

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ И ИХ КОМПЬЮТЕРНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ

МОДЕЛИРОВАНИЕ И СИНТЕЗ МИКРОПОЛОСКОВЫХ РЕЖЕКТОРНЫХ ФИЛЬТРОВ

Е.М.Цветнова, В.Н.Бугров

Нижегородский госуниверситет

В работе [1] рассматривались методы анализа микрополосковых фильтров. В данной статье представлена постановка общей задачи их синтеза. Процесс синтеза является основным этапом при автоматизированном проектировании микрополоскового фильтра [2]. Задачей параметрического синтеза фильтра является определение его оптимальных параметров X по заданному функционированию при фиксированной структуре системы:

$$Y^T \rightarrow X \Big|_{S=const} \quad (1)$$

На первом этапе постановки задачи в дискретных точках частотного диапазона формируются относительные показатели функционирования или частные критерии, которые могут быть записаны в нормированном или ненормированном видах:

$$K_i(X) = \left(\frac{y_i(X) - y_i^T}{y_i^T} \right)^2, \quad K_i(X) = (y_i(X) - y_i^T)^2 \quad (2)$$

На втором этапе из этих относительных показателей образуют частные целевые функции, которые отвечают за отдельные ЧХ (частотные окна). Они могут быть сформированы в аддитивном или минимаксном видах:

$$f_j(X) = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M K_i(X), \quad f_j(X) = \max_{i=1, M} \{K_i(X)\} \quad (3)$$

При синтезе по совокупности ЧХ из этих частных целевых функций формируется обобщенная целевая функция:

$$F(X) = \sum_{j=1}^m \alpha_j f_j(X), \quad (4)$$

где a_j – весовые коэффициенты отдельных ЧХ.

Тогда экстремальная задача параметрического синтеза МПФ записывается в виде:

$$\overset{\circ}{F}(\overset{\circ}{X}) = \min_{X \in D} F(X), \quad (5)$$

D – область изменения варьируемых параметров.

Приведенные идеологии решения задачи синтеза полностью реализованы в компьютерном пакете МИКРОПОЛ, предназначенном для многооконного параметрического синтеза полосковых и микрополосковых систем. С помощью данной программы были решены две задачи синтеза для предприятия “Салют-27”, предоставленные кафедре радиотехники в качестве технического задания для научно-исследовательской работы.

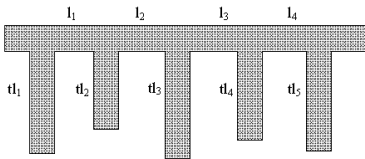


Рис.1

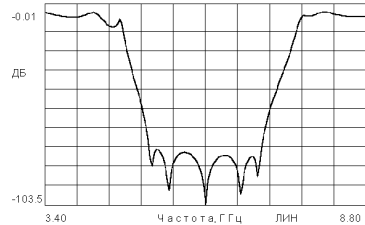


Рис.2

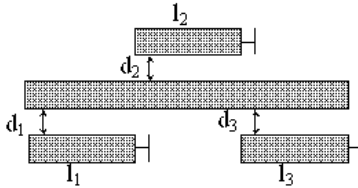


Рис.3

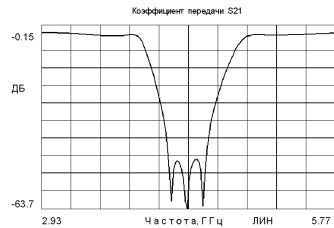


Рис.4

На рис.1 приведена топология полосно-заграждающего фильтра (ПЗФ) на 5-и шлейфах, а его передаточная характеристика – на рис.2. На рис.3 и 4 приведены, соответственно, топология и характеристика ПЗФ на секциях связанных линий.

- [1] Цветнова Е.М., Чумаков А.Ю., Бугров В.Н. //В кн.: Тр. 6-й науч. конф. по радиофизике. 7 мая 2002 г. /Ред. А.В.Якимов. –Н.Новгород: ТАЛАМ, 2002, с.137.
[2] Гупта К., Гардж Р., Чадха Р. Машинное проектирование СВЧ устройств. – М.: Радио и связь, 1987.

РАСЧЕТ СОБСТВЕННЫХ ЧАСТОТ КРУГЛЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ ЭКРАНЕ

В.А.Бажиллов, А.А.Титаренко

Нижегородский государственный технический университет

Применение диэлектрических резонаторов (ДР) в технике СВЧ диапазона позволяет решать ряд актуальных проблем: улучшение массогабаритных показателей, уменьшение себестоимости производимой радиоэлектронной аппаратуры при одновременном повышении качества и надежности ее функционирования, устойчивости к воздействию дестабилизирующих факторов. На базе ДР в настоящее время создается новое поколение малогабаритной радиоэлектронной аппаратуры различного назначения.

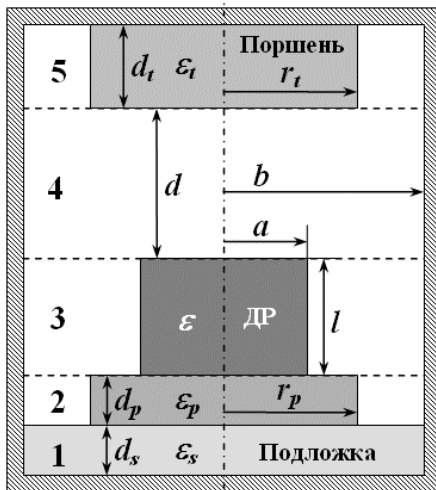
При разработке каждого конкретного устройства с использованием ДР возникает проблема точного расчета их параметров, в частности, точного определения резонансных частот. Следует отметить, что даже ДР простой формы (диск или параллелепипед) не поддаются анализу методом разделения переменных [1]. В связи с этим возник целый ряд приближенных методов расчета, не учитывающих поля в некоторых областях вокруг резонатора. Эти методы позволяют достаточно просто оценивать частоту ДР, однако дают при этом погрешность до 10% [2].

Настоящая работа посвящена расчету резонансных частот экранированной электродинамической системы, состоящей из цилиндрического ДР, подложки, ди-

электрической подставки и элемента перестройки частоты (металлического или диэлектрического поршня). Осевое сечение колебательной системы приведено на рис.1.

Для анализа рассматриваемой системы использовался метод частичных областей (МЧО) [3]. Этот метод получил широкое распространение в прикладной электродинамике благодаря своей универсальности и точности.

Согласно МЧО, производится декомпозиция задачи на пять частичных областей – отрезков регулярных цилиндрических волноводов, три из которых неоднородны в своем поперечном сечении. В каждой из областей решение представляется в виде



разложения в ряд по полной системе собственных функций регулярных волноводов

с искомыми коэффициентами разложения. Сшиванием решений на поверхностях, условно разделяющих всю область на подобласти, выполняется условие непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей.

Использование свойства ортогональности полей собственных мод в выделенных областях приводит к бесконечномерной системе линейных однородных уравнений относительно коэффициентов разложения. Приняв во внимание конечное число членов в разложениях (одинаковое во всех подобластях) и потребовав существования нетривиального решения (приравняв определитель полученной редуцированной системы к нулю), мы получим характеристическое уравнение для нахождения собственных параметров исследуемой системы.

В ходе проделанной работы с использованием данной модели была разработана программа для расчета спектра собственных частот исследуемой системы. Была исследована зависимость резонансных частот некоторых низших типов колебаний от геометрических и электрических параметров системы.

В качестве примера на рис.2 и 3 приведены типичные зависимости резонансных частот для низших H_{01s} колебаний от расстояния воздушного промежутка d и радиуса цилиндрического экрана b .

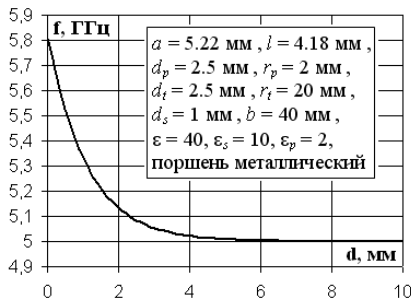


Рис. 2

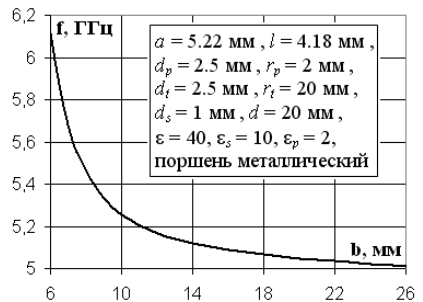


Рис. 3

В ходе эксперимента, а также при сравнении данных расчета с результатами, опубликованными в литературе [1–4], выяснилось, что точность расчета резонансных частот с помощью МЧО достаточно высока (ошибка менее 1%) даже при относительно небольшом числе учитываемых волн (3-5) в каждой из подобластей.

- [1] Кузнецов В.А., Лерер А.М., Михалевский В.С. //Радиотехника и электроника. 1984. Т.29, №11. С.2124.
- [2] Цибизов К.Н., Борисов С.А., Безбородов Ю.М. //Зарубежная радиоэлектроника. 1981. №11. С.21-34.
- [3] Алексейчик Л.В., Бродуленко И.И., Гаврилюк Н.Г., Краюшкин В.В., Мальцев В.А. Обзоры по электронной технике. Сер. Электроника СВЧ. –М.: ЦНИИ Электроника, 1990, вып. 5 (1525), с.8.
- [4] Куц С.Н. //Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1975. Т18, №9. С.79-86.

РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕМПЕРАТУРНОЙ НЕСТАБИЛЬНОСТИ ЧАСТОТЫ ДЛЯ КРУГЛОГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ ЭКРАНЕ

В.А.Бажиллов, А.А.Титаренко

Нижегородский государственный технический университет

Резонансные колебательные СВЧ-системы на диэлектрических резонаторах (ДР) образуют элементную базу для создания СВЧ-устройств различного назначения. От параметров применяемых ДР в существенной степени зависит характеристика колебательной системы и всего СВЧ-устройства в целом. Основными параметрами ДР являются: диапазон рабочих частот, фильтрация от паразитных типов колебаний, диапазон перестройки частоты, добротность, а также стабильность резонансной частоты при воздействии различных дестабилизирующих факторов, в частности, температуры. Поскольку в настоящее время разработан достаточно широкий круг диэлектрических материалов с различными температурными свойствами (температурный коэффициент диэлектрической проницаемости материала и температурный коэффициент линейного расширения), то важно уметь оптимизировать параметры колебательной системы, содержащей ДР, таким образом, чтобы резонансные частоты оставались постоянными с изменением температуры во всем рабочем диапазоне частот. Настоящая работа посвящена расчету коэффициента температурной нестабильности для электродинамической системы, состоящей из диэлектрического резонатора, помещенного на подложку в идеально проводящий металлический экран (рис.1). Без ограничения общности будем рассматривать низший тип колебаний $H_{01\delta}$. Используя методику расчета резонансных частот на основе метода частичных областей [1], нетрудно получить зависимость резонансной частоты от всех параметров рассматриваемой колебательной системы:

$$F_{\text{рез}} = F_{\text{рез}}(a, l, \varepsilon, b, d, t, \varepsilon_{\text{п}}) \quad (1)$$

В первом порядке линейного приближения можно предположить, что геометрические размеры системы и диэлектрические проницаемости резонатора и подложки зависят от температуры по линейному закону [2]:

$$\begin{aligned} a &= a_0(1 + \alpha_1 \Delta T); & b &= b_0(1 + \alpha_2 \Delta T); \\ l &= l_0(1 + \alpha_1 \Delta T); & \varepsilon &= \varepsilon_0(1 + \tau_\varepsilon \Delta T); \\ t &= t_0(1 + \alpha_3 \Delta T); & \varepsilon_{\text{п}} &= \varepsilon_{\text{п}0}(1 + \tau_{\text{еп}} \Delta T); \\ d &= (d_0 + t_0 + l_0)(1 + \alpha_2 \Delta T) - t_0(1 + \alpha_3 \Delta T) - l_0(1 + \alpha_1 \Delta T), \end{aligned} \quad (2)$$

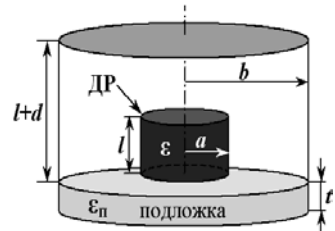


Рис. 1

здесь $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ – это, соответственно, температурные коэффициенты линейного расширения материала резонатора, экрана и подложки, а τ_ϵ и $\tau_{\epsilon n}$ – температурные коэффициенты диэлектрической проницаемости материала резонатора и подложки. Величины $a_0, l_0, \epsilon_0, t_0, \epsilon_{n0}, b_0, d_0$ – параметры колебательной системы при температуре T_0 , а ΔT – это отклонение температуры от T_0 . Сопоставляя зависимости (1) и (2), нетрудно получить зависимость резонансной частоты от температуры и рассчитать температурный коэффициент её нестабильности:

$$\text{TK}_f = \frac{\Delta F_{\text{рез}}}{F_{\text{рез}} \cdot \Delta T}, \quad (3)$$

где $\Delta F_{\text{рез}}$ – сдвиг резонансной частоты при изменении температуры ДР на величину ΔT , а $F_{\text{рез}}$ – значение резонансной частоты ДР.

С использованием данной модели была разработана компьютерная программа для расчета коэффициента температурной нестабильности электродинамических систем, содержащих диэлектрические резонаторы. Полученные расчетные данные хорошо согласуются с экспериментальными данными, а также с результатами, опубликованными в литературе. На рис.2 приводится температурная зависимость резонансной частоты для низшего колебания системы, изображенной на рис.1 при следующих значениях параметров: $a = 5$ мм, $l = 4$ мм, $\epsilon = 45$ (керамика ТЛ-47 с $\tau_\epsilon = -47 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$, $\alpha_1 = 12 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$), $b=20$ мм (латунь с $\alpha_2 = 17,5 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$), $d = 10$ мм, $t = 1$ мм, $\epsilon_n = 9,6$ (поликор с $\tau_{\epsilon n} = 76,5 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$, $\alpha_3 = 8 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$). Величина коэффициента температурной нестабильности частоты, рассчитанная по формуле (3), составляет $12 \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$.

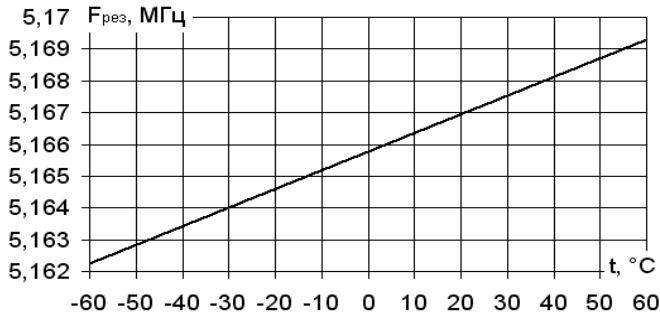


Рис. 2

Данный алгоритм расчета может быть с успехом использован при проектировании сложных термокомпенсированных электродинамических систем с использованием составных ДР.

- [1] Бажилов В.А., Титаренко А.А. //В настоящем сборнике, с.124.
 [2] S.W.Chen, K.A.Zaki and R.G.West //IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1990. V. MTT-38, № 8. P.1046-1051.

ФИЛЬТРАЦИЯ ЭКГ-СИГНАЛА ПО ДВУМ ОТВЕДЕНИЯМ

Д.Н.Ивлев, С.Ю.Лупов, В.А.Односеццев, И.Я.Орлов

Нижегородский госуниверситет

Электрокардиографическое исследование на сегодняшний день является одним из наиболее важных и распространённых методов медицинской диагностики. В системах холтеровского мониторинга (долговременная регистрация электрокардиограммы (ЭКГ) с помощью карманного электрокардиографа), а также при снятии ЭКГ во время физической нагрузки большую проблему представляют искажающие истинный ЭКГ-сигнал помехи, порождаемые электрической активностью скелетных мышц и недостаточно хорошим контактом электродов с кожей. В современных электрокардиографах и системах автоматической обработки ЭКГ эта проблема частично решается с помощью стационарных фильтров нижних и верхних частот. При этом в полосе пропускания фильтров в равной мере ослабляются как помеха, так и полезный сигнал, что делает невозможным анализ высокочастотных составляющих ЭКГ-сигнала и не избавляет от помех, попадающих в полосу пропускания фильтров.

Данная работа посвящена анализу возможности применения адаптивной фильтрации для выделения истинного ЭКГ-сигнала на фоне вышеуказанных помех. В ней предлагается использовать адаптивную фильтрацию в сочетании со специальным образом подобранной системой двух параллельных отведений.

На рис.1 представлена модель электрокардиографического отведения, в которой $u^0(t)$ – ЭДС эквивалентного генератора сердца, $n(t)$ – ЭДС эквивалентного генератора помех, $R_1(t)$ и $R_2(t)$ – сопротивления контактов электродов с кожей, r – внутреннее сопротивление тела (для данной задачи его можно считать постоянным), $R_{вх}$ – входное сопротивление электрокардиографа, $u(t)$ – напряжение сигнала на входе электрокардиографа:

$$u(t) = \frac{u^0(t) + n(t)}{1 + \frac{R_1(t) + R_2(t) + r}{R_{вх}}} = (u^0(t) + n(t)) m(t), \quad 0 < m(t) < 1 / (1 + r / R_{вх}).$$

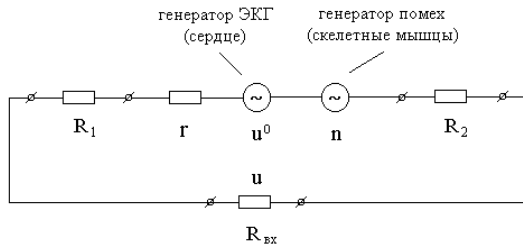


Рис.1

Из этого выражения видно, что помеха имеет аддитивно-мультипликативный характер, но поскольку $m(t) > 0$, то фильтрация сигнала с помощью адаптивного фильтра возможна. Как показал анализ модели системы трёх стандартных электрокардиографических отведений, использование ЭКГ-сигналов только этой системы неприемлемо для адаптивной фильтрации из-за сильной корреляции как чистых сигналов, так и помех в любой паре отведений. Поэтому предлагается использовать специально выбранную пару параллельных отведений, одно из которых совпадает с I-м стандартным отведением холтеровской системы (левое предплечье – левый бок снизу), а другое является параллельным ему (правое предплечье – правый бок снизу). Экспериментальные измерения показали почти полную идентичность чистых (без помех) ЭКГ-сигналов в таких отведениях и полную некоррелированность помех. Данное обстоятельство позволяет применить для фильтрации ЭКГ-сигнала структуру с адаптивными фильтрами, управляемыми алгоритмом Гриффитса, изображённую на рис.2 (см. [1,2]).

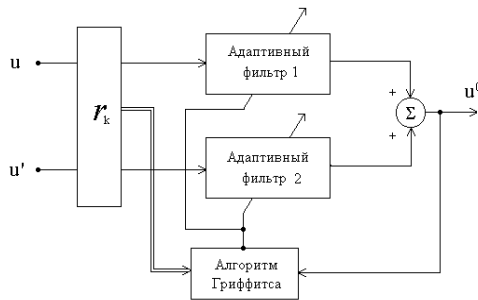


Рис.2

На этом рисунке u и u' – сигналы параллельных отведений, r_k – оценка автокорреляционной функции чистого ЭКГ-сигнала, u^0 – чистый ЭКГ-сигнал на выходе системы.

