



ВЕСТНИК

**НАЦИОНАЛЬНОГО ТЕХНИЧЕСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА
«ХПИ»**

7'2003

4

Харьков

ВЕСТНИК НАЦИОНАЛЬНОГО ТЕХНИЧЕСКОГО УНИВЕРСИТЕТА "ХПИ"

Сборник научных трудов
Тематический выпуск
"Радиофизика и ионосфера"

7'2003
Т.4

Издание основано Национальным техническим университетом
"Харьковский политехнический институт" в 2001 году

Государственное издание
Свидетельство Госкомитета по
информационной политике Украины
КВ № 5256 от 2 июля 2001 года

КООРДИНАЦИОННЫЙ СОВЕТ:

Председатель

Л.Л.Товажнянский, д-р техн. наук, проф.

Секретарь координационного совета

К.А.Горбунов, канд. техн. наук

А.П.Марченко, д-р техн.наук, проф.;
Е.И.Сокол, д-р техн.наук, проф.;
Е.Е.Александров, д-р техн.наук, проф.;
Т.С.Воропай, д-р фил.наук, проф.;
М.Д.Годлевский, д-р техн.наук, проф.;
А.И.Грабченко, д-р техн.наук, проф.;
В.Г.Данько, д-р техн.наук, проф.;
В.Д.Дмитриенко, д-р техн.наук, проф.;
П.А.Качанов, д-р техн.наук, проф.;
В.Б.Клепиков, д-р техн. наук, проф.;
В.А.Лозовой, д-р фил.наук, проф.;
О.К.Морачковский, д-р техн.наук, проф.;
П.Г.Перерва, д-р техн.наук, проф.;
Н.И.Погорелов, д-р техн.наук, проф.;
М.И.Рыщенко, д-р техн.наук, проф.;
В.Б.Самородов, д-р техн.наук, проф.;
В.П.Себко, д-р техн.наук, проф.;
В.И.Таран, д-р техн.наук, проф.;
Ю.В.Тимофеев, д-р техн.наук, проф.;
А.Ф.Шеховцов, д-р техн.наук, проф.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

Ответственный редактор:

В.И.Таран, д-р физ.-мат. наук, проф.

Ответственный секретарь:

Д.А.Дзюбанов, канд. физ.-мат.наук

В.М.Яковенко, д-р физ.-мат. наук,
акад. НАН Украины;
А.С.Мазманишвили, д-р физ.-мат. наук,
проф.;
Е.В.Рогожкин, д-р физ.-мат. наук, проф.
А.А.Мамалуй, д-р физ.-мат. наук, проф.;
Л.Ф.Черногор, д-р физ.-мат. наук, проф.;

Адрес редколлегия: 61002, Харьков,
ул. Фрунзе, 21. НТУ "ХПИ".
Каф. РЕ, Тел. (0572) 400-527.

Харьков 2003

Вісник Національного технічного університету "Харківський політехнічний інститут". Збірник наукових праць. Тематичний випуск: Радіофізика та іоносфера. – Харків: НТУ "ХПІ" – 2003. – № 7, т.4. – 95 с.

В збірнику представлені теоретичні та практичні результати наукових досліджень та розробок, що виконані викладачами вищої школи, аспірантами, науковими співробітниками різних організацій та установ.

Для викладачів, наукових співробітників, спеціалістів.

В сборнике представлены теоретические и практические результаты исследований и разработок, выполненных преподавателями высшей школы, аспирантами, научными сотрудниками различных организаций и предприятий.

Для преподавателей, научных сотрудников, специалистов.

**Рекомендовано до друку Вченою радою НТУ "ХПІ"
Протокол № 6 від 4 липня 2003 р.**

© Національний технічний університет "ХПІ"

В.А. АНТОНОВА, канд. техн. наук, **В.Н. БОРИЩЕВ**, д-р техн. наук,
А.П. РЕЗНИК, (ГП НИТИ приборостроения, г. Харьков)

РАСЧЕТ ВОЛНОВОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ КОПЛАНАРНО СВЯЗАННЫХ ЛИНИЙ ПЛЕНОЧНОГО КАБЕЛЯ

В статті приведена розроблена математична модель для розрахунку хвильового опору сигнального кабелю, що враховує скінченну ширину провідників багатопшарової копланарно-зв'язаної смужкової лінії та результати досліджень залежності хвильового опору від геометричних розмірів провідників, зазорів між ними і товщини покривної плівки. Показана можливість отримання оптимальних хвильових опорів ліній передач кабелю до 45+50 Ом.

In paper the designed mathematical model for calculation of a characteristic impedance of a signal cable taking into account finite width of conductors of multilayer coplanar coupled lines, and outcomes of researches of dependence of a characteristic impedances from geometrical sizes of conductors, clearances between them and thickness of a covering film is reduced. The possibility of obtaining of optimal characteristic impedance of transmissions lines is shown.

Современные методы обработки и передачи данных регистрирующих устройств внутренних трековых систем коллайдеров привели к разработке детекторных модулей, обеспечивающих регистрацию событий, усиление сигнала, формирование и преобразование кодов в непосредственной близости от детектора, и пленочных кабелей, осуществляющих передачу сигнала устройствам оконечной электроники, расположенных вне зоны регистрации и идентификации элементарных частиц [1]. Гибкие пленочные кабели (ПК) на основе лакофольговых полиимидных диэлектриков обеспечивают необходимые электрические характеристики и обладают достаточной механической прочностью, необходимой в процессе сборки и регулировки регистрирующих устройств.

Использование копланарно связанных полосковых линий (КСПЛ) упрощает создание помехозащищенных сигнальных кабелей, сочетающих гибкость их конструирования и простоту сопряжения с электронными устройствами. Кабель может быть выполнен в виде одно- и трехслойной конструкции на основе фольгированного полиимида ФДИ-А-50 с алюминиевой металлизацией и расположенного сверху нее полиимидного адгезивного материала ПА [2].

Анализ характеристик КСПЛ осуществляется как квазистатическими, так и волновыми методами [3-5]. В работе [5] выполнен квазистатический анализ для линий передачи с помощью конформных преобразований в предположении, что толщина подложки конечна, а ширина проводников возврата тока неограниченна. В разрабатываемых нами конструкциях сигнальных кабелей детекторных модулей проводники КСПЛ имеют

конечную ширину, и в связанных линиях производится противофазное возбуждение сигнала.

Цель данной работы: разработка математической модели для расчета волнового сопротивления кабеля, учитывающей конечную ширину проводников многослойной КСПЛ, и проведение исследований зависимости волнового сопротивления от геометрических размеров проводников, зазоров между ними и толщины покрывной пленки.

Практический интерес представляет исследование зависимости волнового сопротивления ПК на основе фольгированного полиимида ФДИ-А-50 и покрывной пленки ПА с учетом технологических ограничений фотолитографического оборудования при изготовлении длинных кабелей (более 120 мм).

1. Математическая модель. Используя квазистатическое приближение, эффективную диэлектрическую проницаемость $\epsilon_{эфф}$, фазовую скорость $v_{фаз}$ и волновое сопротивление Z_0 , согласно [4] можно определить из следующих соотношений:

$$\epsilon_{эфф} = C / C_0; \quad (1)$$

$$v_{фаз} = c / \sqrt{\epsilon_{эфф}}; \quad (2)$$

$$Z_0 = 1 / C v_{фаз}, \quad (3)$$

где C – погонная емкость линии передачи; C_0 – погонная емкость линии передачи при отсутствии диэлектрика; c – скорость света.

Структура КСПЛ с проводниками возврата тока конечной ширины приведена на рис. 1.

Все проводники структуры имеют конечную толщину и обладают низким импедансом. Две связанные линии шириной $(b-a)$ расположены в зазоре $2c$ между проводниками возврата тока и находятся на подложке толщиной h_1 с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ_1 . Две связанные линии разделены зазором шириной $2a$. Слой проводников защищен сверху полиимидной покрывной пленкой h_2 с диэлектрической проницаемостью ϵ_2 , включающей слой адгезива толщиной h_3 с диэлектрической проницаемостью ϵ_3 .

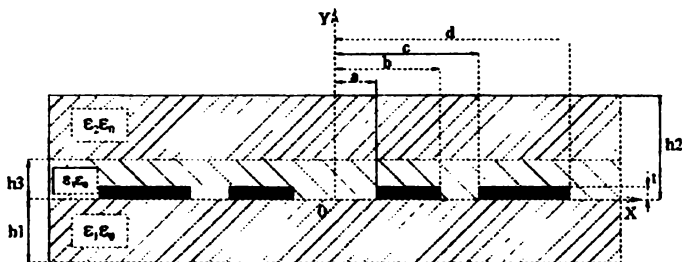


Рис. 1 – Структура многослойной КСПЛ

Описанная структура обеспечивает два основных режима распространения сигналов – четный и нечетный. Общая емкость на единицу длины определяется как сумма частичных емкостей:

$$C_{\text{кспл}} = C_0 + C_1 + C_2 + C_3, \quad (4)$$

где C_1 , C_2 , C_3 – емкости линий передачи в присутствии диэлектриков толщиной h_1 , h_2 , h_3 с соответствующими диэлектрическими проницаемостями $(\epsilon_1 - 1)$, $(\epsilon_2 - 1)$, $(\epsilon_3 - \epsilon_2)$.

Анализ нечетного режима распространения сигналов можно упростить путем размещения “электрической стенки” в центре диэлектрической структуры. Частичная емкость области занятой диэлектриком рассчитывается с помощью ряда конформных преобразований, приведенных на рис. 2.

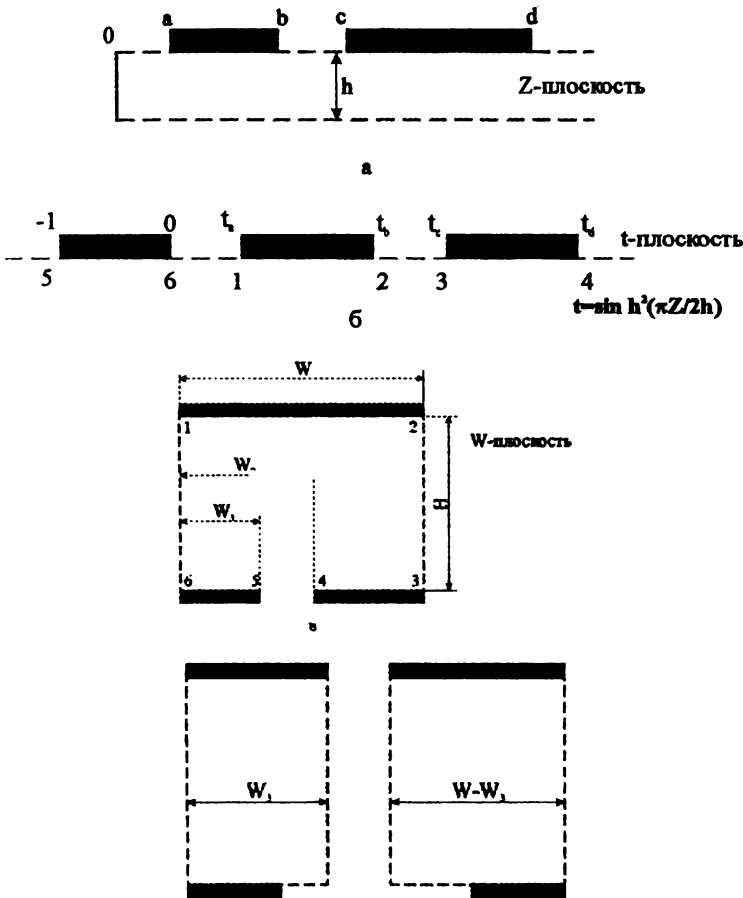


Рис. 2 – Конформные преобразования к расчету частичной емкости

Конфигурация структуры на рис. 2,а преобразуется в структуру на рис. 2,в с помощью следующих выражений:

$$\frac{W}{H} = \frac{K(k_{c1})}{K'(k_{c1})} = \alpha; \quad (5)$$

$$\frac{W_1}{W} = \frac{F\left(\arcsin\left(\frac{th(\pi b/(2h))}{th(\pi c/(2h))}\right), k_{c1}\right)}{K(k_{c1})} = \beta_1; \quad (6)$$

$$\frac{W_2}{W} = \frac{F\left(\arcsin\sqrt{\frac{\sinh^2(\pi b/2h) \cdot \sinh^2(\pi d/(2h)) - \sinh^2(\pi c/(2h))}{\sinh^2(\pi c/2h) \cdot \sinh^2(\pi d/(2h)) - \sinh^2(\pi b/(2h))}}, k_{c1}\right)}{K(k_{c1})} = \beta_2; \quad (7)$$

$$k_{c1}^2 = \frac{\sinh^2(\pi c/(2h)) \cdot \left[\sinh^2(\pi b/(2h)) - \sinh^2(\pi d/(2h))\right]}{\sinh^2(\pi b/(2h)) \cdot \left[\sinh^2(\pi c/(2h)) - \sinh^2(\pi d/(2h))\right]}, \quad (8)$$

где $F(\varphi, k)$ – неполный эллиптический интеграл 1-го рода.

Емкость структуры на рис. 2,в можно рассматривать как сумму двух емкостей, показанных на рис. 2,г. В результате погонная емкость КСПЛ может быть описана следующими соотношениями:

$$C_0 = 2\varepsilon_0 \cdot \frac{K(k_{01})}{K'(k_{01})}; \quad (9)$$

$$C(\varepsilon) = (\varepsilon - 1)\varepsilon_0 \cdot \left(\frac{K(k_{02})}{K'(k_{02})} + \frac{K(k_{03})}{K'(k_{03})}\right); \quad (10)$$

$$k_{01}^2 = \frac{c^2}{b^2} \cdot \frac{(b^2 - a^2)}{(c^2 - a^2)}; \quad (11)$$

$$\frac{F(\arcsin(k_{02}/k_{c2}), k_{c2})}{K(k_{c2})} = \frac{W_1}{W_3} = \frac{\beta_1}{\beta_3}; \quad (12)$$

$$\frac{F(\arcsin(k_{03}/k_{c3}), k_{c3})}{K(k_{c3})} = \frac{W - W_2}{W - W_3} = \frac{1 - \beta_2}{1 - \beta_3}; \quad (13)$$

$$\frac{K(k_{c2})}{K'(k_{c2})} = \frac{W_3}{H} = \alpha\beta_3; \quad (14)$$

$$\frac{K(k_{c3})}{K'(k_{c3})} = \frac{W - W_3}{H} = \alpha(1 - \beta_3); \quad (15)$$

$$\beta_3 = \frac{W_3}{W} = \frac{W_1 + W_2}{2} = \frac{\beta_1 + \beta_2}{2}. \quad (16)$$

При подстановке (8) и (9) в формулу (1) получим выражение для расчета $\varepsilon_{\text{эфф}}$ трехслойной модели КСПЛ с учетом диэлектрических свойств используемых материалов:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\text{эфф}} = 1 + \frac{(\varepsilon_1 - 1)}{2} \cdot \frac{K'(k_{01})}{K(k_{01})} \cdot \left[\frac{K(k_{02}^1)}{K'(k_{02}^1)} + \frac{K(k_{03}^1)}{K'(k_{03}^1)} \right] + \frac{(\varepsilon_2 - 1)}{2} \cdot \frac{K'(k_{01})}{K(k_{01})} \cdot \left[\frac{K(k_{02}^2)}{K'(k_{02}^2)} + \frac{K(k_{03}^2)}{K'(k_{03}^2)} \right] + \\ + \frac{(\varepsilon_3 - \varepsilon_2)}{2} \cdot \frac{K'(k_{01})}{K(k_{01})} \cdot \left[\frac{K(k_{02}^3)}{K'(k_{02}^3)} + \frac{K(k_{03}^3)}{K'(k_{03}^3)} \right]. \end{aligned} \quad (17)$$

Волновое сопротивление многослойной КСПЛ на основе (1)-(3) определяется выражением:

$$Z_0 = 1 / \left(\sqrt{\varepsilon_{\text{эфф}}} \cdot C_0 \cdot 3 \cdot 10^8 \right). \quad (18)$$

Приведенные формулы получены в предположении бесконечно малых толщин полосковых проводников. Практически металлизированный слой имеет конечную толщину t , которая влияет на характеристику линии передачи. Влияние толщины полосковых проводников на волновое сопротивление компланарно связанных линий передачи учитывает введение эффективных значений ширины полосок и зазоров.

Для КСПЛ, согласно [6], можно записать:

$$a_{\text{эфф}} = a - \frac{\Delta_1}{2}, \quad b_{\text{эфф}} = b + \frac{\Delta_1}{2}, \quad c_{\text{эфф}} = c - \frac{\Delta_2}{2}, \quad d_{\text{эфф}} = d + \frac{\Delta_2}{2}; \quad (19)$$

где

$$\Delta_1 = \left(\frac{1,25 \cdot t}{\pi} \right) \cdot \left[1 + \ln \left(\frac{4 \cdot \pi \cdot (b - a)}{t} \right) \right]; \quad \Delta_2 = \left(\frac{1,25 \cdot t}{\pi} \right) \cdot \left[1 + \ln \left(\frac{4 \cdot \pi \cdot (d - c)}{t} \right) \right].$$

Расчет величины волнового сопротивления одно- и двухслойной конструкции кабеля с различными изолирующими материалами произведен при использовании следующих исходных данных:

- суммарная ширина КСПЛ равна $2d=7000$ мкм;
- величина зазора между проводниками связанных линий и проводниками возврата тока (d-c) равна величине зазора между связанными проводниками $2a$;
- слой диэлектрика ФДИ-А-50 имеет толщину $h_1=20$ мкм и диэлектрическую проницаемость $\epsilon_1=3,5$;
- слой диэлектрика защитной ленты ПА, расположенной сверху слоя трасс, имеет минимальную толщину $h_2=50$ мкм, максимальную – $h_2=125$ мкм, и диэлектрическую проницаемость $\epsilon_2=3,5$;
- слой адгезива пленки ПА, выполненный на эпоксидно-каучуковой основе, имеет после прессования толщину, равную $h_3=15$ мкм, и диэлектрическую проницаемость $\epsilon_3=4,0$;
- толщина полосковых проводников линии передачи составляет 30 мкм.

