такой прием позволяет абстрагироваться от случайного характера поступления меток из внешней среды и сосредоточиться на исследовании топологии E -сети, моделирующей работу СОД.

Также необходимо выяснить влияние временных задержек на пригодность E -сетей для решения проблем ограниченности. Разрешимость данной проблемы доказана в [1] для обычных сетей Петри с фиксированной начальной разметкой. Основой такого доказательства является построение покрывающего дерева сети.

После построения покрывающего дерева происходит сопоставление разметок его вершин. Введение временных задержек и приоритетов переходов приводит к некоторому упорядочению их срабатывания, а значит к уменьшению общего количества вариантов последовательности разметок. Можно предположить, что такое ограничение вариантов последовательности срабатывания не может породить новые маршруты в E -сети и следовательно новые ветви покрывающего дерева сети. То есть одна и та же E -сеть не может порождать различные графы достижимых разметок, поэтому очевидно следующее утверждение.

Любая достижимая последовательность срабатываний переходов E -сети порождает единственную разметку. Следовательно, покрывающее дерево E -сети конечно.

Кроме конечности покрывающего дерева необходимо рассмотреть, будет ли его топология отличаться от порывающего дерева сети Петри. Для этого предположим обратное, то есть, что существует 2 сети $E = \{P, H, L, D, A, M_0\}$ и $E_v = \{P, H, L, D, A, M_0, v\}$ (P – множество мест сети, H – множество переходов, L – прямая функция инцидентности, D – обратная функция инцидентности, A – вектор атрибутов переходов, M_0 – начальная разметка сети, v – временные задержки переходов) с одинаковой топологией $\{P, H, L, D, A, M_0\}$ и отличающиеся тем, что переходам сети E_v присвоены временные задержки τ , причем покрывающие деревья $TR(E_v)$ и $TR(E)$ содержат несовпадающие вершины: $TR(E_v) \not\subset TR(E)$. Это значит, что $TR(E_v)$ содержит хотя бы одну вершину M_m , для которой выполняется одно из двух условий:

- 1) В $TR(E)$ не существует вершины с разметкой M_m :

$$\bigvee_{i=1}^n M_i : M_m \neq M_i, \quad (1)$$

где n – число вершин в $TR(E)$.

- 2) Если для некоторых вершин M_k первое условие все же не выполняется ($M_m = M_k$), тогда последовательность вершин на пути из корня $TR(E_v)$ в M_m не совпадает ни с одной последовательностью вершин из корня $TR(E)$ в M_k :

$$\{M_0 \dots M_k\} \neq \{M_0 \dots M_m\}.$$

Выполнение условия 1 возможно лишь, если введение временных задержек приведет к возникновению новых последовательностей срабатывания переходов. В обычных СП логика срабатывания переходов такова, что в произвольном состоянии возможно срабатывание лю-

бых из возбужденных переходов или несрабатывание всех. Введение временной задержки ставит дополнительные условия для срабатывания переходов, возбужденных по правилам обычных СП, что может лишь исключить срабатывание некоторых из них в рассматриваемый момент времени, но не может вызвать срабатывание невозбужденных переходов.

В соответствии с приведенными рассуждениями выполнение условия 1 возможно лишь при наличии таких переходов в E_v , которых нет в E , что противоречит введенному предположению. Выполнение условия 2 требует того, чтобы при некоторой разметке введение временных соотношений приводило к возбуждению и срабатыванию новых по сравнению с обычной СП переходов, что также невозможно.

Таким образом, верно противоположное утверждение, т.е. покрывающее дерево E -сети вкладывается в покрывающее дерево сети Петри.

Следовательно, для того чтобы E -сеть была ограничена, достаточно, чтобы асинхронная СП, полученная из нее исключением временных задержек, была ограничена.

Итак, сформулировано достаточное условие ограниченности модифицированной E -сети. Поскольку при построении моделей СОД с использованием E -сетей определение состава вершин и установление отношений инцидентности (топология) не зависит от временных параметров моделируемой системы, естественно предположить, что неограниченная асинхронная СП, полученная путем преобразования исходной E -сети в соответствии с описанными выше предложениями, всегда будет соответствовать некорректной модели процесса функционирования СОД. Хотя это предположение строго не доказуемо, можно считать, что сформулированное условие обеспечивает выявление значительной части ошибок, так как противная ситуация, очевидно, может встретиться редко.

Таким образом, можно сделать вывод, что для разрешения проблемы ограниченности в предлагаемом расширении E -сетей достаточно рассматривать более широкую проблему для обычной сети Петри, к которой приводится топология исходной сети.

Свойство консервативности предполагает равенство величин начальной и всех допустимых разметок сети, из чего следует постоянство числа меток, циркулирующих в сети. Сеть считается консервативной, если существует вектор $k = \{k_1, \dots, k_n\}$ такой, что для всех маркировок M_i , достижимых из начальной, справедливо равенство:

$$\sum_{i=1}^m k_i M(p_i) = \sum_{i=1}^m k_i M_0(p_i), \quad (2)$$

где M_0 – начальная разметка места p_i ;

M – любая разметка места p_i , достижимая из начальной;

K_i – количество меток в i -м месте.

Анализ на консервативность важен в том случае, когда метки интерпретируются как некоторый неизменяемый ресурс. При моделировании СОД наличие в сетевой модели периферийных мест, переходов, выполняющих функции объединения или разветвления потоков меток (переходы типа F , J), говорит об однозначной неконсервативности построенных E -сетей. Однако при моделировании отдельных режимов работы (тестовый режим) такое свойство имеет смысл анализировать.

Свойство непротиворечивости (детерминированности) определяется как равенство числа переходов возбуждаемых разметкой M_i числу переходов, которые срабатывают при этой разметке. Отсутствие у сетевой модели данного свойства говорит о стохастичности процессов, протекающих в системе. Модель функционирования СОД на базе E -сетей допускает вероятностное описание некоторых процессов (поступление пакетов или запросов отображаемых метками, вероятностная логика работы некоторых типов переходов (MX , MY), например моделирующих появление ошибок в канале). Несмотря на это, в целом реакция системы на такие события должна быть однозначной, что соответствует свойству непротиворечивости. При построении сетевых моделей это достигается путем установления такого правила,

что любое место может быть входным только для одного перехода. Таким образом, невыполнение свойства непротиворечивости говорит об ошибках в процессе построения модели. Следовательно, исследовать модель, построенную с использованием аппарата Е-сетей, на данное свойство необходимо на этапе проектирования и построения. Эти особенности необходимо учесть при создании автоматизированной системы построения моделей СОД, основанных на использовании Е-сетей.

Свойство потенциальной живости предполагает достижимость возбуждающих разметок для всех переходов сети из начальной разметки, свойство живости – потенциальную живость всех переходов при любой достижимой разметке. Сеть называется живой только, если все переходы, входящие в нее, являются живыми. При составлении модели указанной предметной области каждому переходу ставится в соответствие какая-либо функция, постоянно выполняемая на одном из этапов моделируемого процесса. Поэтому Е-сети, представляющие модели систем такого класса, должны быть однозначно живыми. Возникновение тупиковых разметок (разметки, при которых не может сработать ни один из переходов) говорит о том, что существуют такие последовательности событий, при которых некоторая функция никогда не выполнится. Это вызывает вопрос либо о необходимости введения такой функции, либо о правильности функционирования системы в целом. Анализ на свойства живости и потенциальной живости позволит выявить такие моменты. В [4] доказано, что решение задачи по анализу на свойство живости сводится к решению проблемы достижимости. Решение данной проблемы состоит в нахождении алгоритма, с помощью которого для любой сети Е и любой разметки М можно выяснить, принадлежит ли данная разметка языку сети: $M \in L(E)$. В настоящее время отсутствует решение данной проблемы в общем виде (состоящее в доказательстве живости данной сети). Однако в [1] показано, что данная проблема алгоритмически разрешима для класса ограниченных сетей, к которым принадлежат и Е-сети. Так, ограниченная сеть является живой тогда и только тогда, когда в каждой сильно связной компоненте графа достижимости для каждого перехода имеется ребро, помеченное этим переходом. Это утверждение непосредственно следует из определения живости перехода и графа достижимости.

Свойство терминальности предполагает, что для всех допустимых начальных разметок разомкнутой сети, метки, поступающие из внешней среды, в процессе функционирования покидают сеть или собираются в некоторых заранее определенных макроместах. Свойством терминальности обладают Е-сети, моделирующие завершенные процессы. Такими процессами могут быть установление соединения, разрыв соединения, обработка одного или заданного количества пакетов и т.п. Данное свойство также можно интерпретировать, как способность незамкнутой сети восстанавливать свою начальную разметку. Нарушение терминальности может свидетельствовать о невозможности моделируемой системы переходить к фазе начала работы или возможности возникновения ситуации, когда поступивший пакет или запрос не будет обслужен. Проверка сетевой модели на свойство терминальности позволит обнаружить такие ситуации, тем самым выявив ошибки в построении алгоритмов работы моделируемой системы.

Свойство устойчивости предполагает, что для всех допустимых начальных разметок сеть после некоторого функционирования неизбежно принимает начальную разметку. Такое свойство говорит о цикличности процессов, протекающих в моделируемой системе, и этим свойством могут обладать только сети, не имеющие периферийных мест (замкнутые Е-сети). Следовательно, при составлении моделей отдельных компонентов СОД, не взаимодействующих с внешней средой, данное свойство имеет смысл анализировать; при создании полной модели процесса функционирования СОД анализ модели на данное свойство не представляется возможным.

На основании приведенных рассуждений остановимся на целесообразности анализа рассматриваемого расширения Е-сетей на следующие свойства: безопасность, ограниченность,

непротиворечивость (детерминированность), живость, терминальность. Сети, обладающие такими свойствами, назовем корректными.

В результате проведенного анализа можно сделать вывод о том, что описанные выше методы позволяют проанализировать модель СОД, построенную с использованием аппарата Е-сетей, на основные алгоритмические свойства. Определено, что наличие свойств ограниченности, непротиворечивости, живости (достижимости), терминальности есть необходимое условие правильности построения сетевой модели и выбора ее динамических характеристик. Необходимо отметить, что для более эффективного использования предложенных методов желательна разработка программного комплекса, позволяющего автоматизировать процессы построения, проверки и анализа моделей, построенных с использованием аппарата Е-сетей.

Список литературы: 1. Котов В. Е. Сети Петри. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит. 1984. 160с. 2. Журавель В.О. Про графи досяжних розміток деяких розширень мереж Петрі // Зб. наук. праць / Київ. ін-т заліз. трансп. К.: КІЗТ. 1999. №2. С. 173 – 176. 3. Журавель В.О. Про оцінку розв'язуваності алгоритмічних проблем для деяких розширень мереж Петрі // Мережі і системи телекомунікацій на заліз. трансп. / Міжвуз. зб. наук пр. 1999. Вип. 35. Харків: ХарДАЗТ 1999. С. 45 – 49. 4. Применение микропроцессорных средств в системах передачи информации: Учеб. пособ. для вузов по сп-ти АСУ Я. Советов, О. И. Кутузов и др. М.: Высш. шк. 1987. 256 с.: ил. 5. Лосев Ю. И., Шматков С. И., Дуравкин Е. В. Применение Е-сетей для моделирования процесса функционирования СОД // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 123. С. 99 – 103.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 03.04.2003

УСКОРЕНИЕ ПРОЦЕССА ОБУЧЕНИЯ АДАПТИВНОГО НЕРЕКУРСИВНОГО КОРРЕКТОРА

I. Введение и постановка проблемы

Ограничение полосы частот в реальных каналах связи, а также неравномерность затухания и нелинейность фазовых характеристик каналов связи приводит к интерференции между цифровыми сигналами (межсимвольной интерференции), в результате снижается помехоустойчивость систем передачи данных.

В качестве устройств, уменьшающих межсимвольную интерференцию, используются адаптивные нерекурсивные фильтры (корректоры) [1-4]. Настройку (обучение) корректоров в большинстве случаев осуществляют с применением различных итерационных алгоритмов на основе метода скорейшего градиентного спуска [2-4], основной недостаток которых – медленная скорость сходимости и, следовательно, длительное время обучения корректоров.

Скорость сходимости любого градиентного алгоритма зависит от двух факторов. Во-первых, от спектрального числа обусловленности, т.е. от соотношения максимального и минимального собственных чисел корреляционной матрицы входного сигнала. Во-вторых, от выбора начального приближения, т.е. от первоначальных значений регулируемых весовых параметров корректора. В свою очередь, от выбора начального приближения зависит угол между направлением движения на первой итерации обучения корректора и главными осями корреляционной матрицы входного сигнала.

Рассмотрим комбинированный алгоритм обучения, применение которого позволяет ускорять значения регулируемых весовых параметров корректора таким образом, что увеличивается скорость сходимости любого градиентного алгоритма.

Под комбинированным алгоритмом будем понимать такой способ обучения корректоров, когда поочередно многократно используется два различных итерационных метода оптимизации.

II. Математическая модель задачи

Настройку корректора будем производить по периодической последовательности одиночных тестовых сигналов, следующих через интервал, превышающий длительность отклика канала связи.

Это позволит получить статистическую независимость на каждой итерации поиска минимума среднеквадратичной ошибки (СКО):

$$\begin{aligned} \varepsilon(\varphi) &= E[\varepsilon_N(\varphi)] = E\left[\sum_k (a_k - d_k)^2\right] = E\left[\sum_k r_k^2\right] = \\ &= \sum_i \varphi_i \sum_j \varphi_j \sum_k x_{k-i} x_{k-j} - 2 \sum_j \varphi_j \sum_k x_{k-i} d_k + E\left[\sum_k d_k^2\right], \end{aligned}$$

здесь и далее $i, j = -N, \dots, N$; $k = -2N, \dots, 2N$, (1)

где $r_k = a_k - d_k$ – отсчеты сигнала ошибки, т.е. отклонение отсчетов сигнала a_k на выходе корректора от отсчетов требуемого (эталонного) сигнала d_k ; φ_i – значения регулируемых весовых параметров корректора; x_i – отсчеты сигнала на входе корректора; E – знак математического ожидания.

Продифференцируем выражение (1) по параметрам φ_i и приравняв нулю результат, получаем окончательно уравнение

$$\sum_j \varphi_j \sum_k x_{k-i} x_{k-j} = \sum_k x_{k-i} d_k. \quad (2)$$

Последнее уравнение можно записать в матричном виде $B\varphi = b$, где B – корреляционная матрица входного сигнала, размером $(2N+1) \times (2N+1)$; φ – вектор, составленный из значений регулируемых весовых параметров корректора, размером $2N+1$; b – заданный вектор эталонного сигнала, размером $2N+1$.

Задача обучения корректора заключается в решении уравнений (2), т.е. в определении таких значений φ^* , при которых достигается минимум СКО (1).

III. Комбинированный алгоритм обучения

Рассмотрим комбинированный алгоритм обучения корректора, минимизирующий функционал (1).

Известно, что геометрический смысл любого итерационного метода состоит в том, что для минимизации заданного квадратичного функционала (1) необходимо отыскать центр семейства подобных гиперэллипсоидов, координаты которого и есть решение заданной системы (3). Если начальное приближение находится на каком-либо эллипсоиде в точке, вектор-градиент в котором образует угол в 45° с главными осями соответствующего эллипса в двумерном пространстве, то для всех последующих приближений метод скорейшего градиентного спуска угол между направлениями движения и главными осями корреляционной матрицы будет равняться $\pm 45^\circ$. Именно при таком выборе начального приближения сходимость процесса будет самой медленной и быстрота сходимости метода скорейшего спуска совпадает с теоретической оценкой.

Для повышения скорости сходимости необходимо, чтобы угол между направлением движения и главной наибольшей осью соответствующего эллипса был больше 45° , причем чем больше угол, тем выше скорость сходимости метода скорейшего спуска.

Рассмотрим многоэтапный алгоритм обучения.

На первом этапе будем применять алгоритм обучения, состоящий из нескольких итераций и основанный на неявном итерационном методе оптимизации [5].

На втором этапе будем применять алгоритм обучения, состоящий из нескольких итераций и основанный на методе скорейшего градиентного спуска.

Затем вновь чередуются первый и второй этапы обучения и т.д. до полного завершения настройки фильтра. На последнем, завершающем этапе, необходимо применять исключительно алгоритм метода скорейшего спуска.

Как будем показано ниже, в результате применения первого этапа происходит поиск точки, в которой вектор – градиент всегда образует угол, который больше 45° по отношению к главной наибольшей оси соответствующего эллипса. Это приводит к ускорению сходимости на втором этапе. По мере приближения к решению угол между вектором градиента и главной наибольшей осью стремится к 90° в результате очередного использования алгоритма на первом этапе.

Итерационный метод [5] отличается от известных итерационных методов тем, что минимум функционала не определяется явно последовательностью точек, сходящихся к решению, а – через значения двух последовательностей точек, каждая из которых сходится к соответствующей вершине наименьшей оси одного из гиперэллипсоидов, который принадлежит минимизируемому функционалу.

В случае применения неявного метода управление регулируемыми весовыми параметрами корректора производится по формуле:

$$\varphi_i^{(n+1)} = \varphi_i^{(n)} - 2 \frac{\sum_k r_k^{(n)} \sum_i x_{k-i} \sum_k x_{k-i} r_k^{(n)}}{\sum_k \left[\sum_i x_{k-i} \sum_k x_{k-i} r_k^{(n)} \right]^2} \sum_k r_k^{(n)} x_{k-i}, \quad (4)$$

где n – номер итерации.

В случае применения метода скорейшего спуска управление регулируемыми параметрами корректора производится по формуле [3]:

$$\varphi_i^{(n+1)} = \varphi_i^{(n)} - \frac{\sum_k r_k^{(n)} \sum_i x_{k-i} \sum_k x_{k-i} r_k^{(n)}}{\sum_k \left[\sum_i x_{k-i} \sum_k x_{k-i} r_k^{(n)} \right]^2} \sum_k r_k^{(n)} x_{k-i}. \quad (5)$$

Проведем исследование предложенного алгоритма для некоторых частотных характеристик каналов связи, описываемых корреляционными матрицами входных сигналов с различными числами обусловленности.

IV. Исследование комбинированного алгоритма

Для наглядности и иллюстрации эффективности предложенного алгоритма рассмотрим пример.

Пусть задана функция $f(\varphi_1, \varphi_2) = \frac{1}{2}\varphi_1^2 + \frac{50}{2}\varphi_2^2$. Это положительно определенная функция с точкой минимума $\varphi^* = [0 \ 0]^T$, где T – знак транспонирования. Градиент g данной функции для произвольных φ , $g = [\varphi_1 \ 50\varphi_2]^T$, а матрица B равна

$$B = \frac{\partial^2 f(\varphi)}{\partial \varphi^2} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 50 \end{bmatrix}.$$

Здесь спектральное число обусловленности равно 50, а главные собственные оси совпадают с координатными осями.

Выберем начальное значение $\varphi^{(0)} = [50 \ 1]^T$ и организуем итерационный процесс в соответствии с алгоритмом (5) на основе скорейшего градиентного спуска. Отметим, что в точке $\varphi^{(0)}$ градиент $g^{(0)} = [50 \ 50]^T$, т.е. направление движения находится под углом 45° к главной наибольшей осяю, которая совпадает с координатной осью $0\varphi_1$.

Последовательность значений $\varphi^{(n)}$ при заданных $f(\varphi)$, $g(\varphi)$ и B для алгоритма скорейшего спуска приведена на рис. 1.

Из приведенного примера видно, что по мере приближения к решению скорость сходимости метода скорейшего спуска резко замедляется. Например, для достижения необходимой точности решения $\|\varphi^* - \varphi_1\| < 0,1$ требуется примерно 150-160 итераций.

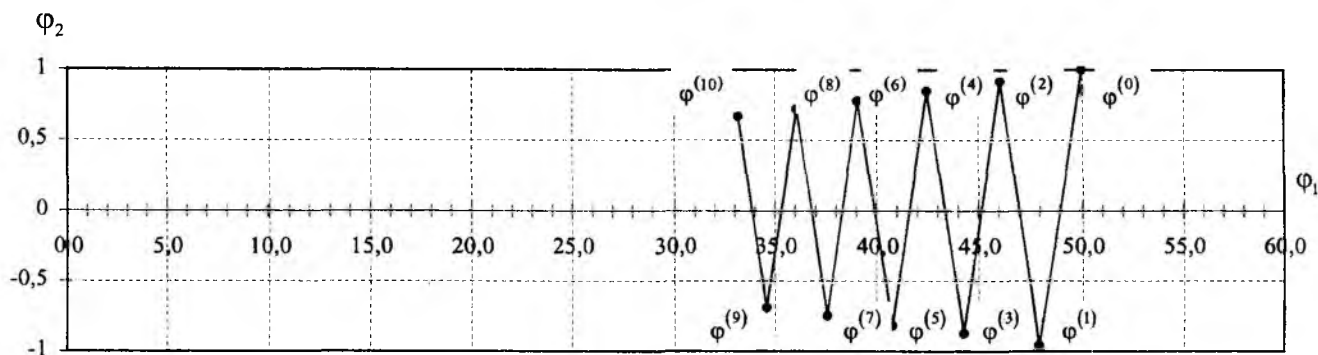


Рис. 1

Рассмотрим следующую конструкцию комбинированного алгоритма. Выберем следующий порядок чередования этапов обучения. Первая итерация – алгоритм (4), затем две итерации обучения производим в соответствии с алгоритмом (5), затем вновь одна итерация по алгоритму (4), две итерации по алгоритму (5) и т.д. При уменьшении исходного значения минимизируемого функционала, например, в 15 раз, переходим к завершающему этапу обучения, используя только алгоритм (5).

Для реализации рассмотренной конструкции комбинированного алгоритма необходимо периодически возвращаться на исходный эллипсоид, на котором находится текущая точка $\varphi^{(n+1)}$ по формуле

$$\varphi^{(n+1)} = \varphi^{(n)} - \alpha^{(n)} g^{(n)},$$

где

$$\alpha^{(n)} = \frac{(g^{(n)}, g^{(n)}) + \sqrt{(g^{(n)}, g^{(n)})^2 - \Delta \varepsilon (g^{(n)}, Bg^{(n)})}}{(g^{(n)}, Bg^{(n)})}; \quad \Delta \varepsilon = \varepsilon[\varphi^{(n)}] - \varepsilon[\varphi^{(0)}];$$

$\varepsilon[\varphi^{(n)}]$ – текущее значение СКО в точке $\varphi^{(n)}$; $\varepsilon[\varphi^{(n)}]$ – исходное значение СКО в точке $\varphi^{(n)}$.

Последовательность значений при управлении комбинированным алгоритмом приведена на рис. 2.

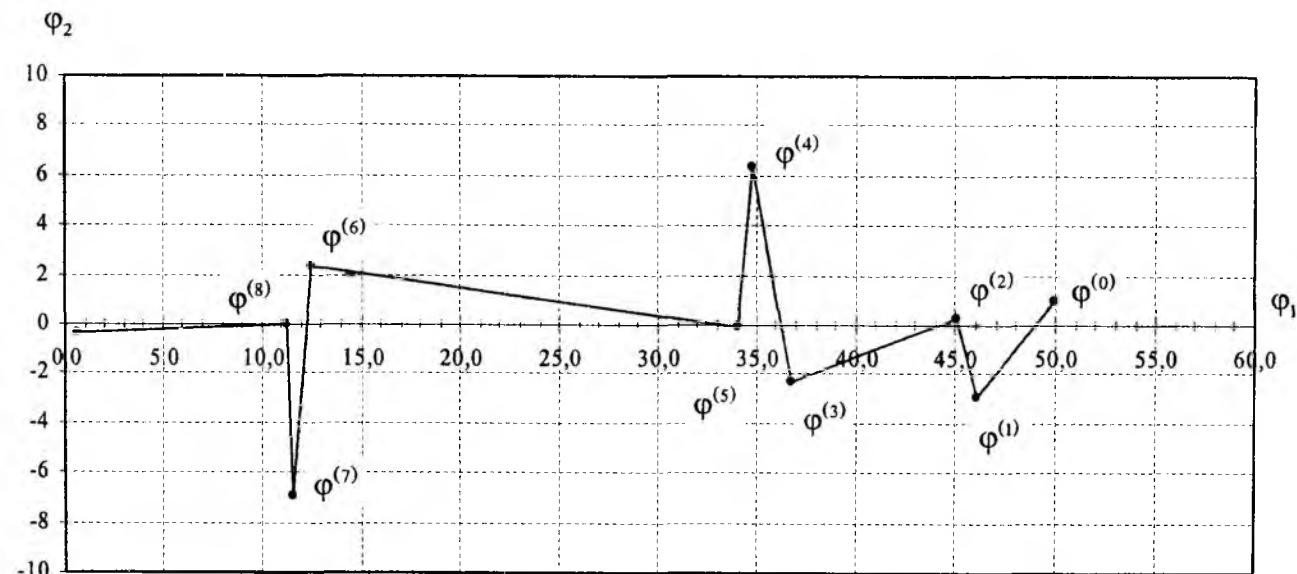


Рис. 2

В этом случае для достижения необходимой точности решения $\|\varphi^* - \varphi_1\| < 0,1$ требуется примерно 15 итераций, что более, чем в десять раз меньше, чем при применении алгоритма на основе метода скорейшего градиентного спуска.