Таким образом, показана возможность выделения с помощью адаптивной обработки ЭКГ-сигнала на фоне помех в I-м стандартном отведении. Кроме того, можно показать, что путём аналогичной обработки совокупностей отфильтрованного сигнала I-го отведения с нефильТРованными сигналами II-го и III-го стандартных отведений можно получить (при условии достаточно качественной адаптивной фильтрации) выделенные сигналы, очень схожие с сигналами системы отведений a_{VR} , a_{VL} , a_{VF} .

- [1] Карташевский В.Г. Обработка пространственно-временных сигналов в каналах с памятью. –М.: Радио и связь, 2000, 272с.
- [2] Уидроу Б., Стирнз.С. Адаптивная обработка сигналов. –М.: Радио и связь, 1989, 440с.

ИСКАЖЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ АНТЕННЫ ПО ТЕПЛОВОМУ РАДИОИЗЛУЧЕНИЮ ОБЪЕКТОВ

А.Г.Кисляков, И.Н.Мордвинкин, И.В.Ракуть

Нижегородский госуниверситет

Радиокартирование различных объектов по их тепловому излучению в диапазоне миллиметровых радиоволн используется в медицинской диагностике и пассивной радиолокации. Исследуемые малоразмерные объекты находятся при этом в ближней зоне антенны. В связи с этим возможны различные искажения радиотепловых изображений. В данном сообщении рассматриваются некоторые виды искажений таких изображений для диэлектрических тел в форме цилиндра или шара.

Простейший вид деформаций радиотепловой картины связан с поляризационными эффектами. Например, распределение эффективной температуры в направлении равномерно нагретого цилиндра (рис.1) резко зависит от ориентации вектора E по отношению к плоскости падения волны на поверхность цилиндра.

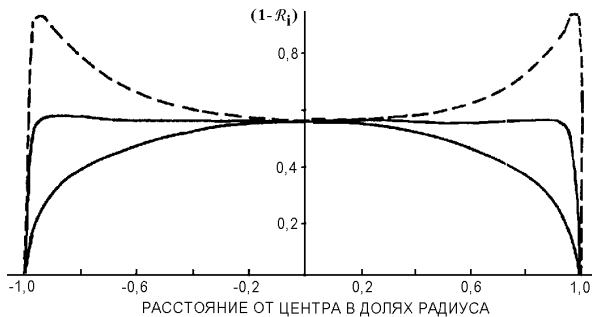


Рис.1

Луч зрения перпендикулярен оси цилиндра. Прерывистая кривая дает расчетную величину $(1-R_1)$ (R_1 есть энергетический коэффициент отражения волн от поверхности цилиндра) для “вертикальной” поляризации (вектор E перпендикулярен плоскости падения волны), а нижняя сплошная кривая соответствует “горизонтальной” поляризации (вектор E в плоскости падения волны). Очевидны резкие краевые эффекты противоположного знака. Однако суммирование излучательных способностей на разных поляризациях приводит к существенному сглаживанию радиотепловой картины (средняя кривая на рис.1). Расчет сделан для диэлектрической проницаемости тела человека на $\lambda=8$ мм [1].

С целью проверки описанного эффекта был проведен эксперимент. Установка состоит из бифокальной антенны и радиометра; принимаемое излучение интегрируется в полосе частот 33-35 ГГц, разрешение по температуре излучения $\sim 0,02$ К ($\tau \cong 1$ с). Источником излучения служил полиэтиленовый цилиндрический сосуд диаметром ~ 100 мм, наполненный водой с температурой 50-60 °С. Толщина стенки

сосуда $d \ll \lambda$. Рис. 2 представляет результаты измерений распределения температуры излучения сосуда вдоль прямой, перпендикулярной оси цилиндра.

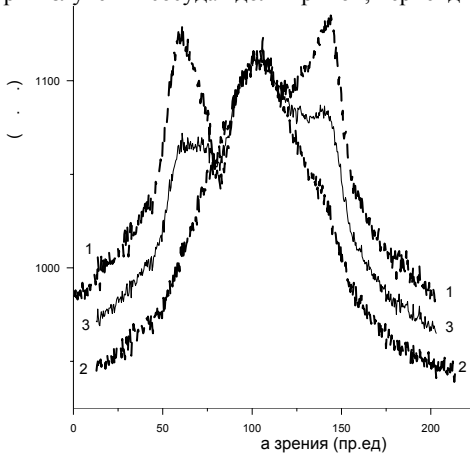


Рис.2

Двугорбая кривая 1-1 на рис.2 измерена в вертикальной поляризации, а кривая 2-2 – в горизонтальной. Среднее значение температуры излучения дано более тонкой кривой 3-3. Усреднение кривых 1-1 и 2-2 действительно приводит к сглаживанию распределения температуры излучения цилиндра, однако эксперимент показывает наличие 3-го максимума в центре распределения, которого нет на распределении рис.1. Подобный максимум отмечался при исследовании распределений температуры излучения по лицу человека (измерения проводились на волнах 3,7 и 8 мм [1]). Описанный

эффект пока не получил однозначного истолкования. В числе возможных причин его можно указать следующие. 1) Из-за кривизны объекта возможен эффект “дефокусировки” антенны при измерениях излучения на краях сосуда. Однако неясно, почему это не приводит к сглаживанию резких максимумов кривой 1-1. 2) Интерференция излучения объекта на пути между облучателем антенны и объектом может, в принципе, привести к появлению ложного центрального максимума. В этом случае его знак и интенсивность должны зависеть от расстояния между антенной и объектом, но этого не наблюдается. 3) Центральный максимум появляется в результате резонансных эффектов, реализующихся при определенных конфигурациях установки и объекта, поскольку измерения делаются в ближней зоне антенны. 4) Возможны резонансные явления вследствие того, что радиус кривизны объекта сравним с длиной волны излучения (подобный эффект рассмотрен в [2]).

Описанные выше особенности распределения температуры теплового излучения по объектам относительно простой конфигурации необходимо учитывать при их идентификации методами пассивной радиолокации. Предполагается продолжить исследования теплового излучения различных диэлектрических тел с целью выяснения причин искажения их радиоизображений.

[1] Кисляков А.Г. //Биофизика. 1996. Т.41(3). С.755-761.

[2] М.Л.Левин, С.М.Рытов. Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике. М.: Наука, 1967.

ФЛУКТУАЦИИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ВЗВОЛНОВАННОЙ ВОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ, ПОКРЫТОЙ СЛОЕМ ДИЭЛЕКТРИКА

А.Г.Кисляков, А.С.Пелюшенко

Нижегородский госуниверситет

Наиболее серьезным фактором, ограничивающим точность поляризационных радиометрических измерений пленки нефтепродукта на поверхности воды, является ветровое волнение. Влияние ветрового волнения на изменение средней яркостной температуры и величину ее флуктуаций для чистой водной поверхности неоднократно анализировалось [1-2]. Есть также работы, где рассматривается влияние волнения на величину эффективной температуры водной поверхности, покрытой слоем нефтепродукта [3-4]. При этом предполагается, что измерения проводятся достаточно продолжительное время для усреднения флуктуаций излучения водной поверхности из-за ее волнения. В то же время должно сохраняться стационарное состояние водной поверхности.

В реальных задачах измерения параметров нефтяных разливов необходимо оценивать предполагаемый характер флуктуаций радиоизлучения морской поверхности, покрытой слоем нефти, и величину этих флуктуаций. Для этого можно воспользоваться методикой, описанной в [3]. Наклоны фазет возмущенной водной поверхности, покрытой слоем нефти, рассчитываются на основе распределения Чарли-Грея. Тогда, при заданной толщине слоя нефти D и скорости ветра V , могут быть найдены соответствующие им температуры излучения спокойной поверхности T_v и T_h ; средние эффективные температуры \bar{T}_v и \bar{T}_h возмущенной водной поверхности, а также стандарты отклонения

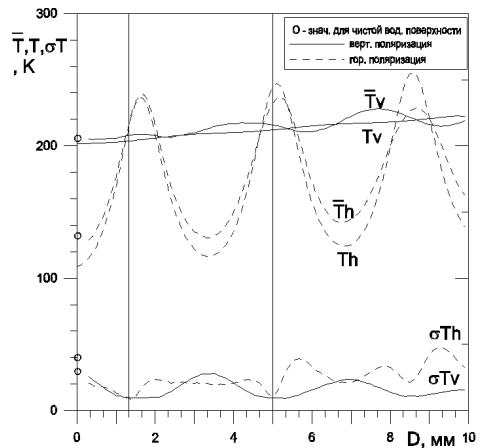


Рис.1

этих величин δT_v и δT_h (индексы v и h определяют вертикальную и горизонтальную поляризацию излучения; см. рис.1). Расчеты проводились для $\lambda=8$ мм, угла визирования $\varphi = 55^\circ$, диэлектрической проницаемости нефти и морской воды $\epsilon_0 = 2+j0,01$ и $\epsilon_w = 18+j28$, соответственно; скорости ветра $V = 10$ м/с, (луч зрения против направления ветра). На рис.2 приведены распределения вероятностей температур излучения P (гистограммы) для различной толщины нефтяного пятна. Результаты расчетов для чистой водной поверхности хорошо согласуются с экспериментальными данными ряда работ [1-2]. Для чистой водной поверхности наблюдается

больший размах флуктуаций на вертикальной поляризации чем на горизонтальной, хотя при волнении величина $\bar{T}_h > \bar{T}_v$. При этом типичны двугорбые гистограммы температур. Появление тонкой пленки нефти ($D = 0,25$ мм) на поверхности воды приводит к ослаблению флуктуаций эффективных температур в $\sim 1,5$ раза за счет сглаживания морской поверхности. При $D = 1,3$ и $5,7$ мм, наблюдаются, вследствие резонансных явлений, особенно низкие флуктуации эффективной температуры на вертикальной поляризации, а при $D = 3,6$ мм происходит усиление флуктуаций температур излучения морской поверхности. Описанные эффекты существенны при поляризационных измерениях толщины нефтяного разлива на поверхности воды.

Расчеты проведены без учета усреднения по площадке морской поверхности из-за конечности ширины диаграммы направленности радиометра. Для учета усреднения можно воспользоваться функцией ослабления флуктуаций [2].

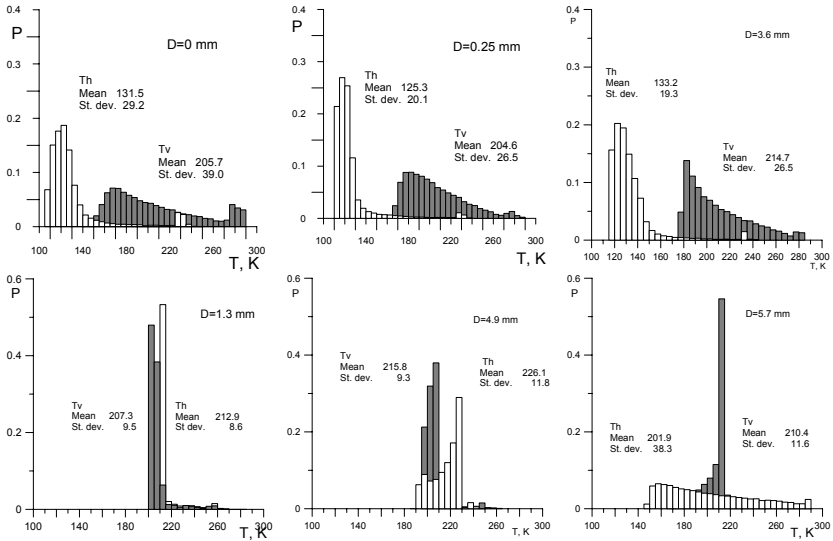


Рис.2

- [1] Шутко А.М. СВЧ-радиометрия водной поверхности и почвогрунтов. –М.: Наука, 1986.
- [2] Цейтлин Н.М., Шутко А.М., Жислин Г.М. Радиоизлучение моря на сантиметровых волнах и его флуктуации: Препринт № 6(155) М.: ИРЭ АН СССР, 1974.
- [3] Кисляков А.Г., Пелюшенко А.С. //Успехи современной радиоэлектроники. –М.: Радиотехника. 2003. Т.1. С.44-51.
- [4] McMahon O.B., Brown E.R., et al. //Proc. of Int. Oil Spill Conference. 1995.

КЕПСТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ С ПРИМЕНЕНИЕМ СОВРЕМЕННЫХ МЕТОДОВ ЦИФРОВОГО СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА

В.И.Кривошеев, И.В.Никулин

Нижегородский госуниверситет

Необходимость обработки аддитивных сигналов, состоящих из двух перекрывающихся во времени импульсов примерно одинаковой формы, с целью измерения их взаимного временного сдвига возникает в различных областях радиофизики и астрономии (например, подповерхностное радиозондирование [1]). Одним из эффективных методов измерения взаимного временного сдвига импульсов является кепстральный метод [2]. В случае наложения двух импульсов для этой цели достаточно вычислить кепстр мощности:

$$C_s(q) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \ln|S(\omega)|^2 e^{i\omega q} d\omega \quad (1)$$

Кепстральный метод позволяет измерять взаимный сдвиг при слабых ограничениях на форму элементарных импульсов, входящих в состав аддитивного сигнала. Однако кепстральный метод чувствителен к наличию шумов в аддитивном сигнале. При пиковом отношении сигнал/шум менее 30-35 дБ измерение временного сдвига с помощью кепстра становится затруднительным, так как полезные пики в кепстре разрушаются шумом. Уменьшить влияние шума можно, применив весовую обработку на этапе обратного преобразования в кепстральной или частотной области. Весовая обработка, уменьшая искажающее действие шумов, уменьшает также разрешение и ухудшает точность измерения малых сдвигов. Увеличение разрешения при этом можно получить, применяя современные цифровые методы спектрального анализа [3] (например, авторегрессионные методы (АРСА), метод MUSIC (Multiple Signal Classification)) вместо алгоритма БПФ на этапе обратного преобразования. На рис.1 представлен пример обработки сигнала, состоящего из суммы двух линейно-экспоненциальных радиоимпульсов, смещенных друг относительно друга на время Δt (рис.1,а), на основе кепстрального анализа с применением БПФ (рис.1,б), модифицированного ковариационного метода (рис.1,в) и метода MUSIC (рис.1,г) (отношение сигнал/шум=10).

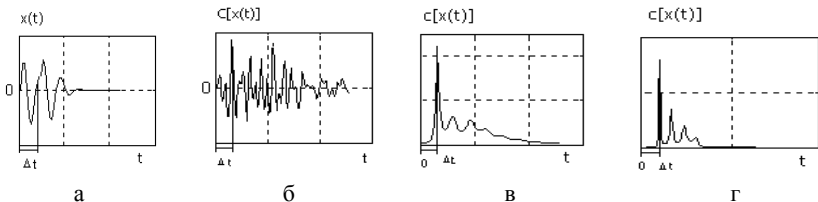


Рис.1

Для анализа влияния шумов было проведено исследование точностных характеристик в зависимости от отношения сигнал/шум для различных значений разности времен запаздывания сигналов $\Delta t = 2h/v$ и различных отношений их амплитуд r . На вход схемы обработки подавался синтезированный отраженный от однородной однослойной среды сигнал $x(k) = s(k) * g(k)$. Здесь $s(k) = (k-1)e^{-ck} \sin(2\pi lk/N)$ – линейно-экспоненциальный радиоимпульс длиной $k=0, N-1$ с дискретной несущей частотой $2\pi l/N$; $g(k) = \delta(k) + r\delta(k-m)$ – импульсная характеристика среды. К импульсу добавлялся белый шум с нормальным законом распределения и нулевым средним. Вычислялось смещение оценки разности времен запаздывания $b(\Delta t) = |\Delta t - M\{\Delta t_i\}|$ и среднеквадратичное отклонение σ .

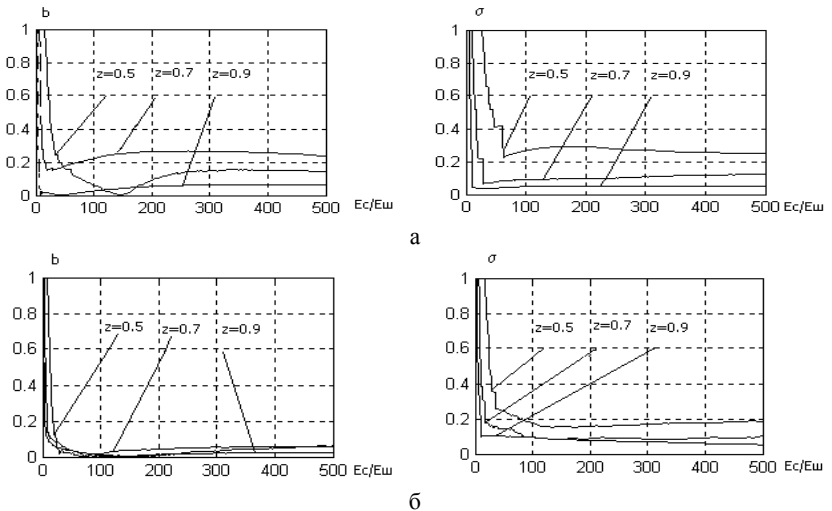


Рис. 2

На рис.2. представлены точностные характеристики кепстральной обработки при использовании модифицированного ковариационного метода (а) и метода MU-SIC (б) при $r=0,5$ и различных $z = \Delta t / \tau_{0,5}$ ($\tau_{0,5}$ – длительность зондирующего сигнала по уровню 0,5 от максимума). Анализ полученных результатов показывает, что точность определения задержки растет с увеличением отношения сигнал/шум при увеличении времени задержки и отношения амплитуд. Зависимости на рис.2 позволяют определить относительное смещение и среднеквадратичное отклонение при различных отношениях сигнал/шум, задаваясь относительной длительностью задержки и отношением r .

- [1] Подповерхностная радиолокация /под редакцией М.И.Финкельштейна. –М.: Радио и связь, 1994, 216с.
 [2] Чайлдс Д.Дж., Скиннер Д.П., Кемерейт Р.Ч. //ТИИЭР. 1977. Т.65, №10. С.5.
 [3] С.Л.Марпл-мл. Цифровой спектральный анализ. –М.: Мир, 1990, 584с.

ИНВЕРСНАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ С ПРИМЕНЕНИЕМ СОВРЕМЕННЫХ ЦИФРОВЫХ МЕТОДОВ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА

В.И.Кривошеев, И.В.Никулин

Нижегородский госуниверситет

Имеется множество задач обработки сигналов, в которых сигналы объединяются с помощью свертки. Например, в подповерхностной радиолокации [1] сумму двух перекрывающихся во времени импульсов примерно одинаковой формы можно представить как результат свертки зондирующего импульса и импульсной характеристики среды. Эффективным методом разделения компонент таких сигналов является инверсная фильтрация [2].