2. Результаты расчета волновых сопротивлений. Рассчитанные значения волновых сопротивлений для однослойной Z_{01} и трехслойной конструкции кабеля с использованием ленты ПА минимальной толщины – $Z_{03\text{мин}}$ и максимальной толщины $Z_{03\text{макс}}$ для фиксированных значений ширины (b-a) проводников при изменении зазора между проводниками приведены в табл.1. Диапазон изменения зазоров между проводниками ограничен, с одной стороны, технологическими возможностями фотолитографического оборудования при изготовлении длинных кабелей (~150 мкм), с другой – конструктивными соображениями минимизации занимаемого объема (~400 мкм).

Таблица 1

Волновое сопротивление КСПЛ с различной шириной сигнальных проводников

№	Величина зазора между проводниками, мкм	Волновое сопротивление, Ом								
		Z_{01}			$Z_{03\text{мин}}$			$Z_{03\text{макс}}$		
		Ширина сигнального проводника (b-a), мкм								
		150	250	350	150	250	350	150	250	350
1	150	52,4	47,1	43,1	42,7	38,6	35,6	42,8	38,1	35,0
2	200	58,9	52,6	47,5	47,2	42,5	39,0	48,3	42,7	38,7
3	250	63,7	56,8	51,0	49,9	44,6	40,9	52,5	46,0	41,6
4	300	67,5	60,4	55,5	52,1	47,0	43,6	55,9	49,4	45,4
5	350	70,7	63,9	58,2	54,1	49,2	45,4	59,0	52,0	47,2
6	400	73,8	66,3	60,8	56,0	50,6	47,0	60,3	53,0	48,5

3. Обсуждение результатов. На основе анализа полученных результатов можно сформулировать следующие закономерности:

для одной и той же ширины сигнального проводника однослойная конструкция кабеля по сравнению с трехслойной обладает большим волновым сопротивлением;

увеличение зазора между проводниками с 150 до 400 мкм приводит к увеличению волнового сопротивления однослойной конструкции кабеля в 1,4 раза;

увеличение толщины защитного покрытия с 50 до 125 мкм увеличивает вес кабеля в 2 раза и обеспечивает возрастание волнового сопротивления ≤ 4 Ом.

На рис. 3 представлены графические зависимости изменения волнового сопротивления трехслойной модели КСПЛ кабеля от ширины сигнального проводника при фиксированном зазоре между проводниками.

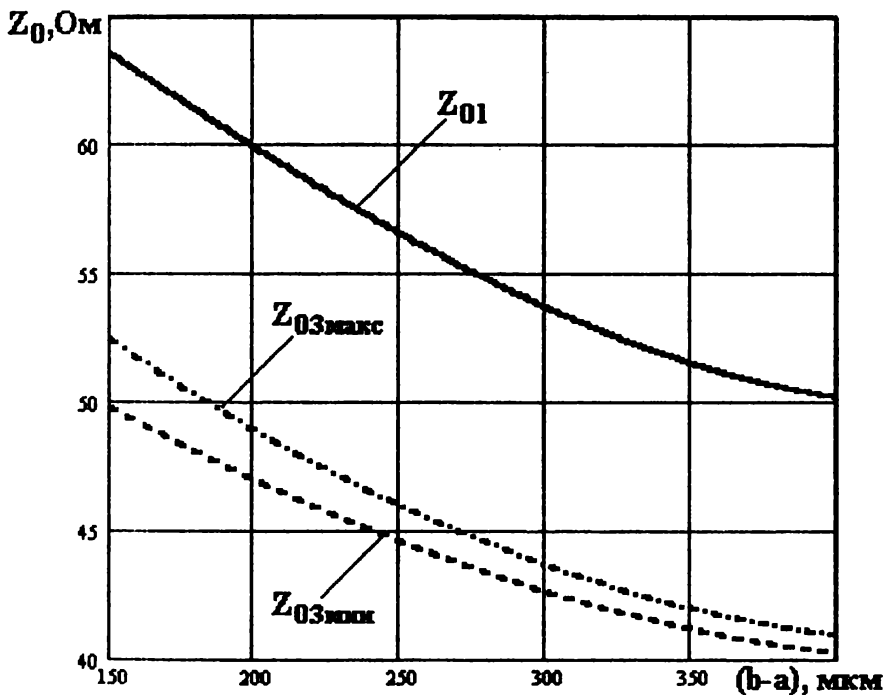


Рис. 3 – Зависимость волнового сопротивления однослойной Z_{01} и трехслойной модели кабеля с защитной пленкой минимальной толщины Z_{03min} и максимальной толщины Z_{03max} от ширины сигнального проводника при фиксированном зазоре между проводниками, равном 250 мкм.

Следует обратить внимание на плавное уменьшение волнового сопротивления кабеля при увеличении ширины сигнальных проводников, что должно обеспечить незначительный разброс сопротивления в реальных конструкциях кабеля с возможными отклонениями ширины проводников в ходе технологических операций.

На данном этапе проводятся работы по определению оптимальных характеристик кабелей в составе работающего модуля кремниевого стрипового детектора в проекте "ALICE" (A Large Ion Collider Experiment, CERN) [1].

Выводы. Разработана математическая модель для расчета волновых сопротивлений многослойной КСПЛ сигнального кабеля, учитывающая конечную ширину проводников.

Проведенные исследования зависимости волнового сопротивления сигнального кабеля от геометрических размеров проводников, зазоров между ними и толщины покрывной пленки показали, что защищенные конструкции пленочных кабелей обеспечивают получение волновых сопротивлений линий передач до 45-50 Ом.

Приведенная математическая модель позволяет проводить анализ допустимых отклонений, при которых характеристики сигнального кабеля удовлетворяют предъявляемым требованиям.

Список литературы: 1. ALICE. Technical Design Report of the Inner Tracking System (ITS). ALICE TDR4, CERN/LHCC 99-12. 18 June 1999. 2. Материалы для производства печатных плат / З.Н. Воробьев, Л.Л. Ушакова, Е.П. Вишнякова, Р.П. Смолина, А.С. Бекмуразова // Технологии и конструирование в электронной радиоаппаратуре. 1993. №2. С.55-57. 3. Проектирование интегральных устройств СВЧ: Справочник / Ю. Г. Ефремов, В. В. Конин, Б. Д. Солганик и др. К.: Техника, 1990. 159с. 4. *Chen E., Chou S.Y.* Characteristics of coplanar transmission lines on multilayer substrates: Modeling and Experiments//IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 1997. Vol. 45. №6. P. 939-945. 5. *Cheng K.-K.M.* Analysis and synthesis of coplanar coupled lines on substrates of finite thicknesses // IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 1996. Vol. 44. №4. P.636-639. 6. *Гутта К., Гарадж Р., Чадха Р.* Машинное проектирование СВЧ устройств. М.: Радио и связь, 1987, 432с.

Поступила в редколлегию 23.05.03

Ф.Ю. БЕСКРОВЦЕВ, м.н.с., Институт ионосферы (г. Харьков)

ОБЗОР И СРАВНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК МЕТОДОВ ЗОНДИРОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ СИГНАЛАМИ С РАЗНЫМИ ВИДАМИ МАНИПУЛЯЦИЙ

В статті розглянуті різні види сигналів, їх вади та переваги при дослідженні іоносфери, і можливість їх впровадження в апаратурі радару некогерентного розсіяння. Описані деякі особливості схемного рішення апаратури радару при застосуванні сигналів з різними видами маніпуляцій.

In article different views of signals, their limitation and advantages surveyed in examination of an ionosphere, and an opportunity of their application in the equipment of a radar incoherent dispersions. Some features of operation of the radio transmitter circumscribed at application signals with different views of manipulations equipments of a radar dependent on the circuit solution.

При измерении параметров ионосферы методом некогерентного рассеяния (НР) возникает задача улучшения разрешающей способности по дальности и обеспечения достаточного времени накопления, а так же развитие новых методик измерений для синтеза ряда прикладных геофизических задач.

Вопрос нахождения оптимального зондирующего сигнала многократно рассматривался в последних публикациях [1-3], и как перспективное направление в решении этой проблемы предлагалось использовать составные сигналы и частотные и фазовые дискретно-кодированные сигналы.

Все способы решения этой проблемы рассматривались только с теоретической точки зрения, а так как специфика метода НР заключается в приеме и обработке шумоподобного сигнала, то к зондирующему сигналу предъявляются жесткие требования. Поэтому, применяя оптимальный сигнал в аппаратуре радару НР, при условии идеальности формируемого зондирующего сигнала выигрыш в точности полученных данных составляет единицы процентов. Специфика же построения радиопередающего устройства (РПУ), что оно не рассчитано на применение сложных сигналов, поэтому существует необходимость учёта влияния передающего тракта на характеристики излучаемого сигнала.

Целью данной статьи, является рассмотрение различных методов формирования зондирующих сигналов, сравнение их характеристик и предложение способа учета и внесение поправок в реальный зондирующий сигнал формируемый радаром НР.

Обзор методов. При использовании сложных дискретно-кодированных сигналов длительностью τ_c , состоящих из n дискрет, разрешающая способность уменьшается в n раз, что приведет также к снижению q и среднеквадратичной точности, но только в n раз.

Применение амплитудной манипуляции приводит к неполному использованию энергии зондирующего сигнала из-за вынужденных пауз в работе передатчика при кодировании элементами «0», что сказывается на статической точности измерений. А это приводит к уменьшению средней мощности зондирующего сигнала вдвое.

В моменты отсутствия сигнала в основном приемном канале не исключается возможность наличия сигнала в ортогональном канале. Это могут быть сигналы на разных частотах, сигналы с ортогональным расположением плоскостей поляризации, с круговой поляризацией противоположных направлений вращения.

Применение метода формирования зондирующего сигнала манипуляцией направления вращения плоскости поляризации малоэффективно из-за неточности в получении круговой поляризации, ненадежного способа разделения сигналов и отсутствия эффективных методов обработки принятого сигнала. Сюда же можно отнести и сигнал с фазовой манипуляцией.

При корреляционной обработке сигнала, некогерентно рассеянного на высотах, превышающих максимум ионизации, с использованием сложных импульсов возникают трудности, связанные с уменьшением отношения сигнал/шум. Статистическая погрешность измерений ионосферных параметров увеличивается. Уменьшить ее, применяя фазоманипулированные сигналы, не удастся из-за жесткого ограничения на длительность импульса. Для импульсного сжатия требуется когерентное интегрирование, поэтому характеристика сжатия ухудшается ввиду временных вариаций в рассеивающей среде и доплеровского приращения спектра.

Увеличивать длительность сложного сигнала можно при условии выбора из известных кодов таких, которые бы позволили достаточно точно и просто корректировать возникающие искажения [4]. Если общая продолжительность несжатого импульса меньше, чем время декорреляции рассеивающей среды (задержка, при которой АКФ процесса рассеивания становится отрицательной), то указанные искажения невелики и легко корректируются с помощью кодов Баркера.

Для среднеширотной ионосферы температура ионов измеряется в пределах 300...1500 К, а температурное отношение электронов и ионов – в пределах 1...3 и, следовательно, максимально ожидаемое уширение спектра некогерентного рассеянного сигнала с учетом доплеровских добавок достигает 2,5 кГц. Относительная доплеровская частота

$$\omega = f_{\text{допл}}/F, \quad (2)$$

где $F = 1/\tau_{\text{д}}$.

Расчеты свидетельствуют, что наиболее приемлемым для такой постановки задачи является 13-элементный код Баркера. Основная мощность боковых остатков, при относительных рассогласованиях порядка единицы, сосредоточена в «лепестках», примыкающих к сжатому импульсу. Суммарная

мощность остальных боковых «лепестков» составляет около 10%, причем доля первых трех нечетных – 6%.

Использование дискретно-кодированных сигналов в измерительных комплексах НР накладывает ограничения на длительность импульса, τ_u должно быть меньше времени корреляции τ_k , соответствующему первому нулю корреляционной функции (КФ) среды $\rho(\tau)$, формирующей НР-сигнал. Как упоминалось выше, для оценки параметров $\rho(\tau)$ необходимо, чтобы выполнялось условие

$$\tau_u \geq 2 \tau_k, \quad (1)$$

которое препятствует полному раскрытию потенциальных возможностей сложных сигналов. Кроме того, нельзя не исключать существенного роста остатков, вносимых в сжатый по времени или по частоте сигнал, соответствующий центральному слою, остальными слоями импульсного объема среды.

Наличие «остатков» значительно снижает возможности использования в радиолокации дискретно-кодированного сигнала с фазовой модуляцией (ФДК-сигнала). Расчеты показывают, что при измерении мощности НР-сигналов вклад от побочных слоев при выполнении условия (1) может быть существенным, что нежелательно. Кроме того, существует проблема малого отношения сигнал/шум, в большей степени на больших высотах.

Поэтому при использовании этих сигналов для достижения ожидаемого разрешения необходимо каким-то образом измерить и компенсировать остатки.

В метровом диапазоне волн наиболее приемлема манипуляция по частоте. Поэтому лучшие результаты можно получить при применении частотных дискретно-кодированных (ЧДК) сигналов, когда для селекции сигналов используются не фазовые, а частотные различия. Таким сигналом может служить сигнал длительностью τ_d с единичной амплитудой и различными несущими частотами выбор разноса частот ΔF определяется допустимой взаимосвязью между частотными каналами.

При использовании отдельно выбранного импульсного зондирующего сигнала невозможно проводить исследования без искажений на всем интервале высот в одном сеансе измерений. Поэтому для одновременного наблюдения за изменениями параметров ионосферы на всех интервалах высот без искажений предложено использовать составные сигналы. Составной сигнал формируется из различных частотных элементов для конкретного интервала высот. На харьковском радаре НР ионосферные параметры исследуются до высот приблизительно 2000 км, условно этот интервал можно разбить на три части, что связано с существенным изменением локальных параметров плазмы с высотой.

При выборе составного импульсного зондирующего сигнала, как и любого другого сложного сигнала, необходимо учитывать характеристики и возможности измерительного комплекса [5]. В реальных условиях излучаемые импульсные напряжения неидентичны в каждом канале РПУ. Поэтому

также важно учитывать изменение фазочастотных характеристик излучаемого сигнала за счет наличия паразитных емкостей и индуктивностей рассеяния элементов модулятора и изменения углов отсечки анодных токов в усилительных каскадах. А для передачи сигнала без искажений длительность импульса или одного элемента сложного сигнала должна удовлетворять условию

$$2\Delta F = 1/\tau_s.$$

Использование сложных составных сигналов с дискретизацией по частоте приводит к паразитной амплитудной модуляции зондирующего импульса при значительном отклонении частоты дискрет от основной несущей частоты f_0 .

Выбор зондирующего сигнала необходимо производить не только опираясь на требования предъявляемые ему областью применения, а и детально анализируя характеристики и особенности работы измерительного комплекса.

При проведении экспериментов по внедрению новых методов зондирования ионосферы и при измерении параметров ионосферы существует необходимость оперативно отслеживать изменения параметров передающего устройства.

Выводы. Целью дальнейших исследований является разработка и оснащение передающего устройства контрольно-измерительного комплекса аппаратурой управления на базе персонального компьютера. Это позволит синхронно с измерениями получать данные о состоянии основных параметров передающего устройства, влияющих на излучаемый зондирующий сигнал, и накапливать информацию о самом зондирующем сигнале. Эти данные можно будет использовать при обработке принятого сигнала для внесения поправок, которые можно вносить как в процессе самих измерений, так и после их проведения. Кроме того, в функции этого устройства можно включить подготовительную и рабочую настройку РПУ. Это позволит при непрерывном контроле получать точные данные и намного облегчит поиск оптимального метода зондирования для конкретного измерительного комплекса.

Список литературы: 1. *Рогожкин Е.В., Мазманшвили А.С.* Зондирующие сигналы для исследования ионосферы методом НР. 1. Структурные особенности – Вестн. Харьк. Гос. политехн. ун-та., 1999, вып. 31, с. 54-60. 2. *Черняев С.В.* – Вестн. Харьк. политехн. ин-та, №170. Исследование ионосферы методом НР, вып. 2 – Харьков: Вища школа. Изд-во при Харьк. ун-те, 1980, с. 24-28. 3. *Андреев А.Е.* Особенности применения кодов Баркера в методе НР, Харьк. политехн. ин-та. – 1987. – №248: Исследование ионосферы методом НР. – Вып.5. – с.38-40. 4. *Емельянов Л.Я., Склиров И.Б., Черняев С.В.* Вопросы снижения влияния зондирующего сигнала на точность измерения скорости движения ионосферной плазмы, Вестник Нац. Техн. Ун-та “ХПИ” – 2002. – №9 Том 5. – с.25-28. 5. *Брейтбарт А.Я.* Детали и элементы радиолокационных станций, Издательство “Советское радио”, Москва - 1952.

Поступила в редколлегию 08.04.03

В.П.БУРМАКА, А.Н.ЕРЕМИН, Ю.И.ПОДЪЯЧИЙ, канд. физ.-мат. наук,
В.И.ТАРАН, д-р физ.-мат. наук

ВЫСОТНАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ ФЛУКТУАЦИЙ МОЩНОСТИ НЕКОГЕРЕНТНО РАССЕЯННОГО СИГНАЛА, СОПРОВОЖДАВШИХ ПРОХОЖДЕНИЕ СОЛНЕЧНОГО ТЕРМИНАТОРА И СТАРТЫ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

Описано результаты дослідження варіацій коефіцієнта кореляції флукутацій потужності некогерентно розсіяного сигналу в діапазоні висот 100 – 500 км. Виявлено та пояснено квазіперіодичні зміни висотного коефіцієнта кореляції. Вони пов'язані з рухом сонячного термінатора та стартами космічних апаратів на космодромах Байконур і Мис Канаверал.

Correlation coefficient variations research results of incoherent scatter signal power fluctuations in the range of heights 100 – 500 km are described. Quasi-periodic changes of high-altitude correlation coefficient are detected and explained. They are connected with solar terminator movement and launch of space vehicles from the Baikonur and Cape Canaveral cosmodromes.

1. Введение. В последнее время значительное внимание уделяется исследованию волновых возмущений (ВВ) в околоземном космосе. ВВ генерируются в результате воздействия “снизу” и “сверху” источников естественного и искусственного происхождения (вспышки на Солнце, геокосмические бури, мощные атмосферные процессы, извержения вулканов, землетрясения, старты крупных ракет, мощные взрывы и др). Воздействия источников искусственного происхождения можно рассматривать как активные эксперименты с большим энерговыделением, которые занимают видное место в рамках системного подхода к исследованию физических процессов в геокосмосе [1]. При этом известны основные параметры воздействия: время, место, величина энерговыделения, продолжительность воздействия и др.