Для оценки эффективности предложенного комбинированного алгоритма были исследованы процессы обучения для корреляционных матриц с различными числами обусловленности – от 15 до 200 при различных сочетаниях количества итераций алгоритмов (4) и (5). Во всех случаях скорость сходимости увеличивается в 5-20 раз по сравнению с методом скорейшего спуска и неявным методом оптимизации при их отдельном применении для поиска минимума СКО.

V. Выводы

Применение предложенного комбинированного алгоритма на основе неявного метода оптимизации и методе скорейшего градиентного спуска позволит уменьшить время обучения адаптивных нерекурсивных корректоров в 5-20 раз по сравнению с широко используемым методом скорейшего спуска.

Увеличение скорости сходимости процессов обучения адаптивных корректоров происходит без увеличения количества арифметических операций на каждой итерации.

Список литературы: 1. Кисель В.А. Синтез гармонических корректоров для высокоскоростных систем связи. М.: Связь, 1979. 232 с. 2. Курицын С.А. Методы адаптивной обработки сигналов передачи данных. М.: Радио и связь, 1988. 144 с. 3. Михальчан В.С. Синтез автоматических и адаптивных алгоритмов настройки нерекурсивных корректоров: Учебное пособие / Одесский электротехнический институт связи им. А.С.Попова. Одесса, 1989. 50 с. 4. Уиндроу Б., Стирнз С. Адаптивная обработка сигналов: Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1989. 440 с. 5. Костарчук В.Н. Об одном методе решения систем линейных уравнений и отыскания собственных векторов матрицы // ДАН СССР. 1954. Т. 98. №4. С. 531 – 534.

*Одесская национальная академия
связи им. А.С. Попова*

Поступила в редколлегию 24.03.2003

МЕТОД СЖАТИЯ ИНФОРМАЦИОННЫХ ОБРАЗОВ ДИСКРЕТНЫХ СИГНАЛОВ

В современных информационно-вычислительных системах требуется обрабатывать большие объемы информации, представленной в виде непрерывной последовательности числовых значений. Это может быть поток измерительной информации, числовые массивы или код изображений некоторых объектов. Таким данным присуща избыточность, связанная с неполнотой входного алфавита и с наличием повторяющихся значений. Такую информацию можно представить в виде некоторого дискретного сигнала (ДС) в соответствующем метрическом пространстве.

Под информационным образом дискретного сигнала будем понимать последовательность числовых значений амплитуды дискретного сигнала. Объем памяти, требуемой для хранения информационного образа, определяется величиной

$$V_{uo} = n * F_{uo}, \quad (1)$$

где n – длина информационного образа;

F_{uo} – число бит в формате представления одного значения дискретного сигнала в памяти ПЭВМ. Обычно $F_{uo} \in \{32, 48, 64\}$ для современных ПЭВМ.

Под графическим образом ДС будем понимать битовую матрицу размером $m * n$, в которой каждый бит определяет равенство значения сигнала значению i -го уровня квантования, $i=1..m$, на j -м шаге дискретизации, $j=1..n$. При этом шаг квантования по уровню может быть произвольным, а число уровней квантования быть равным числу значений сигнала в информационном образе. Тогда объем памяти ПЭВМ, требуемый для хранения битовой матрицы, будет равен величине

$$V_{zo} = n * m (\text{бит}). \quad (2)$$

При переходе от хранения информационного образа к графическому образу сигнала коэффициент сжатия будет определяться отношением:

$$K_{сж} = \frac{V_{uo}}{V_{zo}} = \frac{F_{uo}}{m}. \quad (3)$$

Коэффициент сжатия всегда будет больше 1 при условии, что

$$\frac{F_{uo}}{m} \geq 1. \quad (4)$$

Из выражения (4) следует, что коэффициент сжатия не зависит от длины информационного образа и всегда будет больше 1, если количество бит в формате представления одного значения ДС превышает количество бит в столбце битовой матрицы.

В информационных образах часто присутствует избыточность, связанная с наличием участков повторяющихся значений. Большинство существующих методов устранения этой избыточности [1,2] основывается на вероятностном совпадении соседних значений ДС по направлению его развертки во времени.

В отличие от них, рассмотрим метод сжатия информационного образа ДС, основанный на устранении избыточности в графическом образе ДС. Метод предполагает выполнение следующей последовательности действий:

- переход от информационного к графическому образу ДС;

- устранение избыточности в графическом образе ДС путем применения определенных правил записи значений сигнала в битовой матрице и формирования массива длин участков повторяющихся значений.

Для иллюстрации метода устранения избыточности, рассмотрим графический образ ДС с участками повторяющихся значений (рис.1.а) длиной 16 бит. После устранения избыточности графический образ ДС будет иметь вид, представленный на рис. 1. б.

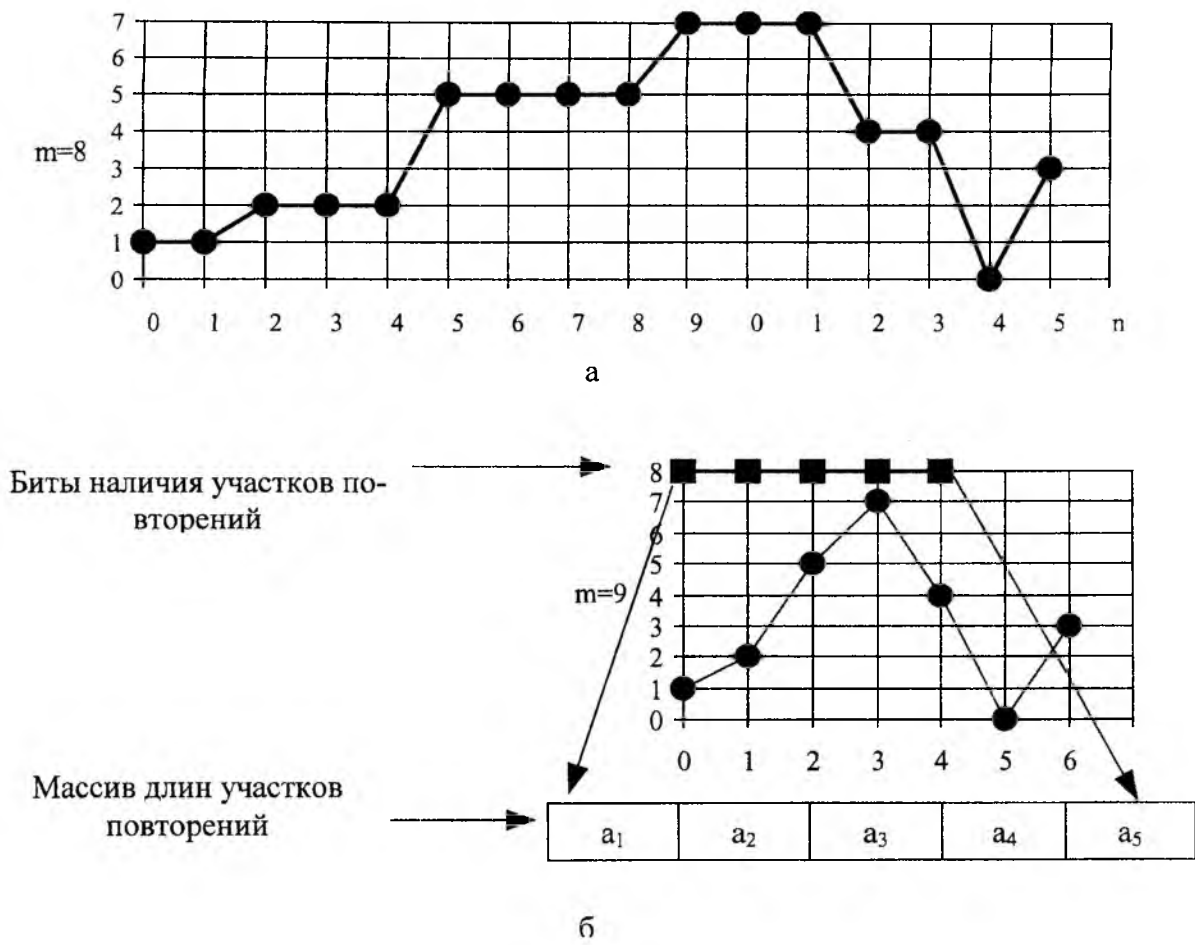


Рис. 1

Для указания наличия участка повторяющихся значений в битовую матрицу сжатого представления графического образа ДС включен $(m+1)$ -й бит, а для хранения длин участков повторяющихся значений выделено $z=5$ дополнительных ячеек памяти.

В общем случае требуемый объем для хранения длин участков можно определить по формуле

$$V_{\text{дл}} = z * F_{\text{дл}}, \quad F_{\text{дл}} = \log_2 n, \tag{5}$$

где $F_{\text{дл}}$ – количество бит, необходимых для хранения длины одного участка;

z – количество участков.

Для нашего примера, при $n \leq 16 : F_{\text{дл}} = \log_2 16 = 4 \text{ (бит)}; \quad V_{\text{дл}} = 20 \text{ бит};$
 $V_{\text{го}} = m * n = 8 * 16 = 128 \text{ бит}; \quad V_{\text{сж}} = 9 * 7 = 63 \text{ бита}.$

Таким образом, общий объем памяти, требуемый для хранения сжатого графического образа ДС, будет равен

$$V_{\Sigma} = V_{сжс} + V_{\partial л} = 83 \text{ бита.} \quad (6)$$

Коэффициент сжатия графического образа ДС будет иметь вид:

$$K_{сжс_{\Sigma}} = \frac{V_{zo}}{V_{\Sigma}} = \frac{m * n}{V_{\Sigma}}, \quad (7)$$

$$V_{\Sigma} = (m + 1) * \xi + z * F_{\partial л}, \quad (8)$$

где ξ – длина сжатого графического образа ДС.

Длину сжатого графического образа ДС представим в виде

$$\xi = z + R, \quad (9)$$

где z – количество участков;

R – число неповторяющихся значений ДС.

Значение R определим из следующего уравнения:

$$n = \sum_{i=1}^z a_i + R, \quad (10)$$

где a_i – длина i -го участка повторяющихся значений ДС.

Тогда

$$R = n - \frac{z * \sum_{i=1}^z a_i}{z} = n - z * m_z, \quad (11)$$

где $m_z = \frac{\sum_{i=1}^z a_i}{z}$ – средняя длина участка.

Отсюда

$$V_{\Sigma} = V_{сжс} + V_{\partial л} = (m + 1) * n + z * ((m + 1) * (1 - m_z) + F_{\partial л}). \quad (12)$$

Оценим коэффициент сжатия графического образа ДС разработанным методом.

$$K_{сжс_{\Sigma}} = \frac{V_{zo}}{V_{\Sigma}} = \frac{m * n}{(m + 1) * n + z * ((m + 1) * (1 - m_z) + 8 * F_{\partial л})}. \quad (13)$$

Из (13) следует, что при отсутствии повторяющихся участков

$$K_{сжс_{\Sigma}} = \frac{m}{m + 1}, \quad (14)$$

так как $z = 0$. В этом случае коэффициент сжатия всегда меньше единицы и, следовательно, преобразование графического образа ДС с целью устранения избыточности нецелесообразно.

Определим границы применения метода устранения избыточности при наличии повторяющихся участков.

Из выражения (13) следует, что выполнение условия $K_{сжс_{\Sigma}} \geq 1$ возможно лишь при выполнении условия:

$$m * n \geq m * n + n + z * ((m + 1) * (1 - m_z) + F_{\partial л}). \quad (15)$$

Тогда предлагаемый метод будет эффективным при условии:

$$z * ((m + 1) * (1 - m_z) + F_{\partial n}) \leq -n. \quad (16)$$

С увеличением m_z величина правой части будет стремиться к минимуму, а коэффициент сжатия – к максимуму. Поэтому оценим наихудшие условия, при которых метод является эффективным. Пусть $m_z = 2$, $z=1$, тогда справедливо выражение

$$(m + 1) - F_{\partial n} \geq n. \quad (17)$$

Отсюда можно сделать вывод, что эффективность сжатия графического образа ДС заданной длины зависит от соотношения числа уровней квантования ДС и длины формата записи о длине участка повторяющихся значений. Чем больше соотношение, тем эффективнее сжатие графического образа. В то же время это соотношение обычно задано. Поэтому для обеспечения эффективности сжатия графического образа следует его разбивать на участки заданной длины с учетом выражений (16, 17).

Определим условия применения метода относительно объема первоначального информационного образа ДС. Выражение (4) определяет условие эффективности применения метода графического представления ДС. С учетом (4) выражение (17) примет вид:

$$(F_{uo} + 1) - F_{\partial n} \geq n. \quad (18)$$

Расчеты показывают, что выполнение (18) обеспечивает $K_{сжс} \geq 1$, $K_{сжс} \geq 1$.

При $K_{сжс} = 1$ эффективность метода определяется только эффективностью графического представления информационного образа ДС.

В приведенном анализе не учитывались дополнительные затраты памяти на организацию восстановления информационного образа ДС. Для однозначного восстановления информационного образа ДС необходимо сохранение параметров квантования. При этом возможны следующие ситуации:

- шаг квантования по уровню имеет фиксированную величину. Тогда для восстановления значений информационного образа сигнала требуется информация о величине шага, числе уровней и значении сигнала нулевого уровня квантования;
- величины шагов квантования по уровням подчиняются некоторому закону. Тогда для восстановления значений информационного образа сигнала требуется информация о законе изменения шага, числе уровней и значении сигнала нулевого уровня квантования;
- величины шагов квантования по уровням имеют произвольные значения. Тогда для восстановления информационного образа сигнала требуется информация о каждом шаге квантования, количестве уровней и значении сигнала нулевого уровня квантования.

Отсюда следует, что с одной стороны при малой длине информационного образа ДС относительная величина требуемой памяти для хранения параметров квантования может быть значительна, а с другой – с ростом длины информационного образа ДС эта величина будет стремиться к минимуму. К тому же при обмене информацией между абонентами параметры квантования могут устанавливаться у них в начале сеанса.

Таким образом, предложенный метод сжатия информационных образов ДС может быть эффективно использован при организации хранения информационных и графических образов ДС в файлах данных, числовых массивов в базах данных, а также при передаче графической и числовой информации.

Список литературы: 1.Павлидис Т. Алгоритмы машинной графики и обработки изображений: Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1986. 400 с. 2.Ватолин Д.С. Алгоритмы сжатия изображений: Метод. пособие. М.: Изд-во МГУ, 1999. 76 с.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ И ФОРМАЛИЗАЦИЯ ФАКТОРОВ, ВЛИЯЮЩИХ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕАЛИЗАЦИИ КОМПЛЕКСНОГО АЛГОРИТМА ПЕРСПЕКТИВНЫХ АСУ РЕАЛЬНОГО ВРЕМЕНИ

В настоящее время одним из основных путей эффективного решения задач управления сложными системами является применение высокопроизводительных многопроцессорных ЭВМ АСУ, обладающих высокой живучестью и возможностью наращивания производительности с учетом адаптации к реализуемым комплексным алгоритмам (КА) при складывающейся внешней помеховой обстановке.

Проведенный анализ ряда работ показывает, что разработка и использование в АСУ реального времени (РВ) таких ЭВМ требует решения совокупности частных задач, обеспечивающих эффективное функционирование АСУ РВ. Одна из таких задач – это разработка современного программного обеспечения для АСУ РВ, основу которого составляет КА.

При работе КА в АСУ РВ происходит преобразование входной информации в информацию, удобную для выдачи сообщений пользователям. Поэтому ко времени реализации КА и качеству предоставления обработанной информации предъявляются высокие требования, определяющиеся рядом факторов, различных по характеру и природе происхождения.

В сложившейся практике проектирования вычислительных комплексов при анализе воздействий различного рода факторов на эффективность функционирования АСУ РВ комплексному алгоритму отводится второстепенная роль. Поэтому невозможно в полной мере оценить всю совокупность факторов, воздействующих на процесс реализации КА при выполнении АСУ РВ своих функциональных задач.

В данной статье сделана попытка разрешения этой первостепенной и актуальной задачи. В отличие от имеющихся подходов [1,2] определены, уточнены и дополнены основные группы факторов, оказывающих влияние на эффективность выполнения КА в реальных условиях функционирования ЭВМ АСУ РВ; осуществлен выбор факторов, значительно влияющих на процесс реализации КА в реальных условиях; уделено в большей степени внимание одному из таких факторов – электромагнитным помехам естественного происхождения.

При анализе и оценке эффективности процесса реализации КА в условиях реального функционирования должны учитываться следующие основные группы факторов [1]:

- структура и параметры КА АСУ РВ;
- условия реального функционирования АСУ РВ;
- характеристика и параметры аппаратурных средств АСУ РВ;
- параметры процесса восстановления АСУ РВ;
- структура организации вычислительного процесса.

Рассмотрим первую группу факторов – это структура и параметры КА АСУ РВ. КА имеет сложную иерархически связанную структуру. В состав структурной схемы КА АСУ РВ входят следующие элементы (рис.1):

- диспетчер управления процессом реализации КА;
- группы частных алгоритмов (ГЧА) на верхнем уровне иерархически связанной структуры построения КА;
- ЧА на нижнем уровне иерархии.

ЧА решает отдельные задачи. Взаимосвязанное множество ЧА составляют группу ЧА (ГЧА), а группа ЧА выполняет решение функциональной задачи. ЧА выполняемой задачи взаимосвязаны между собой, имеют определенную последовательность выполнения и приоритетность в решении поступившей информации.

ЧА – это программа, содержащая циклы, переходы, управляющие команды, количест-

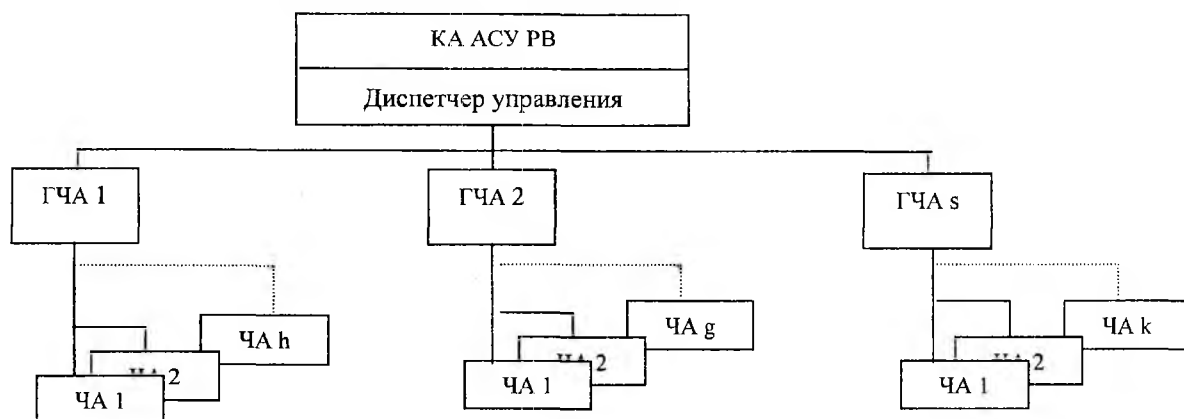


Рис. 1

венное выполнение которых определяется случайной величиной и условиями реализации процесса реализации КА. Для рассмотрения процесса реализации КА введем векторную запись его параметров:

$$V(F) = [F_{sg}, F_{pg}, F_g, F_{pz}, \Psi_k \bar{F}_k, P_z, \Xi_\Lambda], \quad (1)$$

где $F_{sg} = \{F_{sg_i}, i=1,2,\dots,n_g, j=1,2,\dots,n_s\}$ – множество ЧА в ГЧА;

n_g – число групп ЧА;

n_s – число ЧА в группе;

$F_{pg} = \{F_{pg_i}, i=1,2,\dots,n_g\}$ – множество приоритетов ГЧА;

$F_g = \{F_{g_i}, i=1,2,\dots,n_g\}$ – множество ГЧА;

$F_{pz} = \{F_{pz_i}, i=1,2,\dots,n_g\}$ – множество периодов включения ГЧА;

$\Psi_k = \{\psi_{kj}, j=1,2,\dots,N_h, j=1,2,\dots,n_s\}$ – множество среднеквадратических отклонений количества команд l -го типа в j -м ЧА;

N_h – число типов команд в ЧА;

$\bar{F}_k = \{F_{klj}, j=1,2,\dots,N_h, j=1,2,\dots,n_s\}$ – множество средних значений количества команд l -го типа в j -м ЧА;

$P_z = \{P_{zij}, i=1,2,\dots,n_g; z,j=1,2,\dots,n_s\}$ – множество вероятностей возникновения заявки на реализацию ЧА с номером j после реализации ЧА с номером z при решении некоторой i -й задачи;

$\Xi_\Lambda = \{P, S, W, \Omega, U, \tilde{K}, Q\}$ – параметр качества выполнения операторов КА;

$P = A \cup L$ – множество арифметических (A) и управляющих (L) операторов, к выполнению которых сводится процесс реализации КА;

$S = \{S_j\}_{j=1}^p$, $W = \{W_j\}_{j=1}^p$, $p = |P|$ – сопряженное (S) и внешнее (W) множества, задающие информационные и управляющие связи между операторами множества P в КА;

$U = \{U_i\}_{i=1}^{\delta(P)}$ – множество типов циклов, где $U_i=0$, если отсутствуют в рассматриваемом цикле внутренние циклы, и $U_i=1$, если в данном цикле присутствуют внутренние циклы;

$\delta(P)$ – количество циклов в КА, не связанных друг с другом;

$\tilde{K} = \{\tilde{K}_i\}_{i=1}^{\delta(P)}$ – множество количеств выполнений каждого цикла;

$Q = \{q_{\xi}\}_{\xi=1}^g$ – множество вероятностей того, что процесс реализации КА заключается в

выполнении операторов множества P ;

g – количество ветвей в КА.

Рассмотрим следующую группу факторов – условия реального функционирования АСУ РВ.

Внешняя и помеховая обстановки вносят особое влияние на процесс обработки поступающей информации. Это влияние зависит от количества и мощности источников возмущения – помех. Под их воздействием в модулях обработки, передачи и хранения информации возникают сбои (отказы), приводящие к нарушению вычислительного процесса, и снижению качества выполнения АСУ РВ функциональных задач.

Под отказом здесь будем понимать событие, заключающееся в нарушении выполнения программ КА АСУ РВ. Программа, в которой произошел отказ, приводит к появлению ошибки или отказа в соответствующем оборудовании. Для устранения этого требуется проведение ремонта, на который затрачивается большое количество времени [2].

Под сбоем будем понимать кратковременное нарушение работы программы процесса реализации КА АСУ РВ, после которого работоспособность восстанавливается без проведения ремонта [1].

Причинами этих нарушений могут быть как нестабильности физических процессов в элементной базе АСУ РВ [3], что в меньшей степени влияет на процесс реализации КА, так и воздействие в большей степени мощных электромагнитных помех (МЭП) естественного происхождения: грозовые разряды, мощные радиопередающие средства различного рода действия и т. д.. Несмотря на то, что сбой – явление кратковременное, его последствия могут повлиять на дальнейший ход вычислений, если своевременно не принять меры по восстановлению искаженной информации.

Таким образом, из всей совокупности факторов, влияющих на эффективность выполнения КА в реальных условиях, можно выделить:

- 1) параметры потока помех, влияющих на процесс реализации КА;
- 2) параметры потоков сообщений, поступающих в АСУ РВ;
- 3) параметры потоков сообщений, поступающих от пользователей АСУ РВ.

Опишем эти факторы:

- 1) Вектор параметров потока помех:

$$V_{pn} = (\Delta V_t, \Delta \tilde{\tau}_u, \tilde{\tau}_g, T_{эм}(I), S_{э}, S_{м}), \quad (2)$$

где ΔV_t – закон распределения интервалов времени между импульсами помех;

$\Delta \tilde{\tau}_u = \{\Delta \tau_{pч}(g_i, g_{i+1})\}$ – множество интервалов времени между воздействиями импульсов помех;

g_i – номер импульса помехи;

$\tilde{\tau}_g = \{\tilde{\tau}_{pч}(g_i)\}$ – моменты времени воздействия импульсов помехи;

$T_{эм}(I)$ – закон распределения амплитуд электрической и магнитной составляющих импульсов помехи;

$S_{э}$ – амплитуда электрической составляющей импульса помехи;

$S_{м}$ – амплитуда магнитной составляющей импульса помехи.

2) Вектор параметров потока сообщений от внешних источников поступающей информации:

$$\vec{G} = (V_k(\Delta t), \Delta \tilde{\tau}_c, \tilde{\tau}_c^s, V_0), \quad (3)$$

где $V_k(\Delta t)$ – закон распределения интервалов времени между поступлениями сообщений о k -м импульсе помехи;

$\Delta \tilde{\tau}_c = \{\Delta \tau_{ck}(l_i, l_{i+1}), P_{ck}^s\}$ – множество интервалов времени между моментами поступления сообщений о k -м импульсе помехи;

l_i – порядковый номер k -го импульса помехи;

P_{ck}^s – суммарное число импульсов помехи;

$\tilde{\tau}_c^s = \{\tau_{ck}(l_i)\}$ – суммарное число сообщений о поступивших импульсах помехи;

$V_0 = \{V_i, i = 1, \dots, P_{ck}^s\}$ – времена воздействия импульсов помехи в зоне расположения средств АСУ РВ.