В случае наложения двух импульсов (например, при зондировании однослойной среды) необходимо пропустить сигнал через инверсный фильтр, имеющий частотную характеристику равную $K_{\text{ин}}(\omega) = 1/S_s(\omega)$, где $S_s(\omega)$ – спектр зондирующего импульса. Тогда на выходе фильтра получим импульсную характеристику среды:

$$S_{\text{вых}}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{S_s(\omega)[1 + re^{-j\omega\Delta t}]}{S_s(\omega)} e^{j\omega t} d\omega = \delta(t) + r\delta(t - \Delta t) \quad (1)$$

Наличие шума в сигнале приводит к случайным искажениям $s_{\text{вых}}(t)$, что уменьшает точность определения временного сдвига. Уменьшить влияние шума можно, применив весовую обработку. Весовая обработка, уменьшая искажающее действие шумов, уменьшает также разрешение и ухудшает точность измерения малых сдвигов. Увеличение разрешения при этом можно получить, применяя современные цифровые методы спектрального анализа [3] (например, авторегрессионные методы (ARCA), метод MUSIC (Multiple Signal Classification)) вместо алгоритма БПФ.

Недостатком инверсной фильтрации является необходимость знания спектра зондирующего сигнала. Эту задачу можно решить с помощью кепстрального анализа.

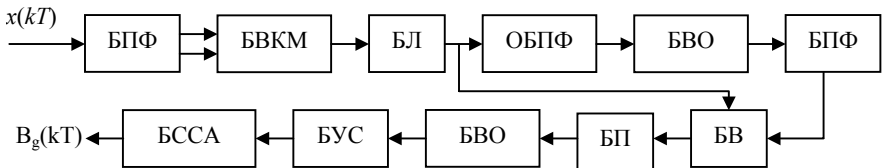


Рис. 1

На рис.1 представлена схема обработки, где для нахождения спектра зондирующего сигнала используется кепстральный анализ: БПФ – быстрое преобразование Фурье; БВКМ – блок вычисления квадрата модуля спектра; БЛ – блок логарифмирования; ОБПФ – обратное преобразование Фурье; БВО – блок весовой обработки; БВ – блок вычитания; БП – блок потенцирования; БУС – блок удаления средне-

го; БССА – блок современного спектрального анализа. С помощью кепстра мощности вычисляется оценка $\ln S_x^2(n\Delta\omega)$, которая затем вычитается из $\ln S_x^2(n\Delta\omega)$ для получения $\ln R^2(n\Delta\omega)$, где $R(n\Delta\omega)$ – частотная характеристика среды. После потенцирования результата и удаления среднего значения $R^2(n\Delta\omega)$ процесс поступает на устройство APCA или MUSIC и вычисляется оценка автокорреляционной функции импульсной характеристики среды $B_g(kT)$.

Для анализа влияния шумов было проведено исследование точностных характеристик в зависимости от отношения сигнал-шум для различных значений разности времен запаздывания сигналов $\Delta t=2h/v$ и различных отношений их амплитуд r . На вход схемы обработки подавался синтезированный отраженный от однородной однослойной среды сигнал $x(k)=s(k)\cdot g(k)$. Здесь $s(k)=(k-1)e^{-\alpha k}\sin(2\pi lk/N)$ – линейно-экспоненциальный радиоимпульс длиной $k=0, N-1$ с дискретной несущей частотой $2\pi l/N$; $g(k)=\delta(k)+r\delta(k-m)$ – импульсная характеристика среды. К импульсу добавлялся белый шум с нормальным законом распределения и нулевым средним. Вычислялось смещение оценки разности времен запаздывания $b(\Delta t)=|\Delta t - M\{\Delta t_i\}|$ и среднеквадратичное отклонение σ .

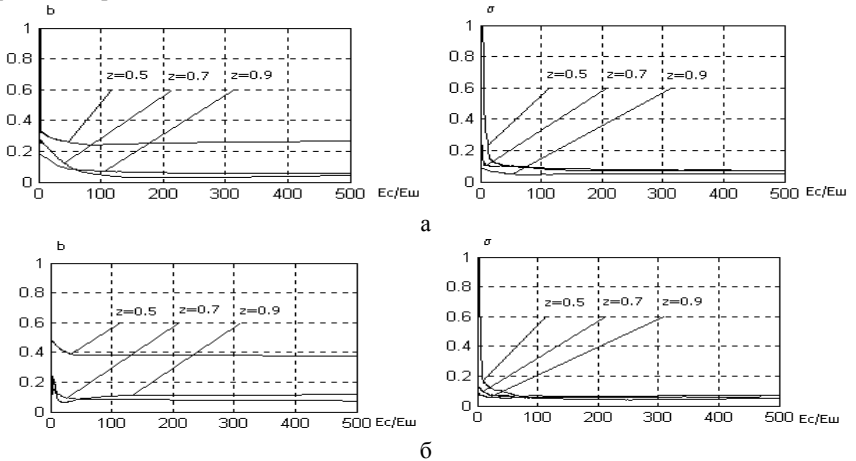


Рис.2

На рис.2 представлены точностные характеристики инверсной фильтрации при использовании модифицированного ковариационного метода (а) и метода MUSIC (б) при $r=0,5$ и различных $z=\Delta t/\tau_{0,5}$ ($\tau_{0,5}$ – длительность зондирующего сигнала по уровню 0,5 от максимума). Модифицированный ковариационный метод оказывается лучшим с точки зрения точности измерения задержки.

- [1] Подповерхностная радиолокация /под ред. М.И.Финкельштейна. –М.: Радио и связь, 1994, 216с.
- [2] Василенко Г.И. Теория восстановления сигналов. –М.: Сов. радио, 1979, 272с.
- [3] Марпл-мл. С.Л. Цифровой спектральный анализ. –М.: Мир, 1990, 584с.

АКУСТОЯРКОСТНЫЙ ТЕРМОТОМОГРАФ С ФОКУСИРОВАННОЙ АНТЕННОЙ

Е.В.Кротов, М.В.Жадобов, А.М.Рейман, В.А.Вилков, А.Д.Мансфельд

Институт прикладной физики РАН

В настоящее время большой интерес для исследований представляют задачи по картированию поля температур различных сред. Это актуально, например, для ряда задач медицинской диагностики: ранняя диагностика новообразований, реакция человеческого организма на физиологические нагрузки, длительный мониторинг органов после их пересадки, гипертермические процедуры и др. Перспективным в этом смысле является метод акустоярковой термометрии, основанный на регистрации акустического излучения, порождаемого тепловым движением атомов и молекул среды. Измеряемая при этом величина – акустоярковая температура, равна термодинамической температуре абсолютно “черного тела”, создающего такой же поток акустического излучения, что и исследуемый объект.

Акустоярковый термометр, работающий на частотах 1-3 МГц, позволяет принимать тепловое акустическое излучение мягких акустических тканей с глубин в несколько сантиметров. В то же время длины волн этого частотного диапазона составляют величины порядка доли и единиц миллиметров и позволяют создавать высоконаправленные антенны с достаточным пространственным разрешением. Информация о направлении на источник излучения открывает возможности локализации источника по дальности.

Одним из возможных способов повышения пространственного разрешения и чувствительности акустоярковых термометров, а так же получения продольного пространственного разрешения и чувствительности акустоярковых термометров является применение фокусированных антенн. Улучшение пространственной разрешающей способности в этом случае необходимо не столько для того, чтобы различить объекты, находящиеся на небольшом расстоянии друг от друга, сколько для обнаружения небольших объектов с малым температурным контрастом относительно фона.

Несмотря на то, что пространственная избирательность фокусирующих систем известна давно, исследования их применимости для акустоярковой термометрии остаются актуальными по ряду причин. В частности, в медицинской диагностике апертура антенны не может быть выбрана достаточно большой для обеспечения требуемой чувствительности. Большие размеры антенны потребуют дополнительных технологических решений, связанных с обеспечением акустического контакта с исследуемой средой.

Данная работа направлена на теоретическое исследование возможностей пассивного широкополосного приема акустического сигнала при помощи фокусированной антенны. Получено распределение поля для сред с различным коэффициентом акустического поглощения, исследована задача оптимизации геометрических параметров фокусированной акустической антенны.

Расчеты проводились для фокусирующей антенны с центральной частотой приема 1,5 МГц и полосой 1 МГц. Такие параметры выбираются для обеспечения достаточной проникающей способности в биоткани с одной стороны и получения приемлемого разрешения с другой. Полученная зависимость контрастности в области фокуса L от радиуса фокусирующей антенны R (рис.1) позволяет выбрать радиус, при котором осуществляется оптимальный прием сигнала $R=65$ мм.

Зависимость контрастности от коэффициента затухания ультразвука alf при различных апертурах антенны D показана на рис.2, где сплошная линия соответствует $D=80$ мм, пунктирная – $D=60$ мм.

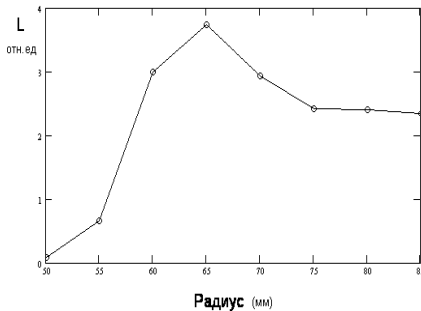


Рис.1

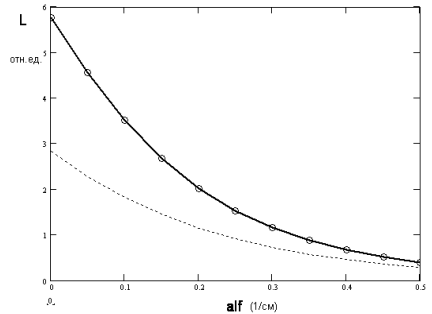


Рис.2

Для сред с различными коэффициентами акустического поглощения получено распределение поля в зависимости от расстояния до антенны. На рис.3,4 показано распределение для $alf=0,04$ см⁻¹ и $alf=0,06$ см⁻¹.

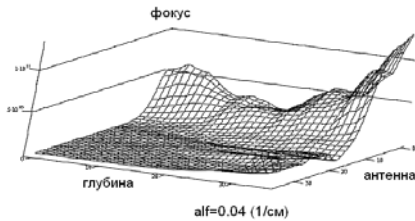


Рис.3

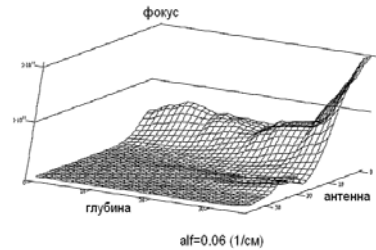


Рис.4

Полученные результаты могут быть использованы при проектировании фокусирующей акустической антенны, а так же для оптимизации работы уже существующих.

Работа выполнена при поддержке проектов РФФИ 01-02-06417 и 03-02-06479.

ВЛИЯНИЕ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ НА СОДЕРЖАНИЕ ОЗОНА ВЫШЕ 20 КМ ПО ДАННЫМ МИКРОВОЛНОВЫХ НАБЛЮДЕНИЙ В АВРОРАЛЬНЫХ ШИРОТАХ

А.Г.Кисляков, И.П.Ястребов¹⁾, Ю.Ю.Куликов²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет, ²⁾Институт прикладной физики РАН

Озон – одна из малых, но, несомненно, важных примесей атмосферы, оказывающая огромное влияние на биосферу Земли. Известно, что содержание озона может меняться под воздействием как галактических космических лучей (ГКЛ), так и частиц, вызванных солнечными событиями. В качестве величины, описывающей интенсивность ГКЛ, принято рассматривать число нейтронов, наблюдаемых на поверхности Земли специальными нейтронными мониторами. Измеренные данные обычно подвергаются коррекции на величину атмосферного столба, тем самым оценивая количество частиц, попадающих в верхнюю часть атмосферы. В случае протонных вспышек наблюдается понижение содержания озона, наиболее заметное в полярных широтах (авроральной зоне) в связи с тем, что заряженные частицы отклоняются магнитным полем Земли [1]. (Другие ссылки можно найти в [2]). Активность Солнца сопровождается выбросами плазменной неоднородности с “замороженным” магнитным полем, которая, достигая Земли, экранирует поток ГКЛ, вызывая так называемое форбуш – понижение в потоке ГКЛ.

В данной работе изложен результат исследований, направленных на выяснение влияния протонов и нейтронов на содержание озона в полярных широтах в интервале высот от 20 до 60 км. Именно эти высоты доступны для микроволновых наблюдений. Озонные данные представляют собой измерения озона в г.Апатиты в разные периоды в течение 2000-2003 г, как правило, приходящиеся на зимний период. Также используются данные нейтронного монитора г.Апатиты и числа протонов, зарегистрированных на геостационарном спутнике GOES-8. В качестве величины, показывающей степень влияния указанных факторов на содержание озона, брался нормированный коэффициент корреляции для усредненных за сутки временных рядов озона, нейтронов и протонов (в дальнейшем K_N и K_P , соответственно). Дополнительным индексом у K_P будем обозначать энергию в МэВ, которую превосходят протоны, учтенные этой величиной. Рассматривались пороги 10 и 100 МэВ (максимально возможный и тот, при котором могут наблюдаться различия в характере вариаций). Распределение озона по высоте восстанавливалось путем решения обратной задачи. Ошибка восстановления не превосходит 20%. Ограничимся рассмотрением высот $h=25, 40, 60$ км, как достаточно характерных и различающихся по проявлению себя в моменты космических и атмосферных явлений. Отметим, что данные на 25 км соответствуют максимальному содержанию озона и с большой точностью повторяют интегральное содержание озона в интервале высот 20-60 км.

Результаты измерений приведены в таблице. Использованы 4 периода. Данные в верхней таблице соответствуют спокойным зимам в плане солнечных событий. Фрагмент конца 2000 г. попадает на период восстановления озона после солнечных вспышек 9 и 24-26 ноября. Для него заметна отрицательная корреляция с протонами

и слабая положительная с нейтронами. Последний период располагается во время наиболее интенсивных солнечных событий апреля 2001г, который характеризуется несколькими идущими подряд вспышками на Солнце большой интенсивности. При этом самая сильная из них приходится на начало рассматриваемого отрезка, тогда как зарегистрированный на поверхности Земли нейтронный поток резко снижается на всем интервале. Заметна положительная корреляция, как с нейтронами, так и с протонами на высотах 40-60 км.

	2000 год 23.01-29.03 46 точек			2002 – 2003 год 22.11-28.03 72 точки		
h , км	25	40	60	25	40	60
K_N	-0.44	-0.39	- 0.09	- 0.19	0.21	0.19
K_{P10}	0.16	0.09	0.02	- 0.08	- 0.12	0.01
K_{P100}	- 0.00	- 0.01	- 0.1	- 0.35	0.15	0.36
	2000 год 15.11-27.12 21 точка			2001 год 28.03-14.04 18 точек		
h , км	25км	40км	60км	25км	40км	60км
K_N	0.01	0.17	0.31	0.03	0.40	0.43
K_{P10}	- 0.47	- 0.57	- 0.04	- 0.43	0.51	0.46
K_{P100}	- 0.06	- 0.49	- 0.18	- 0.40	0.43	0.39

Результаты позволяют сделать следующие выводы. Во-первых, видна тенденция повышения коэффициента корреляции при переходе от 25 км к большим высотам для нейтронов, в случае 2001 года это заметно наблюдается и для протонов. Во-вторых, для спокойных периодов корреляция с протонами близка к нулю, для повышенной активности Солнца заметно повышение модуля K_p .

В связи с тем, что существенные изменения числа протонов могут происходить на интервале нескольких часов, в качестве дополнительного анализа планируется рассмотреть ряды озонных данных с большим разрешением по времени, где это позволяют измеренные данные.

Данная работа поддержана грантами РФФИ № 01-02-16435, 99-05-65467 и 01-02-16540-а.

- [1] Jackman C.H., Mc Peters R.D., Labow G.J., etc. //Geophys. Res. Lett. 2001. V 28. №15. P.2883-2886.
 [2] Савельев Д.В. Ястребов И.П. //Тр. 6-й научн. конф. по радиофизике. 7 мая 2002г. /Ред. А.В.Якимов. –Н.Новгород: ТАЛАМ, с.160.

РАЗРЕШЕНИЕ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ СИГНАЛОВ ПО МЕТОДУ НАИМЕНЬШИХ КВАДРАТОВ

П.В.Михеев, Е.С.Фитасов

Нижегородский НИИ радиотехники

Известно, что при согласованной фильтрации сигналов разрешающая способность по какой-либо координате ограничена шириной функции рассогласования, и не может быть улучшена путем увеличения энергии сигнала [1].

Существует ряд методов, позволяющих получить более высокое разрешение. К ним, например, относятся методы спектрального сверхразрешения [2]. Однако они хорошо разработаны лишь для сигналов синусоидальной формы.

В классической работе [3] предложен метод, инвариантный по отношению к форме сигналов. Он состоит в разделении разрешаемых сигналов на полезный и мешающие, что при гауссовой статистике амплитуд приводит к алгоритму, заключающемуся в предварительной режекции мешающих сигналов с последующим накоплением полезного. Однако этот метод предполагает знание количества мешающих сигналов и их координат (информативных параметров).

В связи с этим в данной работе рассматривается подход к разрешению сигналов, не требующий никакой априорной информации о параметрах сигналов, а также инвариантный по отношению к их форме. Он основан на известном методе наименьших квадратов (МНК). Изложим сущность предлагаемого подхода на примере двухальтернативной задачи, когда наблюдаемый вектор Y содержит кроме аддитивного белого шума либо один, либо два сигнала.

Процедура МНК предполагает в этом случае минимизацию евклидовой нормы разности

$$Y - CA, \quad (1)$$

где $C = [S(\alpha_1), S(\alpha_2)]$ – матрица, составленная из векторов столбцов $S(\alpha_1), S(\alpha_2)$ разрешаемых сигналов;

$$A = \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \text{ – вектор-столбец комплексных амплитуд сигналов;}$$

$\alpha_{1,2}$ – информативные параметры сигналов.

Очевидно, что, варьируя произведение CA , можно скомпенсировать только ту составляющую вектора Y , которая принадлежит подпространству, натянутому на базис $S(\alpha_1), S(\alpha_2)$ при некоторых $\alpha_{1,2}$. Отсюда следует, что минимизация нормы выражения (1) по $a_{1,2}$ и $\alpha_{1,2}$ сводится к максимизации по $\alpha_{1,2}$ модуля проекции вектора Y на подпространство сигналов. Матрицу-проектор на это подпространство можно представить в виде $P = C(C^H C)^{-1} C^H$, где “ H ” – знак эрмитова сопряжения [4]. Поскольку эта матрица эрмитова и идемпотентна, квадрат модуля проекции вектора Y на подпространство сигналов равен

$$\xi(\alpha_1, \alpha_2) = Y^H P Y \quad (2)$$

Максимизация (2) проводится путем непосредственного вычисления этой функции при всех возможных значениях $\alpha_{1,2}$. После этого определяется оценка вектора амплитуд согласно формуле [5]

$$\hat{A} = C^\#(\hat{\alpha}_1, \hat{\alpha}_2)Y \quad (3)$$

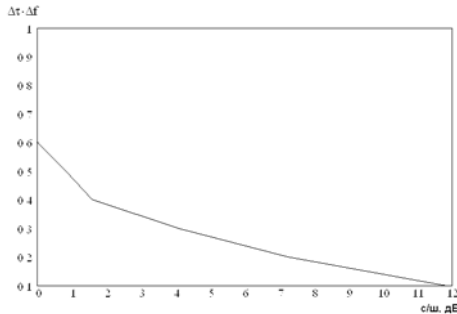
где $C^\#(\hat{\alpha}_1, \hat{\alpha}_2)$ – псевдообратная матрица;

$\hat{\alpha}_{1,2}$ – оценки параметров, обеспечивающие максимум (2).