В настоящей работе в качестве источников с большим энерговыделением используются старты крупных ракет, происходившие 2002 г. на удалениях около 2000 и 10000 км, а также солнечный терминатор.

Целью работы является изложение результатов корреляционного анализа квазипериодических флукутаций мощности некогерентно рассеянного (НР) сигнала в ионосфере, возмущенной стартами ракет (СР) и прохождением солнечного терминатора (СТ).

2. Средства наблюдения. Радар НР расположен в Ионосферной обсерватории Института ионосферы вблизи г. Харькова (49°36' с.ш., 36°18' в.д.) [2,3]. Основные параметры радара следующие: частота – 158 МГц, диаметр параболической антенны – 100 м, эффективная площадь зенитной антенны – около 3700 м², коэффициент усиления антенны – около 10⁴, ширина основного лепестка диаграммы направленности на уровне половинной мощности около 1°,

импульсная и средняя мощности радиопередающего устройства до 3,6 МВт и 100 кВт соответственно, длительность импульса до 800 мкс, частота следования импульсов – 24,4 Гц. Полоса пропускания фильтра радиоприемного устройства составляет 5,5 – 9,5 кГц. Эффективная шумовая температура системы, приведенная ко входу радиоприемного устройства, зависит от времени суток, сезона, уровня атмосферных и промышленных радиопомех и изменяется в пределах 1300 – 1800 К.

Радар с вычислительной сетью, образуют измерительно-вычислительный комплекс, осуществляющий предварительную обработку НР-сигнала в реальном масштабе времени на интервале $\Delta T_0 = 1 - 1,5$ мин.

3. Методика измерения и обработки. С помощью антенны излучались радиоимпульсы мощностью 2,2 МВт, длительностью 65 и 135 мкс. Эти импульсы рассеивались тепловыми флуктуациями электронной концентрации N ионосферы и незначительная часть рассеянного сигнала принималась антенной. По мощности сигнала P_s и автокорреляционной функции обычно оцениваются параметры рассеивающей среды – N , температуры электронов T_e и ионов T_i .

В данном случае использовались высотно-временные зависимости P_s . Для каждой высоты на интервале времени $10\Delta T_0$ со сдвигом ΔT_0 вычислялся нормированный коэффициент корреляции $\rho = R_{nm} / \sigma_n \sigma_m$. Здесь R_{nm} – коэффициент корреляции флуктуаций P_s для высот n и m , σ_n^2 и σ_m^2 – дисперсии P_s для этих высот. В качестве опорной выбиралась высота $z \approx 200$ км, где приблизительно находится центр атмосферного волновода.

4. Результаты обработки. Обсуждение. Результаты расчета ρ во время СР ракеты “Союз”, который произошел 30.10.2002 г. в 5:11 (здесь и далее время киевское) с космодрома Байконур, показаны на рис. 1. Восход Солнца имел место примерно в 4 – 6 час на высоте 450 км и на уровне Земли соответственно. Из рис. 1 видно, что до СР на всех высотах имели место хаотические вариации ρ в пределах $\pm 0,5$. Примерно через 40 – 50 мин после СР ρ на всех высотах существенно увеличился и достиг значений $\pm 0,9$. Важно, что при $z \approx 110 - 280$ км изменения $\rho(t)$ были квазипериодическими с преобладающим периодом 10 – 20 мин, продолжительность таких вариаций около 2 час. Хотя эффекты от терминатора и СР наложились, можно утверждать, что волновой процесс с запаздыванием 40 – 50 мин, скорее всего, связан со СР. Такому запаздыванию соответствует кажущаяся скорость $\approx 700 - 800$ м/с. Менее четко выражено возмущение, запаздывающее примерно на 10 мин по отношению к моменту СР. Ему соответствует ≈ 6 км/с. Меньшее значение скорости свойственно акустико-гравитационным волнам (АГВ), большее значение – скорости медленных магнитогидродинамических (ММГД) волн с периодом в десятки минут [4,5,6]. Пример вариаций коэффициента ρ при старте космического аппарата (КА) “Space Shuttle”, имевшего место 7.10.2002 г. в 22:46 на

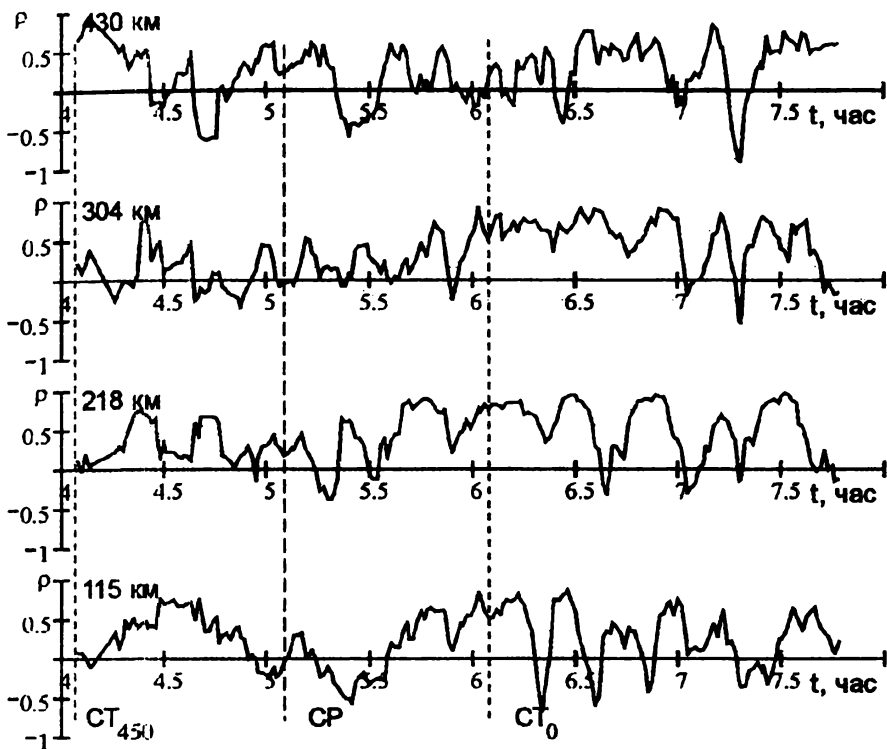


Рис. 1. Пример вариаций $\rho(t)$ при старте ракеты “Союз” 30 октября 2002 г. (CT_0 и CT_{450} – моменты прохождения терминатора на высотах 0 и 450 км)

Мысе Канаверал ($R \approx 10000$ км), показан на рис. 2. К моменту старта КА, процессы связанные с терминатором, закончились. Возможные эффекты от старта КА наблюдались в ночное время, а значит при низком ($0,05 - 0,5$) отношении сигнал/шум. До CP $\rho(t)$ изменялся во времени почти хаотически, значения ρ не превышали $\pm 0,5$. После CP вариации $\rho(t)$ на высотах 140 – 320 км стали квазипериодическими (преобладающий период около 20 мин). Интересно, что в диапазоне высот 160 – 200 км эти квазипериодические процессы выражены слабее, чем ниже и выше. По-видимому, наблюдалось два характерных времени запаздывания возмущений: около 10 – 20 мин и 60 – 70 мин. Им соответствуют кажущиеся скорости 10 – 20 км/с и около 2,5 – 2,9 км/с. Такие скорости имеют гиротропные и ММГД-волны соответственно.

Выводы. 1. Коэффициент корреляции флуктуаций мощности НР сигнала, принятого с разных высот, оказывается удобным параметром для выявления возмущений в ионосфере, вызванных мощными источниками энерговыделения.

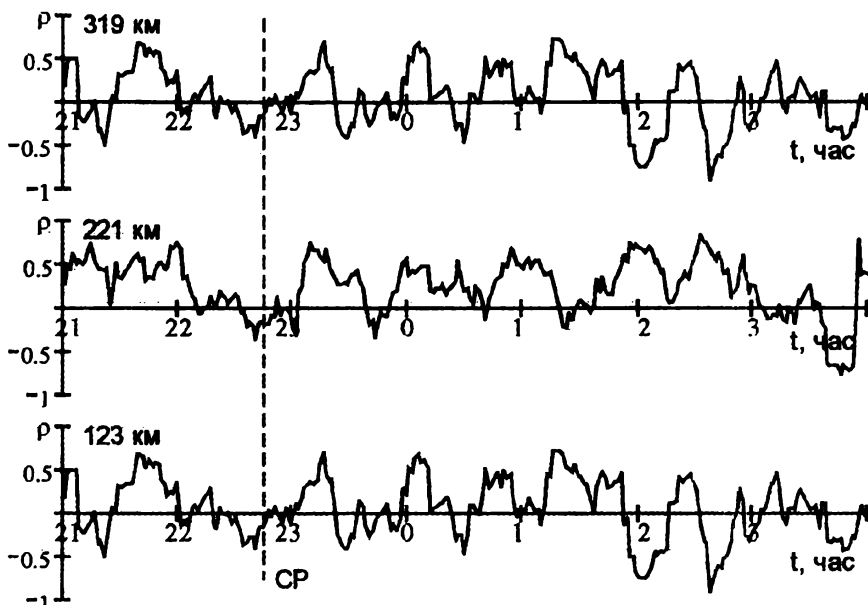


Рис. 2. Вариации $\rho(t)$ во время старта КА "Space Shuttle" 7 октября 2002 г.

2. Обнаружены волновые процессы в ионосфере, сопровождавшие СР, на расстояниях около 2000 и 10000 км от космодромов. Переносчиками возмущений являются АГВ, ММГД и гиротропные волны. Им соответствовали скорости 0,7 – 0,8, 2,5 – 6 и 10 – 20 км/с.

Авторы благодарны Л.Ф.Черногору за ценные советы в ходе выполнения работы.

Список литературы: 1. Черногор Л.Ф. Физика Земли, атмосферы и геокосмоса в свете системной парадигмы. Радиофизика и радиоастрономия. 2003. Т. 8, № 1, с. 56 – 104. 2. Таран В.И. Измерительный комплекс некогерентного рассеяния Харьковского политехнического института. Радиотехника и электроника. 1976. Т.21, № 1, с. 1–4. 3. Таран В.И. Исследование ионосферы в естественном и искусственно возмущенном состояниях методом некогерентного рассеяния. Геомагнетизм и аэрономия. 2001. Т.41, № 5, с. 659–666. 4. Костров Л.С., Розуменко В.Т., Черногор Л.Ф. Доплеровское радиозондирование возмущений в средней ионосфере, сопровождающих старты и полеты космических аппаратов. Радиофизика и радиоастрономия. 1999. Т. 4, № 3, с. 227–246. 5. Бурмака В.П., Костров Л.С., Черногор Л.Ф. Статистические характеристики сигналов доплеровского ВЧ радара при зондировании средней ионосферы, возмущенной стартами ракет и солнечным терминатором. Радиофизика и радиоастрономия. 2003. Т. 8, № 2 (в печати). 6. Возмущения ионосферы после мощного взрывного взрыва по наблюдениям методом НР. Изв. АН СССР, Физика Земли. 1985, № 11, с. 75 – 79.

Поступила в редколлегию 15.04.03

К. А. ГОРБУНОВ, канд. техн. наук, НТУ «ХПИ», Харьков

СПОСОБ УЧЕТА НАЧАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ОБЪЕКТА ОРГАНИЧЕСКОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ ПРИ ЗАМОРАЖИВАНИИ

При завданні початкових умов у рівнянні Планка уводяться деякі припущення, що не можуть бути прийнятними у випадку біологічного матеріалу. Зокрема, одним з припущень є попереднє охолодження органічного матеріалу до криоскопічної температури. У роботі запропонований засіб обліку початкової температури біологічного матеріалу, підданого заморожуванню, що заснований на застосуванні адіабатичного наближення для залежності середньооб'ємної температури некрижанної частини тіла від часу.

In chemical technology the Planck equation is used for the description of the cooling process of the organic derivation materials with their subsequent refrigerating. By such viewing initial temperature is supposed cryoscopy, that restricts its application for biological objects. In the present paper the method of the account of initial temperature based on the application of the adiabatic approach for the dependence of the volume average temperature for a non-refrigerated part of the object from time is proposed.

На современном этапе развития химических технологий роль процесса охлаждения неуклонно возрастает, и, в первую очередь, в области охлаждения, замораживания и консервирования продуктов биохимической, микробиологической и биофизической природы.

В этом случае теплофизические процессы занимают одно из ведущих мест, поскольку основу тепловых процессов составляет регулирование температуры. Поэтому управление этим средством воздействия составляет, по существу, теплофизическую задачу. Это относится ко всем процессам холодильной технологии органических материалов – охлаждению, замораживанию и отогреву [1].

В химической технологии, в частности, в холодильной, пищевой промышленности, а также биотехнологиях и медицине известно выражение для определения продолжительности охлаждения:

$$\tau = \frac{1}{m} \ln \left(\frac{\mathcal{G}_H}{\mathcal{G}} \right), \quad (1)$$

где m – темп охлаждения – конечная положительная величина, постоянная для тела данных размеров и формы при данной величине коэффициента его температуропроводности;

\mathcal{G}_H , \mathcal{G} – начальная и переменная избыточные температуры соответственно; $\mathcal{G}_H = t - t_0$; $\mathcal{G} = t_n - t_c$.

При расчетах по выражению (1) множитель m задается по результатам экспериментальных данных. При этом считается, что постепенное убывание внутренних тепловыделений объектов исследования и одновременное сокращение отвода теплоты испарением взаимно компенсируется. Несмотря на

простоту данной зависимости и широкое использование в несложных теплофизических задачах холодильной технологии, этот закон не дает полного представления о регулярном тепловом режиме. Его можно считать лишь частным вариантом, применимым к однородным и неоднородным телам любой формы.

Еще одним примером анализа и контроля процесса охлаждения с последующим замораживанием объектов исследования могут служить результаты решения задачи, разработанной Р. Планком:

$$\tau = \frac{q\rho}{t_{кр} - t_{ха}} l \left(\frac{1}{2\lambda} + \frac{1}{\alpha} \right), \quad (2)$$

где τ – время замораживания, с;

λ – теплопроводность замороженной части тела, Вт/(м·К);

α – коэффициент теплоотдачи от поверхности тела, Вт/(м²·К);

l – толщина промерзшего слоя, мм;

$t_{кр}$ – криоскопическая температура, °С;

$t_{ха}$ – температура хладагента, °С.

При выводе формулы Планка задаются некоторыми допущениями, одним из которых является следующее: тело перед началом замораживания охлаждено до криоскопической температуры.

Для того, чтобы тело перед замораживанием имело во всех точках криоскопическую температуру, необходимо выдерживать его при этой температуре длительное время. Реально же органические материалы перед замораживанием имеют температуру $t_{нач} > t_{кр}$, где $t_{нач}$ равно температуре окружающей среды. Такой объект подвергается процессу замораживанию, проходя две стадии: вначале он охлаждается до криоскопической температуры. Затем начинается непосредственное замораживание. Необходимо отметить, что в этот момент температура тела только на поверхности равна криоскопической. Внутри него она будет выше. Таким образом, в момент начала собственно замораживания объект будет охлажден заведомо неравномерно.

Поэтому, считается практически важным рассмотрение способа учета начальной температуры, при использовании которого не требуется привлечения каких-либо искусственных предположений о распределении температуры в незамороженной части тела.

Предлагаемый способ основан на применении адиабатического приближения для зависимости среднеобъемной температуры незамороженной части тела от времени. Суть его сводится к следующему:

- составляется дифференциальное уравнение, которому удовлетворяет среднеобъемная температура в случае, когда происходит остывание неизменной по размерам незамороженной части, температура границы которой равна криоскопической;

- в полученном уравнении заменяется постоянный размер незамороженной части тела на меняющийся во времени согласно уравнению Планка, опи-

сывающему движению фронта промораживания. Поскольку при замораживании скорость процесса значительно меньше, чем при охлаждении, то использование такого адиабатического приближения представляется оправданным;

проинтегрировав уравнение, получаем зависимость среднеобъемной температуры замороженной части тела от толщины замороженного слоя;

– составив уравнение теплового баланса и проинтегрировав его, получаем время замораживания.

Рассмотрим случай промерзания пластины. Пусть $t_{cp}(\tau)$ – среднеобъемная температура незамороженного слоя, $t_{cp}(0) = t_1$ – она же в момент начала процесса замораживания.

В случае охлаждения пластины толщиной $2R$, температура поверхности которой поддерживается равной $t_{кр}$, среднеобъемная температура $t_{cp}(\tau)$ описывается бесконечным рядом, причем при достаточно больших значениях времени основной вклад в ряд вносит первый член. Так как замораживание – длительный процесс, целесообразно использовать приближение первого члена ряда. В этом случае уравнение для $t_{cp}(\tau)$ будет выглядеть следующим образом:

$$\frac{dt_{cp}(\tau)}{t_{cp}(\tau) - t_{кр}} = -\frac{\pi^2 \lambda_n d\tau}{4C_n \rho R^2} \quad (3)$$

где λ_n – теплопроводность незамороженной части тела.

Заменяя в уравнении (3) R на $R - l$, а $d\tau$ выражая через dl и используя уравнение Планка, описывающее движение фронта кристаллизации, получим:

$$\frac{dt_{cp}(l)}{t_{cp}(l) - t_{кр}} = -\frac{\pi^2 \lambda_n}{4C_n \rho (R-l)^2} \frac{q\rho}{t_{кр} - t_{х1}} \left(\frac{l}{\lambda} + \frac{1}{\alpha} \right) \quad (4)$$

Интегрируя уравнение (4) с учетом начального условия, получим:

$$t_{cp}(l) - t_{кр} = (t_1 - t_{кр}) \left(\frac{R-l}{R} \right)^{\frac{-\pi^2 K}{4}} \exp \left[\frac{\pi^2 K}{4} \left(1 + \frac{1}{Bi} \right) \left(1 - \frac{R}{R-l} \right) \right], \quad (5)$$

где K – безразмерный критерий, представляющий собой отношение характерного времени замораживания к характерному времени остывания незамороженного тела;

$$K = \frac{\lambda_n q}{C_n (t_{кр} - t_{х1}) \lambda}$$

Избыточное теплосодержание замороженной части (избыточное по сравнению со случаем, когда вся незамороженная часть имеет криоскопическую температуру) в расчете на единицу поверхности запишется в виде:

$$Q(l) = C_n \rho (R-l) (t_{cp}(l) - t_{кр}). \quad (6)$$

Теперь составим уравнение теплового баланса:

$$q\rho dl - dQ(l) = (t_{kp} - t_{x1}) \left(\frac{l}{\lambda} + \frac{1}{\alpha} \right)^{-1} d\tau \quad (7)$$

Из уравнения (7) следует, что теплота кристаллизации $q\rho dl$ и теплота, отведенная от незамороженной части $dQ(l)$, должны быть отведены теплопроводностью через замороженный слой.