3) Вектор параметров потока сообщений от внутренних источников поступающей информации (пользователей АСУ РВ):

$$\vec{F} = (V(\Delta t), \Delta \tilde{\tau}, \tau^s), \quad (4)$$

где $V(\Delta t)$ – закон распределения интервалов времени между поступлениями сообщений от пользователей АСУ РВ;

$\Delta \tilde{\tau} = \{\Delta \tau(h_i, h_{i+1})\}$ – суммарное количество интервалов времени между моментами поступления сообщений от пользователей АСУ РВ;

h_i – порядковый номер сообщений;

$\Delta \tau^s = \{\tilde{\tau}(h_i)\}$ – суммарное число моментов поступления сообщений от пользователей АСУ РВ.

Рассмотрим характеристики и параметры аппаратурных средств АСУ РВ.

Время реализации КА существенно зависит от характеристик и параметров аппаратурного построения АСУ РВ, которые отличаются типом и количеством используемых вычислительных модулей, количества одновременно выполняемых команд каждым процессором, объема памяти, времени обращения к ней, количества уровней прерывания и т.д.

Поэтому для качественной формализации параметров, характеризующих тип и структуру аппаратурных средств АСУ РВ, введем вектор структурных параметров $\vec{P}$:

$$\vec{P} = \{T_B, S_{BC}, G, \tilde{G}, l, Q, K(\Theta), T(Q'), V_{KA}, T_{ВП}, \bar{\lambda}\}, \quad (5)$$

где $T_B = \{T_{Bi}, i = 1, \dots, n_k\}$ – среднее время выполнения команд процессором;

n_k – количество команд в процессоре;

S_{BC} – тип структуры ВС;

G – количество используемых вычислительных модулей (процессоров) в ВС;

$\tilde{G}$ – количество резервных вычислительных модулей (процессоров) в ВС;

l – количество устройств управления и уровней обработки операндов КА;

$Q = \{Q_\varepsilon\}, \varepsilon = \overline{1, r}$ – множество операций и стандартных функций различного типа, которые могут выполняться каждым из m процессоров;

$K(\Theta) = \{K(Q_\varepsilon)\}, \varepsilon = \overline{1, r}$ – множество количества операций типа Q_ε , которые могут одновременно выполняться каждым из m процессоров;

$T(Q')$ – множество времен выполнения операций типа Q_ε ;

V_{KA} – объем памяти для хранения пакетов программ КА;

$T_{ВП}$ – среднее время обращения к внешней памяти АСУ РВ;

$\bar{\lambda}$ – количество уровней прерывания.

В результате воздействия интенсивных помех на процесс реализации КА АСУ РВ происходят возможные сбои (отказы) вычислительного процесса. Процесс восстановления позволяет устранить создавшиеся неполадки и возобновить работу ВС, тем самым повышая ее эффективность и надежность.

Для формализации параметров процесса восстановления КА введем вектор параметров процесса восстановления:

$$\Psi^* = \{A_t, H_t, N_t, G(t), P_o(t)\}, \quad (6)$$

где A_t – время обнаружения сбоя;

H_t – время восстановления выполнения КА после сбоя;

N_t – время восстановления выполнения КА после отказа;

$G(t)$ – закон распределения времени восстановления выполнения КА после сбоя;

$P_o(t)$ – закон распределения времени восстановления выполнения КА после отказа.

Особое влияние при анализе эффективности процесса реализации КА в условиях воздействия помех оказывает организация вычислительного процесса в АСУ РВ.

Организация вычислительного процесса АСУ РВ предопределяет порядок использования ресурсов ВС при выполнении КА. При этом основным влияющим фактором на эффективность процесса реализации КА является дисциплина (порядок) обслуживания поступающей информации.

Существуют следующие дисциплины обслуживания заявок в АСУ реального времени:

а) заявки, обладающие высшим приоритетом, обслуживаются в первую очередь;

б) заявки обслуживаются по мере их поступления;

в) заявки, поступившие последними в очередь, будут обслуживаться в первую очередь.

В АСУ РВ применяется смешанная дисциплина обслуживания. Тогда рассмотренные особенности вычислительного процесса в АСУ РВ можно характеризовать вектором:

$$\psi = \{P_{KA}^S, T_{KA}^S, N_0\}, \quad (7)$$

где P_{KA}^S – количество используемых пакетов программ КА;

T_{KA}^S – количество времен реализаций пакетов программ КА;

N_0 – количество используемых дисциплин обслуживания поступающей информации.

Составим таблицу наиболее важных информативных факторов [2], которые необходимо в полной мере учитывать при выборе структуры построения КА для перспективных АСУ РВ [1, 3]:

Т а б л и ц а

№ п/п	Наименование фактора	Вес в относительных единицах
1	2	3
1	Интенсивность опасных ЭМ помеховых воздействий	0,2422
2	Интенсивность входных информационных потоков	0,1321
3	Стойкость процесса реализации КА к воздействию ЭМ помех	0,1822
4	Быстродействие процессора	0,1422

1	2	3
5	Время восстановления процесса реализации КА после отказа	0,1208
6	Время восстановления процесса реализации КА после сбоя	0,1108
7	Время реализации программ КА	0,0208
8	Допустимое время пребывания заявок в АСУ РВ	0,0138
9	Время доступа к внешней памяти АСУ РВ	0,0106
10	Количество процессоров в АСУ РВ	0,0967
11	Объем памяти для хранения поступающей информации	0,0805
12	Приоритеты групп ЧА	0,0725
13	Количество типов заявок, поступающих на обработку в АСУ РВ	0,0625
14	Количество типов команд в КА	0,0525
15	Периоды запуска групп ЧА	0,0405
16	Тип структурного построения АСУ РВ	0,0311
17	Среднее число команд в ЧА	0,0021
18	Периоды запуска групп ЧА	0,0711
19	Количество групп ЧА в КА	0,0056
20	Время обнаружения ошибки при обработке информационного потока сообщений	0,0427
21	Количество используемых пакетов программ КА	0,0284
22	Различного рода второстепенные факторы	...

Таким образом, проведенный анализ основных факторов, влияющих на процесс реализации КА в реальных условиях, позволяет сделать вывод о том, что наиболее опасными фактором является фактор воздействия МЭ помех.

Поэтому при проектировании и разработке перспективных АСУ РВ и оценке эффективности процесса реализации КА в реальных условиях необходимо в совокупности с основными группами факторов:

- характеристики реальной обстановки в районе нахождения АСУ РВ;
- характеристики и параметры процесса реализации КБА;
- параметры аппаратурных средств;
- особенности организации вычислительного процесса;
- параметры системы восстановления вычислительного процесса в полной мере учитывать и фактор воздействия МЭП. Сформированная экспертная шкала значимых факторов позволяет оценить фактор воздействия МЭП по отношению к другим важным факторам и его влияние как на эффективность процесса реализации КА, так и на эффективность АСУ РВ в целом.

Список литературы: 1. *Липаев В.В.* Качество программного обеспечения. М.: Финансы и статистика, 1983. 263 с. 2. *Гноенский Л.С.* и др. Математические основы теории управления систем. М.: Наука, 1969. 512 с. 3. *Надежность и эффективность в технике* Т. 3 / Под ред. И.С. Гнеденко. М.: «Машиностроение», 1987. 365 с.

*А. Н. ЗЕЛЕНИН, канд. техн. наук, А. И. КОСТРОМИЦКИЙ,
Д. В. БОНДАРЬ, канд. техн. наук*

СИНТЕЗ ФОРМИРУЮЩЕГО ФИЛЬТРА ИМИТАТОРА ЗАМИРАНИЙ В КАНАЛЕ СЕТИ МОБИЛЬНОЙ СВЯЗИ

Рассматривается задача синтеза фильтров с произвольной требуемой частотной зависимостью коэффициента передачи. Задача аппроксимации решается градиентным компенсационным методом идентификации с параллельной моделью. Предложенный подход проиллюстрирован на примере синтеза формирующего фильтра имитатора замираний в канале сети мобильной связи.

Обеспечение устойчивой и качественной связи между мобильными абонентами телекоммуникационных сетей требует решения ряда сложных задач, обусловленных многолучевостью радиоканала. В этой связи была и остается актуальной проблема учета замираний огибающей передаваемого сигнала.

Одним из этапов отработки методов борьбы с замиранием огибающей сигнала являются испытания средств связи как в лабораторных, так и полевых условиях. Ввиду сложности и высокой стоимости полевых испытаний (натурный эксперимент), они, как правило, проводятся на завершающем этапе постановки сети. Основная цель полевых испытаний – демонстрация готовности телекоммуникационной сети (системы) к эксплуатации в условиях потребителя.

Опыт разработчиков сетевых технологий и постановщиков сетей связи свидетельствует о том, что большую часть времени на проектирование, разработку и постановку сети занимают лабораторные испытания с привлечением технических средств имитационного моделирования важнейших элементов сети [1].

При разработке имитатора замираний в канале беспроводной системы связи учтено, что если число приходящих к абоненту лучей с нескольких различных случайным образом выбранных направлений достаточно велико и среди них нет луча, соответствующего трассе прямой видимости, то [1]:

– огибающая принятого флуктуирующего сигнала имеет рэлеевское распределение с плотностью вероятности, определяемой соотношением:

$$p(U) = \frac{U}{\sigma^2} e^{-\frac{U^2}{2\sigma^2}}, \quad (1)$$

где U – уровень огибающей немодулированной несущей; σ^2 – средняя мощность несущей;

– закон распределения спектральной плотности мощности рэлеевского случайного процесса

$$S(f) = \begin{cases} \frac{\sigma^2}{\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{f_D^2 - f^2}} & \text{при } |f| \leq f_D, \\ 0 & \text{при } |f| > f_D, \end{cases} \quad (2)$$

где f_D – максимальная доплеровская частота;

– замирания из-за многолучевости могут быть рассмотрены как мультипликативный комплексный стационарный гауссовский процесс, который для целей практических исследований в достаточной мере характеризуется функцией $S(f)$ (2).

Эти положения и могут быть использованы для разработки имитатора замираний в канале. Для этого в концептуальную схему имитатора рэлеевских замираний [1] необходимо ввести последовательно соединенные источник аддитивного белого гауссова шума (АБГШ) с

равномерной во всем частотном диапазоне спектральной плотностью мощности и формирующий фильтр, частотная характеристика которого аппроксимирует спектральную характеристику рэлеевского случайного процесса (рис. 1).

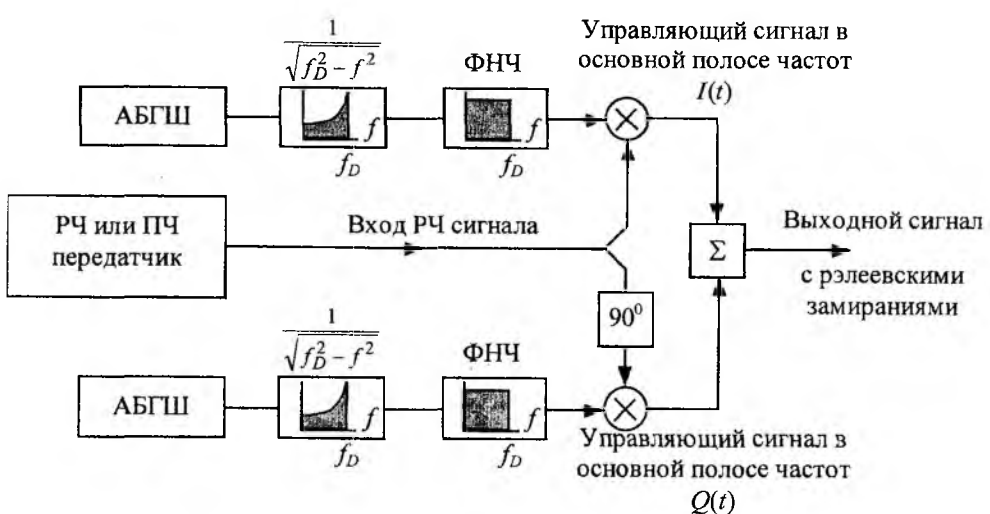


Рис. 1

Реальными электронными радиоустройствами сформировать частотную характеристику формирующего фильтра вида (2) невозможно (в основном из-за потерь в устройствах, в том числе обусловленных и наличием в них резистивных элементов). Но очевидно, что чем выше порядок формирующего фильтра, тем точнее можно аппроксимировать характеристику (2) во всем диапазоне частот кроме, естественно, окрестности частоты $f=f_D$. Однако с повышением порядка сложность формирующего фильтра увеличивается и его настройка усложняется, поэтому необходимо найти компромисс: обеспечить достаточную точность аппроксимации при приемлемой сложности настройки формирующего фильтра.

Чтобы выбрать схему формирующего фильтра, состоящего из последовательно включенных звеньев I и II порядков и рассчитать номиналы его элементов, необходимо представить передаточную функцию фильтра $W_\phi(p)$ в виде

$$W_\phi(p) = \prod_{i=1}^{N_1} W_i^{(1)}(p) \cdot \prod_{k=1}^{N_2} W_k^{(2)}(p) = \prod_{i=1}^{N_1} \frac{p + \omega_{oi}}{p + \omega_{xi}} \cdot \prod_{k=1}^{N_2} \frac{p^2 + \frac{\omega_{ok}}{Q_{ok}}p + \omega_{ok}^2}{p^2 + \frac{\omega_{xk}}{Q_{xk}}p + \omega_{xk}^2}, \tag{3}$$

где p – комплексная частота; $W_i^{(1)}(p)$ 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.

Порядок формирующего фильтра определяется выражением

$$N = N_1 + 2 \cdot N_2, \tag{4}$$

где N_1 и N_2 – количество звеньев I и II порядка соответственно.

Задача синтеза формирующего фильтра формализуется следующим образом.

1. Задается значение частоты f_D .
2. Выбирается порядок N фильтра.
3. С учетом выбранного порядка N формирующего фильтра выбирается структура передаточной функции (3).

4. Рассчитываются коэффициенты (или же частоты нулей, полюсов и добротности) функции (3), при которых $|W_{\phi}(p)|^2$ по выбранному критерию $I(\varepsilon)$ достаточно точно аппроксимирует (2). Как правило [4], при этом используется критерий минимума СКО т.е.

$$I(\varepsilon) = \int_0^{f_{\max}} \left(S(f) - |W_{\phi}(j2\pi f)|^2 \right)^2 df \rightarrow \min, \quad (5)$$

где $\varepsilon = S(f) - |W_{\phi}(j2\pi f)|^2$ – рассогласование между требуемой характеристикой $S(f)$ и имеющейся $|W_{\phi}(j2\pi f)|^2$.

5. Выбирается схемное решение для полученной функции $W_{\phi}(p)$ и производится расчет номиналов элементов формирующего фильтра.

При выборе структур передаточных функций учтем следующее:

1. Учитывая характер функции $S(f)$ (2) а также то, что настройка фильтров высоких порядков заметно усложняется [3], можно ограничить порядок формирующего фильтра: $N \leq 6$.

2. Обеспечить требуемый порядок ($N \leq 6$) в соответствии с (4) можно комбинацией различного количества звеньев I и II порядка.

3. Порядок числителя $W_{\phi}(p)$ должен быть не более чем $N - 3$, (в этом случае возможно будет обеспечить спад $|W_{\phi}(j2\pi f)|$ (АЧХ формирующего фильтра) в полосе подавления ≈ 18 дБ/октаву, что является достаточным для практических целей [1]).

Для исследований были отобраны модели с различными структурами, удовлетворяющими вышеуказанным ограничениям. Наилучшие результаты были получены со структурами передаточных функций $W_{\phi_s}(p)$ вида:

$$W_{\phi_1}(p) = K \cdot \frac{\omega_{o1}^2}{p^2 + \frac{\omega_{x1}}{Q_{x1}}p + \omega_{x1}^2} \cdot \frac{\omega_{o2}^2}{p^2 + \frac{\omega_{x2}}{Q_{x2}}p + \omega_{x2}^2}, \quad (6)$$

$$W_{\phi_2}(p) = K \cdot \frac{\omega_{o1}^2}{p^2 + \frac{\omega_{x1}}{Q_{x1}}p + \omega_{x1}^2} \cdot \frac{\omega_{o2}^2}{p^2 + \frac{\omega_{x2}}{Q_{x2}}p + \omega_{x2}^2} \cdot \frac{\frac{\omega_{o3}}{Q_{o3}}p + \omega_{o3}^2}{p^2 + \frac{\omega_{x3}}{Q_{x3}}p + \omega_{x3}^2}, \quad (7)$$

$$W_{\phi_3}(p) = K \cdot \frac{\omega_{o1}^2}{p^2 + \frac{\omega_{x1}}{Q_{x1}}p + \omega_{x1}^2} \cdot \frac{\omega_{o2}^2}{p^2 + \frac{\omega_{x2}}{Q_{x2}}p + \omega_{x2}^2} \cdot \frac{p^2 + \frac{\omega_{o3}}{Q_{o3}}p + \omega_{o3}^2}{p^2 + \frac{\omega_{x3}}{Q_{x3}}p + \omega_{x3}^2}. \quad (8)$$

При $f=0$ из (2) следует $S(0) = \frac{\sigma^2}{\pi f_D}$. Если принять $\omega_{ok} = \omega_{xk}$ в (6) – (8), то получим

$$|W_{\phi_s}(0)| = K. \text{ Для минимизации (5) необходимо чтобы } |W_{\phi_s}(0)|^2 = S(0). \text{ Тогда } K = \frac{\sigma}{\sqrt{\pi f_D}},$$

$$W_{\phi_1}(p) = \frac{\sigma}{\sqrt{\pi f_D}} \cdot \frac{\omega_{x1}^2}{p^2 + \frac{\omega_{x1}}{Q_{x1}}p + \omega_{x1}^2} \cdot \frac{\omega_{x2}^2}{p^2 + \frac{\omega_{x2}}{Q_{x2}}p + \omega_{x2}^2}, \quad (9)$$

$$W_{\Phi_2}(p) = \frac{\sigma}{\sqrt{\pi f_D}} \cdot \frac{\omega_{x1}^2}{p^2 + \frac{\omega_{x1}}{Q_{x1}} p + \omega_{x1}^2} \cdot \frac{\omega_{x2}^2}{p^2 + \frac{\omega_{x2}}{Q_{x2}} p + \omega_{x2}^2} \cdot \frac{K_3 \frac{\omega_{x3}}{Q_{x3}} p + \omega_{x3}^2}{p^2 + \frac{\omega_{x3}}{Q_{x3}} p + \omega_{x3}^2}, \quad (10)$$

$$W_{\Phi_3}(p) = \frac{\sigma}{\sqrt{\pi f_D}} \cdot \frac{\omega_{x1}^2}{p^2 + \frac{\omega_{x1}}{Q_{x1}} p + \omega_{x1}^2} \cdot \frac{\omega_{x2}^2}{p^2 + \frac{\omega_{x2}}{Q_{x2}} p + \omega_{x2}^2} \cdot \frac{p^2 + K_3 \frac{\omega_{x3}}{Q_{x3}} p + \omega_{x3}^2}{p^2 + \frac{\omega_{x3}}{Q_{x3}} p + \omega_{x3}^2}. \quad (11)$$

Важным вопросом является определение полосы частот, в которой производится расчет функционала (5). Необходимость расчета в полосе $[0, f_D)$ не вызывает сомнений. Учет неограниченной полосы (f_D, ∞) невозможен, поэтому необходимо ее ограничить: $(f_D, f_{\max})$. С увеличением $f_{\max}$ увеличивается доля составляющей рассогласования в (5) в диапазоне частот выше f_D , а с уменьшением $f_{\max}$ – преобладающим в (5) становится отличие $|W_{\Phi}(j2\pi f)|^2$ от $S(f)$ в диапазоне частот $[0, f_D)$.

Определение коэффициентов функции (3) для обеспечения (5) можно проводить либо аналитически, либо используя методы идентификации. Учитывая сложный характер функционала (5), воспользуемся методами идентификации (в частности программой Identification V.01 [2]).

При идентификации использовался функционал вида

$$I_s = \frac{1}{M} \sum_{\substack{i=0 \\ i \neq D}}^M \left(S(i \cdot \Delta f) - |W_{\Phi_s}(j2\pi \cdot i \cdot \Delta f)|^2 \right)^2,$$

где $M = f_{\max}/\Delta f$, $D = f_D/\Delta f$ и $\Delta f = 1$ Гц.

Зависимости $|W_{\Phi_s}|^2$, полученные в результате идентификации для $f_D = 120$ Гц, $f_{\max} = 200$ Гц и соответствующие значения функционалов I_s отражены на рис. 2 (кривая 1 соответствует $|W_{\Phi_1}(j2\pi f)|^2$; 2 – $|W_{\Phi_2}(j2\pi f)|^2$; 3 – $|W_{\Phi_3}(j2\pi f)|^2$; 4 – $S(f)$).

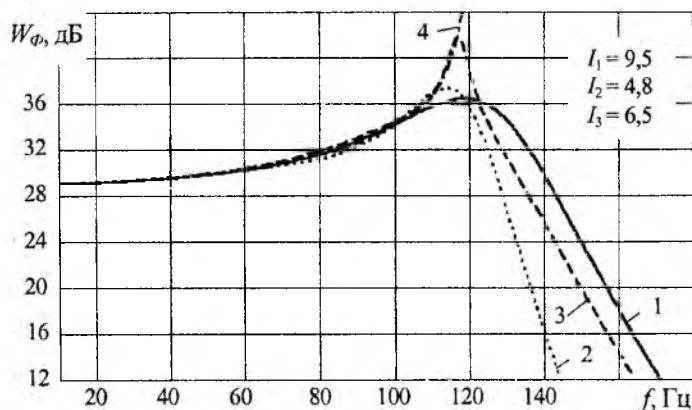


Рис. 2

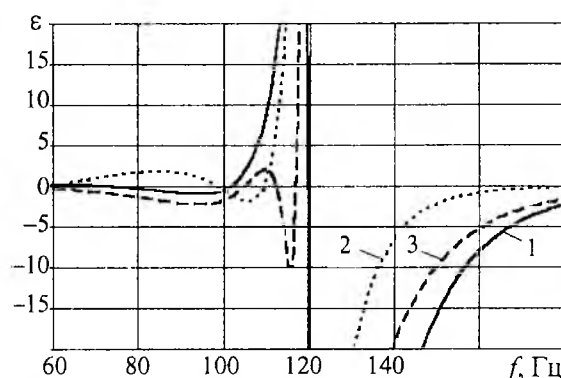


Рис. 3

Сравнивая I_s , определяем, что лучшей по выбранному критерию является структура, выраженная передаточной функцией (10) с параметрами $\omega_{x1} = 2\pi \cdot 113$ рад/с; $Q_{x1} = 0,57$; $\omega_{x2} = 2\pi \cdot 119$ рад/с; $Q_{x2} = 4,6$; $\omega_{x3} = 2\pi \cdot 101$ рад/с; $Q_{x3} = 0,7$; $K_3 = 0,194$ ($I_2 = 4,8$).

Хороший результат также получился со структурой (11) с параметрами $\omega_{x1} = 2\pi \cdot 114$ рад/с; $Q_{x1} = 0,568$; $\omega_{x2} = 2\pi \cdot 123$ рад/с; $Q_{x2} = 2,4$; $\omega_{x3} = 2\pi \cdot 117$ рад/с; $Q_{x3} = 17$; $K_3 = 1,55$ ($I_3 = 6,5$).

Структура фильтра, описываемая (9), значительно уступает структурам (10) и (11) ($I_1 = 9,5$). Сказанное иллюстрируется также зависимостями $\varepsilon_s(f) = S(f) - |W_{\Phi_s}(j2\pi f)|^2$, приведенными на рис. 3 (кривая 1 соответствует зависимости $\varepsilon_1(f)$; 2 - $\varepsilon_2(f)$; 3 - $\varepsilon_3(f)$).

Для реализации многокаскадного формирующего фильтра, описываемого одним из выражений (9) – (11), могут быть выбраны различные схемные решения отдельных каскадов [3], которые должны отвечать следующим требованиям:

- возможность получения как больших, так и малых добротностей;
- невысокая чувствительность параметров фильтра к отклонениям значений элементов от номинальных;
- простота настройки; в идеале – независимая настройка Q , K и ω_x .

В [1] указано, что для большинства применений подвижной радиосвязи в диапазоне частот 900 МГц частота f_D лежит в пределах примерно 100...125 Гц, поэтому определяющим фактором при выборе схемы является то, что при изменении требований к формирующему фильтру по f_D , необходимо будет произвести перерасчет номиналов элементов и фактически собрать новый фильтр. Этого можно избежать, если использовать в качестве базового звена управляемый фильтр на основе схемы с переменными параметрами [3], перестройка которой осуществляется путем изменения постоянных времени интеграторов. Эта схема удобна тем, что в ней имеется несколько выходов (ФНЧ, ПФ, ФВЧ), что отвечает поставленным выше требованиям.

На рис. 4 показана функциональная схема, а на рис. 5 – топологическая модель управляемого фильтра второго порядка.