Для определения количества сигналов модуль наименьшей из оценок амплитуд сравнивается с заданным порогом. В случае превышения порога принимается решение о наличии двух сигналов, а в противном случае – только одного. Кроме того, в процессе реализации алгоритма формируются оценки параметров $\alpha_{1,2}$.

В качестве конкретного примера по применению приведенного метода было проведено математическое моделирование разрешения по временному положению $\Delta\tau$ двух прямоугольных импульсов с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ), база которых составляла 30. Импульсы были дискретизированы по времени с шагом $1/\Delta f$, где Δf – девиация частоты. На рисунке приведена зависимость нормированной к величине $1/\Delta f$ (рэлеевский предел) разрешающей способности от отношения сигнал/шум на входе обработки. Приведенная зависимость соответствует вероятности правильного разрешения двух сигналов 0,9 при вероятности завышения количества сигналов 0,1. Видно, что приведенный алгоритм позволяет значительно улучшить разрешение, обеспечиваемое согласованной фильтрацией.

Алгоритм легко распространяется на произвольное количество сигналов. Для этого необходимо соответствующим образом дополнить матрицы C и A .



- [1] Ширман Я.Д. Манжос В.Н. Теория и техника обработки радиолокационной информации на фоне помех. –М.: Радио и связь, 1981.
- [2] Марпл-мл С.Л. Цифровой спектральный анализ. –М.: Мир, 1990.
- [3] Ширман Я.Д. Разрешение и сжатие сигналов. –М.: Сов. радио, 1974.
- [4] Ланкастер П. Теория матриц. –М.: Наука, 1982.
- [5] Воеводин В.В. Линейная алгебра. –М.: Наука, 1980.

МНОГОКАНАЛЬНАЯ СИСТЕМА КОНТАКТНОЙ ТЕРМОДИАГНОСТИКИ

А.В.Афанасьев, А.П.Евсеев, А.В.Односеццев, В.А.Односеццев, И.Я.Орлов

Нижегородский госуниверситет

Для решения задачи контактной термодиагностики разработана многоканальная система. Основным элементом системы, определяющим точностные характеристики термодиагностики, является термодатчик. Используемый датчик AD590 фирмы Philips является прецизионным генератором тока с чувствительностью 1 мКА/К и предназначен для измерения температур в диапазоне -55 – $+150$ °С.

Первичная обработка сигналов термодатчиков производится в БИ (блоке первичной обработки) с помощью МК типа *PiC* 18F6720 фирмы Microchip. МК осуществляет поочередный опрос каналов термодатчиков с частотой 100 Гц, АЦП преобразует сигналы датчиков в цифровую форму. Затем МК производит усреднение результатов 100 измерений, с периодичностью примерно 1-го раза в секунду отображает результаты на матричном ЖКИ и по линии связи передает данные на центральный компьютер в стандарте RS-485.

Усреднение результатов, производимое в БИ, позволяет повысить точность измерений и уменьшить влияние промышленных помех при работе системы в производственных условиях.

Для решения проблемы совместимости ПК (RS232C) с контроллером (RS485) был разработан преобразователь интерфейсов RS232C/RS485. Преобразователь интерфейсов выполняет сквозное преобразование сигналов интерфейса RS232C в гальванически изолированные сигналы, соответствующие стандарту EIA RS485. Скорость обмена соответствует скорости обмена ПК.

Обмен между ПК и контроллером осуществляется по разработанному протоколу обмена структуры MODBUS®. Протокол содержит необходимый набор команд для обеспечения функционирования системы во всех режимах: режиме опроса, калибровки, тестирования, установки параметров системы.

Обмен между ПК и контроллером происходит с помощью телеграмм. ПК в данной системе является мастером, и весь обмен в сети инициируется им. Контроллер же является ведомым устройством, отвечая только на запросы ПК.

Были проведены предварительные испытания блоков системы термодиагностики при стендовых измерениях температуры буксовых узлов электровозов.

Полученные распределения приращений при 10 и 20-минутном испытании характеризуются следующими значениями параметров. При 10-минутном испытании средняя величина приращения температуры и среднеквадратичный разброс относительно среднего значения равны

$\overline{\Delta T_1} = 2,4^\circ\text{C}$, $\sigma_1 = 2^\circ\text{C}$, при этом $\frac{\sigma_1}{\overline{\Delta T_1}} = 0,8$. После

20-минутного испытания соответствующие параметры равны:

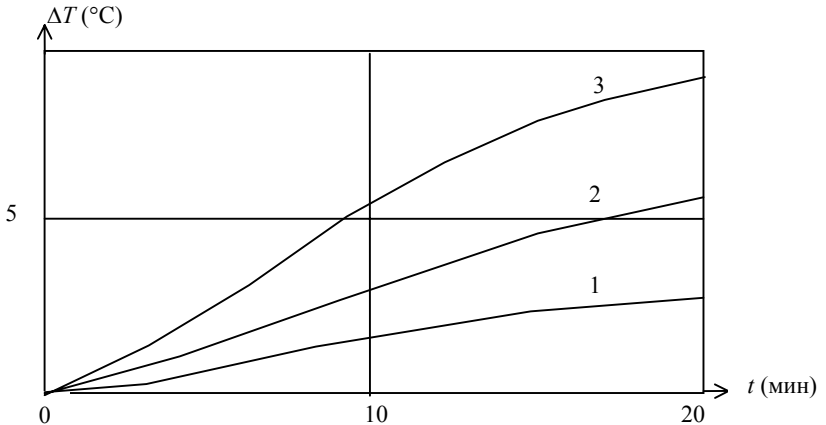
$\overline{\Delta T_2} = 4^\circ\text{C}$, $\sigma_2 = 2,8^\circ\text{C}$, при этом $\frac{\sigma_2}{\overline{\Delta T_2}} = 0,7$.

Следовательно, увеличение времени испытаний с 10 до 20 минут приводит примерно к одинаковому увеличению, как среднего значения, так и среднеквадратичного разброса измеренных значений приращения температуры.

По результатам пробных измерений можно условно выделить 3 группы буксовых узлов:

1. с малым нагревом (вблизи нижней границы измеренных значений $\overline{\Delta T} - \sigma$);
2. со средним нагревом (вблизи среднего значения приращений температуры $\overline{\Delta T}$);
3. с чрезмерным нагревом (вблизи верхней границы измеренных значений $\overline{\Delta T} + \sigma$).

Для соответствующих групп были оценены законы изменения приращения температуры со временем, характеризующие динамику нагрева. Соответствующие зависимости приведены на рисунке в виде кривых 1, 2, 3.



Анализ этих зависимостей показывает, что в течение 2-3 минут после начала испытаний происходит переходный процесс передачи тепла непосредственно от буксы к точке расположения датчика, а далее в течение 7-10 минут происходит линейное повышение температуры со временем. Скорость увеличения температуры $\Delta T/t$ зависит от качества регулировки и степени изношенности буксовых узлов.

Проведенные пробные измерения показали, что при точности измерения приращения температуры $\pm 1^\circ\text{C}$ в результате 10-минутных испытаний можно провести уверенную классификацию буксовых узлов по группам качества.

ПУТИ ПОВЫШЕНИЯ СТАБИЛЬНОСТИ АНАЛОГО-ЦИФРОВОГО ТРАКТА ИЗМЕРЕНИЙ

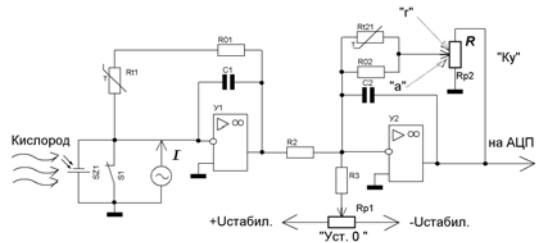
А.Н.Осенчугов, Е.В.Прокофьев

Нижегородский госуниверситет

Главной особенностью современной практики измерений разнообразных физико-химических параметров (температура, давление, скорость перемещения, концентрация потоков сред и т.п.) является аналоговая (непрерывная) сущность первичных датчиков и цифровая (дискретная) форма визуализации и обработки результатов измерений. Таким образом, тракт измерения является аналого-цифровым.

Основным недостатком аналого-цифрового тракта измерений (АЦТИ) является резкое отставание точности и стабильности аналоговой части АЦТИ от цифровой. Хотя в целом ряде измерений (например, измерение скорости и плотности потоков сред) достигнут прогресс в преодолении этого недостатка за счет изобретения не аналоговых, а временных способов построения датчиков [1], в подавляющем ассортименте датчиков в настоящее время господствует аналоговая форма первичной информации, представляемая малыми величинами электрических токов или напряжений. В частности, в обширной области измерений концентрации газов в системах и приборах, обеспечивающих экологическую безопасность производственного персонала в промышленности и в сферах обслуживания, широко применяются в настоящее время электрохимические аналоговые датчики концентрации газов [2]. Малая величина первичных токов и напряжений на таких датчиках требует значительного масштабного усиления перед аналого-цифровым преобразованием (АЦП), что обеспечивается операционными (решающими) усилителями (ОУ) [3].

Рассмотрим особенно структуры такого АЦТИ с электрохимическим датчиком кислорода (O_2). Идеализированный датчик O_2 эквивалентно можно представить источником тока $I = pQ$, где Q – концентрация O_2 в объемных процентах (%), а p – постоянный коэффициент в мА/%. Масштабный двухкаскадный ОУ (У1, У2) решает задачу преобразования тока I в напряжение и усиление его до величины, достаточной для работы АЦП. Для величины напряжения U на выходе ОУ справедливо выражение:



$$U = -\frac{p}{a} \frac{R_{01} R_{02}}{R_2} Q, \quad (1)$$

где R_{01} , R_{02} – прецизионные резисторы, $a = r/R$ – безразмерный коэффициент, перестраиваемый потенциометром калибровки “Ку” от 0 до 1.

В реальных условиях имеют место отклонения от формулы (1), которые обусловлены следующими причинами, являющимися основными источниками погрешностей измерения концентрации O_2 .

1. Коэффициент p зависит от температуры окружающей среды. Для устранения этой погрешности в цепи обратных связей У1 и У2 добавлены терморезисторы R_{r1} и R_{r2} , подбирая которые совместно с R_{01} и R_{02} добиваются, чтобы в заданном диапазоне температур коэффициент:

$$p(T)(R_{01} + R_{r1})R_{02}R_{r2} / (R_{02} + R_{r2}) = const. \quad (2)$$

2. Таким образом, влияние температуры на результат измерения компенсируется. В аналоговой части тракта АЦТИ имеет место дрейф нулевого уровня ОУ. Эквивалентно его можно представить источником тока $I_{др}$, включенного параллельно источнику I . При $I = 0$, что достигается подачей на датчик абсолютно чистого азота, в тракте АЦТИ будет функционировать только $I_{др}$. Устранение этого источника погрешностей связано с большими техническими трудностями, которые еще более усложняются для портативных (переносных) газоанализаторов, работающих от аккумуляторов (А). По мере разрядки А его напряжение постепенно падает, что вызывает монотонное изменение $I_{др}$.

Разложим $I_{др}$ на две составляющие: $I_{др} = I_b + I_n$, где I_b – временная хаотическая составляющая, I_n – монотонная составляющая, обусловленная разрядкой А.

Составляющая I_n практически устраняется за счет включения прецизионных стабилизаторов напряжения в цепи питания и установки нуля. Составляющую I_b в пределах приведенной структуры АЦТИ устранить невозможно, поэтому пользователю АЦТИ придется устанавливать нулевой уровень вручную через органы установки нуля накануне очередного замера. Результаты влияния временного дрейфа на измерения концентрации O_2 в данном АЦТИ приведены в таблице.

Время (мин.)	0	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50	55	60
Концентрация (%)	21,0	20,4	20,6	20,8	21,0	21,2	20,9	20,4	20,1	20,1	20,9	21,5	22,0

Считаем целесообразным поиск новых технических решений масштабного усиления в АЦТИ с пониженным уровнем временного дрейфа.

- [1] Прокофьев Е.В., Олонов Л.К. Способ измерения скоростей в движущейся среде. Патент RU №2167433, G01S15/00, G01F1/66, 2001г.
- [2] Битюков А.В., Волосов В.П., и др. Переносной сигнализатор дозрывоопасных концентраций горючих газов и паров СГГ-4М. Всесоюзная конференция “Современное состояние аналитического приборостроения в области газовых сред и радиоспектроскопия”. –Смоленск, 1991.
- [3] Полонников Д.Е. Решающие усилители. –М.: Энергия, 1973, 248с.

ВЫДЕЛЕНИЕ КОДА ТЕКУЩЕГО ВРЕМЕНИ ИЗ ТЕЛЕВИЗИОННОГО СИГНАЛА НА ФОНЕ ИМПУЛЬСНЫХ ПОМЕХ

С.В.Родионов

Нижегородский госуниверситет

Постановка и алгоритм решения задачи

Рассмотрим способ выделения кода текущего времени (КТВ) из телевизионного сигнала на фоне импульсных помех.

Задача обнаружения обычно формулируется в виде решающего правила, в соответствии с которым принимается решение о наличии ($\gamma=1$) или отсутствии ($\gamma=0$) импульсной помехи в заданный момент времени наблюдения сигнала.

Оценку индикаторной функции можно представить в виде

$$\gamma[t] = \begin{cases} 1, & \Phi(\bar{z}_t) > \delta; \\ 0, & \Phi(\bar{z}_t) \leq \delta; \end{cases}$$

$$\text{где } z_t = x_t + p_t$$

z_t – наблюдаемый сигнал, x_t – полезный сигнал, p_t – импульсная помеха, $\Phi(\bar{z}_t)$ – индикаторная функция, δ – пороговая постоянная. Оптимальное значение пороговой постоянной δ для гауссовых оценок ошибок прогноза, как правило, находится в диапазоне (1,5-2,0). Более точное значение пороговой постоянной для конкретного сигнала определяют опытным путем.

В качестве $\Phi(\bar{z}_t)$ можно выбрать отношение квадрата разности между величиной наблюдаемого сигнала и текущим средним значением к величине дисперсии этой разности [1], т.е.

$$\Phi(\bar{z}_t) = \frac{(z_t - (z_{t-1}))^2}{D_{t-1}}$$

Реализация алгоритма

Перед тем как реализовать вышеописанный алгоритм выделения КТВ из телевизионного сигнала на фоне импульсных помех рассмотрим графики сигнала, представляющий собой аддитивную смесь полезного сигнала и помехи, а также его спектрограмму (рис.1).

Полезный сигнал является частотно-манипулированной посылкой кодов [0 1 2] и, соответственно, содержит в себе составляющие $[2,5 \cdot 10^6; 1,6(6) \cdot 10^6; 1,0 \cdot 10^6]$ МГц. Импульсная помеха имеет следующие параметры: максимальная амплитуда помехи равна 10, вероятность появления помехи – 0,1. Распределение амплитуды помехи и её появления, соответственно, нормальное и равномерное.

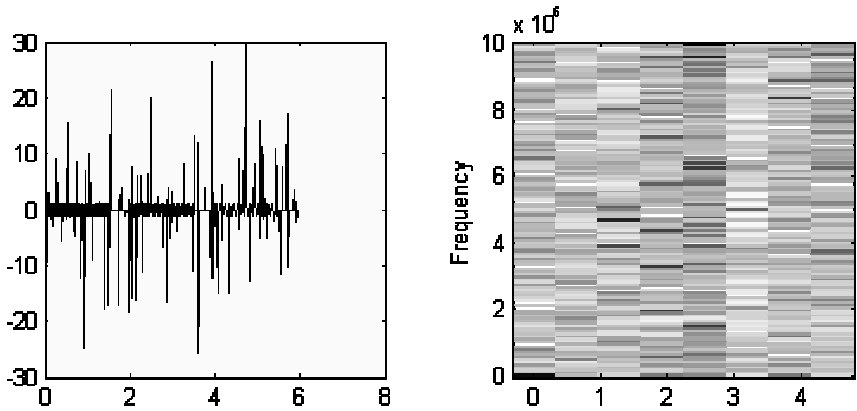


Рис.1

Как показывает спектрограмма, выделение частот (а соответственно разрядов КТВ) при помощи спектральных методов невозможно.

Рассмотрим график исходной аддитивной смеси и нормированной индикаторной функции (рис.2), полученной описанным выше методом.

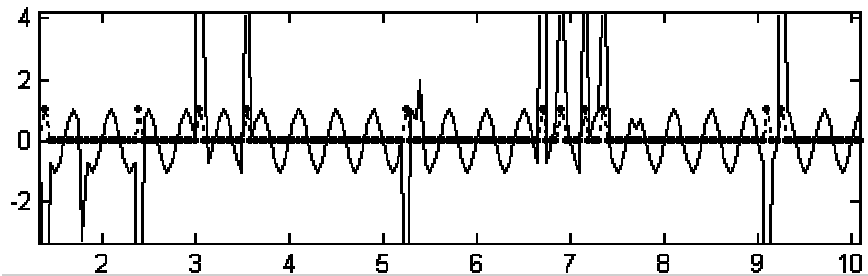


Рис. 2

Как видно из графика, нормированная индикаторная функция достаточно хорошо “сигнализирует” о наличии на данном участке сигнал импульсной помехи. Восстановление сигнала возможно путем замены элементов сигнала, подверженных помехе, на последнее значение неискаженного сигнала.

- [1] Чучупал В.Я., Чичагов А.В., Маковкин К.А. //Цифровая обработка речевых сигналов. Интернет-издание, <http://www.ccas.ru/DCM/Chichag/index.htm>

ФИЛЬТРОВОЙ АНАЛИЗАТОР ДЛЯ СПЕКТРОРАДИОМЕТРА 3-ММ ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН С ПОВЫШЕННЫМ ЧАСТОТНЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

А.Г.Кисляков, Е.И.Шкелев, И.П.Ястребов

Нижегородский госуниверситет

В.Л.Вакс

Институт физики микроструктур РАН

Одним из направлений исследования атмосферы Земли по принимаемому на ее поверхности микроволновому радиоизлучению в линиях вращательных спектров примесных газов является изучение воздействия солнечной радиации на атмосферный озон. Для этого нужны такие методы и аппаратура, которые, обладая достаточно высоким спектральным разрешением, способны обеспечить высотный предел, близкий к верхней границе атмосферы, где наиболее сильно проявляется влияние активности Солнца. Повышение верхней границы зондирования атмосферы напрямую зависит от точности спектральных измерений радиоизлучения атмосферы. При этом спектральные измерения выполняют по многоканальной схеме [1-3], в основе которой лежит фильтровой анализ.

В данной работе рассмотрен фильтровой анализатор центральной части теллурических спектральных линий примесных газов, который обладает повышенным до 100 кГц частотным разрешением за счет применения в нем “гребенки” узкополосных фильтров с шагом настройки 100 кГц в полосе анализа 1,6 МГц. Фильтровой анализатор является составной частью блока параллельного анализа многоканального радиометрического приемника модуляционного типа – спектрорадиометра трехмиллиметрового диапазона длин волн (96-110 ГГц) [3,4]. Он используется для дополнительной расфилтровки одного из 14 каналов параллельного анализа с частотным разрешением $\Delta f = 3$ МГц. Эти 14 каналов встроены в тракт второй промежуточной частоты и распределены по диапазону 30-60 МГц так, чтобы их настройка соответствовала форме исследуемой линии.