Подставляя уравнение (5) и (6) в выражение (7) и интегрируя его, получим:

$$\begin{aligned} \Delta\tau = C_n \rho \frac{t_1 - t_{kp}}{t_{kp} - t_{x1}} \exp \left[\left(1 + \frac{1}{Bi} \right) K_n \right] \int_0^R \left(\frac{R-l}{R} \right)^{-An-1} \times \\ \times \exp \left[\left(1 + \frac{1}{Bi} \right) K_n \frac{R-l}{R} \right] \left[(1-K_n) \frac{R-l}{R} + \left(1 + \frac{1}{Bi} \right) K_n \right] \times \\ \times \left(\frac{R}{\lambda} + \frac{1}{\alpha} - \frac{R-l}{R} \right) dl = C_n \rho R \frac{t_1 - t_{kp}}{t_{kp} - t_{x1}} \left[\frac{R}{\lambda} f_n(K_n, Bi) + \frac{1}{\alpha} \right] \end{aligned} \quad (8)$$

где $K_n = \frac{\pi^2 K}{4}$;

$$f_n(K_n, Bi) = \left[\left(1 + \frac{1}{Bi} \right) K_n \right]^{2-K_n} \times \exp \left[\left(1 + \frac{1}{Bi} \right) K_n \right] \Gamma \left[K_n - 2, \left(1 + \frac{1}{Bi} \right) K_n \right];$$

$\Gamma(a, z) = \int t^{a-1} e^{-t} dt$ – неполная гамма-функция;

$\Delta\tau = C_n \rho R \frac{t_1 - t_{kp}}{t_{kp} - t_{x1}}$ – уравнение Планка;

$\left[\frac{R}{\lambda} f_n(K_n, Bi) + \frac{1}{\alpha} \right]$ – добавка на начальную температуру тела.

Теперь, используя известные асимптотические свойства неполной гамма-функции и интеграла ошибок, можно подобрать аппроксимирующие выражения для $f(K, Bi)$:

$$f(K, Bi) = \left[2 + \pi^2 \left(\frac{1}{2Bi} + \frac{1}{4} \right) K \right]^{-1} \quad (9)$$

Выражение (9) позволяет достаточно просто и надежно рассчитывать добавку к формуле Планка, учитывающую начальную температуру тела.

Список литературы: 1. *Рогов И.А., Куцакова В.Е., Фиталтов В.И., Фролов С.В.* Консервирование пищевых продуктов холодом (теплофизические основы). – Москва: Колос, 1999. – 174 с.

Поступила в редколлегию 15.04.2003

Е. И. ГРИГОРЕНКО, зав сектором,
Т.Г. ЖИВОЛУП, канд. физ.-мат. наук,
В.И. ТАРАН, докт. физ.-мат. наук, Институт ионосферы (г. Харьков)

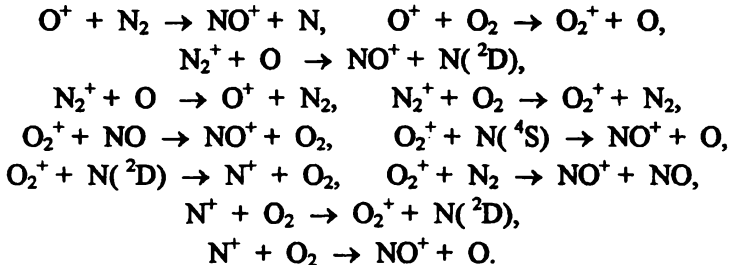
ВАРИАЦИИ ОТНОСИТЕЛЬНОГО СОДЕРЖАНИЯ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ИОНОВ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ СЕЗОНА И МАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ

В статті розглянуто теоретичну модель нижньої частини області F іоносфери, яка дозволяє розраховувати абсолютну та відносну концентрації молекулярних іонів. Розглянуто висотно-часові варіації цих параметрів для літнього та зимового сезонів, а також варіації висоти переходу від молекулярних іонів до іонів атомарного кисню під час магнітної бурі.

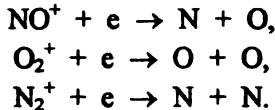
In this paper the theoretical model for the lower part of the F layer of ionosphere is presented. This model enables to calculate the absolute and relative concentrations of the molecular ions. The altitude-temporal variations of the ion composition for summer and winter are described. The variations of the transition height from molecular ions to atomic oxygen ions during the magnetic storm are considered.

Введение. Данные измерений относительного содержания молекулярных ионов, полученные на Харьковском радаре некогерентного рассеяния, представляют интерес как для уточнения существующих эмпирических моделей, так и для развития теории нижней части области F ионосферы [1].

Основными ионно-молекулярными реакциями в нижней части области F ионосферы являются следующие:



Кроме того, к ним нужно добавить три реакции диссоциативной рекомбинации:



Из теоретических и лабораторных исследований вытекает, что приведенные выше реакции являются основными процессами, определяющими преобразование первичных ионов O^+ , N_2^+ , O_2^+ и N^+ .

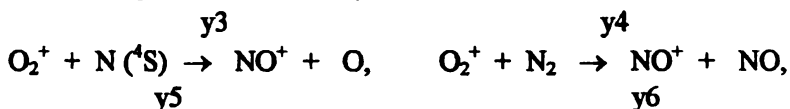
Следует отметить, что включение полной совокупности ионно-молекулярных реакций, протекание которых возможно на рассматриваемых высотах, существенно усложняет анализ всей картины и не позволяет наглядно выявить основные тенденции в поведении концентрации ионов, а введение дополнительных реакций не изменяет этих тенденций по существу.

Целью работы является исследование вариаций относительного содержания молекулярных ионов с помощью разработанной в Институте ионосферы теоретической модели нижней части области F и полученных экспериментальных результатов.

Разработанная теоретическая модель учитывает ионизацию нейтральной атмосферы солнечным излучением и определяет концентрацию электронов N_e и ионных составляющих $[NO^+]$, $[O_2^+]$, $[O^+]$ и $[N_2^+]$. Параметры нейтральной атмосферы берутся из модели MSIS-86 для конкретных гелиогеофизических условий.

Модель использует девятиинтервальный спектр коротковолнового солнечного излучения, приведенный в [2], и значения интенсивности коротковолнового излучения Солнца, определяемые значениями индекса $F_{10.7}$ [3].

Предложенная модель учитывает шесть ионно-обменных реакций:



и две реакции диссоциативной рекомбинации:



($y1, y2, y3, y4, y5, y6, a1, a2$ - скорости реакций).

Концентрация атомарного кислорода $[O^+]$ определяется путем решения уравнения непрерывности. Из системы уравнений баланса ионизации вычисляются концентрации молекулярных ионов $[NO^+]$, $[O_2^+]$, $[N_2^+]$ и электронная концентрация N_e .

Разработанная теоретическая модель позволяет рассчитать как абсолютную, так и относительную суммарную концентрацию молекулярных ионов.

Обсуждение результатов. Рассмотрим результаты измерений относительного содержания молекулярных ионов, полученные на Харьковском радаре некогерентного рассеяния.

Пример высотных профилей относительной концентрации молекулярных ионов в нижней ионосфере дан на рис. 1. Видна некоторая тенденция роста концентрации молекулярных ионов $[M^+]$ в темное время суток.

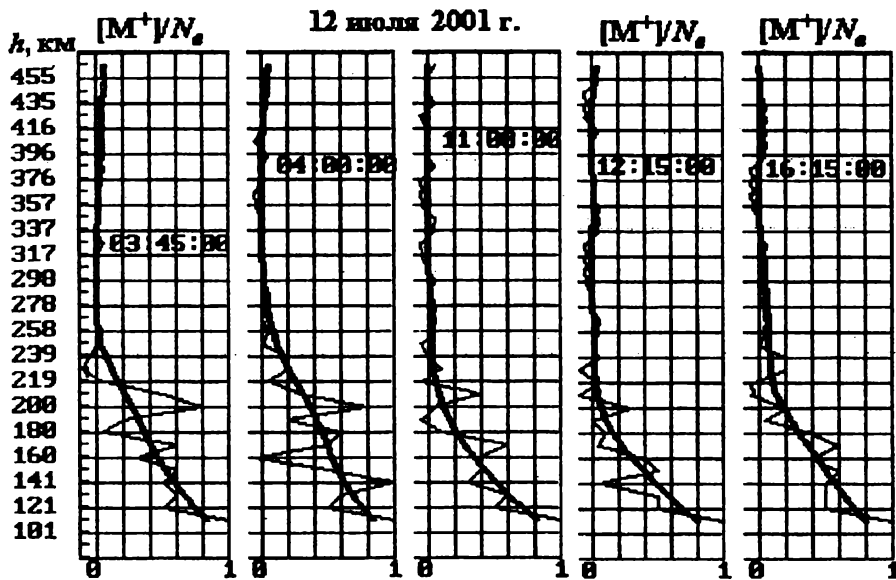


Рис. 1. Примеры высотного распределения ионного состава в нижней ионосфере в разное время суток

На рис. 2 приведены высотно-временные вариации ионного состава для разных сезонов года по результатам наблюдений на радаре НР в Харькове. Можно отметить значительное уменьшение относительной концентрации молекулярных ионов нижней ионосферы в зимний период. Так, вблизи полудня отношение $[M^+]/N_0$ летом составляет около 0,3 для высоты 170 км, в то время как зимой оно уменьшается до значения 0,1.

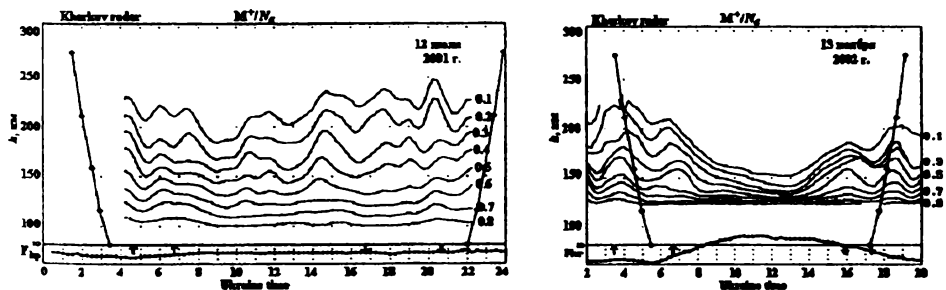


Рис. 2. Высотно-временные вариации относительной концентрации молекулярных ионов в периоды солнцестояния

Значительное уменьшение относительной концентрации этих ионов (до 3 раз), по-видимому, можно объяснить увеличением концентрации ионов O^+ в зимний период. Это так называемая сезонная аномалия, которая обусловлена сезонными вариациями нейтрального состава атмосферы, увеличением концентрации атомарного кислорода и увеличением отношения концентраций $[O]/[N_2]$ зимой.

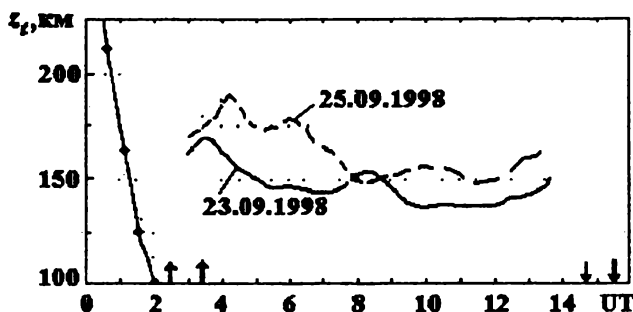


Рис. 3. Вариации высоты перехода от молекулярных ионов к ионам O^+ , где $[O^+]/N_e = 0,5$, во время бури 25 сентября и в спокойный день 23 сентября 1998 г.

Рис. 3 иллюстрирует особенности поведения ионного состава нижней ионосферы в период сильнейшей магнитной бури 25 сентября 1998 г. Установлено, что в главную фазу магнитной бури в дневной ионосфере молекулярные ионы доминировали ($[O^+]/N_e \leq 0.5$) почти до 180 км, в небольшом количестве они присутствовали даже на высоте ~ 300 км. Высота перехода h_t от молекулярных ионов к ионам O^+ возросла почти на 20 км после 03.00 UT. Наблюдаемый эффект объясняется отрицательным характером ионосферного возмущения, вызванного магнитной бурей, при котором, как показали исследования, концентрация ионов O^+ в области F2 уменьшилась в несколько раз.

Основные выводы. Экспериментальные данные, как и теоретические расчеты, подтвердили значительные вариации концентрации молекулярных ионов в нижней части области F ионосферы в зависимости от сезона года и от уровня магнитной активности. Они могут использоваться при разработке прогностических моделей ионосферы.

Список литературы: 1. Живалуп Т.Г., Черилес С.В. Результаты исследования высотного распределения молекулярных ионов в нижней части области F ионосферы, полученные на Харьковском радаре некогерентного рассеяния // Труды XX Всероссийской конференции по распространению радиоволн. Нижний Новгород, 2002. С.46-47. 2. Stubbe P. The thermosphere and the F-region: a reconciliation of theory with observations. Ionospheric Research Sci. Rep. N 418. Penn. State University. 1973. 156 p. 3. Иванов-Холодный Г.С., Фирсов В.В. Спектр коротковолнового излучения Солнца при различных уровнях активности // Геомагн. и аэрономия. 1974. Т.14. N 3. С.393-398.

Поступила в редколлегию 08.04.03

Е. И. ГРИГОРЕНКО, зав сектором, **В.Н. ЛЫСЕНКО**, зав. отделом,
В.И. ТАРАН, докт. физ.-мат. наук, Институт ионосферы, (г. Харьков),
Л.Ф. ЧЕРНОГОР, докт. физ.-мат. наук, ХНУ им. В.Н. Каразина

ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛООВОГО РЕЖИМА НЕЙТРАЛЬНОЙ АТМОСФЕРЫ ВО ВРЕМЯ МАГНИТНОЙ БУРИ 25.09.98

Спостереження за допомогою радара некогерентного розсіяння (НР) в Харкові найсильнішої магнітної бурі 25 вересня 1998 р. показали зростання температури нейтральних компонент атмосфери T_n на $\sim 250\text{--}720$ К у діапазоні висот 250–450 км. Зростання T_n пояснюється в термінах високоширотного та локального Джоулева нагріву термосфери.

The Kharkov incoherent scatter radar observations during the September 25, 1998 severe magnetic storm showed the enhancement of the neutral atmosphere temperature T_n by about $\sim 250\text{--}720$ K over the 250–450 km altitude range. T_n increase is explained in terms of high latitude and local Joule heating.

Введение. Исследования физических процессов, сопутствующих гео-космическим бурям, проводятся в рамках крупных международных проектов. Тем не менее, остается много проблем в понимании этих процессов, а также в их моделировании в глобальных масштабах в различных областях верхней атмосферы. Особенность существующих справочных моделей состоит в том, что они построены в основном по данным сети радаров НР американского континента и требуют модификации к конкретному географическому региону. Так возникла задача исследования теплового режима термо-

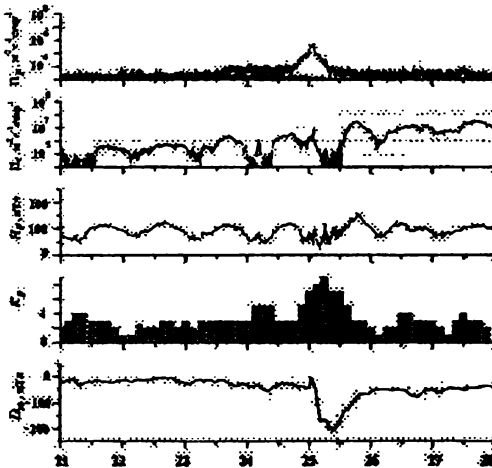


Рис. 1. Временные вариации потоков протонов и электронов, H_p -компоненты геомагнитного поля, K_p и D_{st} -индексом в период 21–28 сентября 1998 г.

сферы (определяющего параметры канала радиосвязи) в условиях геомагнитных возмущений для средних широт европейского региона и сравнения результатов с моделью термосферы MSIS-86. Постановка и решение этой задачи на базе данных радара в Харькове являются целью настоящей работы. Наблюдения эффектов сильнейшей бури проводились в период 21–25

сентября 1998 г. Магнитная буря была вызвана вспышкой на Солнце класса М6/3В, которая произошла 23 сентября в 06.44–10.09, и началась внезапно 24 сентября около 23.00 (здесь и далее время UT). Основные события, сопутствующие геокосмической буре, отражены на рис. 1. Развитие бури сопровождалось понижением индекса D_{st} на поверхности Земли до -207 нТл около 10.00. Энергия и мощность бури составили около 10^{16} Дж и 10^{12} Вт.

Результаты обработки данных наблюдений. Некоторые эффекты бури описаны в [1–4]. Здесь исследуется тепловой режим термосферы в период геомагнитных возмущений. Температура нейтралов T_n вычислялась по методике [5] на основе уравнения теплового баланса ионного газа [6–7]. В расчете использовались параметры ионосферы N , T_e , T_i , измеренные непосредственно методом НР; для нахождения концентраций нейтральных компонент привлекалась модель MSIS-86. Полагалось, что в квазистационарных условиях на высотах 250–300 км, где теплопроводностью газа можно пренебречь, скорость нагрева ионов O^+ за счет теплообмена с электронами можно приравнять скорости охлаждения за счет передачи тепла нейтральным частицам. Для этого случая уравнение теплового баланса можно записать в виде [5, 8]:

$$T_i - T_n = \frac{4,82 \cdot 10^7 N (T_e - T_i) T_e^{3/2}}{6,6 N(N_2) + 5,8 N(O_2) + 0,2 N(O) (T_i + T_n)^{1/2}}$$

Здесь N , $N(N_2)$, $N(O)$, $N(O_2)$ – концентрации электронов, молекулярного азота, атомарного и молекулярного кислорода, T_n , T_e , T_i – температуры нейтралов, электронов и ионов соответственно.