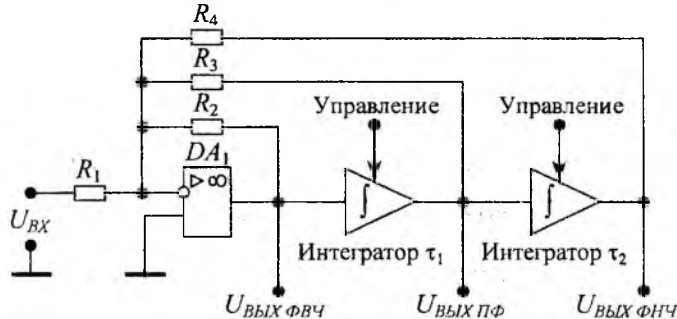


Рис. 4

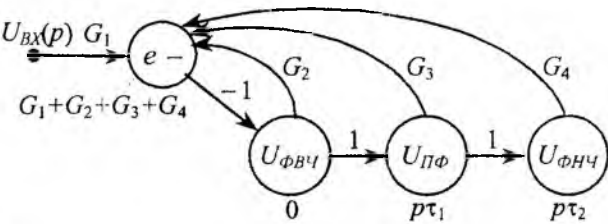


Рис. 5

Данная схема описывается следующими выражениями [3]: передаточные функции:

ФНЧ:

$$W_{\Phi НЧ}(p) = \frac{-\frac{R_2}{R_1 \tau_1 \tau_2}}{p^2 + p \left(\frac{R_2}{R_3 \tau_1} \right) + \frac{R_2}{R_4 \tau_1 \tau_2}}, \tag{12}$$

ПФ:

$$W_{ПФ}(p) = \frac{-\frac{R_2}{R_1 \tau_1} p}{p^2 + p \left(\frac{R_2}{R_3 \tau_1} \right) + \frac{R_2}{R_4 \tau_1 \tau_2}}, \tag{13}$$

$$\text{ФВЧ: } W_{\text{ФВЧ}}(p) = \frac{-\frac{R_2}{R_1} p^2}{p^2 + p \left(\frac{R_2}{R_3 \tau_1} \right) + \frac{R_2}{R_4 \tau_1 \tau_2}}; \quad (14)$$

максимальные коэффициенты передачи в полосах пропускания:

$$\text{ФНЧ: } K_H = -\frac{R_4}{R_1}, \quad \text{ПФ: } K_{\text{ПЕЗ}} = -\frac{R_3}{R_1}, \quad \text{ФВЧ: } K_B = -\frac{R_2}{R_1};$$

$$\text{частота полюса } \omega_x = \sqrt{\frac{R_2}{R_4 \tau_1 \tau_2}}; \quad \text{добротность } Q_F = \frac{\tau_1 R_3}{R_2} \omega_x = \sqrt{\frac{R_3^2 \tau_1}{R_2 R_4 \tau_2}}.$$

Из этих соотношений видно, что меняя постоянные времени интеграторов τ_1 и τ_2 , можно управлять параметрами Q_F , ω_x и шириной полосы пропускания независимо от коэффициентов передачи фильтра K_H , $K_{\text{ПЕЗ}}$ и K_B . Если изменять τ_1 и τ_2 в одинаковой пропорции, то можно управлять частотой ω_x , не затрагивая Q_F , что и требуется в рассматриваемом случае, так как при изменении частоты f_D , например в два раза, для настройки формирующего фильтра необходимо изменить частоты ω_{xk} также в два раза.

Оптимальным выбором для реализации описанной структуры (рис. 4) являются микросхемы фильтров с коммутируемыми конденсаторами, серийно выпускаемые промышленностью. В этих микросхемах постоянные интегрирования обоих интеграторов равны, т.е. $\tau_1 = \tau_2$. Для практической реализации фильтра необходимы внешние резисторы и синхронизирующий сигнал, частота которого пропорциональна частоте полюса передаточной функции.

Структурная схема многокаскадного фильтра с передаточной функцией вида (11) изображена на рис. 6.

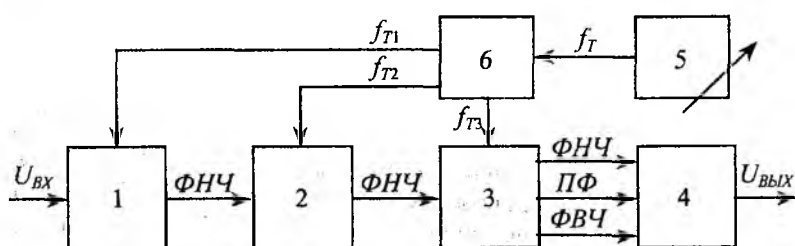


Рис. 6

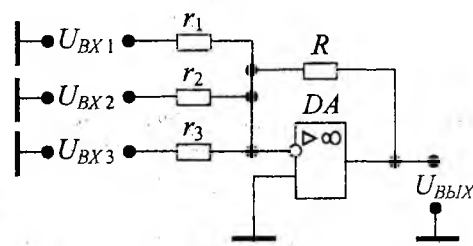


Рис. 7

Блоки 1, 2 и 3 реализованы по схеме управляемого фильтра II порядка (рис. 4); блок 4 представляет собой инвертирующий сумматор, например по схеме рис. 7; блок 5 – генератор тактовых импульсов f_T ; блок 6 – формирователь синхронизирующих импульсов f_{T1} , f_{T2} и f_{T3} , определяющих частоты полюсов ω_{x1} , ω_{x2} и ω_{x3} , представляющий собой делитель частоты f_T в требуемое число раз. Блоки 3 и 4 совместно реализуют третий каскад фильтра (третий сомножитель в выражении (11)). Если разорвать связь ФВЧ между блоками 3 и 4, то можно получить структуру фильтра, соответствующую (10).

Перестройкой генератора 5 можно изменять частоту f_T , и тем самым изменять частоту f_D .

Для упрощения настройки формирующего фильтра удобно положить максимальные коэффициенты передачи блоков 1 – 3 по выходу ФНЧ и ФВЧ равными единице. Тогда в схеме рис. 5 $R_1 = R_2 = R_4$, частота полюса полностью определяется постоянными интегрирования, а

$$\text{так как } \tau_1 = \tau_2 = \tau, \text{ то частота полюса } \omega_x = \frac{1}{\tau} \text{ и добротность } Q_F = |K_{\text{ПЕЗ}}| = \frac{R_3}{R_1}.$$

Общее усиление K и коэффициент передачи по выходу ПФ K_3 в выражении (11) можно обеспечить в блоке 4 (рис. 7).

Расчет номиналов элементов 1 и 2 каскадов рекомендуется производить в такой последовательности:

- задавшись входным сопротивлением формирующего фильтра R_{BX} , принимаем для 1 – 3 блоков (схема рис. 5):

$$R_{1k} = R_{2k} = R_{4k} = R_{BX},$$

- номинал резистора R_3 в блоках 1 – 3 определяет добротность полюса, поэтому:

$$R_{3k} = R_{BX} \cdot Q_{xk},$$

- задавшись значением $r_1 = r_3 = r$, рассчитываем сопротивление R в блоке 4 (схема рис. 7):

$$R = r \cdot K,$$

- рассчитываем сопротивление r_2 в блоке 4 (схема рис. 7) из соотношения $\frac{R}{r_2} = \frac{K \cdot K_3}{|K_{PE3}|}$:

$$r_2 = \frac{R \cdot |K_{PE3}|}{K \cdot K_3} = \frac{R \cdot Q_{x3}}{K \cdot K_3},$$

- рассчитываем тактовую частоту f_T генератора 5 и коэффициенты деления счетчиковых делителей блока 6 для получения требуемых значений ω_{xk} .

Таким образом, в результате решения задачи синтеза формирующего фильтра для имитатора радиоканала с замираниями получены структура и параметры фильтра, обладающего приемлемой для практических целей точностью аппроксимации спектральной плотности вида $1/\sqrt{f_D^2 - f^2}$; выбрано схемное решение, несложное в реализации, простое в настройке, обеспечивающее возможность изменения максимальной доплеровской частоты в процессе эксплуатации имитатора.

Описанный подход может быть использован для синтеза фильтров с отличными от типовых частотными характеристиками.

Список литературы: 1. Феер К. Беспроводная цифровая связь. Методы модуляции и расширения спектра: Пер. с англ. / Под ред. В.И. Журавлева. М.: Радио и связь, 2000. 520 с.: ил. 2. Способ идентификации модели сетевых каналов связи/ А.Н. Зеленін, А.И. Костромицкий, Д.В. Бондарь Патент Украины № 50385А. 3. Зеленін 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. 4. Эйхгофф П. Основы идентификации систем управления. Оценивание параметров и состояний. Пер. с англ. / Под ред. Н.С. Райбмана М.: Мир, 1975. 683 с.

Харьковский национальный
университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 24.03.2003

ОЦІНКА ТОЧНОСТІ ВИЗНАЧЕННЯ ФІЗИЧНИХ РОЗМІРІВ ТРУБЧАСТОГО ОБ'ЄКТА ЗА ЙОГО РЕНТГЕНІВСЬКИМ ЗОБРАЖЕННЯМ

Вступ

Технічні умови рентгенографії та особливості морфологічної будови об'єкта визначають точність відтворення його фізичних розмірів на рентгенівському зображенні (РЗ). РЗ є фіксацією променевого рельєфу, сформованого при проходженні рентгенівського випромінювання крізь досліджуваний об'єкт та спроектованого на площину детектора. Процес формування променевого рельєфу залежить від вибраного режиму роботи випромінювача – розміру фокусної плями рентгенівської трубки, діафрагмування та фільтрації пучка тощо, а також від його розташування відносно досліджуваного об'єкта.

Внаслідок розходження променів рентгенівського пучка РЗ завжди є проекційно збільшеним. Крім цього, частина РЗ об'єкта формується периферичним відділом робочого пучка променів, косо спрямованих до поверхні приймача, що спричиняє проекційне спотворення розмірів об'єкта на РЗ [1]. Тому при вимірюванні розмірів об'єкта за його РЗ необхідно враховувати вплив параметрів зйомки.

Розміри будь-якого об'єкта, відтворені та виміряні на РЗ, є його рентгенограмометричними розмірами. З огляду на змінність параметрів формування РЗ та особливості форми самого об'єкта, ці розміри можуть не співпадати з фізичними розмірами об'єкта. У клінічній рентгенограмометрії розміри анатомічних об'єктів та їх співвідношення є діагностично значимими. Так, для трубчастих об'єктів (трубчастих кісток, судин тощо) важливо визначати співвідношення їх розмірів у перерізі, кожен з яких при рентгенографії зазнає різного проекційного спотворення.

Мета дослідження

Метою цього дослідження є врахування параметрів рентгенографії при формуванні РЗ трубчастого об'єкта та оцінка їх впливу на точність відтворення розмірів (зовнішнього та внутрішнього діаметрів) трубчастого об'єкта на його рентгенограмі.

Матеріали і методи

Для опису досліджуваного трубчастого об'єкта використано модель діяфізу метакарпальної кістки, яка являє собою співвісну циліндричну структуру [2]. Нормальний переріз такої структури можна подати як кругове кільце товщиною $(R - r)$ та круг $(0; r)$. Коло $(0; R)$ відображає зовнішню, а коло $(0; r)$ – внутрішню межі перерізу об'єкта.

Точність відтворення розмірів R та r об'єкта на його РЗ насамперед залежить від розміру фокусної плями g рентгенівської трубки, який може бути: великим (2×2 мм), малим (1×1 мм), тонким ($0,3 \times 0,3$ мм) [1]. При використанні трубок з тонким фокусом можна вважати, що РЗ об'єкта формується точковим випромінювачем F , а розміри об'єктів змінюються тільки за рахунок проекційного збільшення. Для врахування впливу розміру g на формування РЗ фокусна пляма розглядається як сукупність точкових випромінювачів F_n . В цьому випадку РЗ об'єкта утворюється шляхом суперпозиції зображень від кожного з точкових випромінювачів, при цьому на РЗ виникає геометрична нерізкість, яка зумовлена зміщенням проекцій контуроутворюючих точок від кожного з точкових випромінювачів.

При розташуванні центрального точкового випромінювача F на відстані f від поверхні об'єкта його РЗ формується за законом прямої кінчної проекції, а периферичні випромінювачі F_i формують РЗ об'єкта за законом косої кінчної проекції променями, які розповсюджуються у межах тілесного кута α .

У будь-якому випадку поверхня об'єкта віддалена від приймача на відстань d , що спричиняє зміну масштабу РЗ.

Результати дослідження

Розглянемо результат дії реального випромінювача на об'єкт круглого перерізу радіусом R . Схема утворення рентгенівського зображення циліндричного об'єкта показана на рис. 1.

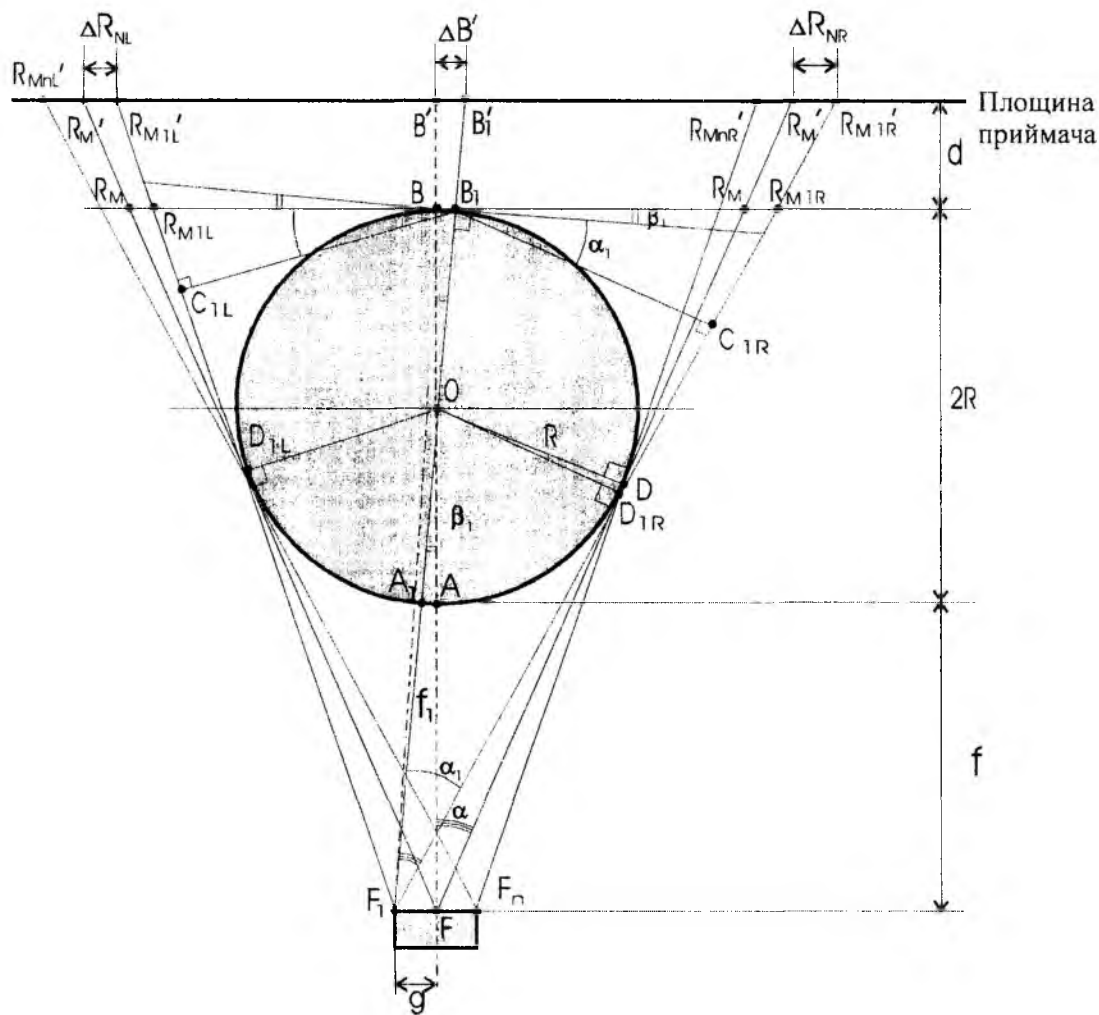


Рис. 1

Відстань між центральним випромінювачем F та поверхнею циліндричного об'єкта становить $f = |FA|$, між крайнім випромінювачем F_1 та поверхнею циліндричного об'єкта: $f_1 = |F_1A_1| = \sqrt{(f + R)^2 + g^2} - R$. Кут між центральним променем F_1A_1 та бічним дотичним променем F_1D_{1R} випромінювача F_1 визначається як

$$\alpha_1 = \arcsin \frac{R}{\sqrt{(f + R)^2 + g^2}}. \tag{1}$$

Кут між центральними променями F_1A_1 та FA випромінювачів F_1 та F становить

$$\beta_1 = \arcsin \frac{g}{\sqrt{(f+R)^2 + g^2}}. \quad (2)$$

При дії випромінювача F контуроутворююча точка D проектується у площині приймача у точку R_M' (рис.1). Тоді величина проекції радіуса R нормального перетину циліндра на РЗ від випромінювача F становитиме $R_{MM} = |B'R_M'|$

$$R_{MM} = R \cdot \frac{f + 2R + d}{\sqrt{f^2 + 2Rf}}. \quad (3)$$

Величини проекцій радіуса R нормального перетину циліндра на РЗ від випромінювача F_I становитимуть справа – $|B_I'R_{MIR}'|$, а зліва – $|B_I'R_{MIL}'|$:

$$|B_I'R_{MIR}'| = |B_I'R_{MIR}| \cdot \frac{f + 2R + d}{2R + f}, \quad (4)$$

$$|B_I'R_{MIL}'| = |B_I'R_{MIL}| \cdot \frac{f + 2R + d}{2R + f}, \quad (5)$$

де величини $|B_I'R_{MIR}|$ та $|B_I'R_{MIL}|$ у свою чергу визначаються з урахуванням формул (1, 2) як

$$|B_I'R_{MIR}| = \frac{|B_I'C_{1R}|}{\cos(\alpha_1 + \beta_1)} = \frac{R(2R + f) \left[1 + \left(\frac{g}{R + f} \right)^2 \right]}{\sqrt{f^2 + 2Rf + g^2} - \frac{gR}{R + f}}, \quad (6)$$

$$|B_I'R_{MIL}| = \frac{|B_I'C_{1L}|}{\cos(\alpha_1 - \beta_1)} = \frac{R(2R + f) \left[1 + \left(\frac{g}{R + f} \right)^2 \right]}{\sqrt{f^2 + 2Rf + g^2} + \frac{gR}{R + f}}. \quad (7)$$

Центр РЗ від випромінювача F_I зміститься відносно центра РЗ від випромінювача F на відстань $\Delta B'$, яка становитиме

$$\Delta B' = |B'B_I'| = \frac{g(R + d)}{R + f}. \quad (8)$$

Враховуючи вирази за формулами (4, 8), визначимо рентгенограмметричну довжину об'єкта $R_{MR} = |B'R_{MIR}'|$, яка вимірюється за РЗ замість R та у загальному випадку дорівнює

$$R_{MR} = |B_I'R_{MIR}'| + \Delta B' = \frac{R(2R + f + d) \left[1 + \left(\frac{g}{R + f} \right)^2 \right]}{\sqrt{f^2 + 2Rf + g^2} - \frac{gR}{R + f}} + \frac{g(R + d)}{R + f}. \quad (9)$$

Різниця між краєм РЗ від центрального випромінювача F та краєм РЗ, утвореним випромінювачами $F_1 \dots F_n$, становитиме $2\Delta R_{NR} = 2|R_M' R_{MIR}'| = 2(R_{MR} - R_{MM})$. Вона визначатиме «зовнішню» геометричну нерізкість ΔR_{NR} зображення краю циліндричного об'єкта, віддаленого від приймача, що розраховується за формулами (3, 9) як

$$\Delta R_{NR} = R_{MR} - R_{MM} = R(2R + f + d) \cdot \left(\frac{\left[1 + \left(\frac{g}{R + f} \right)^2 \right]}{\sqrt{f^2 + 2Rf + g^2} - \frac{gR}{R + f}} - \frac{1}{\sqrt{f^2 + 2Rf}} \right) + \frac{g(R + d)}{R + f} \quad (10)$$

Ця геометрична нерізкість зображення краю циліндричного об'єкта утворюється між проєкціями контуруутворюючих точок D та D_{IR} (рис.1).

Визначимо «внутрішню» геометричну нерізкість ΔR_{NL} РЗ циліндричного об'єкта (рис. 1). Вона розраховується як $\Delta R_{NL} = R_{MM} + \Delta B' - |B_I' R_{MIL}'|$ та визначається формулами (3, 5, 8) як

$$\Delta R_{NL} = R(2R + f + d) \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{f^2 + 2Rf}} - \frac{\left[1 + \left(\frac{g}{R + f} \right)^2 \right]}{\sqrt{f^2 + 2Rf + g^2} + \frac{gR}{R + f}} \right) + \frac{g(R + d)}{R + f} \quad (11)$$

Величина ΔR_{NL} не змінює рентгенограмметричного розміру R_{MM} циліндричного об'єкта.

Аналіз формул (10, 11) за реальних умов рентгенографії ($g < R \ll f$) показує, що за цих умов величини нерізкості ΔR_{NR} та ΔR_{NL} практично співпадають та визначаються більш просто:

$$\Delta R_{NR} \approx \Delta R_{NL} \approx \frac{g(R + d)}{R + f} \quad (12)$$

Для розглянутого циліндричного об'єкта можна визначити фізичний розмір R , розв'язавши рівняння за формулою (9) відносно R при відомих значеннях R_{MR} , f , g та d . Аналітичний розв'язок такого рівняння є проблематичним, тому він отриманий чисельними методами за допомогою математичної програми Maple V Release 5, але навіть такий розв'язок має дуже громіздкий вигляд, непридатний для практичного застосування. З огляду на реальні умови рентгенографії спростимо вираз (9). При $g \ll f$ формула (9) набуде вигляду:

$$R_{MR} \approx \frac{R(2R + f + d)}{\sqrt{f^2 + 2Rf}} + \frac{g(R + d)}{R + f} \quad (13)$$

Розв'язок рівняння за формулою (13) відносно R потребував розв'язання рівняння четвертої степені. Воно було отримане за допомогою програмного засобу Maple V Release 5. За умови $R \ll f$ аналітичний розв'язок за формулою (13) можна спростити, розклавши

іраціональний вираз її знаменника у ряд Тейлора та обмежившись членом першого порядку, тобто $\sqrt{f^2 + 2Rf} \approx f + R$.

Вираз (13) набуде вигляду

$$R_{MR} \approx \frac{R(2R + f + d) + g(R + d)}{R + f} \quad (14)$$

Розв'язок рівняння за формулою (14) відносно R матиме вигляд:

$$R \approx \frac{1}{4} \cdot \left\{ \sqrt{f^2 + R_{MR}^2 + d^2 + g^2 + 2(f - R_{MR}) \cdot (g + d) + 6(R_{MR} \cdot f - g \cdot d)} + R_{MR} - (f + d + g) \right\} \quad (15)$$

Таким чином, отримано вираз для розрахунку фізичного розміру R об'єкта круглого перерізу за його рентгенограмометричним розміром R_{MR} з урахуванням реальних параметрів рентгенографії.

Розглянемо результат дії реального випромінювача на трубчастий циліндричний об'єкт, перерізом якого є кільце з зовнішнім радіусом R та внутрішнім радіусом r . Схема формування РЗ трубчастого об'єкта показана на рис. 2. Зовнішній рентгенограмометричний розмір трубчастого об'єкта R_{MR} та величини нерізкості РЗ його зовнішнього краю ΔR_{NR} та ΔR_{NL} формуються таким же чином, як і для суцільноциліндричного об'єкта радіусом R , та розраховуються за формулами (9-11).

Визначимо внутрішній рентгенограмометричний розмір r_{MM} трубчастого циліндричного об'єкта. Він формується як зовнішній розмір «порожнього» циліндра (отвору труби). На РЗ внутрішньої межі об'єкта утворюється нерізкість $\Delta r_N = \Delta r_{NR} + \Delta r_{NL}$, де $\Delta r_{NR} = r_{MR} - r_{MM}$, $\Delta r_{NL} = r_{MM} - r_{ML}$ (рис. 2). У цьому випадку на точність визначення розміру r_{MM} впливатиме ділянка нерізкості Δr_{NL} , яка виходить за межі внутрішнього контура об'єкта, при цьому розмір r_{MM} зменшиться до величини r_{ML} . Величина нерізкості Δr_{NL} розраховується за формулою (11), після чого розмір r_{ML} обчислюється з урахуванням формули (3) як

$$r_{ML} = r_{MM} - \Delta r_{NL} \approx \frac{r(2r + f + d) - g(r + d)}{r + f} \quad (16)$$

Розв'язок рівняння за формулою (16) відносно R матиме вигляд:

$$r \approx \frac{1}{4} \cdot \left\{ \sqrt{f^2 + r_{ML}^2 + d^2 + g^2 + 2(f - r_{ML}) \cdot (d - g) + 6(r_{ML} \cdot f + g \cdot d)} + r_{ML} - (f + d + g) \right\} \quad (17)$$

За реальних умов зйомки трубчастого об'єкта нерізкість Δr_{NL} визначається за формулою (12) як $\Delta r_{NL} \approx \Delta r_{NR} = g(r + d) / (r + f)$.

Таким чином, при дії реального випромінювача на трубчастий циліндричний об'єкт його зовнішній рентгенограмометричний розмір становить $2R_{MR}$, тобто більше за рахунок геометричної нерізкості ΔR_{NR} ; внутрішній розмір становить $2r_{ML}$, тобто менше за рахунок геометричної нерізкості Δr_{NL} . У такий спосіб можна визначити морфометричні розміри реальних об'єктів трубчастої форми за їх РЗ.