Компоненты радиоспектрометра, функционально связанные с фильтровым анализатором, представлены на рис.1. К ним относятся усилитель промежуточной частоты (УПЧ) на 30-60 МГц и каналы параллельного фильтрового анализа $\Phi_1, \Phi_2, \dots, \Phi_{14}$ с полосами пропускания $\Delta f = 3$ МГц и с частотами настройки, распределенными в диапазоне 30-60 МГц. Анализатор имеет в своем составе преобразователь частоты, полосовой усилитель (УПЧ на 1,95-3,55 МГц) и блок из шестнадцати 100 кГц фильтров $\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_{16}$. В качестве локального гетеродина применен синтезатор частоты (СЧ) со стабильным опорным сигналом на частоте 1 МГц. Вновь введенные функциональные блоки подключены к одному из каналов Φ_i ($i = 1, 2, \dots, 14$), в данном случае, к каналу с номером 13, настроенному на $f_{\text{нр1}} = 58$ МГц.

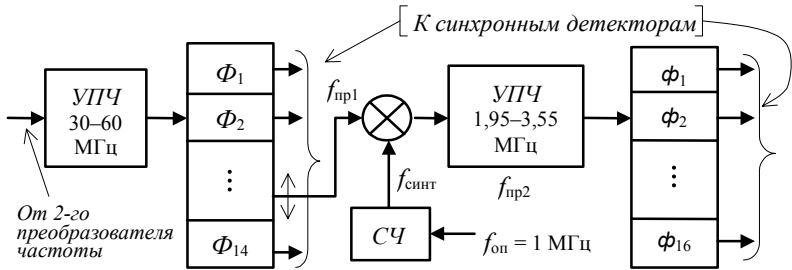


Рис. 1

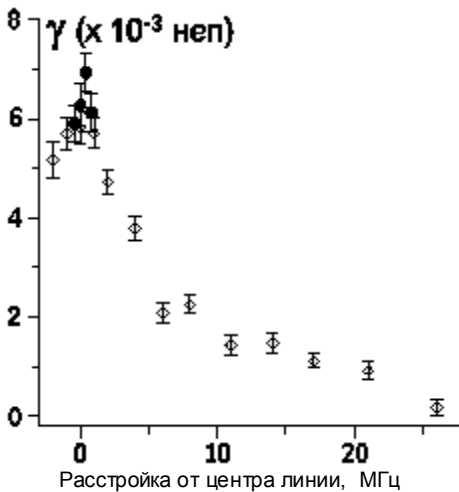


Рис. 2

Столь высокую (в 100 кГц) избирательность можно получить лишь при достаточно малом коэффициенте шума спектро радиометра. На тот случай, когда уровень собственных шумов приемника не позволяет реализовать разрешение в 100 кГц, предусмотрена возможность группировки узкополосных каналов. Для этого в спектро радиометре имеется соответствующее программное обеспечение.

На рис.2 представлен результат измерения поглощения γ в линии озона на частоте 101736 МГц при группировке “по четыре” 16-ти узкополосных каналов. Погрешность измерений имеет вполне приемлемое для анализа центральной части линии значение, а достигнутая точ-

ность анализа дает высотный предел зондирования атмосферы средствами действующей на сегодняшний день аппаратуры до ~60 км.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 01-02-16435а).

- [1] Воронов В.Н., Демкин В.М., Куликов Ю.Ю. и др. //Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т.29, № 12. С.1403.
- [2] Кисляков А.Г., Савельев Д.В., Шкелев Е.И. //Радиотехника и электроника. 1998. Т. 43, № 6. С.668.
- [3] Шкелев Е.И., Кисляков А.Г., Савельев Д.В. //ПТЭ. 1995. № 6. С. 132.
- [4] Шкелев Е.И., Савельев Д.В., Кисляков А.Г. //ПТЭ. 2000. № 4. С. 65.

РАСЧЁТ ХАРАКТЕРИСТИК ТРАНСВЕРСАЛЬНЫХ ПАВ ФИЛЬТРОВ С УЧЁТОМ ПЕРИОДИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

В.М.Стародубровская
ФГУП “НПП “ПОЛЁТ”

Известно, что величина амплитудной неравномерности АЧХ фильтров на ПАВ, изготовленных на SiO_2 , обусловлена, в основном, переотражениями Брэгга, которые являются результатом геометрических и массовых периодических возмущений поверхности пьезокристалла [1].

В работе исследовались АЧХ фильтров, состоящие из трех ВШП, где центральный ВШП – фазовзвешенный, два боковых – однородные, расположенные симметрично относительно центрального, с периодической неоднородностью типа “А1 в канавке”. В приближении Борна ($h/\lambda \ll 1$) высота ступеньки А1 должна компенсировать ступеньку канавки. На практике в зависимости от соотношения h_{SiO_2} и h_{Al} усложняется структура волн, распространяющихся в таких системах.

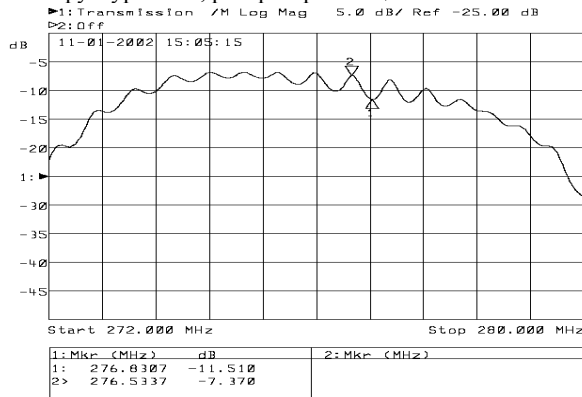


Рис.1

На рис.1 представлена АЧХ фильтра. Штыри в ВШП имеют размер $\lambda/4$ и “утоплены” в канавки. Амплитудная неравномерность по вершине АЧХ неоднородна, в области высоких частот амплитудная неравномерность возрастает.

Для теоретического рассмотрения этого явления используем асимптотический метод двух масштабов [2]. Волновое уравнение с учётом малой неоднородности можно записать в виде:

$$\frac{d^2 u}{dx^2} + k^2 [1 + \mu \cos(2Kx)] u = 0,$$

где $k^2 = \omega^2/v^2$ – волновое число, μ – малый параметр, k – период структуры.

Введём нормировку $K_x = t$, $k^2 \mu / K^2 = \varepsilon$, $k^2 / K^2 = \delta^2$. Тогда получим уравнение Маттье:

$$\frac{d^2 u}{dt^2} + [\delta + \varepsilon \cos(2t)]u = 0.$$

Первое приближение запишем в виде: $u(T_0, T_1, \varepsilon) = u_0 + \varepsilon u_1$, $T_1 = \varepsilon t$, обозначим:

$$\frac{d}{dt} = D_0 + \varepsilon D_1$$

$$\frac{d^2}{dt^2} = (D_0 + \varepsilon D_1)^2 = D_0^2 + 2\varepsilon D_0 D_1$$

$$D_0^2 u_0 + \delta u_0 = 0$$

$$D_0^2 u_1 + \delta u_1 = -2D_0 D_1 u_0 - 2u_0 \cos 2T_0.$$

Решение системы ищем в виде функций Флоке:

$$u_0 = A(T_1)e^{i\omega T_0} + \bar{A}(T_1)e^{-i\omega T_0}, \quad \omega = \sqrt{\delta}.$$

Введём расстройку $\omega = 1 + \varepsilon\omega_1$, где $\omega_1 = 2\Delta/K$.

Условие уничтожения секулярных членов является дисперсионным уравнением, связывающий малый параметр неравномерности с длиной ВПП:

$$2i\omega A' + \bar{A}e^{-2i\omega_1 \varepsilon t} = 0.$$

На рис.2 приведена экспериментальная АЧХ, при h_{SiO_2} 0,1 мкм и h_{Al} 0,11-0,15 мкм.

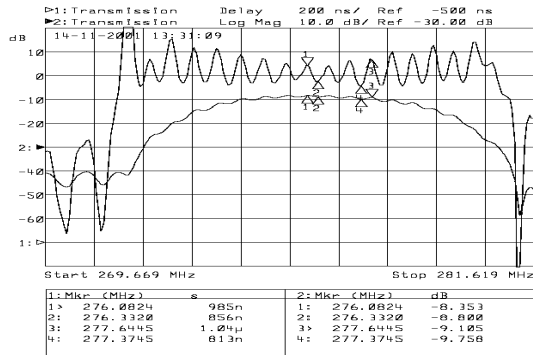


Рис.2

АЧХ симметрична относительно средней частоты, максимальная величина амплитудной неравномерности составляет $1,1 \div 1,3$ dB, в окрестности $f_{\text{сред}} \pm 1$ МГц составляет $0,6 \div 0,7$ dB.

- [1] Бауск Е.Б., Яковкин И.Б. //Радиотехника и электроника. 1992. Т.37, №6. С.2103.
 [2] Нелинейные волны /Под ред. С.Лейбовича, А.Сибасса, -М.: Мир, 1977, 319с.

ОПИСАНИЕ МОДИФИЦИРОВАННОГО ПОИСКОВОГО АЛГОРИТМА НА ЧИСЛАХ ФИБОНАЧЧИ

Е.Ю.Суворов

Нижегородский госуниверситет

Для ряда прикладных задач требуется нахождение оптимальной структуры объекта. В пакетах программ, осуществляющих автоматическое проектирование, она находится с помощью различных поисковых алгоритмов. Примером такого алгоритма может служить алгоритм поиска глобального экстремума на сетке кода Грея, разработанный в ГГУ в 70-х гг. [1]. В 1999 г. была сделана попытка модифицировать этот алгоритм. В результате был создан поисковый алгоритм на числах Фибоначчи [2].

В последнее время решается задача синтеза оптимальной формы аксиально-симметричного акустического резонатора. Этот резонатор может быть представлен в виде m сопряженных цилиндров равной длины, описываемых только радиальными координатами. На синтез аксиально-симметричного объекта часто накладываются ограничения требующие “гладкость” синтезированной формы (например, разница между радиусами двух соседних цилиндров не должна быть больше трети минимально-возможного радиуса цилиндра). При этом оптимальная синтезированная структура должна соответствовать глобальному минимуму целевой функции, зависящей от вектора радиальных координат. Для решения этой задачи синтеза большинство поисковых алгоритмов не подходит, из-за большого количества переменных (более 30).

При попытке её решения с помощью поискового алгоритма на числах Фибоначчи пришлось столкнуться со следующей трудностью: в результате синтеза получались структуры, не удовлетворяющие требованию гладкости формы. Поэтому был создан модифицированный поисковый алгоритм на числах Фибоначчи.

Оба варианта поискового алгоритма имеют одинаковую стратегию поиска и отличаются только способом генерации поисковых точек для многомерного случая (количество переменных больше 8). Для обоих алгоритмов поиск начинается из некой начальной (центральной) точки поиска, описываемой координатным вектором X_0 .

В базовом алгоритме на числах Фибоначчи генерируемая точка имеет те же координаты за исключением k -й координаты X_k , которая определяется по следующей формуле:

$$X_k = X_{0k} \pm N_f^* h, \quad (1)$$

где X_{0k} – k -я координата начальной точки, N_f – f -е число Фибоначчи, h – шаг поиска (его минимальное значение – единственный настраиваемый параметр алгоритма).

В модифицированном алгоритме на числах Фибоначчи количество изменяемых координат зависит от значения произведения $p = N_f^* h$. Если это произведение меньше некоторого значения p_1 (например, 10% от минимального радиуса акустического резонатора), то у генерируемой точки изменяется только k -я координата.

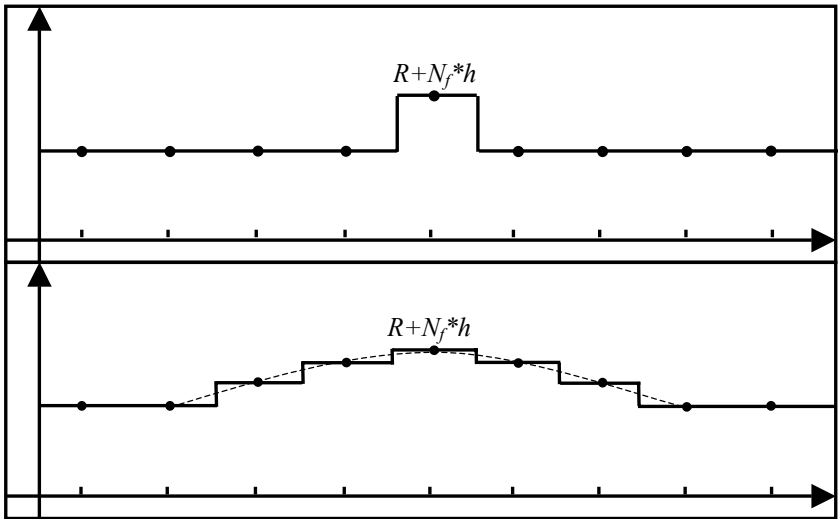
Если p больше этого значения p_1 , то изменяются k и $k\pm 1$ координаты. Если p начинает превышать значение p_2 , то изменяются координаты k , $k\pm 1$, $k\pm 2$ и т.д.

При этом величины изменения координат различны и определяются по параболическому закону. k -я координата генерируемой точки всегда изменяется по формуле (1). Координаты $k\pm j$ ($j = \pm 1, \pm 2, \dots, \pm n$) изменяются по формуле (2):

$$X_{k\pm j} = X_{0k\pm j} \pm A_{k\pm j} * N_f * h. \quad (2)$$

Здесь коэффициент $A_{k\pm j}$ определяется как ордината параболы, проходящей через следующие три точки: $(k, 1)$, $(k-n-1, 0)$, $(k+n+1, 0)$; n определяется из условия, что $2*n+1$ – это число изменяемых координат.

На рисунке приведены примеры генерируемых точек (форм акустического резонатора) для базового (а) и модифицированного (б) алгоритмов на числах Фибоначчи. Для модифицированного алгоритма число $n=2$. На рисунке изображены начальная форма акустического резонатора (цилиндр радиуса R) и генерируемые формы. При этом акустический резонатор описывается 9 переменными (радиусами сопряженных цилиндров равной длины). Парабола, определяющая коэффициенты $A_{k\pm j}$, изображена пунктиром.



- [1] Воинов Б.С. Алгоритм поиска на ЭЦВМ оптимального варианта сложной системы. –Горький: ГГУ, 1981, с. 32.
 [2] Суворов Е.Ю. Экспериментальное исследование поискового алгоритма на числах Фибоначчи //В кн.: Тр. 5-й науч. конф. по радиофизике. 7 мая 2001 г. /Ред. А.В. Якимов. –Н.Новгород: ТАЛАМ, 2001.

АТМОСФЕРНЫЕ НЕЙТРОНЫ И ЛИНИИ ОЗОНА НАБЛЮДЕНИЯ 1996-2002

А.Г.Кисляков, А.Н.Макаров, Е.И.Шкелев, И.П.Ястребов

Нижегородский госуниверситет

В Нижегородском госуниверситете на кафедре радиотехники выполняется программа исследования влияния внеземных факторов на состояние атмосферного озона O_3 . За период 1996-2002 гг. получены данные об интенсивностях линий озона на резонансных частотах 96228 и 101736 МГц (далее I_1 и I_2 , соответственно). Данная работа – продолжения начатых ранее исследований, на первом этапе которых была обнаружена слабая положительная корреляция отношения интенсивностей линий I_2/I_1 с нейтронным потоком [1]. В дальнейшем внимание было перенесено на анализ корреляции с самими интенсивностями линий.

В работе использовались ряды нейтронов с усреднением за час, полученные нейтронным монитором г.Троицк (ИЗМИРАН); данные доступны в Интернет. Нейтронная компонента состоит из частиц солнечного и галактического происхождения, однако выделение солнечной компоненты нейтронного потока наземными средствами представляет известные сложности по причине нестабильности нейтронов и из-за наличия их атмосферного “фона”. Считается, что нейтроны с энергиями более 300 МэВ, излучаемые солнцем во время вспышек, регистрируются со 100% надежностью по интегральному отклику планетной сети мониторов. Используемые нейтронные ряды скорректированы на атмосферное давление, что позволяет судить о числе нейтронов, попадающих в атмосферу из космического пространства. В качестве меры интенсивности линии принимается “декремент” оптической толщины в линии озона при отстройке частоты от ее резонансного значения на 21-23 МГц, что соответствует содержанию озона в интервале высот, нижняя граница которого лежит в районе 25-28, верхняя – 50 км. Максимальная же концентрация озона находится в районе 25 км.

В таблице 1 приведены результаты расчета $K_{кор}$ для указанных периодов T разных лет, отмечено число точек N , а также с какой величиной (I_1 или I_2) вычислена корреляция. Заметно преобладание положительной корреляции. Величина $K_{кор}$ обычно принимает значения в интервале 0,3-0,6. Как правило, период наблюдений приходился на январь-апрель. Отклонения от установленных результатов наблюдаются для тех случаев, когда измерения проводились в другие месяцы. Поскольку таких данных мало, определенно можно утверждать о положительной корреляции в период перехода от зимы к весне.

С целью верификации результата и дополнительного исследования аналогичный расчет был проведен с данными, полученных на установке ИПФ РАН. Были выбраны совпадающие во временных границах периоды для трех лет. Внутри этих интервалов могли быть существенные расхождения по дням и часам измерений, наиболее заметные для 2000 г. Из других особенностей расчета отметим использование усредненных за сутки данных как по O_3 , так и по нейтронам, и содержание озона на отдельных высотах h вместо I_1 и I_2 . Результат в таблице 2. Для двух лет из

трех наблюдаются положительные значения коэффициента корреляции. Для этих лет $K_{кор}$ на 40 км близок к полученному по данным ННГУ. Для 2000 г. получен противоположный результат. Это может быть связано с тем, что периоды наблюдений не совпадали.

Год	1996		1996-1997		1998		1999		2001
T	7.02-21.03		27.11-11.02		13.01-14.02		9.02-7.04		24.01-9.04
N, I	20 I_2	16 I_1	20 I_2	22 I_1	10 I_2	9 I_1	15 I_2	14 I_1	18 I_2
$K_{кор}$	0.38	0.55	-0.45	-0.24	0.39	0.41	0.36	-0.04	0.40
Год	2000		2001		2002		2002		
T	21.01-25.04		8.10-26.12		31.01-10.05		2.04-18.06		
N, I	24 I_2	19 I_1	20 I_2	16 I_1	17 I_2	16 I_1	25 I_2	11 I_1	
$K_{кор}$	0.63	0.48	-0.31	-0.15	0.28	0.31	-0.28	-0.13	

Таблица 1

Год	1999			2000			2001		
T, N	1.02-31.03, $N=36$			1.02-31.03, $N=39$			22.01-29.03, $N=29$		
h , км	25	40	50	25	40	50	25	40	50
$K_{кор}$	-0.32	0.31	0.22	-0.40	-0.55	-0.27	0.57	0.30	-0.53

Таблица 2

Установлено, что в ряде случаев имеется небольшая положительная корреляция в вариациях зарегистрированного на поверхности Земли числа нейтронов и содержания озона на высотах 30-50 км, наиболее устойчиво наблюдаемая в зимне-весенний период. Максимальные значения $K_{кор}$ превосходят по величине те, что наблюдались ранее для отношения интенсивностей. Однако однозначный и окончательный вывод делать рано, требуются дополнительные исследования.