Анализ полученных результатов обнаруживает следующие особенности теплового режима нейтральной атмосферы украинского региона (рис. 2):

- в спокойные дни T_n при переходе от 250 к 300 км мало изменялась, достигнув, по-видимому, значения температуры экзосферы;
- выше 300 км с ростом высоты расчетное значение T_n уменьшалось, что подтверждает некорректность принятой методики расчета для больших высот, где следует учитывать теплопроводность заряженных и нейтральных компонент атмосферы;
- в спокойные сутки (22–23 сентября) T_n на высоте 300 км изменялась от ~ 850 К ночью до ~ 1150 К днем. В период бури (25 сентября) температура нейтралов увеличилась до ~ 950 К ночью и ~ 1450 К днем;
- в возмущенный день T_n , отслеживая рост T_i , возрастала с высотой не менее чем до 450 км. Увеличение T_n по сравнению со спокойным днем составило в главную фазу бури (около 07.00) $\sim 250, 360, 430, 520$ и 720 К на высотах 250, 300, 350, 400 и 450 км соответственно;
- модель MSIS-86 дает заниженные значения T_n в магнитовозмущенных условиях. Максимальные отличия T_n , рассчитанной из данных радара, по

сравнению с модельными значениями днем составляли ~190, 320, 340, 470, 670 К на высотах 250, 300, 350, 400, 450 км соответственно.

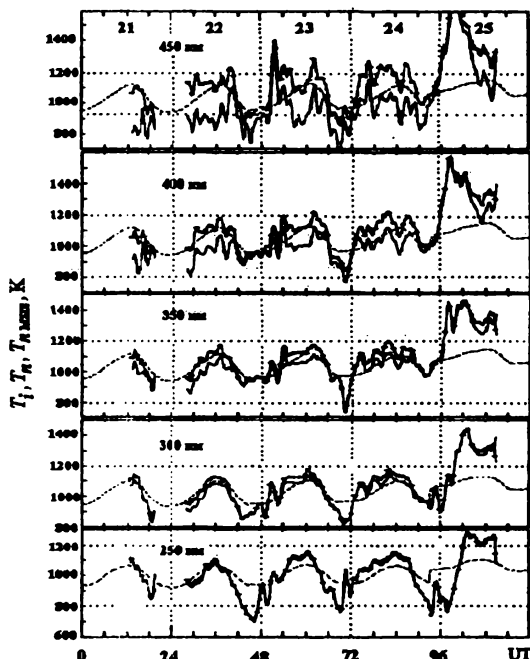


Рис. 2. Измеренные температуры ионов T_i (линии с точками) и рассчитанные температуры нейтралов T_n по данным HP (сплошные линии) и T_n MSIS по модели MSIS-86 (пунктир)

Обсуждение результатов. Нагрев нейтрального газа является одним из эффектов термосферных возмущений, связанных с магнитной бурей. Отметим, что исследования показали увеличение T_n в возмущенный день на ~250–720 К в диапазоне высот 250–450 км, что согласуется с теорией и дополняет результаты, полученные, например, в [9–11].

Увеличение T_n во время бури вызывают ряд процессов [12]. Среди них существенны высокоширотные источники нагрева нейтрального газа за счет джоулевой диссипации

энергии высыпающих частиц и авроральных токов. Джоулев нагрев, который происходит на высотах 100–150 км авроральной атмосферы, приводит к выносу «горячего» газа вверх [13–15], растеканию его в стороны к более холодным областям, где он опускается вниз, и возмущению глобальной термосферной циркуляции. Оно приводит к изменениям нейтрального состава, при которых в высоких и средних широтах относительные концентрации тяжелых частиц (N_2 , O_2) возрастают, а легких (He, O) – уменьшаются.

Глобальные возмущения нейтрального состава, температуры и термосферной циркуляции, вызванные высокоширотным нагревом во время геомагнитных бурь, сопровождаются генерацией внутренних гравитационных волн и более длиннопериодных приливных гармоник с горизонтальными масштабами порядка нескольких тысяч километров и переносятся из высоких широт в средние. Перенос тепла из высоких широт является нелокальным источником нагрева среднеширотной термосферы. С другой стороны, проникновение магнитосферных электрических полей в средние широты и высыпание энергичных частиц из магнитосферы являются источниками ло-

кального нагрева нейтральной атмосферы и выноса газа вверх (механизм аналогичен высокоширотному нагреву). При этом может стать существенным также фрикционный нагрев нейтрального газа за счет ион-нейтрального трения [10]. Последний обусловлен разностью скоростей нейтрального ветра и $E \times B$ -дрейфа ионов и может привести к увеличению T_n во время бури на несколько сотен К [10–11].

Совместное действие этих факторов (ветра из высоких широт, усиления электрического поля и эффекта высыпаний в средних широтах), по-видимому, наблюдалось в нашем случае и подтверждалось необычной положительной волной скорости w [3–4, 9] в главную фазу бури 25 сентября.

Следует отметить, что во время бури зарегистрировано возрастание T_n , по крайней мере, до высоты 450 км, где $T_n \approx 1770$ К. Отсюда вытекает, что высота термпаузы, выше которой атмосфера становится изотермичной, возросла от ~ 300 км в спокойный день не менее чем до 450 км во время бури, при этом температура экзосферы увеличилась не менее чем до 1770 К.

Основные выводы.

1. Проведенные исследования показали, что модель MSIS не всегда отражает адекватно состояние термосферы средних широт европейского региона.
2. Данные, полученные с помощью радара в Харькове, единственной установки некогерентного рассеяния в средних широтах Европы, могут быть использованы для дополнения и развития современных моделей термосферы и околоземного канала связи в условиях геомагнитных возмущений.

Эффекты геокосмической бури 25.09.98 более подробно описаны нами в работах [16, 17].

Список литературы: 1. *Taran V. I.* // Геомагнетизм и аэрономия. 2001. Т. 41. № 5. С. 659–666. 2. *Taran, V. I., Grigorenko, Ye. I. et al.* // Космічна наука і технологія, Space Plasma physics (додаток до журналу). 2001. Т. 7. № 2. С. 42–46. 3. *Chernogor, L. F., Grigorenko, Ye. I., Taran, V. I., et al.* // Programme Poster Presentations URSI XXVIIth General Assembly. 2002. GP1a.P.13. P. 65. 4. *Григоренко Е. И., Емельянов Л. Я., Таран В. И., Черногор Л. Ф.* // Труды XX Всероссийской конференции по распространению радиоволн. Нижний Новгород. 2002. С. 56–57. 5. *Salah, J. E., Evans, et al.* // *Ann. Geophys.* 1976. Т. 32. Fasc.3. P. 257–266. 6. *Shunk, R. W., and Nagy, A. F.* // *Rev. Geophys. Space Physics.* 1978. V. 16. No. 3. P. 355–399. 7. *Бэнкс П. М.* // ТИИЭР. 1969. Т. 57. № 3. С. 6–30. 8. *Salah, J. E., and Evans, J. V.* // *Space Res.* 1973. V. 13. P. 2678–2686. 9. *Richards, P. G., Torr, D. G., et al.* // *J. Geophys. Res.* 1994. V. 99. No. A12. P. 23,359–23,365. 10. *Buonsanto, M. J.,* // *J. Geophys. Res.* 1995. V. 100. No. A4. P. 5743–5755. 11. *Buonsanto, M. J., and Pohlman, L. M.* // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. No. A10. P. 23,381–23,392. 12. *Бэнкс П.М.* // В кн.: Полярная верхняя атмосфера. – М.: Мир, 1983. С. 121–133. 13. *Mikhailov, A. V., and Foster, J. C.* // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 10. P. 17,275–17,282. 14. *Данилов А. Д., Морозова Л. Д. и др.* // Геомагнетизм и аэрономия. 1985. Т. 25. № 5. С. 768–772. 15. *Серебряков Б. Е.* // Геомагнетизм и аэрономия. 1982. Т. 22. № 5. С. 776–781. 16. *Григоренко Е.И., Лысенко В.Н., Таран В.И., Черногор Л.Ф.* // ЗР. Успехи современной радиоселектроники. 2003 (в печати). 17. *Григоренко Е.И., Дюбанов Д.А., Лысенко В.Н., Таран В.И., Черногор Л.Ф.* // Космічна наука і технологія. 2003 (в печати).

Поступила в редколлегию 08.04.03

Д.А.ДЗЮБАНОВ, канд. физ.-мат. наук,
И.Г.ЗАХАРОВ, канд. физ.-мат. наук, ХНУ им. В.Н. Каразина
М.В.ЛЯШЕНКО, м.н.с., Институт ионосферы (г. Харьков)

ВАРИАЦИИ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ИОНОСФЕРЫ В СПОКОЙНЫХ УСЛОВИЯХ ПО ДАННЫМ ХАРЬКОВСКОГО РАДАРА НР

Розглянуто варіації електронної концентрації N області F іоносфери у спокійних умовах 1997-1999 рр. Співставлено значення N , отримані Харківським радаром НР та розрахованих по глобальних іоносферних моделях IRI-90 та IRI-2000 для двох магнітоспокійних періодів квітня та травня 1998 р. Порівняння експериментальних та розрахованих значень N показали, що модельні дані є найбільш характерними для умов західної півкулі і що існуючі глобальні моделі не завжди вірно відображають розподіл параметрів іоносфери східноєвропейського регіону навіть у спокійних умовах.

Variations of electron density N of the F-region of an ionosphere in quiet conditions for 1997-1999 are considered. Values N measured by Kharkov incoherent scatter radar and calculated on the global ionospheric models IRI-90 and IRI-2000 for two magnetic quiet periods April and May 1998 are compared. From comparison of experimental and calculated values N it is evident, that the modelling data are more characteristic for conditions of the western hemisphere and that existing global models do not always correctly reflect distribution of parameters of an ionosphere of the East-European region even in quiet conditions.

В настоящее время проблеме поведения ионосферной плазмы в различных гелиогеофизических условиях посвящено большое количество публикаций. Одним из важных направлений исследования околоземной космической плазмы является изучение состояния ионосферы в спокойных условиях. Измерения ионосферных параметров, выполненные в спокойных условиях, лежат в основе глобальных ионосферных и термосферных моделей. При этом следует отметить, что для развития глобальных моделей важно, чтобы по возможности большее число географических регионов было представлено полученными в них данными. Это связано с отсутствием сферической симметрии ионосферы из-за несовпадения географических и геомагнитных полюсов. В частности, Северный магнитный полюс находится на одном из островов Канадского архипелага. Такая ситуация приводит к существенным различиям морфологии ионосферы, например, североамериканского и европейского регионов, причем эти различия делаются более значительными с ростом солнечной активности.

Состояние ионосферы в спокойных условиях представляет также интерес для исследования ряда ионосферных возмущений. Как было показано ранее [1-3], продолжительное сохранение очень спокойных условий способ-

ствует более выраженному проявлению возмущений области F2 ионосферы в периоды магнитных бурь (МБ).

Целью данной статьи является исследование вариаций ионосферы в течение очень спокойных условий.

Для решения поставленной задачи были использованы данные за 1997 - 1999 гг., полученные на Харьковском радаре некогерентного рассеяния (НР) Института ионосферы [4]. Более детально были рассмотрены два периода: 27-29 апреля и 26-28 мая 1998 года.

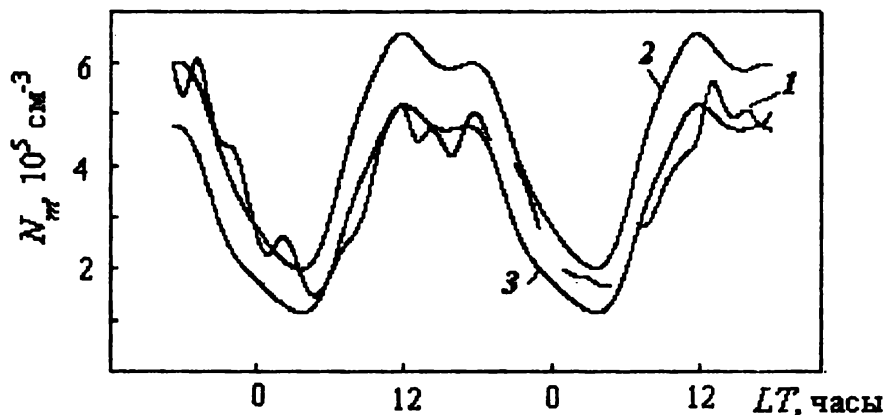


Рис. 1. Модельные и экспериментальные суточные вариации N_m для 27-29 апреля 1998 г.: 1 - данные НР; 2 - модель IRI-2000; 3 - модель IRI-90

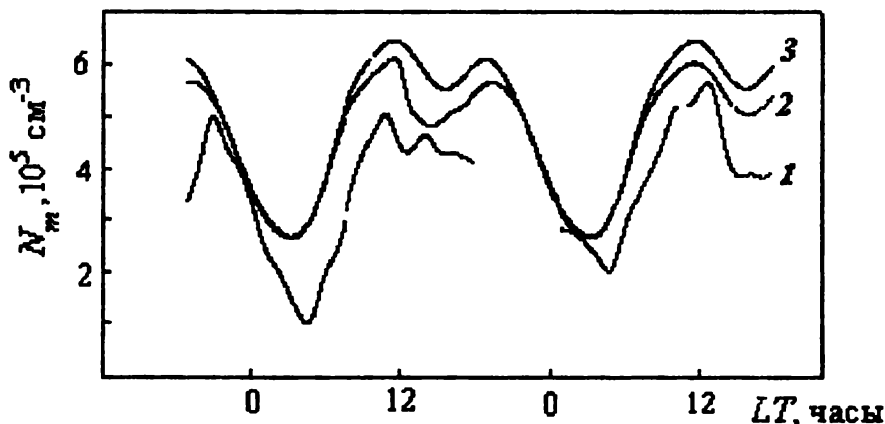


Рис. 2. Модельные и экспериментальные суточные вариации N_m для 26-28 мая 1998 г.: 1 - данные НР; 2 - модель IRI-2000; 3 - модель IRI-90

На протяжении обоих периодов сохранялась спокойная геофизическая обстановка - геомагнитный индекс $A_p \leq 12$ и индекс солнечной активности $F_{10,7}$ для указанных периодов менялся в диапазоне от 92 до 102. Для сравнения с экспериментальными данными был выполнен расчет значений электронной концентрации N по глобальным эмпирическим моделям ионосферы IRI-90 [5] и IRI-2000 [6].

На рис. 1 - 2 представлены экспериментальные и модельные суточные вариации электронной концентрации в максимуме области F2 ионосферы N_m для каждого из рассмотренных периодов.

Из полученных зависимостей (см. рис. 1 - 2) видно, что модели недостаточно точно описывают изменение N_m для каждого из периодов. Видно, что экспериментальные и модельные значения N_m близки в ночные часы, а утром (около 6 часов) и в околополуденные часы имеется расхождение эксперимента и расчета. Экспериментальные данные (рис. 1) свидетельствуют о том, что даже в спокойной ионосфере присутствуют волновые процессы, что согласуется с ранее полученными результатами [1].

Различия экспериментальных и модельных суточных вариаций N_m , по-видимому, обусловлены различием суточных вариаций в западном и восточном полушариях. Для западного полушария дневной максимум (около 12 LT) выражен сильнее, чем вечерний (около 18 LT), а для восточного эти максимумы имеют приблизительно одинаковую форму.

Из сравнения моделей между собой, а также моделей и экспериментальных данных, можно оценить прогресс в области моделирования состояния ионосферы на сегодняшний день. Видно, что точность расчета N_m по модели IRI-90 выше, чем по модели IRI-2000. Принимая во внимание отмеченные выше особенности суточного хода N_m , это различие можно объяснить тем, что в модели IRI-90 полнее представлен массив экспериментальных данных, полученных на станциях вертикального зондирования Европейской части бывшего СССР, чем в более поздней версии модели IRI. Таким образом, точность расчета по глобальным моделям в конкретных геофизических условиях существенно зависит от исходного набора экспериментальных данных, которые были использованы при построении ионосферной модели.

Из анализа высотных профилей электронной концентрации для рассмотренных выше периодов следует, что различие модельных и экспериментальных значений N в максимуме области F2 ионосферы (f_oF2) невелико и в большинстве случаев составляет $\sim 10\%$, а на высотах выше максимума ионизации расхождение модельных и экспериментальных профилей значительно больше. Исходя из этого, для повышения точности профилей $N(h)$ для восточноевропейского региона наиболее эффективным будет использование радара HP, позволяющего получать основные ионосферные параметры в диапазоне высот 200 - 2000 км. Экспериментальные высотные профили электронной концентрации могут быть использованы для построения эмпирической

модели восточноевропейского региона, которая может быть использована самостоятельно или как часть глобальной модели ионосферы.

Возможной причиной различия мгновенных и медианных значений электронной концентрации в спокойных условиях могут быть волны Россби [7-8] – одна из разновидностей планетарных волн – квазиволновыми процессами в ионосфере с временными масштабами ~ 7 суток и амплитудой до 40%, поведение которых не отражается в полной мере изменениями ни солнечной, ни геомагнитной активностей.

Таким образом, можно сделать вывод, что изменение ионосферных параметров при наличии в атмосфере планетарных волн не укладывается в простую схему «воздействие – отклик» и требует комплексного подхода к анализу и выделению геофизических условий, для которых осуществляется расчет или прогноз по ионосферным моделям.

С другой стороны, наличие определенных закономерностей в развитии волновых процессов дает основания для разработки алгоритма их адекватного учета в ионосферных моделях и снижения погрешности расчета по моделям до уровня, определяемого случайными флуктуациями ионосферных параметров. Очевидно также, что достаточно полный учет особенностей вариаций ионосферных параметров возможен только при учете региональных особенностей ионосферных параметров.

Захаров И.Г. благодарит НТЦУ за поддержку, грант № 1772.

Список литературы: 1. *Захаров И.Г., Мозговая О.Л.* О термосферно-ионосферных возмущениях в спокойных и возмущенных условиях // *Оптика атмосферы и океана*, 2002, т.15, №12, с. 1137-1141. 2. *Намгаладзе А.А., Захаров Л.П.* Влияние возмущений состава нейтральной термосферы и термосферных ветров на F-область ионосферы // *Исследование ионосферной динамики*, 1979., с. 85-95. 3. *Брюналли Б.Е., Намгаладзе А.А.* Физика ионосферы, М., 1988. 528 с. 4. *Таран В.И.* Исследования ионосферы с помощью радаров некогерентного рассеяния в Харькове // *Вестник Харьковского государственного политехнического университета*, 1999, вып. 31, с. 3-9. 5. *Bilitza D.* International Reference Ionosphere 1990, National Space Science Data Center, NSSDC/WDC-A-R&S 90-20, Greenbelt, Maryland, 1990. 6. *Bilitza D.* International Reference Ionosphere 2000 // *Radio Sci.* 2001, 36, № 2, pp. 261-275. 7. *Госсгард Э.Э., Хук У.Х.* Волны в атмосфере, М., 1978. 532 с. 8. *Захаров И.Г., Ляшенко М.В.* Сравнение экспериментальных и модельных значений полного электронного содержания в ионосфере над Восточной Европой // *Радиофизика и радиоастрономия*, 2003, №3, с. 155-167.