Величина нерізкості за формулою (12) може бути врахована при визначенні фізичного розміру об'єкта за РЗ. Наприклад, за реальних умов рентгенографії кисті людини ($f = 1000$ мм,

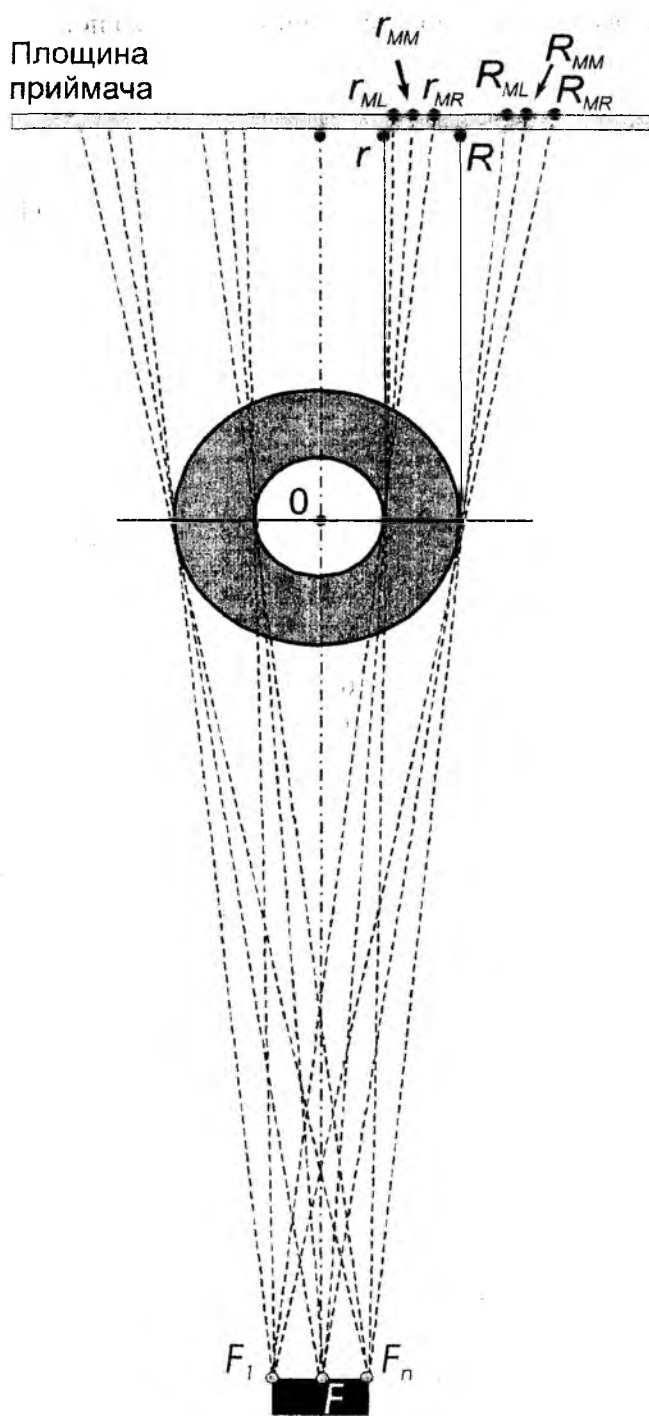


Рис. 2

$g=1\text{мм}$, $d=20\text{мм}$) розмір об'єкта діаметром $2R=10\text{мм}$ збільшиться загалом на $2(R_{MR}-R)=0,3\text{мм}$ (+3%), причому за рахунок нерізкості РЗ – на $2\Delta R_{NR}=0,05\text{мм}$ (+0,5%),

тобто в цьому випадку величина нерізкості складатиме шосту частину від загального приросту розміру об'єкта на його РЗ. Для об'єкта діаметром $2R=5\text{мм}$ відповідно отримаємо величини загального приросту розміру $0,16\text{мм}$ (+3,2%) та нерізкості $0,045\text{мм}$ (+0,9%), тобто геометрична нерізкість становитиме вже близько третини від загального приросту розміру об'єкта на його РЗ. Таким чином, співвідношення складових приросту розміру об'єкта на РЗ змінюється в залежності від величини розміру об'єкта та його сумірності з розміром фокусної плями.

Висновки

Проведений аналіз дозволяє врахувати параметри рентгенографії при формування РЗ трубчастого об'єкта та визначити їх вплив на зміни фізичних розмірів (зовнішнього та внутрішнього діаметрів) трубчастого об'єкта. Результати проведеного аналізу можна застосовувати при розрахунку морфометричних розмірів будь-яких об'єктів круглого перерізу за їх РЗ.

Список літератури: 1. *Променева діагностика*: [В 2 т.] / Г.Ю. Коваль, Т.П. Сиваченко, М.М. Загорська та ін.; Під ред. Г.Ю. Коваль. – К.: Орбіс, 1998. Т. 1. 527 с. 2. Головенко В.М., Аверьянова Л.А., Скляр О.И. Трехслойная гетерогенная структура как модель фрагмента кисти человека в рентгеновской морфометрии // Укр. журнал мед. техники и технологии. 2001. № 1. С 63 – 65.

Харківський національний
університет радіоелектроніки

Надійшла до редколегії 03.09.2002

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДОВ ФРАКТАЛЬНОГО СЖАТИЯ ДЛЯ ФИЛЬТРАЦИИ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Фильтрация является одной из важных задач обработки изображений. Эта задача особенно сложна ввиду того, что изображения сильно неоднородны по своей структуре и могут быть искажены аддитивными, мультипликативными или импульсными помехами [1, 2]. Алгоритм фильтрации должен решать две противоречивые задачи: подавлять шум и сохранять границы и мелкие детали на изображении. На данный момент разработано много алгоритмов фильтрации [1, 2], однако улучшение качества сохранения границ и мелких деталей остается на сегодняшний день актуальной задачей.

Фильтрация изображений предполагает выбор определенной модели изображения. Удачно выбранная модель позволяет описать изображение с заданной точностью, но меньшим количеством информации. На основе такой модели возможно осуществить как сжатие, так и фильтрацию изображений, причем качество сжатия и фильтрации обычно жестко связаны. На настоящий момент в ряду лучших алгоритмов сжатия находятся фрактальные методы сжатия [3], использующие самоподобие изображения на разных масштабах, однако разработке методов фильтрации, основанных на этой идее, в литературе уделено крайне мало внимания [4]. Поэтому в данной работе осуществлена попытка применения идей фрактального сжатия для фильтрации изображений.

Модель наблюдения

Предложенный алгоритм разрабатывался применительно к изображениям в градациях серого. Будем считать, что изображение наблюдается в присутствии аддитивной помехи

$$I_{ij} = I_{ij}^{tr} + n_{ij}^a, \quad (1)$$

где I_{ij} – ij -й пиксель зашумленного изображения, I_{ij}^{tr} – истинное значение изображения в этом же отсчете, n_{ij}^a – аддитивная помеха. Аддитивная помеха полагается нормально распределенной, с нулевым средним и СКО, равным σ_0 .

В данной работе не учитывается влияние импульсных помех. Если такая помеха присутствует на изображении, то она должна быть подавлена предварительно, используя известные алгоритмы подавления импульсных помех [5, 6].

Фильтрация изображений на основе систем итерированных функций

Изображением будем называть функцию $I(x,y)$, определенную на квадрате $[1..m] \times [1..n]$, для которой

$$I(x,y) \in [0,1] \quad \forall x,y \in [1..m] \times [1..n].$$

Обозначим через M пространство всех изображений с определенной на нем метрикой.

Фрактальное сжатие основано на представлении изображения аттрактором системы итерируемых функций (Iterated Function System).

Для того чтобы построить систему итерированных функций, введем в рассмотрение трехмерное аффинное преобразование $w: R^3 \rightarrow R^3$

$$\omega(\bar{x}) = w \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & b & t \\ c & d & u \\ p & q & s \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} e \\ f \\ o \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где $a, b, c, d, t, u, p, q, s, e, f, o$ – действительные числа и $(x,y,z) \in R^3$.

Пусть трехмерное аффинное преобразование w_i определено на компактном подмножестве D_i квадрата $[1..m] \times [1..n]$ и обладает свойством сжимаемости

$$\|w_i(\bar{x}) - w_i(\bar{y})\| \leq \alpha \cdot \|\bar{x} - \bar{y}\|,$$

где $0 \leq \alpha < 1$

Конечная совокупность $W: M \rightarrow M$

$$W(I) = \bigcup_{i=1}^N w_i(I)$$

сжимающих трехмерных аффинных преобразований w_i , определенных на областях D_i , таких, что $w_i(D_i) = R_i$ и $R_i \cap R_j = \emptyset \ \forall i \neq j, i, j = 1, \dots, N$, называется системой итерируемых функций и представляет собой сжимающее отображение, обладающее единственным аттрактором. Области R в дальнейшем будут именоваться ранговыми, а области D — доменными. Строгое описание теории систем итерированных функций можно найти, например, в [8].

Для кодирования изображения системой итерированных функций требуется определить параметры аффинных преобразований. Это выполняется на основе классической схемы [3], предполагающей выполнение следующих шагов (рис. 1):

1. **Сегментация изображения.** Исходное изображение разбивается на неперекрывающиеся ранговые блоки R размера $N_r \times N_r$.

2. **Формирование области поиска.** Проходя по изображению с фиксированным шагом по горизонтали и вертикали, формируется набор доменных блоков, размер которых в два раза больше рангового. Разбивая каждый доменный блок на блоки 2×2 пикселя, и усредняя пиксели внутри каждого такого блока, уменьшаем размер доменного блока вдвое. После такой процедуры размеры доменных и ранговых блоков совпадают. Доменный блок может быть повернут на $0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ или 270° . Допускается также зеркальное отражение. В результате формируется область поиска, состоящая из доменных блоков D . Обозначим через N_D общее число доменных блоков, составляющих область поиска.

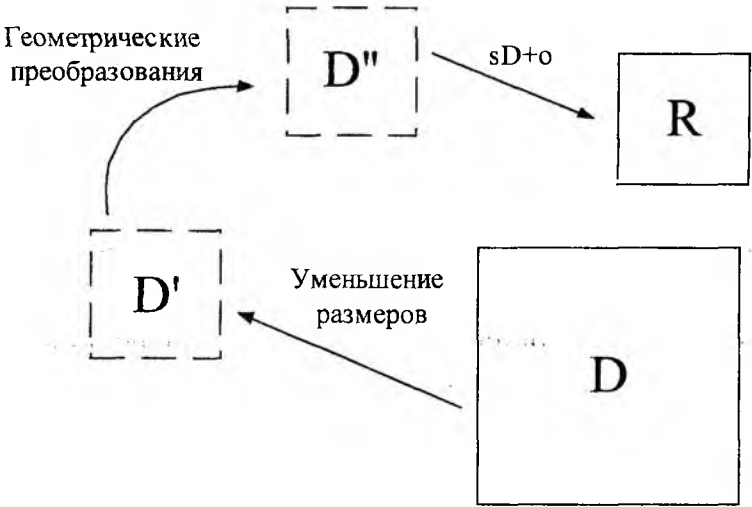


Рис. 1

3. **Аппроксимация.** Каждый ранговый блок R_{kl} аппроксимируется блоком D_{pq} в виде

$$R_{kl} \approx s \cdot D_{pq} + o,$$

где k, l – координаты верхнего левого угла рангового блока, p, q – координаты верхнего левого угла доменного блока. Для этого минимизируется ошибка аппроксимации

$$e = \sum_{i=1}^{N_r} \sum_{j=1}^{N_r} (s \cdot d_{ij} + o - r_{ij})^2, \tag{3}$$

где r_{ij} и d_{ij} интенсивности пикселей блоков R_{kl} и D_{pq} соответственно.

Оптимальные коэффициенты s и o определяются формулами

$$s = \frac{N_r^2 \cdot \sum_{i=1}^{N_r} \sum_{j=1}^{N_r} d_{ij} \cdot r_{ij} - \sum_{i=1}^{N_r} \sum_{j=1}^{N_r} d_{ij} \sum_{i=1}^{N_r} \sum_{j=1}^{N_r} r_{ij}}{N_r^2 \cdot \sum_{i=1}^{N_r} \sum_{j=1}^{N_r} d_{ij}^2 - \left(\sum_{i=1}^{N_r} \sum_{j=1}^{N_r} d_{ij} \right)^2} \quad (4)$$

и

$$o = \frac{1}{N_r^2} \left(\sum_{i=1}^{N_r} \sum_{j=1}^{N_r} r_{ij} - s \cdot \sum_{i=1}^{N_r} \sum_{j=1}^{N_r} d_{ij} \right). \quad (5)$$

Для соблюдения условия сжимаемости аффинного отображения w_{kl} необходимо выполнить условие

$$|s_{kl}| < 1 \quad \forall k, l. \quad (6)$$

Доменный блок, минимизирующий для рангового блока R_{kl} ошибку (3) при условии (6), обозначим $D_{pq,kl}$.

В результате формируется аффинное преобразование $w_{kl}(I)$, параметры которого описывают положение блока $D_{pq,kl}$, его масштабирование, возможный поворот и зеркальное отражение, сдвиг в позицию (k, l) , масштабирование по яркости с коэффициентом s и смещение по яркости на величину o . Совокупность преобразований w_{kl} составляет систему итерированных функций, кодирующих данное изображение.

Предлагаемый метод фильтрации заключается в кодировании зашумленного изображения системой итерированных функций. Так как минимизация ошибки аппроксимации (3) осуществляется за счет поиска самоподобных областей изображения на различных масштабах, а белый гауссов шум не обладает свойством самоподобия, то минимизация ошибки (3) обусловлена поиском самоподобных областей для сигнала, то есть найденные параметры аффинных преобразований будут оценками соответствующих параметров для истинного изображения. Изображение, полученное в результате восстановления аттрактора, является оценкой истинного изображения. Качество оценки зависит от степени выраженности самоподобия на изображении. То есть, на основе зашумленных данных, с использованием модели изображения может быть получена оценка истинного изображения, что и является задачей фильтрации.

Вышеописанная схема определения параметров системы итерированных функций разрабатывалась для решения задачи сжатия изображений. Для решения задачи фильтрации предлагаются следующие модификации.

1. Разбиение на неперекрывающиеся ранговые блоки приводит к хорошо заметным глазным блочным эффектам [3, 9]. С целью устранения этого дефекта в работе [9] предложено использование перекрывающихся ранговых блоков. Аналогичный метод использован и в данной работе. Однако, в отличие от задачи сжатия, для задачи фильтрации нет ограничений на число используемых ранговых блоков. Поэтому для построения системы итерированных функций используются все ранговые блоки, верхние левые углы которых расположены в узлах сетки с шагом $\Delta x \leq N_r$ и $\Delta y \leq N_r$ по горизонтали и вертикали соответственно. Ниже будет показана зависимость качества фильтрации от числа ранговых блоков.

2. Вышеописанная схема не гарантирует успешную аппроксимацию всех ранговых блоков. В данной работе предлагается в качестве оценки истинного значения плохо аппроксимированного рангового блока использовать результат фильтрации зашумленного изображения другим алгоритмом фильтрации, т.е.

$$w_{kl}(I) = \begin{cases} w_{kl}(I), & e_{kl} < e_{th}, \\ w_{kl}(R_{kl}^f), & e_{kl} \geq e_{th}, \end{cases} \quad (7)$$

где e_{th} – фиксированный порог, e_{kl} – ошибка аппроксимации рангового блока R_{kl} , преобразование $w_{kl}(R_{kl}^f)$ заменяет ранговый блок R_{kl} на блок R_{kl}^f , который вырезается из результата фильтрации зашумленного изображения некоторым алгоритмом фильтрации. В данной работе использован алгоритм OVSF [10], так как он показывает хорошие результаты в текстурных областях и на границах, где и расположены в основном плохо аппроксимированные ранговые блоки. Для этого алгоритма, на основе численных результатов, полученных при восстановлении аттрактора для ряда тестовых изображений при разных значениях порога e_{th} , получено, что e_{th} следует выбирать из диапазона $(1.5\sigma_0, 1.7\sigma_0)$.

Восстановление аттрактора осуществляется по итерационной схеме

$$I_{ij}^{n+1} = \frac{1}{|\Omega_{ij}|} \sum_{k,l \in \Omega_{ij}} w_{kl}(I^n), \quad (8)$$

где i, j – координаты пикселя, n – номер итерации, Ω_{ij} – подмножество аффинных преобразований таких, что

$$k \leq i \leq k+N_r-1$$

$$l \leq j \leq l+N_r-1,$$

$|\Omega_{ij}|$ – число элементов множества Ω_{ij} .

Для уменьшения количества итераций, необходимых для восстановления аттрактора, в качестве первого приближения I^0 выбирается зашумленное изображение. На практике достаточно 4-8 итераций.

Экспериментальные результаты

Предложенный алгоритм тестировался на изображениях, представленных на рис. 2.

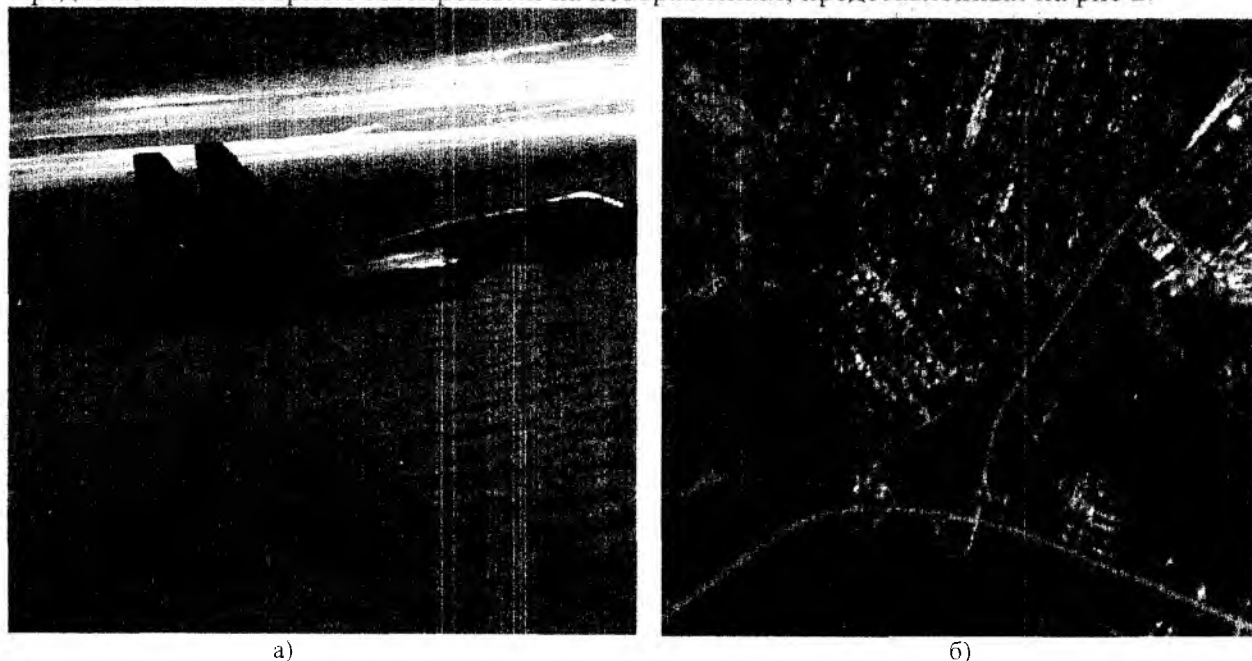


Рис. 2

На рис. 3 показаны модули разности между отфильтрованным и истинным изображением (рис. 2, а) для OVSF фильтра (рис. 3, а), предложенного метода (рис. 3, б) и MSF (рис. 3, в). Все изображения приведены к одинаковому масштабу яркости. Темные области соответствуют малой ошибке фильтрации, светлые – большой. Видно, что применение предложенного алгоритма значительно снижает ошибку фильтрации.

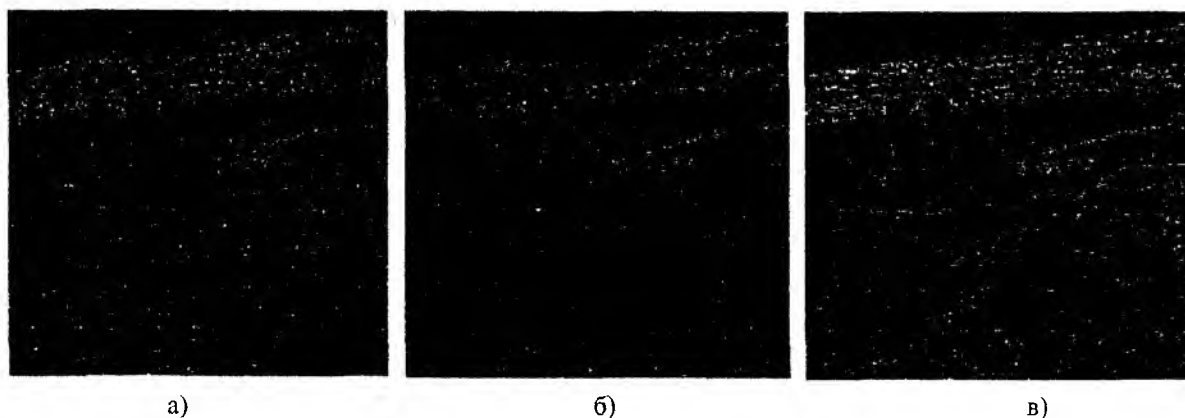


Рис. 3

Количественно эффективность работы предложенного фильтра оценивалась, используя среднеквадратическую ошибку [2]:

$$RMSE = \sqrt{\frac{1}{|G|} \sum_{i,j \in G} [I(i,j) - I_f(i,j)]^2}, \quad (9)$$

где $|G|$ – размер множества отчетов, $I(i,j)$ – незашумленное значение изображения в позиции (i,j) , $I_f(i,j)$ – обработанное значение изображения в позиции (i,j) .

Количественные критерии должны характеризовать качество подавления шума и качество сохранения границ и мелких деталей. Для этого критерий RMSE вычислялся в двух вариантах: 1) RMSE – для всего изображения, 2) $RMSE_e$ – для граничных и текстурных областей изображения

Дополнительным критерием, характеризующим работоспособность предложенного метода, является величина

$$d = \frac{N_{R1}}{N_R}, \quad (10)$$

где N_{R1} – число ранговых блоков, для которых $e_{kl} < e_{th}$, N_R – общее число ранговых блоков. Этот критерий характеризует пригодность выбранной модели для описания данного изображения.

Зависимость критерия RMSE от относительного числа ранговых блоков (N_{rang} – использованное число ранговых блоков, N_{rang0} – число неперекрывающихся ранговых блоков) приведена на рис. 4. Видно, что с ростом числа ранговых блоков растет и качество фильтрации. Это связано с тем, что каждый пиксель изображения оценивается как элемент различных подмножеств (ранговых блоков) изображения, что позволяет полнее учесть ближние корреляционные связи на изображении.

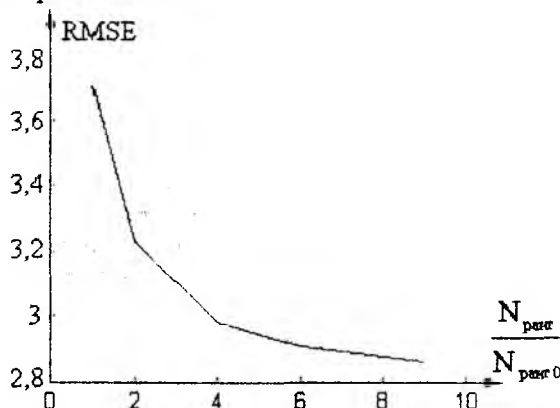


Рис. 4

Табл. 1 и 2 содержат результаты сравнения предложенного фильтра ($N_r=6$, $\Delta x=\Delta y=2$, $N_D=2000$), модифицированного сигма-фильтра (MSF) [11], OVSF-фильтра (в скалярном ва-

рианте) и DWMТМ-фильтра [12]. Размер окна для всех фильтров выбран 5×5. Для модифицированного сигма-фильтра отключена опция подавления импульсных помех. Численные результаты фильтрации тестового изображения на рис.2а, искаженного аддитивным гауссовым шумом ($\sigma^2=26$, $d=0.9163$), приведены в табл. 1. Результаты фильтрации тестового изображения на рис.2 б ($\sigma^2=60$, $d=0.85$) приведены в табл. 2.

Т а б л и ц а 1

Тип фильтра	RMSE	RMSE _e
Без фильтрации	5,12	5,2
DWMТМ	5,06	13,55
MSF	3,62	6,15
OVSF	3,31	4,75
Предложенный метод	2,86	4,44

Т а б л и ц а 2

Тип фильтра	RMSE	RMSE _e
Без фильтрации	7,7	7,7
DWMТМ	6,14	10,8
MSF	5,19	8,03
OVSF	4,7	6,91
Предложенный метод	4,56	6,79

Результаты, приведенные в табл. 1 и 2, показывают, что предложенный метод обладает лучшими показателями среди выбранных для сравнения методов фильтрации. Улучшение качества зависит от типа изображения, что численно характеризуется параметром d , и может достигать 20% (2dB) в однородных и 28% (2.8dB) в неоднородных областях по сравнению с MSF.

Таким образом, в данной работе экспериментально показана возможность использования идей фрактального сжатия для фильтрации изображений. Предложенный метод позволяет улучшить качество фильтрации по сравнению с рядом известных алгоритмов. Это достигается благодаря совместному использованию ближних и дальних (проявляющихся как самоподобие изображения на различных масштабах) корреляционных связей.