Данная работа поддержана грантом РФФИ № 01-02-16435.

- [1] Савельев Д.В. Ястребов И.П. //Труды 6-й научн. конф. по радиофизике 7 мая 2002 г. /Ред. А.В. Якимов. –Н.Новгород: ННГУ, 2002, с. 160.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРАНСВЕРСАЛЬНОГО ФИЛЬТРА ПАВ С ФАЗОВОЙ АПОДИЗАЦИЕЙ

В.М.Стародубовская, Ю.Н.Захаров

ФГУП "НПП "ПОЛЁТ"

Одной из моделей, применяемых для расчёта характеристик фильтров на ПАВ, является модель дельта-функций [1]. Традиционно эта модель используется для расчёта следующих характеристик фильтра: полосы пропускания, коэффициента прямоугловности и внеполосного подавления. Модель дельта-функций применима при следующих ограничениях (квазистатическая аппроксимация): в поверхностной плотности зарядов σ , на электродах встречно-штыревого преобразователя (ВШП) преобладает электростатическая составляющая и выполняется условие: $\sigma_n(k_0) = A_n \exp(-jk_0 \delta_n)$, где k_0 – волновое число на частоте f_0 . В этой аппроксимации параметр A_n может рассматриваться как величина бесконечно узкого источника ПАВ для n -го электрода, а δ_n – фазовый набег относительно центра ВШП [2]. Тогда АЧХ ВШП можно записать в виде:

$$H(f) = \frac{\sin N\pi \frac{f - f_0}{f_0}}{N\pi \frac{f - f_0}{f_0}}, \quad (1)$$

где N – количество пар электродов в ВШП.

Величина подавления первого бокового лепестка функции (1) составляет примерно 13 дВ. Для получения внеполосного подавления (40 дВ и более) применим метод фазовой аподизации (ФА). Этот метод основан на связи геометрии ВШП и его АЧХ через преобразование Фурье. Выберем в качестве весовой функции функцию Хэмминга. Пространственное отображение весовой функции имеет следующий вид:

$$A_i = (-1)^{n_i} [k + (1-k)^2 \cos \frac{\pi n_i}{2N}], \quad n_i = \overline{1, N}, \quad (2)$$

где N – количество пар электродов в ВШП.

Преобразование Фурье от функции (2) представляет собой реальную АЧХ ВШП. Площадь под полученной функцией разбивается на секции: центральная и несколько боковых (рис.1). Количество пар электродов в центральной секции M_0 , определяет относительную полосу ВШП ($1/M_0 \approx 2\Delta f/f_0$). Расстояние между серединами центральной и боковыми секциями определяется из выражения: $n_i = (1/k_0) \arccos A_i$, где A_i – величина средней линии n_i -ой секции. Количество пар

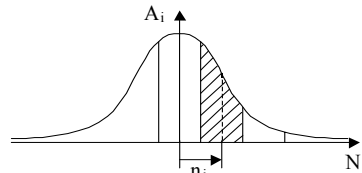


Рис. 1

электродов в боковых секциях M_i пропорционально отношению площадей n_i -ой секции к центральной. Значения n_i и M_i подставляем в формулу, представляющую АЧХ ВШП:

$$H(f) = \frac{\sin M_0 \pi \frac{f-f_0}{f_0}}{M_0 \pi \frac{f-f_0}{f_0}} + 2 \sum_i \frac{M_i}{M_0} \frac{\sin M_i \pi \frac{f-f_0}{f_0}}{M_i \pi \frac{f-f_0}{f_0}} \cos 2\pi n_i \frac{f-f_0}{f_0}$$

Коррекция положений секций и их длин осуществлялась с помощью специальной программы. На рис.2 представлена расчётная АЧХ ВШП с 53-я парами электродов. Для разбиения: центральная секция и 7-и боковых, уровень подавления боковых лепестков составил примерно 50 dB на длине 4-х полос пропускания фильтра. На рис.3 представлена экспериментальная АЧХ фильтра (входной ВШП – фазоаподизированный, а приёмный – однородный).

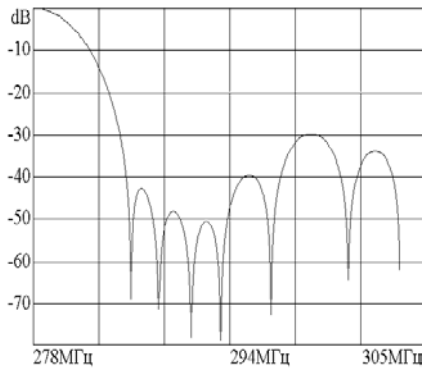


Рис. 2

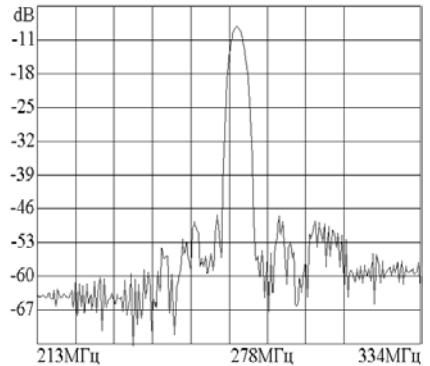


Рис. 3

- [1] Зелёнка И. Пьезоэлектрические резонаторы на объёмных и поверхностных акустических волнах. –М.: Мир, 1990, 582с.
 [2] Kozlov A.S., Bausk E.V. //IEEE Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control Society.–St. Petersburg, 2000, p.168.

ВЛИЯНИЕ НАГРЕВА ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ НА ПОГРЕШНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ ПРИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ИК ПИРОМЕТРИИ

А.Е.Хрулев

Нижегородский госуниверситет

При проведении измерений температуры сильно нагретых объектов, расположенных в вакуумных камерах, ИК пирометрами, возникает необходимость расположения модулятора 2 (рис.1) не между объектом 4 и оптической системой 3 пирометра, а между оптической системой и приемником 1. В этом случае показание пирометра зависит как от распределения температуры по объекту в секторе визирования, так и от распределения температуры по внутренней поверхности оптической системы.

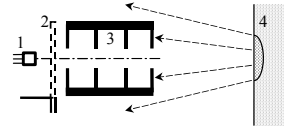


Рис. 1

Пока температура T_S оптической системы известна и постоянна, отклик приемника зависит только от температуры объекта. Излучение оптической системы создаст постоянную систематическую погрешность и может быть скомпенсировано аддитивной константой (которая определяется при калибровке). При дрейфе T_S возникает изменяющаяся во времени систематическая погрешность определения температуры T_0 . Можно показать, что при дрейфе ΔT_S температуры стенки оптической системы относительная погрешность $\delta T_{0И}$ измеренной температуры объекта равна:

$$\delta T_{0И} = ctg^2 \theta_0 \frac{\varepsilon_S T_S^3 \Delta T_S}{\varepsilon T_0^4}, \quad (1)$$

где θ_0 – полуширина угла визирования, ε_S , T_S и ε , T_0 – излучательная способность и температура, соответственно, стенки оптической системы и объекта. На рис.2 показаны характерные погрешности измерения при дрейфе температуры стенки на 1К, рассчитанные по (1). Видно, что при определенных условиях погрешность может достигать весьма значительных величин.

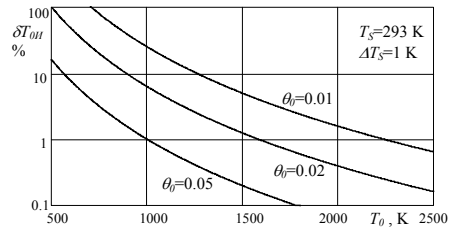


Рис. 2

Для случая, когда причиной дрейфа температуры оптической системы является только тепловое излучение объекта измерения, можно найти приращение ΔT_S , а следовательно, определить конкретное значение погрешности для заданной системы. Из (1) для диафрагмированной оптической системы [1] круглого сечения с радиусом R стенки, обращенной к объекту, можно получить верхнюю оценку погрешности измерения температуры объекта:

$$\delta T_{0И} = ctg^2 \theta_0 T_S^3 R_T \sin^2(\alpha_0) \sigma \varepsilon_S^2 \pi R^2, \quad (2)$$

где R_T – тепловое сопротивление оптической системы в продольном направлении, α_0 – угол, под которым виден радиус R от объекта, σ – постоянная Стефана-Больцмана. Относительная погрешность (2) не зависит от температуры объекта T_0 , т.к. мощность нагрева оптической системы и мощность, поступающая в приемник, одинаково зависят от T_0 . Из (2) также видно, что выгодно работать при низких температурах T_S , т.е. при “холодной” оптической системе. Графики зависимости погрешности $\delta T_{0И}$ от температуры оптической системы T_S приведены на рис.3. Они построены при следующих значениях параметров: $R=0,01$ м, $\alpha=0,1$, $R_T=10$ К/Вт.

Для уменьшения влияния рассматриваемых погрешностей представляется перспективным подход, основанный на использовании второго (“компенсационного”) оптического канала, который находится в таких же условиях, что и основной канал, но не пропускает излучение объекта [1]. При этом сигнал, полученный с компенсационного канала, необходимо вычитать из сигнала основного канала (приемник излучения считаем линейным).

Для ряда конструктивных вариантов двухканальных систем было проведено исследование качества компенсации. Для этого с помощью методов трассировки лучей и численного нахождения стационарного распределения температуры в оптической системе решена задача нахождения отклика приемников при заданной форме оптической системы и заданном объекте. Более подробные результаты этой работы приведены в [2].

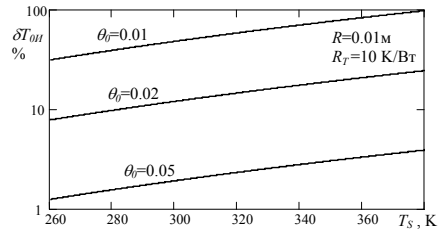


Рис. 3

[1] Афанасьев А.В., Лебедев В.С., Орлов И.Я., Хрулев А.Е. //Приборы и техника эксперимента. 2001. №2. С.155.

[2] Орлов И.Я., Хрулев А.Е. //Датчики и Системы. 2002. №9. С.36.

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ СИНТЕЗ ТРАНСВЕРСАЛЬНЫХ ФИЛЬТРОВ ПАВ

В.Н.Бугров¹⁾, В.М.Стародубровская²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет, ²⁾МГУП ПОЛЕТ

Трансверсальные фильтры на ПАВ с фазовой аподизацией [1] в настоящее время являются наиболее перспективными в плане совокупного качества. Применение фазовой аподизации позволяет существенно улучшить такие показатели фильтра, как уровень внеполосного подавления, коэффициент прямоугольности, а также обеспечить низкие дифракционные потери, не ухудшая уровень полосового затухания. Как и любой трансверсальный фильтр, фазоаподизированный фильтр состоит из входного и выходного встречно-штыревых преобразователей (ВШП), связанных

акустопроводом (рис.1). Однако входной ВШП в данном случае выполнен в виде отдельных секций длиной di , ($i=0,4$) сдвинутых относительно оси центральной секции на расстояние dCi . В настоящее время теория синтеза фазоподизированных фильтров является “белым” пятном в общей теории фильтров на ПАВ.

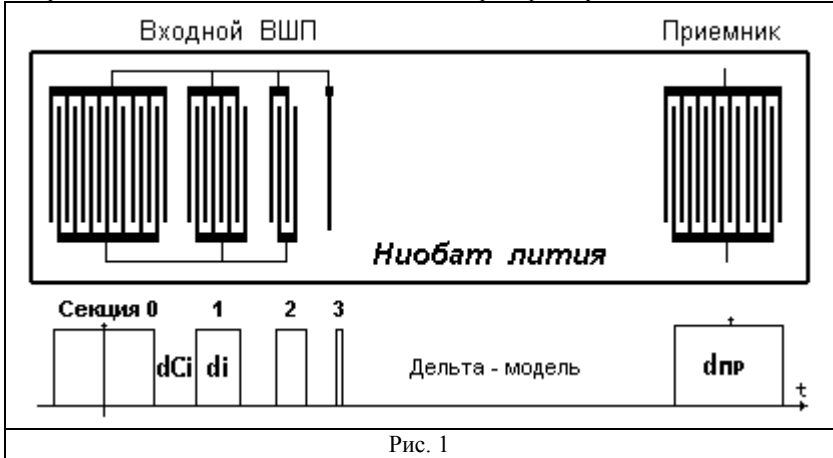


Рис. 1

При заданном числе k секций вектор параметров X задачи синтеза по требуемой АЧХ фильтра будет содержать длины каждой секции и смещение ее относительно центральной секции ВШП, т.е. общая размерность вектора параметров равна $2k-1$ (смещение центральной секции всегда равно нулю). Наиболее эффективно осуществлять синтез параметров ВШП фильтра на основе дискретного математического программирования. Условие дискретности вытекает из физики работы фильтра: для обеспечения требуемых фазовых соотношений расстояние между штырями ВШП должно быть кратным половине длины акустической волны. Тогда в общем виде экстремальную задачу дискретного программирования можно записать так:

$$\overset{\circ}{F} \left(\overset{\circ}{X} \right) = \min_{X \in D} F(X), \quad (1)$$

где D – область изменения дискретных параметров ВШП di и dCi .

Скалярная целевая функция (1) формируется из частных целевых функций $fi(X)$ отдельных частотных характеристик (или частотных интервалов задания характеристики) в аддитивном виде:

$$F(X) = \sum_i \alpha_i fi(X),$$

где α_i – весовые коэффициенты частотных характеристик (окон). Сами функции $fi(X)$ удобно формировать в среднеквадратичной виде [2].

Приведенные идеологии моделирования и синтеза полностью реализованы в компьютерном пакете PAVEL 1.0, предназначенном для многооконного параметрического синтеза трансверсальных и резонаторных фильтров ПАВ с фазовой аподизацией. На рис.2 приведена АЧХ, синтезированная с помощью данного пакета, фильтра, входной ВШП которого состоял из 4 секций, а приемная секция была однородной. Центральная частота фильтра составляет 400 МГц, уровень внеполосного затухания не менее -60 дБ. Фильтр выполнен на подложке из ниобата лития размером 3×3 мм.

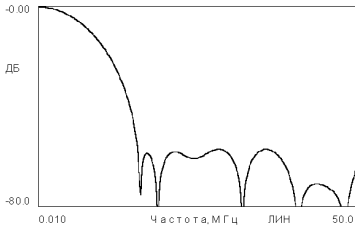


Рис. 2

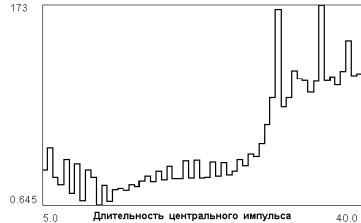


Рис. 3

На рис. 3 приведен график разреза целевого функционала по длительности центральной секции ВШП. Как видно, экстремальная задача синтеза (1) сугубо нелинейная и дискретная. Однако общее время ее решения не превышало 7 минут.

- [1] Стародубровская В.М., Захаров Ю.Н. //В настоящем сборнике, с.158.
 [2] Богатырев Ю.К., Бугров В.Н., Воронков Ю.В. Компьютерный анализ и синтез радиотехнических устройств. Учебное пособие. –Н.Новгород: НГТУ, 1996.

РЕШЕНИЕ ОБЩЕЙ ЗАДАЧИ НЕЛИНЕЙНОГО ПРОГРАММИРОВАНИЯ ПОИСКОВЫМИ МЕТОДАМИ

В.Н.Бугров

Нижегородский госуниверситет

Общая постановка задачи неоднородного нелинейного МП (используется также термин “смешанного” МП), к которой сводятся большинство прикладных задач синтеза и оптимизации, может быть записана так:

$$\begin{aligned} \overset{o}{F}(X) = \min \overset{o}{F}(X) \\ X \in PX \end{aligned} \quad (1)$$

$$PX = PE \cup PD \cup PI \cup PB \quad (2)$$

$$x_i^h \leq x_i \leq x_i^g \quad i = \overline{1, \nu} \quad (3)$$

$$G_j(X) > 0 \quad (4)$$

Суммарное пространство параметров PX является неоднородным, состоящим из непересекающихся подмножеств (2) переменных различного типа. Общее число таких подмножеств может быть любым, однако все они могут принадлежать только четырем теоретически возможным типам: $PE=E^k$ непрерывное вещественное подмножество переменных размерностью k , $PD=D^l$ дискретное вещественное подмножество переменных размерностью l , $PI=I^m$ счетное целочисленное подмножество размерностью m , $PB=B^n$ счетное подмножество булевых переменных размерностью n . При этом размерность суммарного пространства параметров $v = k + l + m + n$. На сегодняшний день аналитического решения такой задачи не имеется [1,2].

Решение общей задачи (1) может быть получено на основе численных поисковых методов. Для этого необходимо разрешить две принципиальных проблемы. Во-первых, необходимо уметь решать задачу (1) с заданной системой в общем случае нелинейных функциональных ограничений (4). Эффективно решать данную проблему, как известно, возможно методами штрафных функций. Чаще всего при этом целевую функцию $F(X)$ и функцию штрафа $FS(X)$ связывают аддитивно [1,3] (т.н. добавленный штраф):

$$\bar{F}(X) = F(X) + FS(X) \quad (5)$$

Однако наиболее эффективно введение штрафа на базе метода последовательных уступок [2] (МПУ), когда разрешение ограничений (4) и минимизация функции цели $F(X)$ разнесены во времени – т.н. замещенный штраф. Сущность замещенного штрафа состоит в **полной замене** целевой функции $F(X)$ на специально сформированную штрафную функцию $FS(X)$ при условии невыполнения хотя бы одного из ограничений (4). Таким образом, для реализации функциональных ограничений на базе МПУ вводится новая целевая функция:

$$\bar{F}(X) = \begin{cases} F(X) & \text{при } G_j(X) \geq 0 \\ FS(X) & \text{при } G_j(X) < 0 \end{cases} \quad (6)$$

Штрафная функция замещения $FS(X)$ при этом состоит из постоянной фиксированной BS и переменной $MS(X)$ частей, называемых соответственно **базой** и **мантиссой** штрафа.

Второй проблемой в решении задачи (1) является проблема неоднородности пространства PX . Минимизация в PX возможна при использовании параллельной схемы поискового решения неоднородной задачи (1). Основная идея параллельной схемы решения состоит в том, что построение минимизирующих последовательностей в каждом неоднородном подпространстве (2) осуществляется одновременно, параллельно. То есть в течение каждого общего итеративного шага осуществляется построение очередной точки минимизирующей последовательности сразу во всех подмножествах PE , PD , PI и PB по общей целевой функции в виде (5) или (6), формируя тем самым в каждом подмножестве итеративную последовательность, сходящуюся к оптимальной точке. При этом параллельная схема решения позволяет надежно разрешать функциональные ограничения $G(X)$, обеспечивая отыскание оп-

тимального решения X^0 общей задачи (1) в суммарном пространстве параметров (2).