Поступила в редакцию 08.04.03

Л.Я. ЕМЕЛЬЯНОВ, зав. сектором,
И.Б. СКЛЯРОВ, гл. инженер, Институт ионосферы (г. Харьков)

ОБЕСПЕЧЕНИЕ ДОСТОВЕРНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ ДРЕЙФА ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ МЕТОДОМ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ

Розглянуто деякі аспекти забезпечення достовірних вимірів швидкості дрейфу іоносферної плазми методом некогерентного розсіяння. Наведено обґрунтування використання контрольних сигналів для цієї мети. Розглянуто принцип побудови імітатора доплерівського зсуву спектру шумоподібного сигналу.

The some aspects of ensuring of reliable ionospheric plasma drift velocity measurements by incoherent scatter method are considered. The substantiation of use of control signals for this purpose is presented. The principle of construction of the simulator of a Doppler shift of noise-like signal is considered.

Актуальность определения скорости дрейфа ионосферной плазмы для исследования динамических процессов в верхней атмосфере Земли подтверждается большим количеством публикаций по измерениям на зарубежных радарх некогерентного рассеяния (НР), например, [1, 2, 3, 4].

Сложность измерения скорости плазмы V_d методом НР связана с шумовым характером полезного сигнала, значительным превышением ширины его спектра по отношению к доплеровскому сдвигу, по которому оценивается скорость, и низким отношением сигнал/шум. Поэтому важным является обеспечение достоверности получаемых данных.

Целью данной работы является показать некоторые пути обеспечения надежности определения скорости дрейфа плазмы.

Достоверность определения V_d может в какой-то степени обеспечиваться сравнением данных о скорости плазмы, полученных на конкретном радаре НР, с данными, полученными на других измерительных установках или другими радиофизическими методами [5, 6]. Однако это сравнение может носить только качественный характер, поскольку условия измерений могут отличаться из-за различия географических координат измерительных установок, времени измерений, гелиогеофизических условий и других факторов.

При невозмущенной ионосфере косвенно достоверность может подтверждаться анализом высотно-суточных зависимостей набора измеряемых ионосферных параметров, включающих, помимо скорости дрейфа, электронную концентрацию N_e , электронную T_e и ионную T_i температуры, ионный состав. В частности, возможна проверка получаемых результатов путем решения уравнения непрерывности согласно методике [7]. Такие вычисления прово-

дятся периодически и дают неплохие результаты для невозмущенной околополюденной ионосферы [8].

На протяжении суток даже при отсутствии магнитных возмущений возможны значительные изменения скорости, особенно в ночное время. В этом случае о достоверности можно судить по соответствию временных вариаций измеряемых параметров существующим представлениям о динамике ионосферы.

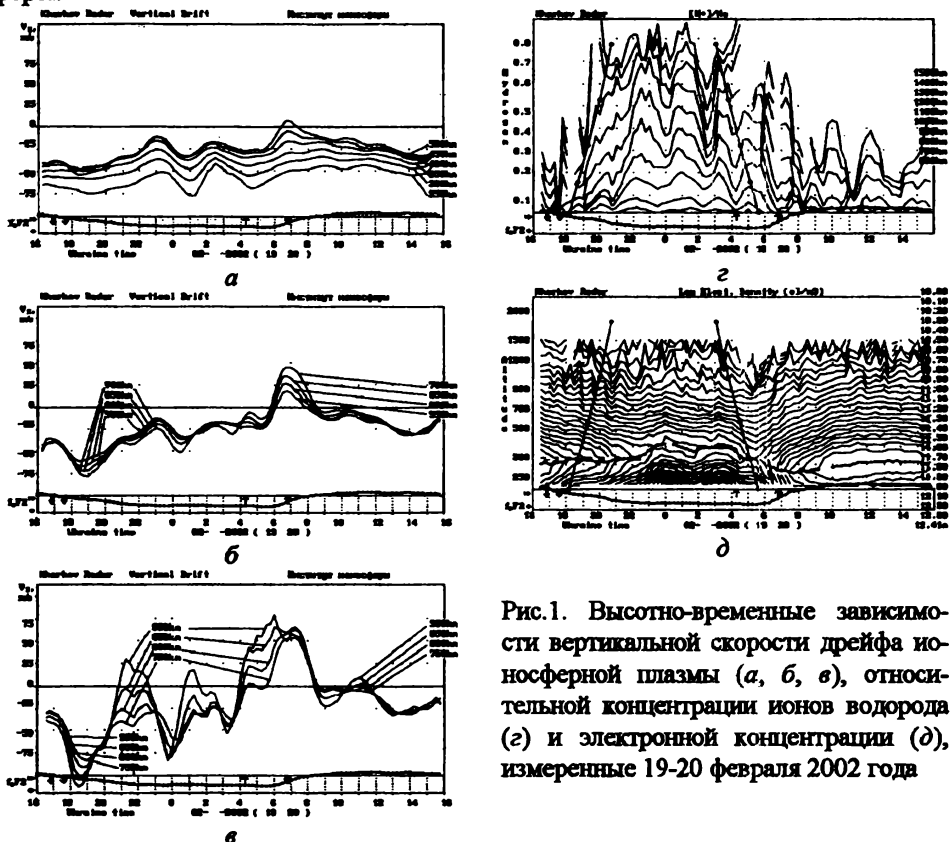


Рис.1. Высотно-временные зависимости вертикальной скорости дрейфа ионосферной плазмы (а, б, в), относительной концентрации ионов водорода (з) и электронной концентрации (д), измеренные 19-20 февраля 2002 года

В качестве примера на рис. 1, а, б, в приведены суточные вариации вертикальной скорости дрейфа V_z ионосферной плазмы, полученные на харьковском радаре НР 19-20 февраля 2002 года. Здесь же приведены временные зависимости критической частоты f_oF2 . Стрелками показаны моменты восхода и захода Солнца на поверхности Земли в Харькове (двойная стрелка) и магнитно-сопряженной точке (одинарная стрелка), расположенной вблизи острова Мадагаскар. В эти дни индекс магнитной активности $A_p=4$ (19 февраля) и $A_p=8$ (20 февраля) соответственно.

На графиках отчетливо видны обычно наблюдаемые утренний (с максимумом около 6:30) и вечерний (около 18:45) экстремумы V_z , возрастающие с увеличением высоты. Помимо выше упомянутых экстремумов суточные вариации V_z имеют изменения в ночное время, с 20 до 3 часов. Видно, что эти изменения суточного хода скорости в значительной степени характерны для высот больше 700 км. Они объясняются процессами ионосферно-протоносферного обмена плазмы.

Действительно, измеренные вариации относительной концентрации легких ионов H^+ в течение рассматриваемых суток (рис. 1, з) коррелируют с суточными вариациями вертикальной скорости дрейфа плазмы. Так, на высоте 900 км максимальному потоку плазмы в ~23:45 соответствует уменьшение относительной концентрации ионов водорода. Оно наблюдается около 00:00. Имеется также корреляция (хотя и в меньшей степени) вариаций V_z с временными изменениями электронной концентрации N_e (рис. 1, д).

Ночной максимум электронной концентрации (N_m) в области F ионосферы в зимнее время определяется соотношением скоростей поступления плазмы из протоносферы и потерь ионов O^+ за счет рекомбинации. Например, ночью максимальное значение N_m при $f_oF2=5,5$ МГц наблюдается в 01:15. Ему соответствует локальный максимум нисходящего потока плазмы, который распространяется вниз в интервале высот 900-400 км в течение ~1 часа 15 минут. Это запаздывание свидетельствует о том, что скорость распространения возмущения потока плазмы из протоносферы составляет ~ 135 мс⁻¹.

Некоторые приведенные выше вариации V_z не являются регулярными, что, собственно, и представляет интерес для исследования динамики ионосферы, но достоверность определения V_z по этим данным может быть проверена только после тщательного анализа всех полученных на протяжении измерений данных. Поэтому для обеспечения достоверности определения V_z необходимо соблюдение требований, предъявляемых к аппаратуре радара НР, и независимый контроль ее параметров, в первую очередь стабильность частот сигналов гетеродинов радиоприемной системы и несущей частоты радара.

Расчеты показывают, что при использовании радара НР с длиной волны около 2 м для определения скорости плазмы с систематической погрешностью, не превышающей 0,1 м/с, что приемлемо для геофизических приложений, кратковременная относительная нестабильность частот гетеродинов на протяжении периода радиолокационной развертки и несущей частоты зондирующего сигнала не должна превышать 10^{-9} . Для мониторинга должна быть обеспечена такая же долговременная стабильность или обеспечена когерентная структура построения приемно-задающей системы. Эти условия выполнены на харьковском радаре НР, где сигналы для гетеродинов радиоприемной и передающей систем формируются из сигналов задающей системы [9],

которые, в свою очередь, синтезируются из опорного сигнала генератора частоты 5 МГц с нестабильностью частоты 10^{-10}

Систематическая погрешность определения скорости, вызванная неточностью выделения квадратурных сигналов при синхронном детектировании, пропорциональна отклонению разности фаз $\Delta\varphi_{sd}$ опорных сигналов синхронного гетеродина от величины $\pi/2$. Для поддержания высокой точности установки $\Delta\varphi_{sd}$ и ее стабильности разработан и введен фазовращатель синхронного гетеродина, выходные сигналы которого сдвигаются на $\pm \pi/4$ относительно входного сигнала синхронного гетеродина, благодаря использованию дифференцирующей и интегрирующей цепей с одинаковыми высокостабильными RC-элементами. Предусмотрены элементы точной установки $\Delta\varphi_{sd} = \pi/2$ и равенства напряжений на двух выходах фазовращателя. А точность выделения квадратурных составляющих на протяжении измерений ионосферных параметров контролируется по близости к нулю взаимной корреляционной функции шума выходных квадратурных каналов приемника при нулевом сдвиге $r_{\text{ин}}(0)$.

Важнейшая часть радара, а именно весь приемно-обрабатывающий тракт, может контролироваться по измерениям параметров шума тракта и контрольного гармонического или шумоподобного узкополосного сигнала со смещенным относительно рабочей частоты радара спектром.

Радар НР оснащен системой формирования контрольных сигналов, в которой для генерации случайного процесса с необходимым спектром (корреляционной функцией), характерным для определенного набора параметров ионосферы, применяются низкочастотные формирующие фильтры с соответствующей амплитудно-частотной характеристикой и возможностью сдвига несущей частоты сигнала в пределах, соответствующих возможному доплеровскому сдвигам спектра НР сигнала. Контрольный сигнал подается на вход радиоприемного устройства радара НР непосредственно или через контрольную антенну и антенно-фидерный тракт радара.

Структурная схема системы формирования контрольных сигналов представлена на рис. 1.

Группа кварцевых генераторов совместно с блоком усилителей частоты f_d вырабатывает сигнал, из которого в дальнейшем формируется несущая частота контрольного сигнала f_n . Набор кварцев позволяет изменять частоту f_d и, тем самым, изменять величину имитируемой скорости дрейфа. При необходимости обеспечения сигнала с "нулевым" дрейфом вместо частоты f_d используется частота f_1 , вырабатываемая задающей системой радара и жестко привязанная к несущей частоте радара f_0 .

Частота f_d и частота $f_1/16$ в смеситель См1 преобразовывается в частоту $f_{\text{пр}1}$. $f_1/16$ является частотой, из которой формируется частота первого гетеродина приемника радара, и используется в системе для привязки к несущей

частоте радара. Второй кварцевый генератор 2 совместно с блоком усилителя вырабатывает сигнал f_B . Этот сигнал является вспомогательным и используется для ввода в контрольный сигнал шумовых сигналов с различными спектрами. Он подается на смеситель См2 и после умножения частоты на 16 — на балансный модулятор.

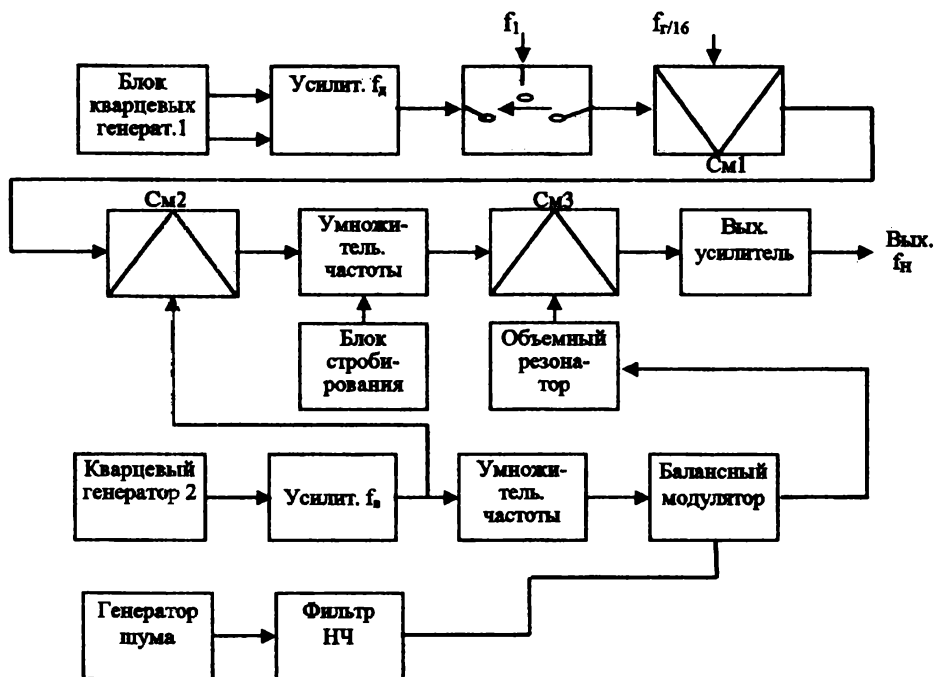


Рис 1. Структурная схема системы формирования контрольного сигнала

В балансном модуляторе, узкополосный шумовой сигнал, подаваемый на второй вход модулятора, переносится на частоту 35 МГц.

Сигнал с частотой 35 МГц поступает на полосовой фильтр, в качестве которого используется резонатор с шириной полосы пропускания 100 кГц. Выбор такой полосы обусловлен возможностью работы с широкополосным шумовым сигналом, который может подаваться непосредственно на вход резонатора. С помощью смесителей См2 и См3, умножителей частоты и балансного модулятора выделенный фильтром НЧ спектр низкочастотного шумового сигнала переносится на несущую частоту радара НР.

Стробирование контрольного сигнала производится в блоке умножителя путем коммутации питающего напряжения.

Блок стробирующих импульсов вырабатывает управляющие сигналы, которые позволяют получить радиоимпульсный контрольный сигнал со сле-

дующими параметрами: длительность импульса выбирается из интервала $20 \text{ мкс} \div 10 \text{ мс}$; задержка импульса относительно начала радиолокационной развертки $20 \text{ мкс} \div 20 \text{ мс}$; дискретность изменения задержки и длительности 10 мкс ; возможные величины имитируемой скорости дрейфа составляют -34 , -25 или $+100 \text{ м/с}$. Имеется возможность работы с непрерывным сигналом.

С помощью вырабатываемого сигнала имеется возможность контролировать стабильность основных характеристик аппаратуры, как долговременную, так и кратковременную на протяжении радиолокационной развертки.

Так, проверка стабильности измеряемой скорости по контрольному сигналу со сдвигом частоты, соответствующим скорости дрейфа -34 м/с , показала, что при 15-минутных сеансах измерений на протяжении 11 часов и отношении сигнал/шум, усредненном по 36 высотным отсчетам, которое находилось в пределах $15,2-15,8$, усредненный по таким же высотным отсчетам параметр-аналог скорости плазмы находился в пределах значений $-(33-35) \text{ м/с}$. Для каждого сеанса среднеквадратическое отклонение значений этого параметра на протяжении развертки дальности составляет около 3 м/с . При использовании фильтров НЧ приемника с эффективной шириной полосы пропускания $5,5$ и $9,5 \text{ кГц}$ параметры скорости идентичны, в то время как отношение сигнал шум отличается в $1,6$ раза, что соответствует норме.

Таким образом, достоверность определения скорости дрейфа ионосферной плазмы может быть обеспечена применением контрольного гармонического или шумоподобного узкополосного сигнала со смещенным относительно рабочей частоты радара НР спектром.

Список литературы: 1. Scherliess L., Fejer B.G. и др. Radar studies of midlatitude ionospheric plasma drifts // Journ. Geophys. Res. 2001. V. 106. № A2. P. 1771-11783. 2. Zhang S.-R., Fukao S. и др. The height of the maximum ionospheric electron density over the MU radar // J. Atm. and Solar-Terr. Phys. 1999. № 61. P. 1367-1383. 3. Kudeki E., Bhattacharyya S., Woodman R.F. A new approach in incoherent scatter F region E \times B drift measurements at Jicamarca. // Journ. Geophys. Res. 1999. V. 104. № A12. P. 28145-28169. 4. Holt J.M., van Eyken A.P. Plasma convection at high latitudes using the EISCAT VHF and ESR incoherent scatter radars // Ann. Geophysicae. 2000. № 18. P. 1088-1096. 5. Salah J.E., Goncharenko L.P. и др. Common-volume measurements of mesospheric winds using radar and optical instruments: 1. Comparison of observations // J. Atm. and Solar-Terr. Phys. 1999. № 61. P. 1259-1271. 6. Schunk R.W., Sojka J.J. Ionosphere-thermosphere space weather issues // J. Atm. and Terr. Phys. 1996. V. 58. № 14. P. 1527-1574. 7. Иванов-Холодный Г.С., Михайлов А.В. Прогнозирование состояния ионосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1980. 190 с. 8. Емельянов Л.Я. Измерение высотных профилей электронной концентрации методом некогерентного рассеяния // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 42, №1, 2002. - М., - С. 116 – 120. 9. Емельянов Л.Я. Радиоприемное устройство радара некогерентного рассеяния // Вестн. Харьк. гос. политехн. ун-та. Сборник научных трудов. Выпуск 31. - Харьков, 1999. - С. 108-112.