Список литературы: 1. *Melnik V.* Nonlinear Locally Adaptive Techniques for Image Filtering and Restoration in Mixed Noise Environment // Thesis for the degree of Doctor of Technology, Tampere University of Technology 2000. 234 p. 2. *Astola J.* Fundamentals of Nonlinear Digital Filtring / *J Astola., P. Kuosmanen* Boca Raton, USA: CRC Press LLC. 1997. 276 p. 3. *Saupe D.* Fractal Models for Image Synthesis, Encoding and Analysis / *D. Saupe, J. Hart* // SIGGRAPH '96 Course Notes XX, New Orleans, Aug. 1996. 4. *Haseyama M.* An Image Restoration Method Using IFS / *M. Haseyama, M. Takezawa, K. Kondo, H. Kitajima* // Proc. of ICIP 2000. Vancouver, Canada. 2000. Vol. III. P. 1249 – 1253. 5. *Lukac R.* Adaptive Impulse Noise Filtering by Using Center-Weighted Directional Information // Proceedings of CGIV 2002 in Poitiers. France. 2002. P. 86 – 89. 6. *A New Efficient Approach for the Removal of Impulse Noise From Highly Corrupted Images* / *E. Abreu, M. Lightstone, S. K. Mitra, K. Arakawa* // IEEE Transactions on Image Processing, Special Issue on Non-linear Image Processing, June 1996. Vol. 5. P. 1012 – 1025. 7. *Ватолин Д.С.* Алгоритмы сжатия изображений / Издательский отдел факультета вычислительной математики и кибернетики МГУ им. М.В. Ломоносова. М., 1999. 8. *Фрактальное сжатие изображений по Барнсли-Слоану* / *В.А. Бондаренко, В.Л. Дольников* // Автоматика и телемеханика. 1994. № 5. С. 12 – 20. 9. *Reusens E.* Overlapped Adaptive Partitioning For Image Coding Based on The Theory of Iterated Functions Systems // In Proc. of International Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing. Adelaide, April 1994. Vol. 5. P 569 – 572. 10. *Усс М.Л.* Векторный локально-адаптивный фильтр для обработки изображений в формате RGB //Авиационно-космическая техника и технология. Харьков. ХАИ. 2002. Вып. 35. С. 83 – 88. 11. *Modified sigma filter for processing of images corrupted by multiplicative and impulsive noises* / *V. V. Lukin, N. N. Ponomarenko, A. A. Zelensky et al.* // Proc. of EUSIPCO-96, Trieste, Italy, 1996. Vol. III. P. 1909 – 1912. 12. *Lee Y. H.* Generalized Median Filnering and Related Nonlinear Filtering Techniques / *Y. H. Lee, S.A. Kassam* // IEEE Trans. Acoust., Speech, Signal Processing. June 1985. Vol. ASSP-33. P. 672 – 683.

ТРАНСФОРМАЦИЯ ГАУССОВА ИМПУЛЬСА ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ ВО ВРЕМЕНИ СВОЙСТВ БЕЗГРАНИЧНОЙ СРЕДЫ

1. Введение

Параметрические явления в радиофизике изучаются давно и по-прежнему тщательно. Однако с развитием численно-аналитического аппарата прикладных математических наук и электронно-вычислительных средств, ученые постоянно получают новые и новые результаты численных расчетов требующие физическую интерпретацию и контроль точности для впервые решенных численно классов задач. В связи с этим растет необходимость получения новых аналитических решений для каждого класса задач, решаемых численным путем.

В данной статье впервые решается задача преобразования плоского гауссового электромагнитного импульса двойным синхронным возмущением проницаемостей безграничного изотропного магнитодиэлектрического пространства во времени в виде прямоугольного импульса. На параметры последовательности импульсов не накладывается никаких ограничений. Данная работа является логическим продолжением [1] и также решается посредством метода интегральных уравнений в интерпретации эволюционного подхода А.Г. Неруха и Н.А. Хижняка [2].

2. Постановка задачи

Рассмотрим однородную изотропную безграничную, свободную магнитодиэлектрическую среду, в которой до момента времени $t = 0$ распространялась ТМ-волна, вектор электрической индукции которой характеризуется компонентой $E_0(t, x)$ как функцией временной переменной t и пространственной компонентой x . Пусть, начиная с момента времени $t = 0$, ее диэлектрическая ϵ и магнитная μ проницаемости начинают синхронно меняться во времени по закону двух прямоугольных периодических импульсов

$$\left. \begin{aligned} \epsilon(t) &= \epsilon_0 + (\epsilon_1 - \epsilon_0) \sum_{k=1}^2 \{ \theta(t - (k-1)T) - \theta(t - t_1 - (k-1)T) \}, \\ \mu(t) &= \mu_0 + (\mu_1 - \mu_0) \sum_{k=1}^2 \{ \theta(t - (k-1)T) - \theta(t - t_1 - (k-1)T) \}, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где ϵ_0 и μ_0 – соответственно диэлектрическая и магнитная проницаемости невозмущенной среды; ϵ_1 , μ_1 – то же для возмущенной среды; t_1 – время длительности импульсов проницаемости; $T = t_1 + t_2$ – период изменения возмущения свойств среды, а t_2 – их скважность. Тогда, как показано в [3], компонента вектора электрического поля $E_n(t, x)$ на произвольном интервале n постоянства материальных параметров среды ($t > 0$) будет определяться формулами

$$\left. \begin{aligned} E_n(t, x) &= F_n(t, x) + \int_{t_{n-1}}^t dt' \int_{-\infty}^{\infty} dx' R_n(t, t', x, x') F_n(t', x'), \\ F_n(t, x) &= E_0(t, x) + \sum_{i=1}^{n-1} \int_{t_{i-1}}^{t_i} dt' \int_{-\infty}^{\infty} dx' K_i(t, t', x, x') E_i(t', x'), \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где $R_n(t, t', x, x')$ и $K_n(t, t', x, x')$ – соответственно резольвента и ядро интегрального уравнения (1), которые, как показано в [1], определяются выражениями

$$\left. \begin{aligned} (n-1)T < t < t_1 + (n-1)T, \quad n = 1, \dots, N: \\ K_n(t, t', x, x') = & \left[1 - m^2 \right] \theta(t-t') \delta(t-t') \delta(x-x') - \\ & - \theta(t-t') \frac{1-a^2 m^2}{2a^2} \frac{\partial}{\partial t} \delta(v_0(t-t') - |x-x'|), \\ R_n(t, t', x, x') = & \left[1 - \frac{1}{m^2} \right] \theta(t-t') \delta(t-t') \delta(x-x') - \\ & - \theta(t-t') \frac{1-a^2 m^2}{2m^2} \frac{\partial}{\partial t} \delta(mv_0(t-t') - |x-x'|); \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} t_1 + (n-1)T < t < nT, \quad n = 1, \dots, N: \\ K_n(t, t', x, x') = 0 = R_n(t, t', x, x'). \end{aligned} \quad (4)$$

Пусть первичное электромагнитное поле инициировано гауссовым электромагнитным импульсом, электрическая компонента которого выражается равенством

$$E_0(t, x) = e^{-(\omega t - kx)^2}, \quad k = \omega/v_0. \quad (5)$$

Подставляя выражения для функции первичного поля (5) и резольвенты из (4) в (2), получим выражение для электрической компоненты поля на первом интервале возмущения параметров среды

$$E_1(t, x) = A_1^+ e^{-(am\omega t - kx)^2} + A_1^- e^{-(am\omega t + kx)^2}, \quad 0 < t < t_1, \quad (6)$$

где выражения для амплитуд $A_1^\pm = \pm \frac{1 \pm am}{2m} a$ полностью совпадают с соответствующими выражениями для амплитуд [1] в случае первичной монохроматической волны единичной амплитуды со значениям частоты и волнового числа, соответственно равных ω и $k = \omega/v_0$. Так же, как и в [1], приходим к следующей картине эволюции волн в пространстве: скачок проницаемостей безграничной магнитоэлектрической среды расщепляет первичный гауссиан на прямой и обратный со значениями «аналогов» волновых чисел первичной волны и новыми значениями «аналогов» частот, равных $am\omega$.

Подставляя далее (5), (6) и соответствующее выражение для ядра из (3) в (2), получим выражения для электрической компоненты поля на первом интервале покоя свойств среды

$$E_2(t, x) = B_1^+ e^{-(\omega t - kx - \alpha_1^-)^2} + B_1^- e^{-(\omega t - kx - \alpha_1^+)^2} - C_1 e^{-(\omega t + kx - \alpha_1^-)^2} + C_1 e^{-(\omega t + kx - \alpha_1^+)^2}, \quad (7)$$

$$t_1 < t < T,$$

где $B_1^\pm = \pm \frac{(1 \pm am)^2}{4am}$, $C_1 = \frac{1-a^2 m^2}{4am}$, $\alpha_1^\pm = (1 \pm am)t_1$.

Как видно из (7), скачок свойств среды к первоначальным привел к расщеплению каждого из импульсов (волн), описывающихся выражением (6), на прямой и обратный. Подобная картина расщепления волн при возвратном скачке параметров среды вырисовывалась и в случае первичной монохроматической волны [1, 4]. Однако в этом случае волны, явившиеся следствием расщепления, интерферируя между собой сложным образом, всегда приводили к тому, что поле в пространстве было представимо в виде только лишь прямой и обратной волн, что обусловлено дискретностью монохроматических волн. В данном случае, непрерывность спектра гауссова импульса позволяет «визуально» отследить расщепление уже существующих волн на пару «прямая – обратная».

Описанный выше алгоритм подстановок соответствующих выражений в выражения (2) приводит к выражениям, описывающим эволюцию электрической компоненты поля на втором периоде изменения свойств среды

$$\begin{aligned}
 E_3(t, x) = & A_2^+ e^{-(am\omega t - kx + \alpha_2^-)^2} - B_2^- e^{-(am\omega t - kx - \alpha_2^+)^2} - \\
 & - C_2^- e^{-(am\omega t - kx + \alpha_1^- + \alpha_2^- - \alpha_1^+)^2} + B_2^- e^{-(am\omega t - kx - \alpha_1^+ - \alpha_2^+ + \alpha_1^-)^2} + \\
 & + A_2^- e^{-(am\omega t - kx - \alpha_2^+)^2} - B_2^+ e^{-(am\omega t + kx + \alpha_2^-)^2} + B_2^+ e^{-(am\omega t + kx + \alpha_1^- + \alpha_2^- - \alpha_1^+)^2} - \\
 & - B_2^+ e^{-(am\omega t + kx - \alpha_1^+ - \alpha_2^+ + \alpha_1^-)^2}, \quad T < t < t_1 + T,
 \end{aligned} \quad (8)$$

$$\text{где } A_2^\pm = \frac{(1 \pm am)^3}{8m^2}; \quad B_2^\pm = \frac{(1 - a^2 m^2)(1 \pm am)}{8m^2}; \quad \alpha_2^\pm = (1 \pm am)t_2.$$

$$\begin{aligned}
 E_4(t, x) = & A_3^+ e^{-(\omega t - kx - 2\alpha_1^-)^2} + A_3^- e^{-(\omega t - kx - 2\alpha_1^+)^2} - B_3 e^{-(\omega t - kx - 2\alpha_1^+ - \alpha_2^+ - \alpha_2^-)^2} + \\
 & + B_3 e^{-(\omega t - kx - 2\alpha_1^- - \alpha_2^- - \alpha_2^+)^2} - 2B_3 e^{-(\omega t - kx - \alpha_1^+ - \alpha_1^-)^2} + B_3 e^{-(\omega t - kx - \alpha_1^- - \alpha_2^- - \alpha_2^+)^2} + \\
 & + 2B_3 e^{-(\omega t - kx - \alpha_1^- - \alpha_2^- - \alpha_1^+ - \alpha_2^+)^2} - B_3 e^{-(\omega t - kx - \alpha_2^- - \alpha_1^+ - \alpha_2^+)^2} - \\
 & - C_3^+ e^{-(\omega t + kx - 2\alpha_1^-)^2} - C_3^- e^{-(\omega t + kx - 2\alpha_1^+)^2} + C_3^+ e^{-(\omega t + kx - 2\alpha_1^+ - \alpha_2^+ - \alpha_2^-)^2} + \\
 & + C_3^- e^{-(\omega t + kx - 2\alpha_1^- - \alpha_2^- - \alpha_2^+)^2} + D e^{-(\omega t + kx - \alpha_1^+ - \alpha_1^-)^2} + C_3^- e^{-(\omega t + kx - \alpha_1^- - \alpha_2^- - \alpha_2^+)^2} - \\
 & - D e^{-(\omega t + kx - \alpha_1^- - \alpha_2^- - \alpha_1^+ - \alpha_2^+)^2} - C_3^+ e^{-(\omega t + kx - \alpha_2^- - \alpha_1^+ - \alpha_2^+)^2}, \\
 & t_1 + T < t < 2T,
 \end{aligned} \quad (9)$$

$$\text{где } A_1^\pm = \pm \frac{(1 \pm am)^4}{16a^2 m^2}; \quad B_3 = \frac{(1 - a^2 m^2)^2}{16a^2 m^2}; \quad C_3^\pm = \frac{(1 - a^2 m^2)(1 \pm am)^2}{16a^2 m^2}; \quad D = \frac{1 - a^4 m^4}{16a^2 m^2}.$$

Вид выражений (8-9) говорит о том, что закономерность расщепления каждой из волн на прямую и обратную при скачкообразном изменении свойств среды действительно имеет место. При этом каждая из вновь образующихся волн при расщеплении «наращивает» набег фазы.

Интересно отметить также, что вид амплитуд в (6-9) позволяет заключить, что при каждом скачкообразном изменении свойств среды каждая волна расщепляется на пару волн с противоположной поляризованностью.

Заметим также, что как и в случае первичной монохроматической волны, в данном случае преобразование поля гауссова импульса в безграничной магнитоэлектрической среде при изменении во времени свойств среды по закону прямоугольных импульсов инвариантно относительно изменений проницаемостей (при выполнении в (7, 9) замен $t \rightarrow a$, $a \rightarrow t$ эти выражения остаются неизменными).

3. Заключение

Получено точное решение задачи преобразования плоского гауссова электромагнитного импульса двойным синхронным возмущением проницаемостей безграничного изотропного магнитоэлектрического пространства во времени в виде прямоугольного импульса. Показано, что скачкообразное изменение во времени проницаемостей безграничной изотропной магнитоэлектрической среды приводит к расщеплению каждого из имеющихся в пространстве гауссовых импульсов на прямой и обратный импульсы с противоположными поляризациями. Показано также, что образованные таким образом импульсы расплываются в сравнении с импульсами, результатом расщепления которых они явились. Кроме того, удалось получить, что после возвратного скачка параметров среды выражения, описывающие преобразованное поле, инвариантны относительно изменений проницаемостей.

Список литературы: 1. Слипченко Н.И., Шульга Л.Н., Рыбин О.Н. Преобразование плоской волны периодически нестационарной диэлектрической средой // ЖТФ. 2001. Т. 71, № 10. С. 123 – 127. 2. Нерух А.Г., Хиженяк Н.А. Современные проблемы нестационарной макроскопической электродинамики. Харьков: НПО Тест-Радио, 1991. 280 с. 3. Рыбин О.Н. Нестационарные электромагнитные явления в диссипативном диэлектрике с изменяющимися во времени параметрами: Дисс... канд. физ. – мат. наук: 01.04.03. Харьков, 1999. 4. Рыбин О.Н., Слипченко Н.И. Преобразование плоской монохроматической волны импульсно-периодической модуляцией во времени параметров безграничной среды // ЖТФ. 2001. Т. 71, № 7. С. 7 – 13.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 23.05.2003

Сила духа и смелость мысли

В марте 2003 года исполнилось 80 лет профессору кафедры ФОЭТ, доктору технических наук, почетному академику Академии прикладной радиоэлектроники, почетному доктору Харьковского национального университета им. В.Н. Каразина, заслуженному деятелю науки Украины, ветерану Великой Отечественной войны **Алексею Ивановичу Терещенко**.

«80 лет жизни и 40 лет из них у нас – это событие! – сказал, поздравляя юбиляра, ректор ХНУРЕ М.Ф. Бондаренко. – При нем был заложен фундамент нашего университета».

Алексей Иванович – личность сильная, выдающаяся. Фронтовик, получив два тяжелых ранения, он нашел в себе силы начать новый этап в своей жизни. Этап, который навсегда связал его с развитием отечественной науки. Первое его детище – радиофакультет ХГУ. Затем последовали перепрофилирование ХИГМАВТа, ректором которого он стал в 1963 г., и создание кафедры физики СВЧ. С 1965 по 1988 г. А.И. Терещенко бессменный заведующий кафедрой физики СВЧ.

Его всегда отличала воля к победе и воля к жизни, трудолюбие и настойчивость, широта интересов. Он воспитал не одно поколение ученых. Им подготовлено более 30 аспирантов и докторантов.

Алексей Иванович награжден двумя орденами Отечественной войны I и II степени, орденом Богдана Хмельницкого III степени, орденом «Знак почета», 17 медалями. Еще в 1956 г. ему было присвоено звание «Почетный радист». В его активе более 300 научных трудов, 25 авторских свидетельств и 3 патента. С 1971 г. по настоящее время – главный редактор Всеукраинского межведомственного научно-технического сборника «Радиотехника».



19-го травня 2003 року виповнилось п'ятдесят п'ять років від дня народження доктора технічних наук, професора, завідувача кафедри основ радіотехніки, директора інституту радіотехніки та електроніки Харківського національного університету радіоелектроніки (ХНУРЕ), академіка Академії наук прикладної радіоелектроніки, відмінника освіти України **Шокало Володимира Михайловича**.

Після закінчення Харківського інституту радіоелектроніки (ХІРЕ) у 1971 році вся подальша трудова діяльність Володимир Михайловича невідривно пов'язана з ХНУРЕ. З 1971 р. по квітень 2000 р. він працював на посадах наукового співробітника, асистента, старшого викладача, доцента, професора, завідувача кафедри, декана факультету радіотехніки. З квітня 2000 р. і по цей час – директор інституту радіотехніки і електроніки ХНУРЕ, завідувач кафедри основ радіотехніки.

Всі знають Володимира Михайловича як талановитого вченого, чужого лектора і педагога. Свою кандидатську дисертацію Володимир Михайлович захистив у 1979 році, докторську – у 1996 році. Володимир Михайлович – автор та співавтор понад 150 публікацій (з них 2 монографії), 5 навчальних посібників, має 17 винаходів, 1 патент, невпинно вдосконалює і збагачує свій досвід та науковий потенціал.

Професор Шокало В.М., як науковець, працює в галузі антен, мікрохвильових пристроїв та безпроводової передачі енергії. Володимир Михайлович є науковим керівником науково-навчального центру технічної електродинаміки та антен ХНУРЕ, в якому проводяться дослідження по антенам з нелінійними елементами та безпроводовій передачі енергії мікрохвильовим променем. Ним підготовлено 3 кандидати наук.

Він також є заступником головного редактора Всеукраїнського міжвідомчого науково-технічного збірника «Радиотехніка», експертом наукової ради та членом науково-методичної ради з напрямку «Радиотехніка» Міністерства освіти і науки України, Головою Спеціалізованої Вченої Ради.

Досконала обізнаність у навчальних курсах, широка та глибока науково-технічна ерудиція, висока лекторська і викладацька майстерність, невтомна повсякденна працелюбність притаманні Володимир Михайловичу протягом усієї трудової діяльності. Він – один з авторів проекту нового стандарту освіти з напрямку «Радиотехніка». Нагороджений відзнакою «Відмінник освіти України», Почесною грамотою Міністерства освіти і науки, почесною грамотою Харківської облдержадміністрації за високо результативну педагогічну та науково-педагогічну діяльність, Подякою міського голови та дипломом «Кращий викладач» ХНУРЕ.

Володимир Михайлович користується глибокою пошаною серед колег і студентів, вони часто звертаються до нього за допомогою та порадою, в яких він їм ніколи не відмовляє.



УДК 612.37 : 621.391

Алгоритмы обнаружения сигналов в оптико-электронных системах контроля космического пространства / А.И. Стрелков, А.П. Лытюга, Т.А. Стрелкова // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 132. С. 7 – 13.

Предложен алгоритм обнаружения сигнала в выходной плоскости телевизионной оптико-электронной системы контроля космического пространства. Алгоритм синтезирован с учетом корпускулярных и статистических свойств оптических сигналов. Приведены аналитические выражения для средних значений и дисперсий сигнальной и помеховой составляющих. Выражения могут быть использованы для оценки эффективности предложенного алгоритма по критерию вероятностных характеристик обнаружения и критерию величины отношения сигнал/шум.

Ил. 5. Библиогр.: 8 назв.

УДК 612.37 : 621.391

Алгоритми виявлення сигналів в оптико-електронних системах контролю космічного простору / О.І. Стрелков, О.П. Литюга, Т.О. Стрілкова // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 132. С. 7 – 13.

Пропонується алгоритм виявлення сигналу у вихідній площині телевізійної оптико-електронної системи контролю космічного простору. Алгоритм синтезовано з урахуванням корпускулярних та статистичних властивостей оптичних сигналів. Наведено аналітичні вирази для середніх значень та дисперсій сигнальної і завадової складових. Вирази можуть бути використані для оцінки ефективності запропонованого алгоритму за критерієм вірогіднісних характеристик виявлення та за критерієм величини відношення сигнал/шум.

Іл. 5. Бібліогр.: 8 назв.

UDC 612.37 : 621.391

Algorithms of signals' detection in opto-electronic systems for space control / A.I. Strelkov, A.P. Lytiuga, T.A. Strelkova // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N 132. P. 7 – 13.

An algorithm of signals' detection in output plane of television opto-electronic system for the space control is offered. The algorithm is synthesized taking into account corpuscular and statistical properties of optical signals. Analytical expressions for mean values and signal and noise components dispersion are cited. These expressions can be used for estimating efficiency of the offered algorithm by the criterion of detection probabilistic characteristics and criterion of signal/noise relation value.

5 fig. Ref.: 8 items

УДК 621.396.96

Цифровая система селекции движущихся целей, использующая преобразование Хартли / И.М. Невмержицкий, Ю.Г. Ульянов, И.В. Таранченко, Ю.А. Сирьк, И.М. Лобода // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 132. С. 14 – 17.

Практически показана возможность применения преобразования Хартли к цифровой когерентной обработке сигналов в частотной области. Приведена схема цифровой СДЦ, реализующая преобразование Хартли, и матричный алгоритм расчета энергетического спектра когерентной пачки импульсов. Даются рекомендации по уменьшению количества умножений, необходимых для вычисления спектра сигнала.

Ил.4. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.396.96

Цифрова система селекції рухомих цілей, що використовує перетворення Хартлі / І.М. Невмержицький, Ю.Г. Ульянов, І.В. Таранченко, Ю.А. Сірик, І.М. Лобода // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 132. С. 14 – 17.

Практично показана можливість застосування перетворення Хартлі для цифрової когерентної обробки сигналів у частотній площині. Наведено схему цифрової СРЦ, що реалізує перетворення Хартлі, і матричний алгоритм розрахунку енергетичного спектру когерентної пачки імпульсів. Надані рекомендації щодо зменшення кількості перемножень, необхідних для розрахунку спектру сигналу.

Іл.4. Бібліогр.: 2 назви.

UDC 621.396.96

Digital system for moving target selection based on Hartly transform / I.M. Nevmerhitskiy, Yu.G. Uliyanov, I.V. Taranchenko, Yu.A. Siryk, I.M. Loboda // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N 132. P. 14 – 17.

The possibility to apply Hartly transform to digital coherent procession of signals in the frequency range is practically shown. The circuit of the digital SMP realizing Hartly transform and matrix algorithm for of coherent pulsepacket power spectrum are presented. Recommendations on decrease in the quantity of multiplications necessary for signal spectrum calculations are given.

4 fig. Ref.: 2 items.

УДК 621.396.96

Общие положения методики обоснования способа скрытного измерения дальности однопозиционными пассивно-активными средствами обнаружения воздушных объектов / Н.М. Калюжный, С.Н. Александров, Э.Э. Асанов // Радиотехника: Всеукр. міжвед. науч.-техн. зб. 2003. Вип. 132. С. 18 – 22.

Рассматривается способ скрытного измерения дальности однопозиционными пассивно-активными средствами обнаружения воздушных объектов. Излагаются общие положения методики обоснования способа. Методика сводится к последовательному решению задач выбора модели сигнала, оптимизации структуры обработки, оптимизации энергетических и частотных параметров зондирующего сигнала. Приведены математические соотношения, полученные для решения частных задач с использованием известных положений теории радиолокации и статистических решений.

Библиогр.: 8 назв.

УДК 621.396.96

Загальні положення методики обґрунтування способу потайливого вимірювання дальності однопозиційними пасивно-активними засобами виявлення повітряних об'єктів / М.М. Калюжний, С.М. Александров, Е.Е. Асанов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 132. С. 18 – 22.

Розглянуто спосіб потайливого вимірювання дальності однопозиційними пасивно-активними засобами виявлення повітряних об'єктів. Викладені загальні положення методики обґрунтування способу. Методика зведена до послідовного вирішення задач вибору моделі сигналу, оптимізації структури обробки, оптимізації енергетичних та частотних параметрів зондуючого сигналу. Наведено математичні співвідношення, отримані для вирішення частних задач з використанням відомих положень теорії радіолокації і статистичних рішень.