Минимизация общей целевой функции в каждом базовом подмножестве осуществляется соответствующим численным поисковым методом (алгоритмом), который должен надежно минимизировать многомерные полимодальные недифференцируемые функции, как непрерывные, так и заданные дискретно.

Апробация предложенного метода осуществлялась в ходе решения целого ряда прикладных задач различной степени сложности [3,4,5]. Успешное решение этих задач позволяет сделать вывод о корректности и высокой эффективности применения поисковых методов для решения нелинейных неоднородных задач математического программирования и оптимизации.

- [1] Мину М. Математическое программирование. Теория и алгоритмы. –М.: Наука, 1990, 485 с.
- [2] Подиновский В.В., Гаврилов В.И. Оптимизация по последовательно-применяемым критериям. –М.: Сов.радио, 1979, 192 с.
- [3] Бугров В.Н., Воронков Ю.В. // Радиотехника. 2001. № 9. С.57.
- [4] Бугров В.Н., Молотков М.И. //В кн.: Тр. 6-ой научной конференции по радиофизике. 8 мая 2002 г. /Ред. А.В.Якимов. –Н.Новгород: ННГУ, 2002, с.187.
- [5] Бугров В.Н., Кочетков И.А., Горбунов А.Ю. //Сборник материалов VI международной конференции. 26 февраля – 1 марта 2002. Суздаль. –Минск, 2002, с.91.

ИССЛЕДОВАНИЕ АЛГОРИТМА ПОЛИГАРМОНИЧЕСКОЙ ЭКСТРАПОЛЯЦИИ С УЧЕТОМ ВТОРОЙ ПРОИЗВОДНОЙ СПЕКТРАЛЬНЫХ КОМПОНЕНТ

М.А.Романов, В.В.Баданов, А.П.Евсеев

Нижегородский госуниверситет

Проблема оценки неизвестной (недоступной для наблюдения) части функции (временного ряда) по известному отрезку весьма актуальна во многих отраслях человеческой деятельности: от составления экономических прогнозов до поражения маневрирующей цели зенитным снарядом.

В рамках предыдущих работ в качестве модели прогнозируемого процесса была взята сумма постоянной составляющей S_0 , линейного тренда Kt и конечного числа n периодических составляющих произвольной формы, которые, в свою очередь, могли быть промодулированы периодической функцией или линейным трендом [1,2]. Для приближения постановки задачи к реальной ситуации в модель введен аддитивный белый шум $N(t)$ с нормальным распределением и конечной энергией. Таким образом, аналитическая запись модели рассматриваемого класса сигналов имеет вид:

$$S(t)=S_0 +Kt +P_i(T_i t +\varphi_i) + N(t), i=1 \dots n.$$

Для экстраполяции сигнала такой модели была показана перспективность применения алгоритма полигармонической экстраполяции, который состоит в выявле-

нии гармонических компонент входного процесса, определении их амплитуд и фаз, а также тенденций их изменения и линейной экстраполяции их значений для каждой гармоники процесса. После обратного Фурье-преобразования спектра получается новая реализация, включающая в себя часть известной реализации и некоторое количество предварительно неизвестных отсчетов. Аналитическая запись соотношений (в приближении относительно небольшого изменения амплитуд гармоник при последовательном сдвиге окна Фурье-преобразования) имеет вид:

$$A_3(\omega) = 2A_2(\omega) - A_1(\omega),$$

$$\varphi_3(\omega) = 2\varphi_2(\omega) - \varphi_1(\omega), \quad S_3(x) = F^{-1}[A_3(\omega)\exp(-j\varphi_3(\omega))].$$

В этих соотношениях индексы 1,2,3 соответствуют последовательным положениям окна Фурье-преобразования, смещающегося по набору данных, $A(\omega)$ и $\varphi(\omega)$ – амплитудный и фазовый спектр, соответственно, а F^{-1} – оператор обратного Фурье-преобразования.

В предлагаемой работе модель исходного сигнала расширена за счет введения нелинейного аддитивного тренда. Это повлекло за собой необходимость модификации алгоритма, поскольку при использовании описанной формы имело место существенное снижение точности при попытках экстраполяции нелинейных трендов, не являющихся также и квазипериодическими на используемом интервале предыстории.

Модификация состоит в том, что используемый интервал предыстории перекрывается не двумя окнами Фурье-преобразования, как в предыдущем случае, а тремя частично взаимно налагающимися окнами, при этом искомым интервал экстраполяции является частью четвертого окна, которое сдвинуто относительно третьего на интервал экстраполяции. Учет информации об уровне одноименных гармоник в трех последовательно вычисляемых спектрах позволяет получить количественную оценку отклонения динамики спектральных компонент от линейной. Опуская несложные вычисления приведем аналитические соотношения для модифицированного алгоритма:

$$A_4(\omega) = 3A_3(\omega) - 3A_2(\omega) + A_1(\omega),$$

$$\varphi_4(\omega) = 3\varphi_3(\omega) - 3\varphi_2(\omega) + \varphi_1(\omega), \quad S_4(x) = F^{-1}[A_4(\omega)\exp(-j\varphi_4(\omega))].$$

Обозначения в приведенных соотношениях аналогичны вышеуказанным (с учетом дополнительного окна Фурье-преобразования).

Предложенный алгоритм тестировался на сигналах с различными соотношениями параметров и формой нелинейных трендов в пределах принятой модели. Расчеты проводились в сравнении с исходным алгоритмом для каждого случая. В качестве аддитивного нелинейного тренда использовались степенные, логарифмические, гиперболические функции, а также отрезки синусоиды с периодом, значительно превышающим интервал предыстории.

Анализ результатов многочисленных расчетов показал практически полное совпадение и хорошую точность для исходного и модифицированного алгоритмов при отсутствии нелинейного тренда. Исключение составляет случай значительного

увеличения ошибки модифицированного алгоритма при большой доле некоррелированного белого шума в заданной тестовой реализации. Это следует также из рассмотрения аналитических выражений, и не оказалось неожиданным.

Расчеты по реализациям сигналов со значительным содержанием нелинейного тренда показали несомненное преимущество модифицированного алгоритма. Ошибка модифицированного алгоритма имела вполне объяснимую зависимость от степени нелинейности тренда, но всегда оставалась меньше ошибки исходного алгоритма.

Как недостаток можно отметить увеличенное время расчета за счет дополнительного Фурье-преобразования, что, при использовании в системах реального времени, может оказаться решающим фактором.

- [1] Евсеев А.П. //В кн. Сб. тезисов межреспубликанской конференции. –Н.Новгород: НИИПИ “КВАРЦ”, 1992, с.31.
- [2] Евсеев А.П., Кирьянов К.Г., Шабельников А.В. //В кн. Сб. тезисов межреспубликанской конференции. –Н.Новгород: НИИПИ “КВАРЦ”, 1992, с.32.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОЙ АДАПТИВНОЙ ЛОКАЦИОННОЙ СИСТЕМЫ В СРЕДЕ ПАКЕТА LABVIEW

В.А.Пролежаев, А.П.Евсеев

Нижегородский госуниверситет

В реальных условиях работы импульсных локационных систем и, прежде всего, радиолокационных систем, на входы их приемников наряду с полезными сигналами поступают интенсивные помехи. Источниками помех являются как однотипные РЛС, работающие на близких несущих частотах, так и передатчики помех с импульсной модуляцией, а также с плавной огибающей по уровню. Однако, для последнего случая существуют объективные физические эффекты (интерференция, отражение, дифракция), которые превращают первоначально гладкие помехи в модулированные по уровню, причем модуляция носит квазипериодический характер.

Интенсивные амплитудно-модулированные помехи приводят к насыщению приемника и тем самым маскируют полезные сигналы на время действия своей интенсивной части. Подстройка частоты повторения зондирующих импульсов приносит некоторый выигрыш, но неэффективна при воздействии нескольких помех с некратными и изменяющимися во времени периодами.

Представляется перспективным подход, основанный на анализе текущей предыстории уровня огибающей совокупности квазипериодических помех и ее прогнозе в реальном времени на интервал упреждения длительности не менее максимального периода повторения. Далее производится поиск минимума огибающей помехи в пределах упрежденного интервала прогнозной оценки огибающей помехи, ширина которого соответствует допустимому времени вобулляции периода повторения, а положение на оси времени соответствует задержке в приеме импульса с заданной дальностью. Выбор конкретного значения, центра интервала поиска минимума может выполняться по различным критериям. Так, например, он может соответство-

вать дальней границе зоны обнаружения, где полезный сигнал очень слаб и легко маскируется помехой. В другом случае определяется дальностью до сопровождаемой цели и т.п.

Зондирующий импульс излучается в тот момент, который обеспечит приход отраженного с заданной дальности импульса на интервале локального минимума огибающей помехи. Таким образом, происходит подстройка момента посылки зондирующего импульса под текущую помеховую ситуацию, и режим работы РЛС становится адаптивным.

Как следует из вышеизложенного, формализация этой многопараметрической задачи достаточно сложна, и её аналитическое решение для получения количественных оценок возможного выигрыша не будет в достаточной мере убедительно. Кроме того, очень большое значение, вплоть до принципиальной осуществимости данного подхода, имеет выбор алгоритма и характеристик прогнозирующего устройства. В связи с этим удобно использовать метод имитационного моделирования.

Для осуществления изложенного подхода был использован пакет графического программирования LabVIEW 6.1, возможности которого позволяют выполнить все необходимые процедуры алгоритма адаптации.

Идеология использования пакета LabVIEW состоит в применении обширной библиотеки подпрограмм – Виртуальных Приборов (ВП). Входы и выходы ВП, а также их органы управления и индикации максимально соответствуют реальным физическим приборам. Каждый ВП имеет блок-диаграмму, лицевую панель, панель соединений и отображающую иконку.

Для реализации имитационной модели адаптивной РЛС были использованы ВП различных генераторов, имитирующих помеховую обстановку, ВП прямого и обратного Фурье-преобразования для прогнозатора и вспомогательные ВП поиска локального минимума и отображения общей картины на индикаторе осциллографического типа.

В качестве прогнозатора огибающей помехи использовался алгоритм полигармонической экстраполяции описанный, например, в [1,2].

Эксперименты с имитационной моделью адаптивной РЛС показали ее работоспособность. Выигрыш в отношении сигнал-помеха достигал десятков децибел в зависимости от степени коррелированности помехи и ее уровня.

[1] Евсеев А.П. //В кн. Сб. тезисов межреспубликанской конференции. –Н.Новгород: НИИПИ “КВАРЦ”, 1992, с.31.

[2] Баданов В.А., Евсеев А.П. //В кн. Труды шестой научной конференции по радиофизике. 7 мая 2002г. / Ред. А.В.Якимов. –Н.Новгород: ТАЛАМ, 2002, с.169.

ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ИМПУЛЬСНЫХ ПЭМИ**В.Ф.Клюев, В.И.Кривошеев, В.А.Односцев***Нижегородский госуниверситет*

Существующие методики измерений уровня побочных электромагнитных излучений (ПЭМИ) разработаны, как правило, для оценки мощности ПЭМИ непрерывного типа и не учитывают характера переходных процессов, возникающих при воздействии излучений импульсного типа. Учет этих эффектов, а также особенностей распространения электромагнитных импульсов, как будет показано ниже, требует введения существенных поправок к результатам измерений.

Предположим, что видеоимпульсы ПЭМИ вблизи источника (в ближней зоне) характеризуются формой

$$s_1(t) = \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right), t \geq 0 \quad (1)$$

и спектральной плотностью

$$S(\omega) = \frac{\tau_2 - \tau_1}{(1 + j\omega\tau_1)(1 + j\omega\tau_2)}, \quad (2)$$

где τ_1, τ_2 – длительности переднего и заднего фронтов соответственно, причем обычно $\tau_1 \ll \tau_2$ [2].

Используя известные результаты [1], легко показать, что в волновой зоне, начинающейся с расстояний $r > c\tau_1$, где c – скорость света в вакууме, форма импульсов определяется зависимостью:

$$s_2(t) = \frac{ds_1}{dt} = \frac{1}{\tau_1} \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) - \frac{1}{\tau_2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right). \quad (3)$$

Одновременно с трансформацией формы импульса при переходе в волновую зону изменяется и спектральная плотность:

$$S(\omega) = \frac{j\omega(\tau_2 - \tau_1)}{(1 + j\omega\tau_1)(1 + j\omega\tau_2)}. \quad (4)$$

Сравнение спектров (2), (4) показывает, что при переходе в волновую зону происходит подъем спектральных составляющих на частотах $\omega > (\tau_1 \tau_2)^{-0.5}$ и, соответственно, резкий спад при $\omega \ll (\tau_1 \tau_2)^{-0.5}$.

Амплитудное распределение импульсных ПЭМИ исследуется с использованием узкополосного радиоприемного устройства (РПУ) гетеродинного типа в пиковом режиме детектирования. Отклик преселектора РПУ на импульсное воздействие вида (3) представляет радиоимпульс, определяемый с точностью до размерного множителя соотношением

$$x(t) \approx \exp(-t\Delta\omega)[\cos\omega_0 t + \omega_0 \tau \sin\omega_0 t] + \exp(-\frac{t}{\tau}), \quad (5)$$

где ω_0 – рабочая частота РПУ, $\Delta\omega=2\pi\Delta f$ – ширина полосы пропускания преселектора, $\tau=\tau_1$ и учтено, что $\tau_1 < \tau_2$.

Если номинальная частота F усилителя промежуточной частоты (УПЧ) такова, что выполнено условие $F < \Delta f$, то можно убедиться в том, что амплитуда отклика на выходе УПЧ, выделяемая пиковым детектором, зависит от фазы гетеродинного напряжения, отсчитываемой относительно фазы квазигармонических компонент в (5). Так, при изменении фазы гетеродинного напряжения на величину $\pi/2$ амплитуда отклика изменяется в $\Delta f/F$ раз при выполнении условий $\omega_0 \tau \ll 1$ или $\omega_0 \tau \gg 1$.

Таким образом, для точного измерения уровня импульсных ПЭМИ результаты необходимо корректировать с учетом временных параметров ПЭМИ и технических характеристик РПУ.

[1] Хармут Х. Теория секвентного анализа. –М.: Мир, 1980, 574с.

[2] Кравченко В.И., Болотов Е.А., Летунова Н.И. Радиозлектронные средства и мощные электромагнитные помехи. –М.: Радио и связь, 1987, 256с.

ВЫБОР ОПТИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ДЛЯ СИСТЕМЫ, ИСПОЛЬЗУЮЩЕЙ МЕТОД СВЗ

М.В.Мартынюк

Нижегородский госуниверситет

В настоящее время существует акустическая система измерения уровня жидкости (“СЛОЙ”) [1], использующая метод СВЗ (спектрометрия временных задержек) [2]. Суть метода заключается в оценке мгновенной разности частот Δf (рис.1) опорного и прошедшего через приёмо-передающий тракт частотно модулированного сигналов. Для зондирования жидкости система “СЛОЙ” использует ультразвуковой ЛЧМ-сигнал.

Было сделано предположение, в дальнейшем подтверждённое экспериментально, о том, что параметры зондирующего сигнала влияют на точность измерений, и существует набор параметров, обеспечивающий минимальную ошибку измерений. Основные параметры ЛЧМ-сигнала: f_0 – начальная частота, k – скорость изменения частоты, T_s – длительность свипа, а также $\Delta F = k \cdot T_s$ (девиация частоты). Величина Δf зависит от задержки распространения τ (рис.1). Увеличение ΔF повышает разрешающую способность метода, т.е. той же τ соответствует большее значение Δf и больший номер частотного канала в преобразовании Фурье. Для системы с идеальным приёмо-передающим

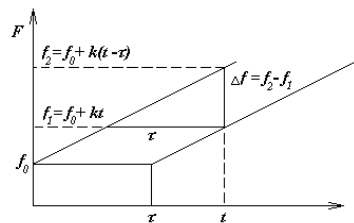


Рис.1

трактом увеличение ΔF ограничивалось бы только аппаратными возможностями генератора зондирующего сигнала и устройства обработки.

Однако реальный приёмо-передающий тракт имеет неравномерный частотный коэффициент передачи (ЧКП) (рис.2). Т.к. в системе используется метод сверхразрешения (метод УДК – узкополосной деконволюции [3]), чувствительный к шумам, использование частотных областей тракта, имеющих низкий коэффициент передачи, приведёт к снижению точности измерений из-за уменьшения соотношения сигнал-шум.

Была выполнена серия экспериментов для различных значений ΔF . Начальная частота f_0 выбиралась таким образом, чтобы энергия зондирующего сигнала после воздействия на него частотного коэффициента передачи тракта была максимальной (рис. 2). Система измеряла дистанцию до неподвижной поверхности в небольшом бассейне. В качестве критерия точности измерений использовалось стандартное отклонение показаний системы.

Результаты экспериментов приведены на рис.3 (по оси ординат – стандартное отклонение показаний системы в микронах). Результаты подтверждают предположение о существовании оптимальных параметров ЛЧМ-сигнала.

Далее была проведена серия аналогичных экспериментов для приёмо-передающих трактов с различными частотными коэффициентами передачи. Полученные результаты показали, что форма кривой, представленной на рис.3, определяется главным образом ЧКП акустического тракта (т.е. акустическим приёмником и излучателем). Важно отметить, что оптимальные параметры зондирующего ЛЧМ-сигнала должны быть найдены отдельно для каждой пары приёмник-излучатель.

В дальнейшем работы будут направлены на разработку метода получения оптимальных значений f_0 и ΔF только на основании частотного коэффициента передачи тракта.

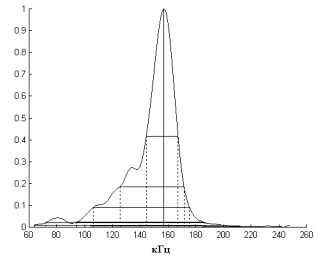


Рис.2

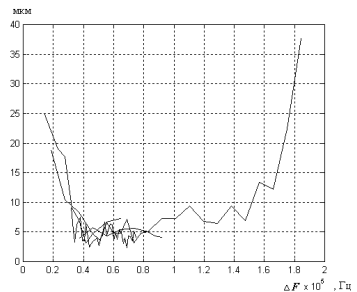


Рис.3

- [1] Мартынюк М.В. //В кн.: Тр. 6-й Научн. конф. по радиофизике. 7 мая 2002 г. /Ред. А.В.Якимов. –Н.Новгород: ТАЛАМ, 2002, с.176.
- [2] Greiner R., Wania J., Noejovich G. //J. Audio Eng. Soc. 1989 V.37. P.593-602.
- [3] Князева Н.И., Буренков С.В., Наумов С.С. //Измерительная техника. 1993. №5. С.55.