Поступила в редколлегию 08.04.03

И.Г.ЗАХАРОВ, канд. физ.-мат. наук, ХНУ им. В.Н.Каразина,

О.Л.МОЗГОВАЯ, м. н. с.,

В.И.ТАРАН, докт. физ.-мат. наук, проф., Институт ионосферы (г.Харьков)

ПОЛОЖИТЕЛЬНАЯ ФАЗА ИОНОСФЕРНЫХ БУРЬ И ОСОБЕННОСТИ ЕЕ ПРОЯВЛЕНИЯ НА СРЕДНИХ ШИРОТАХ ПО ДАНЫМ РАДАРА НР В ХАРЬКОВЕ

На основі даних про електронну концентрацію та вертикальну складову дрейфу плазми, отриманих методом некогерентного розсіяння в Інституті іоносфери за 1997-2002 рр., проаналізовані магнітні збурення різної інтенсивності. Визначено вплив стану іоносфери до початку бурі на характер розвитку іоносферного збурення. Показано, що механізми, які викликають бурі, є не тільки збурення вертикалі меридіональної складової швидкості термосферного вітру, але й надходження енергії через денний полярний касп.

Magnetic disturbances different intensity are analyzed by the electron density and vertical plasma drift velocity data that received by incoherent scatter methods at the Institute of ionosphere during 1997-2002. The effects of ionospheric condition before storm commences are development to the evolution character of ionospheric disturbance. It is shown mechanisms inducing are the both the variations of meridional component thermospheric wind velocity and energy ejection through polar casp.

Методы. В статье рассмотрены вариации параметров ионосферы во время положительных фаз магнитных бурь (МБ). Основное внимание уделено периодам 24–26 июня 1997 г., 10–11 и 18–19 февраля 1999 г., 7–10 октября 2002 г. Исследования проведены с помощью радара некогерентного рассеяния Института ионосферы (г. Харьков). Радар работает на частоте 150 МГц и позволяет исследовать ионосферу в интервале высот ~100–1500 км. Рассмотрены возможные механизмы положительной фазы ионосферных бурь. Использованы результаты измерений электронной концентрации N_e , вертикальной составляющей скорости дрейфа плазмы V_d и данных о геомагнитной активности: индексы K_p и D_{st} . Анализ проведен с учетом постоянно присутствующих в ионосфере квазиволновых возмущений, представляющих, скорее всего, высокие моды термосферного прилива [1], проявление которых на средних широтах в настоящее время изучено недостаточно.

Целью статьи является выявление возможных механизмов, вызывающих продолжительные положительные возмущения в среднеширотной области F2 ионосферы.

Обсуждение. Наибольший интерес представляют вариации ионосферных параметров во время слабой МБ, начавшейся в ночь на 11.02.99. В ионосфере над Харьковом в течение всего освещенного периода 11 февраля наблюдались значительные вариации ионосферных параметров. Например, увеличение электронной концентрации N_e было наиболее значительным выше максимума области F2. На средних широтах возмущения такой интенсивности и продолжительности более

характерны для периодов сильных МБ. Сильные ионосферные эффекты МБ проявились также наличием значительных вариаций в других рассмотренных параметрах. Размах колебаний в N_e достигал $\sim 4 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ и составлял $\sim 40\%$ от фоновых значений N_e . На рис. 1а в качестве примера приведены высотные профили N_e , а также суточные вариации N_e и V_d на высоте $h=294 \text{ км}$, соответствующей максимальному увеличению N_e (рис. 1б).

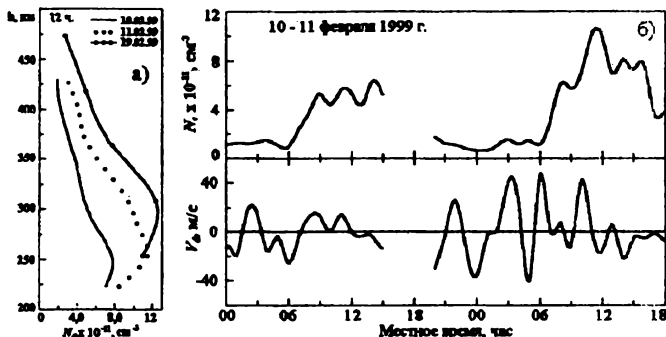


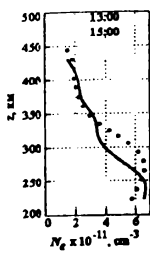
Рис. 1. а) Высотные профили N_e 10-11 и 19 февраля 1999 г.
б) Суточные вариации N_e и V_d 10-11 февраля 1999 г.

Колебания вертикальной составляющей дрейфа V_d увеличились до $\pm 40 \text{ м/с}$ одновременно с усилением магнитной активности. Разность фаз в диапазоне высот 200–600 км составила $\sim 0,5$ часа с опережением на больших высотах, что соответствует типичной картине акустико-гравитационных волн в возмущенных условиях [2].

Из рис. 1б видно, что в течение обоих дней (10 и 11 февраля) имеет место волновая структура. При переходе от спокойных условий к магнитовозмущенным произошло ее изменение, но без полного разрушения. Так, 11 февраля амплитуда первой и третьей волн в N_e , считая от восхода Солнца, несколько уменьшилась, а амплитуда второй волны возросла более чем в 2 раза.

Колебания V_d днем 10 февраля составили 10–15 м/с и происходили синхронно с изменениями N_e (при увеличении N_e скорость дрейфа V_d направлена вверх); изменения фазы по высоте отсутствовали. Ночью в спокойных условиях изменения V_d были еще значительнее, однако, в изменениях N_e они почти не проявлялись, так как ночью сглаживающее влияние вязкости приводит к однородному смещению области F2 вверх и вниз без заметного изменения высотного профиля N_e [2].

На рис. 2 приведены высотные профили для 13 LT (сплошная кривая) и 15 ч LT (точки), которые соответствуют третьей волне N_e и предшествующему ей минимуму, возникших под действием квазиволновых возмущений при отсутствии МБ (из рис. 1б).



Видно, что и при отсутствии МБ высотный профиль подвергается заметным и, скорее всего, закономерным изменениям, которые необходимо учитывать при выделении возмущенных вариаций в периоды магнитных бурь.

После исключения влияния квазиволновых возмущений на рассматриваемые параметры путем скользящего усреднения получено, что непосредственно после начала МБ в ночь на 11.02.99 последовало увеличение фонового (усредненного) вертикального

дрейфа вверх. Значения V_d оставались повышенными на уровне ~ 15 м/с до 9 LT, после чего начали быстро уменьшаться. После 13 LT скорость дрейфа была, в основном, направлена вниз. Полагая, что основным источником дрейфа был нейтральный ветер, получаем, что по сравнению со спокойными условиями начало магнитной бури привело к усилению меридионального ветра на юг.

Электронная концентрация оставалась практически без изменения примерно до 8 часов местного времени, после чего начался рост N_e , который продолжался вплоть до 14 LT. Уменьшение N_e происходило медленно, так что и в конце дня значения N_e были выше, чем в предшествующий день.

Сопоставив изменения N_e и V_d , легко заметить, что периоды максимального увеличения дрейфа вверх и увеличения электронной концентрации не совпадают, а максимальные значения N_e и вовсе приходится на отрицательные значения V_d . Следовательно, наиболее распространенный механизм положительной фазы ионосферных бурь – увеличение N_e за счет подъема области F2 в область более низкой скорости рекомбинации – не мог обеспечить продолжительное сохранение положительной фазы.

По не сглаженным значениям N_e можно выделить три временных интервала увеличения электронной концентрации: 3-9, 9-14 и 14-17 LT. В середине каждого из них N_e было примерно на 20% выше, чем на краях. Несмотря на то, что амплитуда флуктуаций N_e сравнима со значениями, наблюдаемыми в спокойных условиях (см. рис. 2), можно допустить, что они связаны с эффектами МБ. На это указывает и привязка начала первого из них к началу МБ и значительное увеличение периода колебаний по сравнению со спокойными условиями (см. рис. 3). Эффекты МБ во время первого интервала являются типичными для влияния на ионосферу атмосферных гравитационных волн (АГВ): прохождение волны сопровождается появлением вертикальной составляющей скорости дрейфа, направленного вверх, и поднятием области F2 вверх без существенного изменения формы профиля. При этом, фронт волны наклонный: разность фаз в диапазоне высот 200–600 км составила $\sim 0,5$ часа с опережением на больших высотах.

Вариации ионосферных параметров во время второго интервала также указывают на возможное влияние АГВ при наличии другого источника возмущения. На это, в частности, указывает более значительное увеличение N_e при меньших вариациях дрейфа.

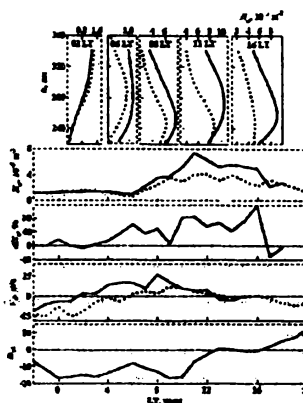


Рис. 3

В качестве вспомогательного механизма может выступать ионизация за счёт выпадания мягких электронов на высоты области F2 через дневной полярный касп [3, 4]. Последнее увеличение N_e произошло после смены знака фонового дрейфа (вниз). Не исключено, что увеличение N_e вызвано потоками плазмы из протоносферы. Подобный механизм приводит к появлению вечернего летнего и ночного зимнего максимума [2], однако в данном случае максимальное увеличение пришлось на более ранние часы из-за особенностей динамики термосферы в возмущенных условиях.

Сопоставление ионосферных возмущений в периоды разных МБ показало, что положение локальных максимумов N_e приходится примерно на одни и те же моменты местного времени. Так, наиболее значительный рост N_e отмечен 8 октября 2002 г., как и 11 февраля 1999 г. (см. рис. 3), приходится на ~11–12 LT, несмотря на существенно различный характер развития магнитных возмущений. Данный результат подтверждает сделанный ранее вывод [5] о существенной роли постоянно присутствующих в ионосфере квазиволновых возмущений в развитии ионосферного возмущения в периоды МБ.

Выводы. Продолжительное сохранение положительной фазы поддерживается не одним механизмом, а последовательной сменой одного физического механизма другим. На развитие возмущения в периоды МБ влияет также состояние ионосферы до начала бури. Следовательно, детальный анализ отклика ионосферы на магнитные бури с использованием нескольких параметров, определяемых методом некогерентного рассеяния, позволяет выделять доминирующие механизмы, вызывающие продолжительные ионосферные возмущения.

И. Г. Захаров благодарит НТЦУ за поддержку, грант № 1772.

Список литературы: 1. Госсард Э.Э., Хук У.Х. Волны в атмосфере. М., 1978. 532 с. 2. Бронелли Б.Е., Намгаладзе А.А. Физика ионосферы. М., 1988. 528 с. 3. Данилов А.Д., Морозова Л.Д. Ионосферные бури в области F2. Морфология и физика. (Обзор) // Геомагнетизм и аэрономия. 1985. Т. 25. № 5. С. 705–721. 4. Данилов А. Д., Морозова Л. Д. Ионосферные бури. Морфология, физика, прогноз // Ионосферно-магнитная служба. Л., 1987. С.178–215. 5. Захаров И.Г., Мозговая О.Л. О термосферно-ионосферных возмущениях в спокойных и возмущенных условиях // Оптика атмосферы и океана. 2002. Т.15. № 12. С. 1137–1141.

Поступила в редколлегию 08.04.03

А.Г.ЛАЗАРЕНКО, канд. физ.-мат. наук, А.Н.АНДРЕЕВ

ПРИМЕНЕНИЕ КАПИЛЛЯРНЫХ СВЕТОВОДОВ В СПЕКТРОСКОПИИ

В статті наведено огляд різних застосувань капілярних світловодів у спектроскопічних дослідженнях. Розглянуто основні характеристики та засоби використання новітніх капілярів, що мають світловедучі якості при заповненні водяними розчинами. Показано теоретичні можливості застосування капілярних світловодів при вимірюванні розмірів частинок за допомогою кореляційної спектроскопії.

The review of different capillary light guides applications in spectroscopy. Newly developed capillaries with light guiding properties with water solutions fillings main features and applications methods are discussed. Theoretical possibilities of capillary light guides application in correlation spectroscopy particles sizes determination are shown.

Для улучшения чувствительности оптических измерений используют различные методы, позволяющие увеличивать интенсивность рассеянного сигнала. Один из способов увеличения интенсивности рассеянного света состоит в том, чтобы увеличить длину взаимодействия лазерного луча с исследуемой жидкостью. Этот способ реализуется с помощью капиллярных световодов (КСВ) - т.е. световодов в которых свет распространяется в жидкой сердцевине внутри отражающей оболочки. Свет удерживается в сердцевине за счет явления полного внутреннего отражения [1].

Капиллярный световод может быть двух типов:

1 тип: световод с поверхностью полного внутреннего отражения на границе раздела исследуемой жидкости и внутренней границей оболочки, которая имеет более низкий показатель преломления, чем исследуемая жидкость.

2 тип: световод с поверхностью полного внутреннего отражения на границе раздела внешней поверхности оболочки и окружающей среды, которая имеет, показатель преломления меньше, чем у сердцевины и у оболочки.

Надо сказать, что пропускание света в капиллярном световоде 2 типа сильно зависит от оптической чистоты внешней поверхности световода. Внешняя ячеистая поверхность и окружающая среда могут легко изменить пропускание света в КСВ, и значит, могут воздействовать на результаты спектральных измерений. Поэтому капилляры данного типа не получили значительного развития, а если и используются то в виде кварцевых капиллярных световодов, покрытых Тefлоном – АF. Последний материал имеет показатель преломления от 1.29 до 1.31 для длин волн от 200 до 2000 нм и его создание существенно расширило сферу применения КСВ на жидкости с низкими показателями преломления, в частности, на слабые водные и органические растворы [2].

Применяя капиллярные световоды можно увеличить чувствительность определения люминесценции, особенно при низкой концентрации люминофора.

Это очень важно, так как не всегда удаётся получить необходимое количество исследуемого вещества. Уменьшение порога определения люминесценции достигается за счет взаимодействия лазерного излучения со всем объемом исследуемого вещества в КСВ, а это значит, что все молекулы, которые способны люминесцировать, излучают что и приводит к значительному увеличению интенсивности люминесценции. Экспериментально было установлено, что концентрация флуоресцирующего вещества в растворе, при котором еще можно обнаружить люминесценцию в КСВ, составляет 150 пмоль, что значительно меньше, чем для традиционных методик измерений [6].

В спектроскопии комбинационного рассеяния полная интенсивность излучения полезного сигнала чрезвычайно низка и использование КСВ за счет увеличения длины взаимодействия лазерного излучения с исследуемой средой позволяет увеличить число центров комбинационного рассеяния, что приводит к увеличению интенсивности сигнала комбинационного рассеяния, которая определяется формулой:

$$P_R = \frac{P_L \cdot K}{2 \cdot \alpha} \cdot (1 - e^{-2\alpha x}) \quad (1)$$

где P_R мощность комбинационного рассеяния, P_L мощность лазера, α – коэффициент потерь КСВ, x - длина капиллярного световода и K - константа, которая зависит от конфигурации КСВ.

Такое увеличение интенсивности сигнала комбинационного рассеяния было подтверждено экспериментально [1]. Измерения, выполненные с использованием капиллярных световодов показали, что с помощью КСВ длиной 1 метр можно получить коэффициент увеличения сигнала комбинационного рассеяния в 20 раз для водных растворов и в 120 раз для органических растворов ($\lambda=785$ нм). Такое различие в коэффициентах усиления объясняется различными коэффициентами поглощения органических и водных растворов.

Следует сказать, что для увеличения интенсивности рассеянного сигнала в капиллярных световодах с водными и органическими растворами необходимо правильно выбирать длину волны возбуждения. Длина волны будет зависеть от комбинации в водном растворе поглотительных, флуоресцентных спектров и квантовых переходов. Другим параметром, от которого будет зависеть интенсивность, является длина капиллярного световода: чем больше длина КСВ, тем выше интенсивность сигнала, но в тоже время увеличиваются потери при распространении света в световоде. Например, экспериментальные измерения для КСВ с внутренним диаметром 150 мкм и внешним 400 мкм, заполненным метанолом, показали, что максимальная целесообразная длина световода равна 3 м, так как при дальнейшем увеличении длины потери возрастают до 14 дБ, а интенсивность рассеянного света уменьшается [4]. Кроме того, было установлено, что потери капиллярных световодов существенно зависят от внутреннего диаметра и толщины стенок КСВ, а так же, что коэффициент передачи капиллярного световода не зависит от показателя преломления

исследуемой жидкости, когда ее показатель преломления выше, чем показатель преломления материала световода [5].

Экспериментальные исследования показали, что кроме рассеянного света содержащего излучения дискретных частот, больших и меньших исходной в спектре комбинационного рассеяния присутствует излучение от флуоресцентных примесей (флуоресцентный фон), которое ухудшает чувствительность спектральных измерений. В твердых телах движение этих примесей ограничено, поэтому, применяя фотообесцвечивание (photobleaching) можно значительно уменьшить их влияние. Фотообесцвечивание заключается в том что, облучая лазерным излучением флуоресцентные примеси их вынуждают люминесцировать, а затем измеряют спектр комбинационного рассеяния во время релаксации, тем самым, уменьшая интенсивность шума [3].

Но в жидкости флуоресцентные примеси непрерывно диффундируют из освещенного объема исследуемого образца в неосвещенный объем и излучают поглощенные фотоны, становясь при этом источником шума. Уменьшить этот шум можно двумя способами: либо увеличением плотности лазерного излучения, для того чтобы скорость фотообесцвечивания молекул примеси стала больше скорости восстановления либо освещением всего объема исследуемого образца, чтобы добиться фотообесцвечивания всех молекул примеси. Второй способ реализуется с помощью КСВ, поскольку лазерное излучение распространяется через исследуемый образец, и, кроме того, малый внутренний диаметр световода приводит к значительной плотности лазерного излучения, а это приводит к более быстрому фотообесцвечиванию. Проведенные эксперименты показали, что, применяя КСВ в спектроскопии комбинационного рассеяния можно добиться уменьшения величины флуоресцентного фона на два порядка [3].