Бібліогр.: 8 назв.

UDC 621.396.96

The general provisions of a substantiation technique of the underground ranging measurement way by the single-positional passive – active detection means of the air objects / N.M. Kalyuzhnyi, S.N. Alexandrov, E.E. Asanov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N. 132. P. 18 – 22.

The hidden ranging measurement way by the single-positional passive – active detection means of the air objects is considered. The general provisions of a substantiation technique of the way are set up. The technique is reduced to the consequent problems solving of the signal model choice, the optimization of the processing structure, the energy and frequency parameters optimization of a sounding signal. The mathematical ratios that are obtained for the solution of the particular problems with usage of the known rules of the radiolocation and the statistical solutions theories are given.

Ref.: 8 items.

УДК 621.396.96

Выбор оптимальной формы фюзеляжа беспилотного летательного аппарата с целью снижения его ЭПР / В.А. Василец // Радиотехника: Всеукр. міжвед. науч.-техн. зб. 2003. Вип. 132. С. 23 – 26.

Предлагается методика выбора формы идеально проводящего аэродинамического объекта с целью минимизации уровня эффективной поверхности рассеяния в широком диапазоне ракурсов зондирования. В качестве объекта исследований взят идеально проводящий фюзеляж беспилотного летательного аппарата. Приводятся результаты расчетов различных вариантов формы фюзеляжа. Выбраны модели фюзеляжей с наименьшей эффективной поверхностью рассеяния в широком диапазоне ракурсов зондирования.

Ил. 16. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.396.96

Вибір оптимальної форми фюзеляжу безпілотного літального апарату з метою зниження його ЕПР / В.О. Василюк // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 132. С. 23 – 26.

Пропонується методика вибору форми ідеально провідного аеродинамічного об'єкта з метою мінімізації рівня ефективної поверхні розсіяння у широкому діапазоні ракурсів зондування. Об'єктом досліджень обрано ідеально провідний фюзеляж безпілотного літального апарату. Наводяться результати розрахунків різних варіантів форми фюзеляжу. Обрано моделі фюзеляжів з найменшою ефективною поверхнею розсіяння у широкому діапазоні ракурсів зондування.

Іл. 16. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.396.96

Choice of the unmanned aircraft fuselage shape for reduction of its radar cross-section / V.A. Vasilets // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N 132. P. 23 – 26.

The method of a perfectly conducting aircraft shape is proposed as a choice for minimization of the radar cross-section level in the wide range of sounding angle. The perfectly conducting fuselage of the unmanned aircraft is chosen as a research object. The calculation results are given for different fuselage shapes. The fuselage models with the least radar cross-section in the wide range of sounding angle are chosen.

16 fig. Ref.: 5 items.

УДК 621.396.96

Корреляционный метод оценки временного положения импульсных сигналов / В.П. Моисеев, А.В. Воргуль, В.В. Бавыкина // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 132. С. 27 – 30.

Проведен анализ погрешности измерения временного положения импульсных сигналов. Показано, что при выполнении требований к высокой линейности закона изменения частоты заполнения радиоимпульса возможно устранение неоднозначности фазовых отсчетов оценки временного положения.

Ил. 1. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.396.96

Кореляційний метод оцінки часового розташування імпульсних сигналів / В.П. Моїсєєв, О.В. Воргуль, В.В. Бавикіна // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 132. С. 27 – 30.

Проведено аналіз похибок вимірювання часового розташування імпульсних сигналів. Показано, що при виконанні вимог до високої лінійності закону змінювання частоти заповнення радіоімпульсу можливе усунення неоднозначності фазових відліків оцінки часового розташування.

Ил. 1. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.396.96

Correlation method of pulse signals position estimate / V.P. Moiseyev, A.V. Vorgul, V.V. Bavukina // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N 132. P. 27 – 30.

Analysis of pulse signals' temporal position measurement error was performed. It was shown that under conditions of high linearity of radio signal frequency law variation, it is possible to eliminate an ambiguity of position estimates' phase reading.

1 fig. Ref.: 5 items.

УДК 621.371.3

Пирамидальные числа и рассеяние электромагнитных волн на пространственных решетках резонансных магнитодиэлектрических сфер / А.И. Козарь // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 132. С. 31 – 40.

Рассмотрено решение задачи о рассеянии электромагнитных волн на специальных сложных пространственных решетках резонансных сфер, пространственное распределение которых подчинено фигурным пирамидальным числам. Получены выражения для рассеянных полей.

Ил. 7. Библиогр.: 9 назв.

УДК 621.371.3

Пірамідальні числа і розсіювання електромагнітних хвиль на просторових ґратках резонансних магнітодіелектричних сфер / А.І. Козар // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 132. С. 31 – 40.

Розглянуто розв'язання задачі про розсіювання електромагнітних хвиль на спеціальних складних просторових ґратках резонансних сфер, просторовий розподіл яких підпорядкований фігурним пірамідальним числам. Одержані вирази для розсіяних полів.

Ил. 7. Бібліогр.: 9 назв.

UDC 621.371.3

The pyramidal numbers and electromagnetic waves scattering on spatial lattices grate of the resonant magnetodielectric spheres / A.I. Kozar // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N 132. P. 31 – 40.

Solution of the problem of electromagnetic waves scattering on special composite spatial lattices of resonant spheres was considered, the steric distribution of which are submitted to the pyramidal numbers. The expressions for the scattered waves are derived.

7 fig. Ref.: 9 items.

УДК 517.958:537.8

Поведение поля вблизи острия конуса с продольными щелями / В.А. Дорошенко, Е.К. Семенова // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 132. С. 41 – 45.

Представлены результаты исследования задачи для определения поведения электромагнитного поля вблизи вершины конической поверхности с продольными щелями. Метод исследования основан на использовании интегрального преобразования Конторовича-Лебедева и метода задачи Римана-Гильберта. Показано, что параметр, характеризующий поведение поля вблизи острия незамкнутого конуса, является наименьшим собственным значением спектра соответствующей краевой задачи. В случае полупрозрачного конуса приведены зависимости этого параметра от угла раскрытия конуса и величины, связанной с заполнением структуры.

Ил.7. Библиогр.: 11назв.

УДК 517.958:537.8

Поведінка поля поблизу загострення конуса із поздовжніми щілинами / В.О. Дорошенко, О.К. Семенова // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 132 С. 41 – 45.

Представлено результати дослідження задачі щодо визначення поведінки електромагнітного поля поблизу вершини конічної поверхні із поздовжніми щілинами. Метод дослідження базується на застосуванні інтегрального перетворення Конторовича-Лебедева та методу задачі Римана-Гильберта. Показано, що параметр, який визначає поведінку поля поблизу загострення незамкнутого конуса, є найменшим власним значенням спектра відповідної крайової задачі. У випадку напівпрозорого конуса дані залежності цього параметра від кута розкриття конуса та величини, що зв'язана із заповненням структури.

Ил.7. Бібліогр.: 11назв.

UDC 517.958:537.8

Field behavior near a tip of a cone with longitudinal slots / V.A. Doroshenko, E.K. Semenova // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdip. Mag. 2003 N 132 P. 41 – 45.

Results of investigating the problem for finding electromagnetic field behavior at the tip of a cone with longitudinal slots are presented. Investigation method is based on using Kontorovich-Lebedev integral transform and the Riemann-Hilbert problem method. It is shown, that parameter characterizing field behavior near the unclosed cone tip is the least eigenvalue of the corresponding boundary problem spectrum. Dependence of this parameter on the cone angle and value connected with structure infill in the case of a semi-transparent cone is given.

7fig. Ref.: 11items.

УДК 621.385.6

Измерение сдвигов резонансной частоты и изменений добротности СВЧ-резонаторов с помощью ЧМ-сигналов / И.Н. Бондаренко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 132. С. 46 – 52.

Обоснован способ измерения малых изменений резонансной частоты и добротности резонатора, используемого в качестве чувствительного элемента метода ближнеполевой микроволновой микроскопии. На основе анализа изменений ЧМ-сигналов при прохождении или отражении от резонаторов определены требования к их характеристикам и принципы построения измерительной установки. Предложена структурная схема системы измерения малых изменений резонансной частоты и добротности, определены режимы её работы, требования к используемым устройствам, возможности автоматизации измерений, направления модернизации.

Ил. 1. Библиогр.: 10 назв.

УДК 621.385.6

Вимірювання зсувів резонансної частоти та змін добротності НВЧ-резонаторів за допомогою ЧМ-сигналів / І.М. Бондаренко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 132. С. 46 – 52.

Обґрунтовано спосіб вимірювання малих змін резонансної частоти та добротності резонатора, що використовується як чутливий елемент у методі близькопольової мікрохвильової мікроскопії. На основі аналізу змін ЧМ-сигналів при проходженні або відбитті від резонаторів визначені вимоги до їх характеристик і принципи побудови вимірювального обладнання. Запропонована структурна схема системи вимірювання малих змін резонансної частоти та добротності, визначені режими її функціонування, вимоги до пристроїв, що використовуються, можливості автоматизації вимірювань, напрямки модернізації.

Ил. 1. Бібліогр.: 10 назв.

Measurement of resonant frequency displacement and microwave resonator quality factor variations using FM signals / I.N. Bondarenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N 132. P. 46 – 52.

The method of measuring small changes in resonant frequency and quality factor of the resonator used as a sensitive device in the near-field microwave microscopy is substantiated. Relying on the analysis of changes of FM signals when passing or reflecting from resonators the requirements to their performance and design principles of the measuring equipment are defined. The block diagram of system for measuring small changes of resonant frequency and quality factor is offered, the modes of operation, requirements to the devices use, possibilities of measurements automation, direction of modernization are offered.

1 fig. Ref.: 10 items.

УДК 621.385.64

Анализ движения заряженных частиц в нестационарных скрещенных полях с учётом двумерного кинематического приближения / Ю.Я. Волколупов, А.Н. Довбня, В.В. Закутин, М.А. Красноголовец, Ю.Л. Старчевский, Г.И. Чурюмов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 132. С. 53 – 59.

Создана математическая модель движения электрона в скрещенных полях и программа, включающая режим для изучения движения электрона в зависимости от изменения электрического и магнитного полей. Вычисления основаны на базе математических моделей цилиндрических магнетронных пушек с внутренним и внешним катодом. Комбинацией спада напряжения на катоде с изменением магнитного поля получено практически равномерное распределение энергий бомбардировки катода.

Табл. 1. Ил. 7. Библиогр.: 10 назв.

УДК 621.385.64

Аналіз руху заряджених часток у нестационарних схрещених полях з урахуванням двовимірного кінематичного наближення / Ю.Я. Волколупов, А.Н. Довбня, В.В. Закутін, М.О. Красноголовец, Ю.Л. Старчевський, Г.І. Чурюмов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 132. С. 53 – 59.

Створена математична модель руху електрона в схрещених полях та програма, яка включає режим для вивчення руху електрона в залежності від зміни електричного і магнітного полів. Розрахунки базуються на математичних моделях циліндричних магнетронних гармат з внутрішнім та зовнішнім катодом. Комбінацією спаду напруги на катоді зі зміною магнітного поля одержано практично рівномірний розподіл енергії бомбардування катода.

Табл. 1. Іл. 7. Бібліогр.: 10 назв.

UDC 621.385.64

Analysis of charged particles movement in transient crossed fields with regard to two-dimensional kinematic approximation / Yu.Ya. Volkolupov, N.N. Dovbnya, V.V. Zakutin, M.A. Krasnogolovets, Yu.L. Starchevskiy, G.I. Churyumov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N 132. P. 53 – 59.

A mathematical model of electron motion in crossed fields and a program enabling to study the electron motion mode depending on changing of electric and magnetic fields are created. Calculations were based on the mathematical models of cylinder magnetron guns with internal and external cathodes. Due to the combination of voltage decay on the cathode and magnetic field change practically uniform distribution of the cathode bombardment energy was obtained.

1 tab. 7 fig. Ref.: 10 items.

УДК 621.385

К оценке погрешностей предположений, лежащих в основе спектральных моделей первого уровня / А.В. Васянович, А.В. Грицунов, А.Н. Никитенко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 132. С. 60 – 64.

Проведена проверка предположения о частотной независимости пространственной структуры поля парциального вида резонатора замедляющей системы, лежащего в основе метода мгновенных значений. Это позволяет оценивать корректность спектральных моделей СВЧ-приборов первого уровня, использующих, главным образом, данный метод. Установлено, что структуру поля парциального вида можно с достаточной степенью точности считать независимой от частоты во всей полосе пропускания замедляющей системы. Результаты могут быть полезны при спектральном моделировании различных СВЧ-приборов.

Ил. 3. Библиогр.: 8 назв.

УДК 621.385

До оцінки похибок припущень, що лежать в основі спектральних моделей першого рівня / А.В. Васянович, О.В. Грицунов, О.М. Нікітенко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 132. С. 60 – 64.

Проведено перевірку припущення про частотну незалежність просторової структури поля парціального виду резонатора сповільнюючої системи, що лежить в основі метода миттєвих значень. Це дозволяє оцінювати коректність спектральних моделей НВЧ-приладів першого рівня, що використовують, головним чином, даний метод. Встановлено, що структуру поля парціального виду можна з достатнім ступенем точності вважати незалежною від частоти в усій смузі пропускання сповільнюючої структури. Результати можуть бути корисними при спектральному моделюванні різних НВЧ-приладів.

Іл. 3. Бібліогр.: 8 назв.

UDC 621.385

On estimation of errors in assumptions underlying first level spectral models / A.V. Vasyanovich, A.V. Gritsunov, O.M. Nikitenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N 132. P. 60 – 64.

The assumption concerning a frequency independency of a delay line cavity partial mode field spatial structure, underlying the method of instantaneous values, was verified. This makes it possible to estimate correctness of the microwave devices first level spectral models using mainly this method. It has been ascertained that the partial mode field structure might be considered as independent of frequency in the delay line whole passband with enough accuracy. The results may be useful in spectral simulations of various microwave tubes.

3 fig. Ref.: 8 items.

УДК 537.87:621.371

Применение метода интегральных уравнений Вольтерра для исследования преобразования электромагнитного поля в нелинейном диэлектрическом слое / Ф.В. Федотов, А.Г. Нерух // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 132. С. 65 – 69.

Рассмотрено применение метода интегральных уравнений Вольтерра (МИУВ) для исследования взаимодействия электромагнитного поля с нелинейным нестационарным диэлектрическим слоем. Специальное программное обеспечение разработано для автоматизации моделирования данного класса задач на основе предложенного метода.

Ил. 3. Библиогр.: 10 назв.

УДК 537.87:621.371

Застосування методу інтегральних рівнянь Вольтерра для дослідження розповсюдження електромагнітного сигналу в нелінійному діелектричному шарі / Ф.В. Федотов, А.Г. Нерух // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 132. С. 65 – 69.

Розглянуто застосування методу інтегральних рівнянь Вольтерра (МІРВ) для дослідження взаємодії електромагнітного сигналу з нелінійним нестационарним діелектричним шаром. Спеціальне програмне забезпечення розроблено для автоматизації моделювання даного класу проблем на базі запропонованого методу.

Іл. 3. Бібліогр.: 10 назв.

UDC 537.87:621.371

Application of Volterra Integral Equations approach for the investigation of electromagnetic signals transformation in an nonlinear dielectric layer / A.G. Nerukh, F.V. Fedotov // Radiotekhnika: All-ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N 132. P. 65 – 69.

The application of the Volterra integral equations in time domain (VIETD) approach to investigation of the electromagnetic signals interaction with a 1D nonlinear time-varying dielectric layer is considered. Original software for the computer modelling of such a class of problems is developed. Numerical results are presented.

3 fig. Ref.: 10 items.

УДК 519.21

О моделировании некоторых классов нестационарных случайных последовательностей при помощи треугольных моделей операторов / Н.В. Черемская // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 132. С. 70 – 77.

Строится корреляционная теория некоторых классов нестационарных случайных последовательностей. Исследована структура корреляционной разности, которая является основной характеристикой нестационарности. Рассмотрены также некоторые классы неоднородных дискретных случайных полей.

Библиогр.: 8 назв.

УДК 519.21

Про моделювання деяких класів нестационарних випадкових послідовностей за допомогою трикутних моделей операторів / Н.В. Черемська // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 132. С. 70 – 77.

Будується кореляційна теорія деяких класів нестационарних випадкових послідовностей. Досліджено структуру кореляційної різниці, що є основною характеристикою нестационарності. Розглянуті також деякі класи неоднорідних дискретних випадкових полів.

Бібліогр.: 8 назв.

UDC 519.21

About the modeling of the nonstationarity random sequences by means of triangular operator's models / N.V. Cheremskaya // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003 N. 132. P. 70 – 77.

The correlation theory of some classes of non-stationary random sequences is built. The structure of correlation difference, being the main characteristics of the non-stationary state, is studied. Some classes of inhomogeneous discrete random fields are also considered.

Ref.: 8 items.

УДК 621.396.2.:621.316.2

Обобщенная модель авторегрессии негауссовых процессов / В.А. Тихонов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вип. 132. С. 78 – 82.

Анализ негауссовых характеристик случайных процессов позволяет получать более полную информацию о процессе, дополнить и улучшить результаты, полученные в рамках корреляционной теории, находить новые решения проблем статистического анализа. Исследования в этой области, как правило, ограничиваются кумулянтным или моментным анализом и соответствующими Фурье – спектрами высших порядков. В статье предложен способ построения обобщенных моделей линейного предсказания на основе моментных функций. Конструктивные достоинства моделей линейного предсказания позволяют значительно расширить возможности анализа негауссовых процессов.

Библиогр.: 8 назв.

УДК 621.396.2.:621.316.2

Узагальнена модель авторегресії негаусових процесів / В.А. Тихонов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 132. С. 78 – 82.

Аналіз негаусових характеристик випадкових процесів дозволяє отримувати більш повну інформацію про процес, доповнити і покращити результати, отримані у рамках кореляційної теорії, знаходити нові вирішення проблем статистичного аналізу. Дослідження в цій області, як правило, обмежуються кумулянтним або моментним аналізом та відповідними Фур'є – спектрами вищих ступенів. У статті запропоновано спосіб побудування узагальнених моделей лінійного передбачення на основі моментних функцій. Конструктивні переваги моделей лінійного передбачення дозволяють значно розширити можливості аналізу негаусових процесів.

Бібліогр.: 8 назв.

UDC 621.396.2.:621.316.2

Generalized autoregressive model of non-gaussian processes / V.A.Tykhonov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N 132. P. 78 – 82.

Analysis of non-Gaussian characteristics of stochastic processes allows acquire more complete information about process, complete and improve results received using correlation theory, find new solutions of statistical analysis problems. Researches in this as a rule are limited by cumulative or moment analysis and corresponding high-orders Fourier spectrums. A method for generalized linear prediction models building on the basis of moment functions is proposed in this article. Constructive advantages of linear prediction models allow significantly extend analysis capabilities of non-Gaussian processes.

Ref.: 8 items.

УДК 519.615

Новые условия сходимости метода Зейделя / И.Е. Добрина // Радіотехніка: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вип. 132. С. 83 – 86.

Предлагается новое, более точное условие сходимости процесса Зейделя, позволяющее выбрать из всех возможных форм представления системы, состоящей из двух нелинейных уравнений, оптимальную, обеспечивающую наиболее широкую область сходимости процесса итераций. В некоторых частных случаях оно может быть использовано для систем, содержащих большее число уравнений, как при исследовании математических моделей неавтономных квазигармонических динамических систем в стационарном режиме, которые могут

которые могут содержать произвольное количество пар подобных нелинейных уравнений. Оптимизируется представление каждой пары, а следовательно, и представление всей модели

Библиогр.: 4 назв.

УДК 519.615

Нові умови збігання методу Зейделя / І.С. Добріна // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 132. С. 83 – 86.

Пропонуються нова, більш точна умова збігання процесу Зейделя, що надає можливість вибрати з усіх імовірних форм надання системи, що складається з двох нелінійних рівнянь, оптимальну форму, що забезпечує найбільш широку область збігання процесу ітерацій. У деяких окремих випадках вона може бути використана для систем, що складаються з більшої кількості рівнянь, як при дослідженні математичних моделей неавтономних квазігармонічних динамічних систем у стаціонарному режимі, що можуть складатися з будь-якої кількості пар подібних нелінійних рівнянь. Оптимізується подання кожної пари і, як слідство, уявлення всієї моделі.

Бібліогр.: 4 назви.

UDC 519.615

New conditions of Zeydel's process convergence / I.E. Dobrina // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N 132. P. 83 – 86.

A new, more accurate condition of Zeydel's process convergence is proposed; it allows to chose among all possible forms of representation of the system involving two nonlinear this system being the optimal one providing the widest area of the iteration process convergence. In some particular cases it can be used for systems with lager number of the equations as for investigation of nonautonomous quasi-harmonic dynamic system models in the stationary state. They can involve an arbitrary number of similar pairs of nonlinear equation. The representation of each pair is optimized as well as all model.

Ref.: 4 items.

УДК 621.375.9

Входной малозумящий твердотельный модуль миллиметрового диапазона длин волн / О.Н. Сухоручко, Л.А. Рудь, И.П. Ольховский, А.И. Фисун // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 132. С. 87 – 93.

Рассмотрены вопросы разработки параметрического усилителя и квазиоптического генератора накачки, предназначенных для применения во входных цепях систем связи и навигации коротковолновой части миллиметрового диапазона. В диапазоне 60-65 ГГц получен коэффициент усиления не менее 15 дБ в полосе частот 1 ГГц по уровню –3 дБ. Температура шумов не превышает 600 К при использовании квазиоптического ЛПД-генератора накачки. Показано, что данная схема входного модуля перспективна при разработке входных трактов до частот около 100 ГГц.

Ил. 7. Библиогр.: 7 назв.

УДК 621.375.9

Вхідний малозумлиивий твердотільний модуль міліметрового діапазону довжин хвиль / О.Н. Сухоручко, Л.А. Рудь, И.П. Ольховський, А.И. Фисун // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 132. С. 87 – 93.

Розглянуто питання розробки параметричного підсилювача та квазіоптичного генератора накачки, призначених для застосування у вхідних трактах систем зв'язку та навігації короткохвильової частини міліметрового діапазону. В діапазоні 60-65 ГГц одержано коефіцієнт підсилення не менше 15 дБ у смузі частот 1 ГГц на рівні – 3 дБ. Температура шуму не перевищує 600К при використанні квазіоптичного ЛПД-генератора накачки. Показана перспективність використання даної схеми до 100 ГГц.

Іл. 7. Бібліогр.: 7 назв.

UDK 621.375.9

Millimeter wave input small-noise solid-state module / O.N. Suchoruchko, L.A. Rud', I.P. Ol'hovskiy, A.I. Fisun // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N. 132. P. 87 – 93.

Development problems of the parametric amplifier and quasi-optical pumping oscillator for the input circuits of communication and navigation systems of short wave part of mm-wave band is presented. In 60-65 GHz the amplification factor 15 dB has been received for frequency band of 1 GHz at the level of –3 dB. When apphying the quasi-optical pumping IMPATT-diode oscillator the noise temperature is no more than 600K. The device presented here is a candidate for using right up to 100 GHz.

7 fig. Ref.: 3 items.

УДК 537.52

Экспериментальные исследования процессов в сильноточном разряднике с плазменной пушкой / В.И. Чумаков, Ю.Я. Волколупов, М.А. Красноголовец, М.А. Острижной, В.Л. Басецкий, В.Г. Нестеренко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 132. С. 94 – 97.

Приведены результаты исследований трехэлектродного газового разрядника, в котором в качестве источника начальных иницирующих электронов используется плазменная пушка. Приведены результаты измерений тока, напряжения и электромагнитного излучения разрядного промежутка.

Ил. 3, Библиогр.: 5 назв.

УДК 537.52

Експериментальні дослідження процесів у сильноточному розряднику з плазмовою гарматою / В.І. Чумаков, Ю.Я. Волколупов, М.О. Красноголовец, М.О. Острижний, В.Л. Басецкий, В.Г. Нестеренко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 132. С. 94 – 97.

Наведено результати досліджень триелектродного газового розрядника, у якому у якості джерела початкових ініціюючих електронів використано плазмову гармату. Наведено результати вимірювань струму, напруги та електромагнітного випромінювання розрядного проміжку.

Іл. 3, Бібліогр.: 5 назв.

UDC 537.52

Experimental investigation of processes in high-current spark-gap switch with plasma gun / V.I. Chumakov, Yu. Ya. Yolkolupov, M.A. Krasnogolovets, M.A. Ostrizhnoy, V.L. Basetskiy, V.G. Nesterenko // Radiotekhnika: All-ukr. sci. interdep. mag. 2003, N. 132. P. 94 – 97.

Results of investigation of three-electrodes spark-gap switch, where the plasma gun is used as initial electron source, is observed. Results of current, voltage and electromagnetic radiation measurements are given.

3 fig., Ref.: 5 items.

УДК 621.385

Обоснование возможности регенерации мощных ЭВП. 2. Металлокерамические узлы и постоянные магнитные системы / М.А. Копоть // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 132. С. 98 – 102.

Приведен подход к проблеме регенерации ЭВП, в частности, керамических узлов и постоянных магнитных систем. Хотя эти системы и узлы не являются основными, но возможность их вторичного использования существует. Показаны пути восстановления таких систем и узлов.

Библиогр.: 11 назв.