ИЗМЕРЕНИЕ НЕФТЯНЫХ ЭМУЛЬСИЙ НА ВОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ РАДИОМЕТРИЧЕСКИМ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫМ МЕТОДОМ

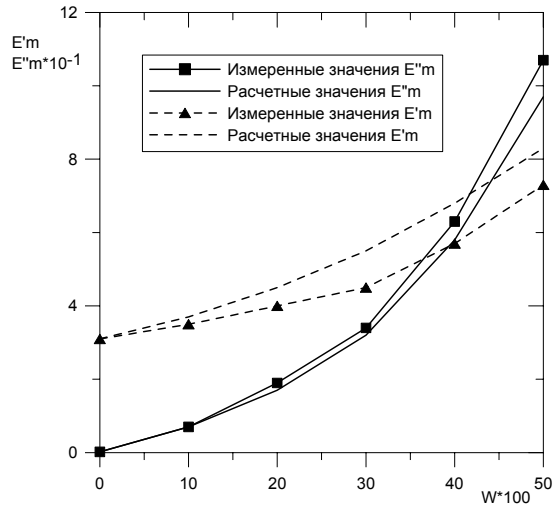
А.С.Пелюшенко

Нижегородский госуниверситет

В течение последних 20 лет одним из основных научных направлений работы НИРФИ является развитие радиометрических методов дистанционного зондирования подстилающих покровов. В 2002 году был сертифицирован и сдан в опытную эксплуатацию портативный трехчастотный сенсор для измерения параметров свежих разливов нефти на водной поверхности [1]. Как показывают исследования [2], в случае нефтяного разлива через несколько часов нефть реагирует с водой и образует водно-нефтяную эмульсию. Согласно [3], диэлектрическая проницаемость смеси вода-нефть в зависимости от доли воды определяется как:

$$(\varepsilon_M - 1)/(\varepsilon_M + 2) = (\varepsilon_O - 1)(1 - W)/(\varepsilon_O + 2) + (\varepsilon_W - 1)W/(\varepsilon_W + 2), \quad (1)$$

где ε_M – диэлектрическая проницаемость смеси, ε_O – диэлектрическая проницаемость нефти ($\varepsilon_O = 2 + j0,01$), ε_W – диэлектрическая проницаемость воды ($\varepsilon_W = 20 + j30$ для длины волны 8 мм при температуре $T = 20^\circ\text{C}$). W – относительная объемная концентрация воды (100% = 1). На рис.1 приведены результаты расчетов и измерений комплексной диэлектрической проницаемости водно-нефтяной эмульсии для длины волны 8 мм и $T = 20^\circ\text{C}$ относительно объемной концентрации воды в смеси. При измерении толщины тонких водно-нефтяных эмульсий на поверхности воды радиометрическим поляризационным методом [1] также наблюдается эффект, обнаруженный в [3], когда изменения диэлектрической проницаемости смеси вода-нефть от относительного содержания водной компоненты приводят к уменьшению измеренной толщины. При этом изменения диэлектрической проницаемости эмульсии вода-нефть таковы, что для тонких пленок измеренная толщина эмульсии оказывается с хорошей точностью равна толщине пленки чистой нефти $D_{\text{Экв}} = (1 - W) * D_{\text{смесь}}$. Результаты расчетов для угла наблюдения $\varphi = 55^\circ$ от надира, показаны на рис.2.



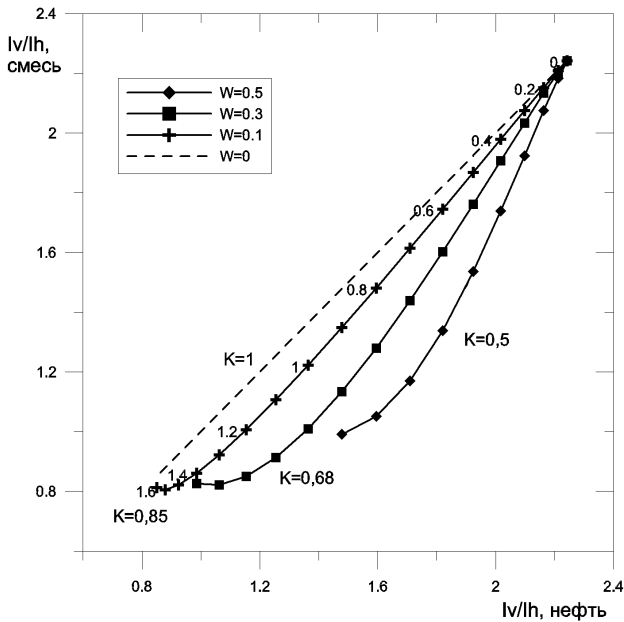


Рис. 2

из рис.2, наблюдается хорошее соответствие K и W для эмульсий с объемной концентрации воды до 50% при толщине до 1мм. Таким образом, при дистанционном зондировании тонких нефтяных эмульсий на водной поверхности радиометрическим поляризационным методом [1] можно измерить толщину слоя нефти, содержащейся в эмульсии.

lv/lh – отношения излучательной способности водной поверхности, покрытой слоем нефти или эмульсии, на вертикальной и горизонтальной поляризациях. K – коэффициент пересчета толщины пленки эмульсии в эквивалентную толщину пленки нефти ($D_{\text{экв}}=K \cdot D_{\text{смесь}}$). Значения толщин приведены рядом с маркерами на графике. Расчеты проведены для длины волны 8мм, $T=20\text{C}$, морской воды с $\epsilon_w=20+j30$, диэлектрическая проницаемость нефти $\epsilon_o=2+j0,01$. Как видно

- [1] Pelyushenko S.A. //Spill Sci &Techn. Bull. 1995. V.2, №4. P.249.
- [2] McMahon O.B., Brown E.R., Hover G.L. //Oil Thickness Detection Using Wideband Radiometry, Proceedings, 1995 International Oil Spill Conference.
- [3] N.Skou //Radiometry for oil pollution monitoring, measurements and system, IEEE Trans. on geoscience and remote sensing 1986. V.24, №3. P.360-367.

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ НЕФТЯНЫХ РАЗЛИВОВ НА ПОВЕРХНОСТИ ГРУНТА РАДИОМЕТРИЧЕСКИМ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫМ МЕТОДОМ

А.С.Пелюшенко

Нижегородский госуниверситет

В течение последних 2-х лет в НИРФИ получил развитие радиометрический поляризационный метод для измерения параметров разливов нефти на поверхности воды [1]. Однако большая сеть нефтепроводов сосредоточена также в континентальных условиях, что требует разработки новых методов оценки параметров разливов на поверхности грунта [2]. Диэлектрические параметры почвогрунтов весьма разнообразны, и для их описания используются различные формулы смесей [3]. В этом случае большое значение имеют лабораторные исследования образцов сухих грунтов. Выявлена экспериментальная зависимость диэлектрической проницаемости сухого грунта от его плотности, характеризующаяся соотношением [4]:

$$\varepsilon'_C \approx (1 + 0,5\rho_C)^2, \quad (1)$$

где ε'_C – действительная часть комплексной проницаемости сухого грунта, ρ_C – плотность грунта в г/см. Для случая влажных почвогрунтов используется “рефракционная” модель Брауна:

$$\sqrt{\varepsilon_n} = \rho_W \sqrt{\varepsilon_W} + (1 - \rho_W) \sqrt{\varepsilon_C}, \quad (2)$$

где ε_n – диэлектрическая проницаемость смеси, ε_W – воды и ε_C – сухого грунта, ρ_C – относительная объемная концентрация воды. С увеличением влагосодержания значения действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости грунта возрастают [3]. На рис.1 представлены экспериментальные данные изменения диэлектрических параметров грунта от влагосодержания на длине волны 8 мм. На рис.2 представлены изменения отношения излучательной способности I_V/I_H среды нефтяная пленка-грунт на вертикальной и горизонтальной поляризациях для длинны волны 8 мм и угле наблюдения $\varphi=55^\circ$ относительно надира. Для случая сухой земли комплексная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_3 = 6 + j0,1$, влажного грунта с $W=0,2$ $\varepsilon_n = 10 + j6$, диэлектрическая проницаемость нефти $\varepsilon_H = 2 + j0,01$. Наблюдается уменьшение вариаций I_V/I_H от толщины пленки нефти по отношению к среде нефть-вода, что, в свою очередь, приведет к уменьшению точности метода. Однако еще одним суще-

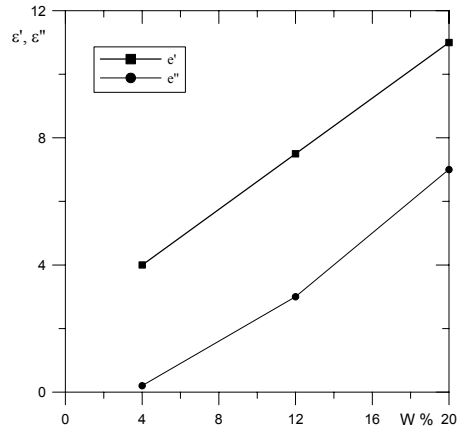


Рис. 1

ственным фактором, снижающим возможности метода, может явиться неоднородность подстилающей поверхности (земного грунта). Возможные размеры неровностей земной поверхности таковы, что по отношению к диапазону миллиметровых и сантиметровых длин волн она может представляться шероховатой (характерный масштаб соизмерим с длиной волны) и локально гладкой (с неровностями больше длины волны). Для учета влияния крупномасштабных неровностей используется метод Кирхгофа, аналогично [5]. На рис.2 представлены результаты моделирования неровной поверхности со среднеквадратичным значением уклонов $\sigma = 10^0$. Из рис.2 видно, что влияние крупномасштабных неоднородностей сказывается не так существенно, как изменение влажности подстилающей почвы.

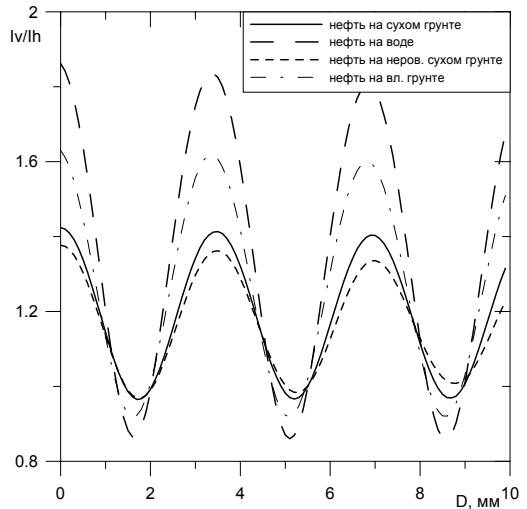


Рис. 2

Из рис.2 видно, что влияние крупномасштабных неоднородностей сказывается не так существенно, как изменение влажности подстилающей почвы.

Таким образом, показана принципиальная возможность использования радиометрического поляризационного метода для измерения параметров разлива нефти на поверхности грунта, влияния неоднородности земного покрова и его влагосодержания.

- [1] Pelyushenko S.A. //Spill Sci &Techn. Bull. 1995. V2,№4 P.249
- [2] Гайкович К.П. //Тр. 2-й научн. конф. Применение дистанционных радиофизических методов в исследованиях природной среды. 7 июля 1992. –Муром: ИРЭ РАН, 1992.
- [3] Шутко А.М. СВЧ-радиометрия водной поверхности и почвогрунтов. –М.: Наука, 1986.
- [4] Кротиков В.Д. //Изв. вузов. Радиофизика. 1962. Т.5.
- [5] Кисляков А.Г., Пелюшенко А.С. Влияние ветрового волнения на точность поляризационных измерений толщины пленки нефти на водной поверхности. Успехи современной радиоэлектроники. –М.: Радиотехника, 2003. №1. С.44-51.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В ЦИФРОВОМ СИНТЕЗАТОРЕ МОДЕЛИРУЕМЫХ ЧАСТОТ

А.В.Тюрин

Нижегородский госуниверситет

Продолжено исследование динамики переходных процессов в цифровом синтезаторе моделируемых частот (ЦСМЧ) [1, 2]. Представляет практический интерес изучение динамики переходных процессов в широком специфическом диапазоне частот при переключении заданной частоты из положительной области в отрицательную область и наоборот. Для решения поставленной задачи построена математическая модель ЦСМЧ в изображениях:

$$\begin{cases} p^2 \bar{U}(p) + a\delta \cdot Sp \bar{U}(p) + \frac{1}{T_u} \delta \cdot S \bar{U}(p) = -\frac{1}{T_u} \cdot \frac{\delta \tilde{\Delta}}{p}, & 0 < t < t_0, \\ p^2 \bar{U}(p) + a\delta \cdot Sp \bar{U}(p) + \frac{1}{T_u} \delta \cdot S \bar{U}(p) = \frac{1}{T_u} \cdot \frac{\delta \tilde{\Delta}}{p}, & t \geq t_0. \end{cases} \quad (1)$$

В [1] была исследована математическая модель М, т.е. в малом, при отклонении частоты от состояния равновесия на малую величину. Уравнение (1) является математической моделью Б, т.е. в большом, при изменении знака частоты на противоположный.

Особенностями математической модели Б являются:

1. Характеристика перестраиваемого генератора моделируемых частот (ПГМЧ) [3]. Зависимость частоты от управляющего напряжения изображена на рис.1.
2. Для переключения частоты из положительной области в отрицательную, в соответствии с задачей введена ступенчатая функция скачка частоты:

$$\Delta = \tilde{\Delta} \cdot 1(t) - 2 \cdot \tilde{\Delta} \cdot 1(t - t_0).$$

Решая систему (1) методом Лапласа, получим переходные процессы при различных параметрах $\chi = a^2 \delta S T_u$, которые изображены на рис.2.

При переключении частоты из отрицательной области в положительную переходные процессы отображаются относительно оси абсцисс. Также представляют интерес процессы зависимости напряжения на выходе ЦАП, которые изображены на рис.3. Кусочно-непрерывная функция представляет собой качественный практический график зависимости $V(t)$.

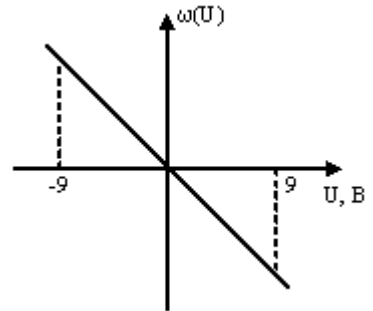


Рис. 1

Для углубленного изучения динамики переходных процессов разработана полунатурная модель ЦСМЧ для исследования на гибридно-вычислительном комплексе "Русалка". Структура полунатурного моделирования изображена на рис.4.

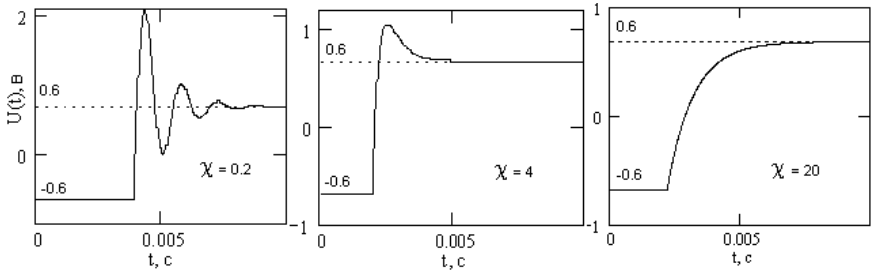


Рис. 2

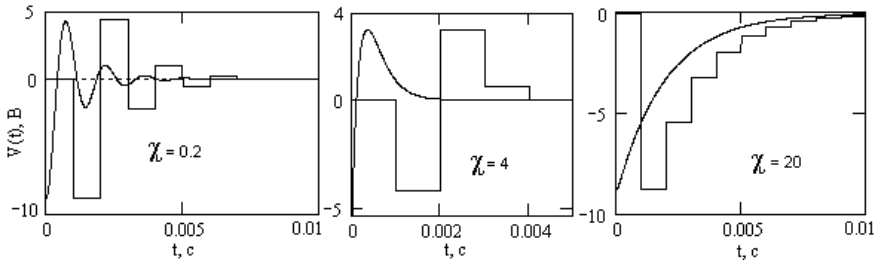


Рис. 3

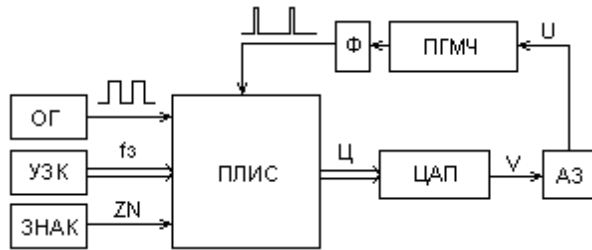


Рис. 4

- [1] Прокофьев Е.В., Тюрин А.В. //В кн.: Тр. 6-й научн. конф. по радиофизике. 7 мая 2002 г. /Ред. А.В.Якимов. – Н.Новгород: ТАЛАМ, 2002, с.158.
- [2] Прокофьев Е.В., Тюрин А.В. Устройства синхронизации и формирования сигналов. Научно-технический семинар. 3-6 июля 2002г. – Н.Новгород, 2002, с.11.
- [3] Прокофьев Е.В. Устройства синхронизации и формирования сигналов. Научно-технический семинар. 3-6 июля 2002г. – Н.Новгород, 2002, с.8.

МОДУЛЯЦИОННЫЙ РАДИОМЕТР С АСИММЕТРИЧНЫМ ВРЕМЕНЕМ НАКОПЛЕНИЯ СИГНАЛА ОТ ЭТАЛОННОЙ НАГРУЗКИ

В.П.Сырейщиков, А.В.Востоков

Научно-исследовательский радиофизический институт

Широкое применение в практике нашла, так называемая, модуляционная схема радиометра, в которой в один отрезок времени накапливается сигнал от источника, в другой – от эталонной нагрузки. Как правило, эти отрезки равны. Такой подход малоэффективен при поляризационных измерениях [1]. Дело в том, что при поляризационных измерениях проводится измерение на одном радиометре двух компонент сигнала: составляющих с горизонтальной и вертикальной поляризацией. Эта ситуация аналогична приёму сигналов от двух источников. При решении такой задачи используется дополнительная модуляция тракта с кратной частотой [1].

В этом случае время накопления сигнала от каждого из источников составляет одну четвёртую общего времени наблюдения, а время накопления сигнала от эталонной нагрузки – одну вторую общего времени наблюдения. Очевидно, и чувствительность приёмника по сигналу определенной поляризации уменьшается в два раза по сравнению с чувствительностью стандартного модуляционного радиометра.

Для построения поляризационного радиометра с высокой чувствительностью и точностью измерения поляризационных сигналов предложена схема радиометра с двумя модуляциями в тракте. Опорное колебание выбрано таким образом, что время накопления сигнала от источника вертикальной поляризации равно времени накопления сигнала от источника горизонтальной поляризации и времени накопления сигнала от эталонной нагрузки. Такая схема радиометра является асимметричной по времени накопления полезного (принимаемого) сигнала и времени накопления сигнала от эталонной нагрузки. Эта схема оказалась значительно более требовательной к частотным, фазовым, импульсным характеристикам, динамическому диапазону и нелинейным характеристикам тракта.

Разработка сложных, специальных схем генераторов управляющих напряжений, синхронного фильтра и синхронного детектора позволила реализовать для поляризационных измерений модуляционный радиометр по принципу асимметричной схемы. Время накопления от сигналов поляризации на 17% больше, чем у радиометров, построенных по классической схеме [1]. Если не измерять поляризацию, то радиометр принимает только яростный входной сигнал, но с асимметричным накоплением [2].

Чувствительность изготовленных поляризационных радиометров миллиметрового диапазона составляет несколько сотых градуса Кельвина при постоянной времени интегрирования равного одной секунде.

- [1] Радиотелескоп для поляризационных измерений галактического радиоизлучения в диапазоне 30см. Препринт НИРФИ № 217. Горький, 1986.
[2] Троицкий В.С., Троицкая Ю.И., Сырейщиков В.П. //Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т.32, №9. С.1166.