УДК 621.385

Обґрунтування можливості регенерації потужних ЕВП. 2. Металокерамічні вузли та постійні магнітні системи / М.А. Копоть // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 132. С. 98 – 102.

Наведено підхід до проблеми регенерації ЕВП, зокрема, їх анодних систем. Хоча ці системи та вузли не є основними, все ж існує можливість їх повторного використання. Вказано шляхи відновлення таких систем та вузлів.

Бібліогр.: 11 назв.

UDC 621.385

Justification of the possibility to regenerate power electronic vacuum devices. 2. Metal-ceramic nodes and permanent magnetic systems / M.A. Kopot' // Radiotekhnika : All-Ukr. Interdep. Mag. 2003. N 132. P. 98 – 102.

An approach to the electronic-vacuum devices regeneration, in particular of ceramic and permanent magnetic systems, is given. Though these systems and nodes are not the main ones the possibility of their secondary application exists. The ways of such systems and nodes restoration are indicated.

Ref.: 11 items.

УДК 615.47:616.074

Программно-аппаратное обеспечение комплекса хемилюминесцентного анализа / Д.В. Снежко, Н.Н. Рожицкий, А.И. Чурилов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 132. С. 103 – 108.

Работа посвящена разработке алгоритма программного обеспечения и структуры комплекса хемилюминесцентного анализа на основе хемилюменометра для биомедицинской диагностики, включая алгоритм программы – драйвера. Рассмотрены формат обмена данными в ходе проведения анализа. Обсуждены вопросы программирования LPT-порта для различных платформ ОС Windows и возможности виртуальной хемилюминесцентной аналитической системы.

Ил. 3. Библиогр.: 8 назв.

УДК 615.47:616.074

Програмно-апаратне забезпечення комплексу хемілюмінесцентного аналізу / Д.В. Сніжко, М.М. Рожицький, А.І. Чурилов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 132. С. 103 – 108.

Робота присвячена розробці алгоритму програмного забезпечення та структури комплексу хемілюмінесцентного аналізу на основі хемілюменометра для біомедицинської діагностики, включаючи алгоритм програми – драйвера. Розглянуто формат обміну даними в ході проведення аналізу. Обговорено питання програмування LPT-порту для різних платформ ОС Windows і можливості віртуальної хемілюмінесцентної аналітичної системи.

Іл. 3. Бібліогр.: 8 назв.

UDC 615.47:616.074

Software and hardware of the chemiluminescent analytical complex / D.V. Snezhko, N.N. Rozhitskii, A.I. Churilov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N 132. P. 103 – 108.

The paper is devoted to development of the software algorithm and hardware for the chemiluminescent system complex based on the chemilumenometer for biomedical diagnostics, including the driver program algorithm. The format of data exchange during the analysis carrying out is surveyed. Questions of LPT-port programming for various OS Windows platforms and opportunities of the virtual chemiluminescent analytical system are discussed.

Fig. 3. Ref.: 8 items.

УДК 681.7.068.4

Использование автосвертки распределения оптического поля для идентификации положения сердцевин оптических волокон при их соединении / А.И. Филипенко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 132. С. 109 – 114.

Рассмотрена методика автоматизированного контроля позиционирования оптических волокон при изготовлении коммутационных волоконно-оптических компонентов. Для определения величины смещения осей сердцевин волокон используется согласованная фильтрация в виде автосвертки распределения оптического поля, излучаемого сердцевинной при продольном освещении или являющегося результатом ее фокусирующего действия при поперечном освещении. Координаты максимального значения автосвертки соответствуют удвоенному смещению центра сердцевин относительно базовых координат. Приведены математическое обоснование положений методики, результаты имитационного моделирования на персональном компьютере и экспериментальных исследований на действующем технологическом оборудовании. Предложенная методика эффективнее традиционных методов фильтрации в частотной или пространственной области, так как требует меньшего количества математических операций, не выдвигает задачи непосредственного определения импульсной характеристики фильтра и обеспечивает высокие параметры точности.

Табл. 1. Ил. 6. Библиогр.: 6 назв.

УДК 681.7.068.4

Використання автозгортки розподілу оптичного поля для ідентифікації положення серцевин оптичних волокон за їх поєднання / О.І. Филипенко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003 Вип. 132. С. 109 – 114.

Розглянуто методику автоматизованого контролю позиціонування оптичних волокон при виготовленні комутаційних волоконно-оптичних компонентів. Для визначення величини зсуву осей серцевин волокон використовується погоджена фільтрація у вигляді автозгортки розподілу оптичного поля, що випромінюється серцевиною при поздовжньому засвітленні або є результатом її фокусуючої дії при поперечному засвітленні. Координати максимального значення автозгортки відповідають подвоєному зсуву центра серцевини щодо базових координат. Приведено математичне обґрунтування положень методики, результати імітаційного моделювання на персональному комп'ютері та експериментальних дослідженнях на діючому технологічному устаткуванні. Запропонована методика ефективніша традиційних методів фільтрації в частотній чи просторовій області, тому що вимагає меншої кількості математичних операцій, не висуває задачі безпосереднього визначення імпульсної характеристики фільтра і забезпечує високі параметри точності.

Табл. 1. Іл. 6. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 681.7.068.4

Use of an optical field distribution autoconvolution for core position identification at the optic fibers connection / A.I. Filipenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 132. P. 109 – 114.

The automated control technique of optical fibers positioning for switching fiber-optical component manufacturing is considered. The agreed filtration as a distribution autoconvolution of an optical field, emitted by core at longitudinal illumination or focused by fiber at transversal illumination is used for fiber core axes offset determination. The autoconvolution maximum coordinates correspond to the core center double displacement concerning base coordinates.

The technique mathematical thesis, results of a computer simulation modeling and experimental researches on the acting technological equipment are adduced. The offered technique is more effective than traditional methods of a filtration in frequent or space area, as requires a smaller amount of mathematical operations, does not put forward a problem of filter pulse response direct determination and ensures high accuracy parameters.

1 tabl. 6 fig. Ref.: 6 items.

УДК 535.379

Использование пленочных структур в ОХ-сенсорах / Н.В. Масолова, Н.Н. Рожицкий // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 132. С. 115 – 118.

Рассмотрены вопросы построения ОХ-сенсоров, предназначенных для детектирования биологических веществ, содержащихся в микроскопических концентрациях в исследуемых растворах. Предлагается для модификации электродов использовать технологию Ленгмюр-Блоджетт, которая особенно интересна для создания интегральной оптики. Рассматривается оценка вероятности переноса заряда в системе реагент – субфаза – электрод в зависимости от расстояния реагент – электрод. Дан сравнительный анализ сенсоров, применяемых в аналитической химии.

Ил. 2. Библиогр.: 10 назв.

УДК 535.379

Використання плівкових структур в ОХ-сенсорах / Н.В. Масолова, М.М. Рожицький // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 132. С. 115 – 118.

Розглянуто питання створення ОХ-сенсорів, призначених для детектування біологічних речовин, що містяться в мікроскопічних концентраціях у досліджуваних розчинах. Запропоновано використати ленгмюр-блуджеттівську технологію для модифікування електродів ОХ-сенсорів. Ця технологія перспективна для створення інтегральної оптики. Розглядається оцінка імовірності переносу заряду в системі реагент – субфаза – електрод у залежності від відстані реагент – електрод. Подано порівняльний аналіз сенсорів, що застосовуються в аналітичній хімії.

Іл. 2. Бібліогр.: 10 назв.

UDC 535.379

Film structure use in OC-sensors / N.V. Masolova, N.N. Rozhitskii // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N 132. P. 115 – 118.

The problem of OC-sensors, intended for detecting biological substances in microscopic concentrations in the solutions being investigated, are considered. Langmuir-Blodgett technology, being of special interest for the integrated optics creation, is offered for electrodes modification. The probability of charge transfer in the reagent – subphase – electrode system is estimated depending upon the reagent – electrode distance. The comparative analysis of sensors used in analytical chemistry is given.

2 fig. Ref.: 10 items.

УДК 535.37.

Математическое моделирование процессов в электрохемилюминесцентных ячейках оптохемотронного квантового генератора // Д.А. Васянович, И.В. Артемов, А.В. Нечепуренко, Ю.Т. Жолудов, Н.Н. Рожицкий // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 132. С. 119 – 128.

Поставлена задача компьютерного моделирования основного элемента оптохемотронного квантового генератора – электрохемилюминесцентной ячейки, в которой протекают все процессы вплоть до излучения. Рассматриваются сущность явления электрохемилюминесценции и три из множества возможных вариантов построения ЭХЛ-ячейки для получения лазерного эффекта.

Библиогр.: 3 назв.

УДК 535.37.

Математичне моделювання процесів в електрохемілюмінесцентних комірках оптохемотронного квантового генератора // Д.А. Васянович, І.В. Артемов, А.В. Нечепуренко, Ю.Т. Жолудов, М.М. Рожицький // Радіотехніка: Всеукр. між від. наук.-техн. зб. 2003. Вид. 132. С. 119 – 128.

У роботі була поставлена задача комп'ютерного моделювання основного елемента оптохемотронного квантового генератора – електрохемілюмінесцентної комірки, в якій відбуваються усі процеси аж до випромінювання. Розглядається сутність явища електрохемілюмінесценції та три з багатьох можливих варіантів створення ЕХЛ-комірки для того, щоб отримати лазерний ефект.

Бібліогр.: 3 назви.

UDK 535.37.

Mathematical modeling of the processes in electrochemiluminescent cells of optochemotronic quantum generator // D.A. Vasyanovich, I.V. Artyomov, A.V. Nechepurenko, N.N. Rozhitskiy // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N. 132. P. 119 – 128.

The problem of computer modeling of an electrochemiluminescent cell, the main part of optochemotronic quantum generator, where all the processes up to radiation take place, is set. The essence of the electrochemiluminescence phenomenon and three of the multitude of the of ECL-cell construction's variants for the laser effect creation are considered.

Ref.: 3 items.

УДК 621.396.2: 621.316.2

Уменьшение времени настройки адаптивных корректоров межсимвольных искажений / А.И. Цопа, Г.И. Сидоров, В.А. Тихонов, И.В. Савченко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 132. С. 129 – 135.

Исследуется возможность применения простого в реализации градиентного алгоритма адаптации для настройки корректоров межсимвольной интерференции (МСИ) на каналы связи с различными частотными характеристиками. Предлагается способ повышения эффективности градиентного алгоритма, который базируется на декорреляции обучающего сигнала, искаженного каналом связи. Роль декоррелятора выполняет решетчатый фильтр. Показано, что данный прием позволяет существенно сократить время настройки корректора на каналы с большой неравномерностью амплитудно-частотной характеристики. Использование рассмотренной структуры корректора МСИ в системах передачи данных даст возможность увеличить быстродействие этих систем.

Ил. 9. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396.2: 621.316.2

Зменшення часу настроювання адаптивних коректорів міжсимвольних спотворень / А.І. Цопа, Г.І. Сідоров, В.А. Тихонов, І.В. Савченко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 132. С. 129 – 135.

Досліджується можливість застосування простого у реалізації градієнтного алгоритма адаптації для настроювання коректорів міжсимвольної інтерференції (МСІ) на канали зв'язку з різними частотними характеристиками. Пропонується спосіб підвищення ефективності градієнтного алгоритма, котрий базується на декореляції навчаючого сигналу, спотвореного каналом зв'язку. Роль декорелятора виконує решітчатий фільтр. Показано, що даний прийом дозволяє суттєво скоротити час настроювання коректора на канали з великою нерівномірністю амплітудно-частотної характеристики. Використання розглянутої структури коректора МСІ у системах передачі даних надасть можливість збільшити швидкодію цих систем.

Іл. 9. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 621.396.2: 621.316.2

Reduction of adjustment time of intersymbolic distortion adaptive correctors / A.I. Tsopa, G.I. Sidorov, V.A. Tihonov, I.V. Savchenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N 132. P. 129 – 135.

Possibility to apply the gradient adaptation algorithm simple in realization for intersymbolic interference (ISI) adjustment on communication channels with different frequency characteristics is investigated. The way to increase the gradient algorithm efficiency is offered, it is based on decorrelation of the training signal distorted by the communication channel. The function of the decorrelator is performed by the lattice filter. It is shown that the given method makes it possible to reduce significantly the corrector adjustment time necessary to set to the channels with a high non-uniformity in the amplitude-frequency characteristics. The use of the considered ISI corrector structure in the data transmission systems will permit to increase these systems speed of action.

9 fig. Ref.: 4 items.

УДК 681.513

Применение методов анализа Е-сетей к моделям СОД / Ю.И. Лосев, С.И. Шматков, Е.В. Дуравкин // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 132. С. 136 – 140.

В данной статье рассматривается возможность использования алгоритмических свойств Е-сетей для анализа корректности построения моделей протоколов информационного обмена. Анализ данных свойств так же позволит выявить недостатки структуры исследуемой системы и предъявить требования к ее пропускной способности и производительности.

Библиогр.: 5 назв.

УДК 681.513

Використання методів аналізу Е-мереж до моделей СОД / Ю.І. Осєв, С.І. Шматков, Є.В. Дуравкін // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 132. С. 136 – 140.

Розглянуто можливість використання алгоритмічних властивостей Е-мереж до аналізу коректності побудови моделей протоколів інформаційного обміну. Аналіз цих властивостей також дозволить викрити недоліки у структурі системи, що досліджується, та висунути вимоги щодо її пропускну́ї спроможності та працездатності.

Бібліогр.: 5 назв.

UDC 681.513

Application of E-nets analysis method to the data exchange protocol models / Yu.I. Losev, S.I. Shmatkov, E.V. Duravkin // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N. 132. P. 136 – 140.

The possibility to use the algorithmic properties of the E-nets for correctness analysis of data exchange protocol model construction is considered. Analysis of the given properties will also allow to reveal the shortages of the system structure and to impose requirements upon its bandwidth and productivity.

Ref.:5 items.

УДК 621.391.83

Ускорение процесса обучения адаптивного нерекурсивного корректора / В.С. Михальчан // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 132. С. 141 – 145.

Предложен и исследован комбинированный алгоритм обучения нерекурсивных фильтров (корректоров), основанный на многократном поочередном применении неявного итерационного метода оптимизации и метода скорейшего спуска. Показано, что использование комбинированного алгоритма позволяет уменьшить время настройки корректоров в режиме обучения с одновременным увеличением пропускной способности каналов связи.

Ил. 2. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.391.83

Прискорення процесу навчання адаптивного нерекурсивного коректора / В.С. Михальчан // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 132. С. 141 – 145.

Запропоновано та досліджено комбінований алгоритм навчання нерекурсивних фільтрів (коректорів), заснований на багаторазовому почерговому застосуванні неявного ітераційного методу оптимізації та методу якнайшвидшого спуску. Показано, що використання комбінованого алгоритму дозволяє зменшити час налаштування коректорів у режимі навчання з одночасним збільшенням пропускну́ї здатності каналів зв'язку.

Ил.2. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.391.83

Speedup of adaptive nonrecursive equalizer training process / V.S.Mykhalchan // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N. 132. P. 141 – 145.

The combined training algorithm of nonrecursive filters (equalizer) grounded on multiple serial application of an implicit iterative optimization method and quickest descent method is offered and is probed. It is shown, that the use of a combined algorithm allows to reduce the equalizer alignment time in a training mode with simultaneous increase in the channel capacity.

2. fig. Ref.: 5 items.

УДК 681.3.016

Метод сжатия информационных образов дискретных сигналов / А.С. Турковский, С.И. Рогожина // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч. -техн. сб. 2003. Вип. 132. С. 146 – 149.

Предлагается метод сжатия информационного образа дискретного сигнала, основанный на переходе к его графическому образу в виде битовой матрицы, устранению избыточности в битовой матрице и формировании нового формата представления данных.

Ил.1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 681.3.016

Метод стиску інформаційних образів дискретних сигналів / О.С. Турковський, С.І. Рогожина // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук. -техн. зб. 2003. Вип. 132. С. 146 – 149.

Пропонується метод стиску інформаційного образу дискретного сигналу, заснований на переході до його графічного образу у вигляді бітової матриці, усуненню надмірності в бітовій матриці і формуванні нового формату подання даних.

Ил.1. Бібліогр.: 2 назв.

UDC 681.3.016

The method for compression of discrete signal information images / A.S. Turkovsky, S.I. Rogozhina // Radiotekhnika: All-Ukr. Interdep. Mag. 2003. N 132. P. 146 – 149.

The method for compression of discrete signal information image is presented, it is based on the transition to its bit matrix graphic image, elimination of redundancy in a bit matrix and formation of a new format of data representation.

1 fig. Ref.: 2 items.

УДК 681.03.18

Определение и формализация факторов, влияющих на эффективность реализации комплексного алгоритма перспективных АСУ реального времени / Е.И. Бобыр, Ю.В. Пантелей // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч. – техн. сб. 2003. Вып. 132. С. 150 – 155.

Рассматривается анализ факторов, действующих на процесс реализации комплексного алгоритма перспективных АСУ реального времени. Определяются основные факторы и выбираются наиболее важные из них, которые существенно влияют на эффективность функционирования комплексного алгоритма в реальных условиях.

Ил.1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 681.03.18

Визначення і формалізація факторів, що впливають на ефективність реалізації комплексного алгоритму перспективних АСУ реального часу / Є.І. Бобир, Ю.В. Пантелей // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 132. С. 150 – 155.

Розглядається аналіз факторів, діючих на процес реалізації комплексного алгоритму перспективних АСУ реального часу. Визначаються основні фактори і вибираються найбільш важливі з них, що істотно впливають на ефективність функціонування комплексного алгоритму в реальних умовах.

Іл.1. Бібліогр.: 3 назв.

UDC 681.03.18

Definition and formalization of the factors affecting efficiency of the perspective real time automated control systems' complex algorithm realization / E.I. Bobir, U.Y. Panteley // Radiotekhnika: All-Ukr. Interdep. Mag. 2003. N 132. P. 150 – 155.

Analysis of factors affecting the process of the perspective real time automated control systems' complex algorithm realization is considered. The main factors are defined and the most important of them, affecting significantly efficiency of the complex algorithm functioning in the real conditions, are chosen.

1 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.372.54

Синтез формирующего фильтра имитатора замираний в канале сети мобильной связи / А.Н. Зеленін, А.І. Костромицький, Д.В. Бондарь // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 132. С. 156 – 162.

В результате решения задачи синтеза формирующего фильтра для имитатора радиоканала с замираниями получены структура и параметры фильтра, обладающего приемлемой для практических целей точностью аппроксимации спектральной плотности требуемого вида; выбрано схемное решение, несложное в реализации, простое в настройке, обеспечивающее возможность изменения максимальной доплеровской частоты в процессе эксплуатации имитатора.

Ил. 6. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.372.54

Синтез формующого фильтра имитатора замираний в канале мережі мобільного зв'язку / А.М. Зеленін, А.І. Костромицький, Д.В. Бондарь // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 132. С. 156 – 162.

В результаті розв'язання задачі синтезу формуючого фільтра для імітатора радіоканалу з замираннями отримані структура і параметри фільтра, що має прийнятну для практичних цілей точність апроксимації спектральної щільності необхідного вигляду; обрано схемне рішення, нескладне в реалізації, просте в налаштуванні, що забезпечує можливість зміни максимальної доплеровської частоти в процесі експлуатації імітатора.

Іл. 6. Бібліогр.: 4 назви.

Synthesis of fading simulator forming filter in the mobile communication network channel / A.N. Zelenin, A.I. Kostromitsky, D.V. Bondar // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N 132. P. 156 – 162.

Owing to solution of the synthesis problem of the forming filter for the radiation channel with fading the filter structure and parameters are obtained; this filter possesses the spectral density accuracy approximation of the required kind acceptable for practical purposes. The chosen circuitry solution is simple realisation, easy to adjust, ensuring the possibility to change at the most Doppler frequency in the simulator operation process.

6 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.386: 681.31

Оцінка точності визначення фізичних розмірів трубчастого об'єкта за його рентгенівським зображенням / Л.О. Авер'янова, В.М. Головенко, О.І. Скляр // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 132. С. 163 – 168.

Розглядається питання врахування параметрів рентгенографії при формуванні рентгенівського зображення трубчастого об'єкта та оцінюється їх вплив на точність відтворення розмірів (зовнішнього та внутрішнього діаметрів) трубчастого об'єкта на його рентгенограмі.

Бібліогр.: 2 назви.

УДК 621.386: 681.31

Оценка точности определения физических размеров трубчатого объекта по его рентгеновскому изображению / Л.А. Аверьянова, В.М. Головенко, О.И. Скляр // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вип. 132. С. 163 – 168.

Рассматривается вопрос учета параметров рентгенографии при формировании рентгеновского изображения трубчатого объекта и оценивается их влияние на точность воспроизведения размеров (внешнего и внутреннего диаметров) трубчатого объекта на его рентгенограмме.

Библиогр.: 2 назв.

UDC 621.386: 681.31

Accuracy estimate of tubular object dimensions' definition according to its X-ray image / L.O. Aver'yanova, V.M. Golovenko, O.I. Sklyar // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N 132. P. 163 – 168.

The problem of taking into account the roentgenography parameters at forming the tubular object X-ray image is considered. These parameters effect is estimated to in terms of accuracy of tubular object' dimensions (external and internal diameters) reproduction on its X-ray image.

Ref.: 2 items.

УДК 621.301

Использование методов фрактального сжатия для фильтрации изображений / И.В. Барышев, М.Л. Усс // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вип. 132. С. 169 – 174.

Предлагается новый подход к фильтрации изображений, представленных в градациях серого, основанный на применении идей фрактального сжатия. При фильтрации предложенным методом используется информация о самоподобии изображения на различных масштабах. Проведен сравнительный анализ качества фильтрации предложенным методом как визуальный, так и на основе количественных критериев. Показано, что предложенный метод обладает лучшими характеристиками среди выбранных для сравнения методов.

Табл. 2. Ил. 4. Библиогр.: 12 назв.

УДК 621.301

Використання методів фрактального стиску для фільтрації зображень / І. В. Барішев, М.Л. Усс. // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 132. С. 169 – 174.

Пропонується новий підхід до фільтрації зображень, поданих у градациях сірого, заснований на застосуванні ідей фрактального стиску. При фільтрації запропонованим методом використовується інформація про самоподібність зображення на різних масштабах. Проведено порівняльний аналіз якості фільтрації запропонованим методом як візуальний, так і на основі кількісних критеріїв. Показано, що запропонований метод має кращі характеристики серед обраних для порівняння методів.

Табл. 2. Іл. 4. Бібліогр.: 12 назв.

UDC 621.301

Use of fractal image compression methods for image filtering / I.V. Baryshev, M.L. Uss // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N 132. P. 169 – 174.

The new approach to grey scale images filtering based on fractal image compression ideas is proposed. Information about image self-similarity on different scales is used for filtering. The comparative analysis of proposed method is performed both visually and using quantitative criteria. It is shown that the proposed method outperforms the considered filters.

2 tab. 4 fig. Ref.: 12 items.

УДК 517.87; 537.958

Трансформация гауссова импульса импульсно-периодической модуляцией во времени свойств безграничной среды / Л.Н. Шульга // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 132. С. 175 – 178.

Рассмотрено преобразование плоского гауссова электромагнитного импульса двойным синхронным возмущением проницаемостей безграничного изотропного магнитоэлектрического пространства во времени в виде прямоугольного импульса. Данная задача решается аналитически методом интегральных уравнений. Получены точные выражения для компоненты электрического поля во всем пространстве для всей положительной полуоси времени. Проведен физический анализ полученных выражений.

Библиогр.: 4 назв.

УДК 517.87; 537.958

Трансформація гаусового імпульсу імпульсно-періодичною модуляцією у часі властивостей безмежного середовища / Л.Н. Шульга // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 132. С. 175 – 178.

Розглянуто перетворення плоского гаусового електромагнітного імпульсу подвійним синхронним збуренням проникностей безмежного ізотропного магнітодіелектричного середовища у часі у вигляді прямокутного імпульсу. Дана задача розв'язується аналітично методом інтегральних рівнянь. Отримані точні вирази для компоненти електричного поля у всьому середовищі для всієї позитивної напіввісі часу. Проведено фізичний аналіз отриманих виразів.

Бібліогр.: 4 назви.

UDC 517.87; 537.958

Gauss pulse transform of infinite medium properties with pulse-periodical modulation in time / L.N. Shul'ga // Radiotekhnika: all-Ukr. Interdep. Mag. 2003. N 00. P. 175 – 178.

Plane Gauss's electromagnetic pulse transformation by double synchronies disturbance of permittivities of infinite isotropic magneto and dielectric medium with time in the form of rectangular pulse is considered. This problem is being solved analytically using integral equation method. Exact electrical field component expressions for the whole space and for all positive time semiaxis are obtained. Physical analysis of obtained expressions is carried out.

Ref.: 4 items.

ЗБІРНИК НАУКОВИХ ПРАЦЬ
РАДІОТЕХНІКА
Випуск 132
Російською та українською мовами

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ
РАДИОТЕХНИКА
Выпуск 132
На русском и украинском языках

Редактор *Л.М. Денісова*
Виконавець комп'ютерної верстки *В.В. Тарасенко*

Підп. до друку 16.06.2003. Формат 60х90/8.
Папір офсет. Гарнітура Таймс. Друк офсет. Ум. друк. арк. 11,7.
Обл.- вид. арк. 11,3.
Тираж 300 пр. Зам. №18. 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.