Использование корреляционной спектроскопии позволяет определять не только динамические свойства рассеивающей системы, но и дает возможность измерения размеров частиц во время их роста [7]. Для этого следует измерять автокорреляционную функцию (АКФ) рассеянного на частицах света. Но часто возникает задача производить измерение при наличии турбулентности в исследуемой среде (например в химических реакторах), а это приводит к тому, что возникают проблемы с точным измерением АКФ. Исключить этот недостаток можно, если использовать капиллярные световоды [8]. Применение КСВ позволяет ограничить исследуемый объем и добиться ламинарности течения жидкости в световоде, что приводит не только к устранению влияния турбулентности, но и гауссовой статистики рассеянного излучения. Это означает, что автокорреляционная функция принимает самый простой вид:

$$R(\tau) = e^{-2 \cdot D \cdot q^2 \cdot \tau} \quad (2)$$

где q называется переданным волновым вектором, или вектором рассеяния, а D - коэффициент диффузии. Измеряя время, за которое корреляционная функция уменьшается в e -раз, можно получить значение времени корреляции $\tau_{кор}$, а затем найти коэффициент трансляционной диффузии, зная который можно определить

радиус частиц. Необходимо сказать, что под радиусом частицы следует понимать эффективный гидродинамический радиус и для сферических рассеивателей он обычно несколько больше, чем геометрический размер частицы, вследствие возникновения оболочки из молекул растворителя, увлекаемых рассеивающей частицей [7]. Следует отметить, что корреляционная спектроскопия обладает важными преимуществами по сравнению с другими методами, а именно большим диапазоном доступных измерению размеров [8], а также меньшим временем необходимым для обработки результатов измерений.

Список литературы: 1. *Song L., Liu S., et al.* Application of liquid waveguide to Raman Spectroscopy in aqueous solution // *Applied Spectroscopy* №10 1998. 2. *Schelle B., Klein K.F. et al.* Physical characterization of lightguide capillary cells // *Applied Phys.* №32 1999. 3. *Pelletier M.J., Altkorn R, et al.* Efficient elimination of Fluorescence background from Raman spectra collected in a liquid core optical fiber // *Applied Spectroscopy* №12 2000. 4. *Altkorn R., Koev I., et al.* Raman performance characteristics of Teflon – AF 2400 liquid – core optical fiber sample cells // *Applied Spectroscopy* №10 1999. 5. *Altkorn R., Koev I., et al.* Low –loss liquid – core optical fiber for low – refractive – index liquids: fabrication, characterization and application in Raman spectroscopy // *Applied Optics* №34 1997. 6. *Dasgupta.K.P., Genfa Z., et al.* Luminescence Detection with a Liquid Core Waveguide // *Analytical Chemistry* №7 1999. 7. *Лебедев А. Д., Левчук Ю.Н., и др.* Лазерная корреляционная спектроскопия в биологии // Киев: Наук. Думка. 1987. 256 с. 8. *Rivallin M., Andreev A., Lazarenko A, et. al.* Dynamical light scattering method for particle size determination using optical fibers // *European Congress on Chemical Engineering – 4, Granada, Spain, September 2003.*

Поступила в редколлегию 21.05.03

О. М. ЛИТВИН, д-р. фіз.-мат. наук, УПА,
В.М.УДОВИЧЕНКО, канд. техн. наук, НТУ "ХП" (м. Харків)

ОПЕРАТОРИ ДВОВИМІРНОГО ФІНІТНОГО ДИСКРЕТНО-НЕПЕРЕРВНОГО ПЕРЕТВОРЕННЯ ФУР'Є НА ОСНОВІ СПЛАЙНІВ ПЕРШОГО СТЕПЕНЯ, ТОЧНІ НА ТРИГОНОМЕТРИЧНИХ ПОЛІНОМАХ ЗАДАНОГО ПОРЯДКУ

Досліджуються оператори обчислення двовимірного фінітного дискретно-неперервного перетворення Фур'є на основі сплайнів першого степеня, точні на тригонометричних поліномах заданого порядку. Зокрема, досліджено їх інтерполяційні властивості. Наведена оцінка похибки апроксимації комплексних функцій двох дійсних змінних запропонованими операторами. Наведено приклад.

The operators of calculation of two-dimensional finite discretely-continuous Fourier Transform on the basis of splines of the first degree were investigated. These operators are precise on trigonometric polynomials of corresponding degree. Their interpolation properties are researched. The estimation of error approximating of complex functions of two real variables by the offered operators is given. The example is given.

Постановка проблеми. Проблема, яку ми розв'язуємо в даній статті, полягає: 1. В побудові ефективного методу відновлення коефіцієнтів Фур'є для функцій двох змінних на основі фіксованої кількості відліків наближуваної функції з використанням методу Файлона обчислення інтегралів від швидкоосцилюючих функцій і з заміною функції $f(x, y)$ сплайнами першого степеня по кожній змінній; 2. На основі отриманих операторів (при $N=M$) будуємо оператори, точні на тригонометричних поліномах порядку N

Аналіз літератури. В літературі, присвяченій перетворенню Фур'є основними напрямками досліджень є різноманітні варіанти реалізації швидких алгоритмів дискретного перетворення Фур'є [1], [2], порівняння швидких алгоритмів дискретного перетворення Фур'є та дискретного перетворення Хартлі [3], створення багатовимірних варіантів дискретного перетворення Фур'є [4]. Класичне двовимірне перетворення Фур'є [5, с.17]

$$H(u, v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \exp[-j2\pi(ux + vy)] dx dy,$$

$$f(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} H(u, v) \exp[j2\pi(ux + vy)] du dv$$

в прикладних задачах, орієнтованих на комп'ютерні технології, використовують у вигляді прямого та оберненого дискретного перетворення Фур'є [1, С.495]

$$\begin{aligned}
 H(v_1, v_2) &= (N_1, N_2)^{-1} \sum_{\tau_1=0}^{N_1-1} \sum_{\tau_2=0}^{N_2-1} f(\tau_1, \tau_2) \exp[-j2\pi(v_1 \tau_1 / N_1 + v_2 \tau_2 / N_2)], \\
 v_1 &= \overline{0, N_1-1}, v_2 = \overline{0, N_2-1}, \\
 f(\tau_1, \tau_2) &= \sum_{v_1=0}^{N_1-1} \sum_{v_2=0}^{N_2-1} H(v_1, v_2) \exp[j2\pi(v_1 \tau_1 / N_1 + v_2 \tau_2 / N_2)], \\
 \tau_1 &= \overline{0, N_1-1}, \tau_2 = \overline{0, N_2-1}. \tag{1}
 \end{aligned}$$

Двовимірне дискретне перетворення Фур'є (1) з точки зору характеристик точності має недоліки, які розглянуто в [6].

Метою роботи є: 1) побудова операторів обчислення двовимірного фінітного дискретно – неперервного перетворення Фур'є на основі сплайнів першого степеня по кожній змінній, з $(2M_1+1)(2M_2+1)$ вузлами (x_p, y_q) ,

$p = \overline{-M_1, M_1}, q = \overline{-M_2, M_2}$, які мали б нову, порівнянно з класичним дискретним двовимірним перетворенням Фур'є властивість – можливість формувати неперервне наближення функції по її дискретних відліках і при цьому забезпечувати більш високі характеристики точності, порівнянно з класичним двовимірним дискретним перетворенням Фур'є (при однаковій кількості вузлів); 2) побудова на їх основі (при $N = M$

$N = (N_1, N_2), M = (M_1, M_2)$) операторів, точних на тригонометричних поліномах порядку N ; 3) дослідження властивостей отриманих операторів; зокрема доведення, що ці оператори є операторами інтерполяційного типу:

$$L_{M, M}^{F, 2d, Sp1} f(x_p, y_q) = f(x_p, y_q), p = \overline{-M_1, M_1}, q = \overline{-M_2, M_2}, M = (M_1, M_2).$$

Побудова операторів обчислення двовимірного фінітного дискретно–неперервного перетворення Фур'є на основі сплайнів першого степеня. Для наближеного обчислення коефіцієнтів Фур'є

$$b_{k_1, k_2}^{F, 2d}(f) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(x, y) \exp[-j(k_1 x + k_2 y)] dx dy, k_1 = \overline{-N_1, N_1}, k_2 = \overline{-N_2, N_2}, \tag{2}$$

в двовимірній сумі Фур'є

$$S_N^{F, 2d}(f) = \sum_{k_1=-N_1}^{N_1} \sum_{k_2=-N_2}^{N_2} b_{k_1, k_2}^{F, 2d}(f) \exp[j(k_1 x + k_2 y)], N_1 \leq M_1, N_2 \leq M_2$$

комплексної функції дійсного аргумента $f(x, y) = \text{Re } f(x, y) + j \text{Im } f(x, y)$;

$\text{Re } f(x, y), \text{Im } f(x, y) \in C^k[-\pi, \pi]^2, k=1, 2, 3, \dots$ використаємо підхід запро-

понований в [7], модифікований в [8], [9], який полягає в тому що ми замінюємо $f(x, y)$ її сплайном першого степеня по кожній змінній. Введемо до розгляду двовимірний сплайн першого степеня по кожній змінній для $f(x, y)$

$$\text{Sp1}_M(f; x, y) = \sum_{p1=-M1}^{M1} \sum_{p2=-M2}^{M2} h1(x, p1, \Delta_1) h1(y, p2, \Delta_2) f(x_{p1}, y_{p2}),$$

$$h1(x, q, \Delta_k) = (|t-1|-2|t|+|t+1|)/2, t=x/\Delta_k-q, \Delta_k=2\pi/(2Mk+1), k=1,2, \\ (x, y) \in [-\pi, \pi]^2, x_{p1} = p1\Delta_1, y_{p2} = p2\Delta_2. \quad (3)$$

Підставляючи (3) в (2), отримуємо

$$b_{N,M,k1,k2}^{F,2d,Sp1}(f) = \frac{1}{4\pi^2} \sum_{p1=-M1}^{M1} \sum_{p2=-M2}^{M2} f(x_{p1}, y_{p2}) \times \\ \int_{(p1-1)\Delta_1}^{(p1+1)\Delta_1} \int_{(p2-1)\Delta_2}^{(p2+1)\Delta_2} h1(x, p1, \Delta_1) h1(y, p2, \Delta_2) \exp[-j(k1x+k2y)] dx dy, \quad (4)$$

$$\Delta_1 = 2\pi e_1, e_1 = 1/(2M1+1), p1 = \overline{-M1, M1}, k1 = \overline{-N1, N1}, N1 \leq M1, \quad (5)$$

$$\Delta_2 = 2\pi e_2, e_2 = 1/(2M2+1), p2 = \overline{-M2, M2}, k2 = \overline{-N2, N2}, N2 \leq M2. \quad (6)$$

Виконавши обчислення в (4) із врахуванням (3), (5), (6) одержимо

$$b_{N,M,k1,k2}^{F,2d,Sp1}(f) = \sum_{p1=-M1}^{M1} \sum_{p2=-M2}^{M2} f(x_{p1}, y_{p2}) \times \\ \times \left\{ \left[\frac{[1-\cos(k1\Delta_1)][1-\cos(k2\Delta_2)]}{\pi^2 k1^2 k2^2 \Delta_1 \Delta_2} \right] \times \right. \\ \left. \times \exp[-j(k1 p1 \Delta_1 + k2 p2 \Delta_2)], (k1 \neq 0 \wedge k2 \neq 0) \right\} \vee \\ \vee \left[\frac{[1-\cos(k1\Delta_1)] e_2}{\pi k1^2 \Delta_1} \exp(-jk1 p1 \Delta_1), (k1 \neq 0 \wedge k2 = 0) \right] \vee \\ \vee \left[\frac{[1-\cos(k2\Delta_2)] e_1}{\pi k2^2 \Delta_2} \exp(-jk2 p2 \Delta_2), (k1 = 0 \wedge k2 \neq 0) \right] \vee \\ \vee [e_1 e_2, (k1 = 0 \wedge k2 = 0) \}, k1 = \overline{-N1, N1}, k2 = \overline{-N2, N2}. \quad (7)$$

Оператор

$$U_{N,M}^{F,2d,Sp1} f(x, y) = \sum_{k1=-N1}^{N1} \sum_{k2=-N2}^{N2} b_{N,M,k1,k2}^{F,2d,Sp1}(f) \exp[j(k1x+k2y)], \quad (8)$$

де $(x, y) \in [-\pi, \pi]^2$, дозволяє обчислювати неперервне наближення функції $f(x, y) \in C^r[-\pi, \pi]^2$; $r=1, 2, 3, \dots$ по її дискретних відліках $f(x_{p1}, y_{p2})$, $(x_{p1}, y_{p2}) \in (-\pi, \pi)^2$ При застосуванні (8) враховуємо вимоги двовимірної теореми дискретизації [10, С.13], [11] для вибору необхідних $M1, M2$ для даної функції $f(x, y)$

Теорема 1. Нехай вузли і коефіцієнти кубатурної формули (4), які використовуються для наближеного обчислення коефіцієнтів Фур'є $b_{k1, k2}^{F, 2d}(f)$, задовольняють умову:

$$b_{N, M, k1, k2}^{F, 2d, Sp1} \{ \exp[j(k1x + k2y)] \} = \delta_{k1, p1} \delta_{k2, p2} \gamma_{k1, k2};$$

$k1 = \overline{-N1, N1}$; $k2 = \overline{-N2, N2}$, $p1 = \overline{-M1, M1}$, $p2 = \overline{-M2, M2}$; де $\delta_{t, s}$ є символ Кронекера, $\gamma_{k1, k2} \neq 0$ є деякі числа. Тоді оператор (див. також [8])

$$L_{N, M}^{F, 2d, Sp1} f(v1, v2) = \sum_{k1=-N1}^{N1} \sum_{k2=-N2}^{N2} g_{N, M, k1, k2}^{F, 2d, Sp1}(f) \times \exp[j(k1v1 + k2v2)], (v1, v2) \in \mathfrak{R}^2, \mathfrak{R} = (-\infty, \infty), \quad (9)$$

де:

$$g_{N, M, k1, k2}^{F, 2d, Sp1}(f) = \frac{b_{N, M, k1, k2}^{F, 2d, Sp1}(f)}{b_{N, M, k1, k2}^{F, 2d, Sp1}[\exp[j(k1x + k2y)]]},$$

$$k1 = \overline{-N1, N1}, k2 = \overline{-N2, N2}; \quad (10)$$

$$b_{N, M, k1, k2}^{F, 2d, Sp1}[\exp[j(k1x + k2y)]] = \frac{1}{4\pi^2} \sum_{p1=-M1}^{M1} \sum_{p2=-M2}^{M2} \exp[j(k1x_{p1} + k2y_{p2})] \times$$

$$\int_{(p1-1)\Delta_1}^{(p1+1)\Delta_1} \int_{(p2-1)\Delta_2}^{(p2+1)\Delta_2} h1(x, p1, \Delta_1) h1(y, p2, \Delta_2) \exp[-j(k1x + k2y)] dx dy =$$

$$= \left\{ \left[\frac{[1 - \cos(k1 \Delta_1)][1 - \cos(k2 \Delta_2)]}{\pi^2 k1^2 k2^2 \Delta_1 \Delta_2}, (k1 \neq 0 \wedge k2 \neq 0) \right] \vee \right.$$

$$\left. \vee \left[\frac{[1 - \cos(k1 \Delta_1)]}{\pi k1^2 \Delta_1}, (k1 \neq 0 \wedge k2 = 0) \right] \vee \left[\frac{[1 - \cos(k2 \Delta_2)]}{\pi k2^2 \Delta_2}, (k1 = 0 \wedge k2 \neq 0) \right] \vee \right.$$

$$\left. \vee [1, (k1 = 0 \wedge k2 = 0)] \right\}, k1 = \overline{-M1, M1}, k2 = \overline{-M2, M2}; \quad (11)$$

має такі властивості: $L_{M, M}^{F, 2d, Sp1} f \equiv f$, (12)

$$\text{якщо } f = \sum_{r1=-M1}^{M1} \sum_{r2=-M2}^{M2} C_{f1,r2} \exp[j(r1x+r2y)], \forall C_{r1,r2} \in \mathfrak{R}.$$

$$2^{\circ} L_{M,M}^{F,2d, Sp1} f(x_{p1}, y_{p2}) = f(x_{p1}, y_{p2}), p1 = \overline{-M1, M1}, p2 = \overline{-M2, M2}. \quad (13)$$

Доведення. Виконавши обчислення (10) з урахуванням (7), (11) одержимо

$$\begin{aligned} g_{N,M,k1,k2}^{F,2d, Sp1}(f) &= e_1 e_2 \sum_{p1=-M1}^{M1} \sum_{p2=-M2}^{M2} f(x_{p1}, y_{p2}) \times \\ &\times \left\{ \left[\exp[-j(k1 p1 \Delta_1 + k2 p2 \Delta_2)], (k1 \neq 0 \wedge k2 \neq 0) \right] \vee \right. \\ &\vee \left[\exp(-jk1 p1 \Delta_1), (k1 \neq 0 \wedge k2 = 0) \right] \vee \left[\exp(-jk2 p2 \Delta_2), (k1 = 0 \wedge k2 \neq 0) \right] \vee \\ &\left. \vee [1, (k1 = 0 \wedge k2 = 0)] \right\}, k1 = \overline{-N1, N1}, k2 = \overline{-N2, N2}. \quad (14) \end{aligned}$$

Тобто (9) в цьому випадку має вигляд:

$$\begin{aligned} L_{N,M}^{F,2d, Sp1} f(v1, v2) &= e_1 e_2 \sum_{p1=-M1}^{M1} \sum_{p2=-M2}^{M2} f(x_{p1}, y_{p2}) \times \\ &\times \sum_{k1=-N1}^{N1} \sum_{k2=-N2}^{N2} \left\{ \begin{aligned} &\left[\exp[-j(k1 p1 \Delta_1 + k2 p2 \Delta_2)], (k1 \neq 0 \wedge k2 \neq 0) \right] \vee \\ &\vee \left[\exp(-jk1 p1 \Delta_1), (k1 \neq 0 \wedge k2 = 0) \right] \vee \\ &\vee \left[\exp(-jk2 p2 \Delta_2), (k1 = 0 \wedge k2 \neq 0) \right] \vee \\ &\vee [1, (k1 = 0 \wedge k2 = 0)] \end{aligned} \right\} \times \\ &\times \exp[j(k1 v1 + k2 v2)], (v1, v2) \in [-\pi, \pi]^2 \quad (15) \end{aligned}$$

Перейдемо від неперервних $(v1, v2) \in [-\pi, \pi]^2$ до дискретних змінних $(u1_m, u2_n) \in (-\pi, \pi)^2$:

$$u1_m = m \Delta_Q, u1_m \in (-\pi, \pi), m = \overline{-Q, Q}, \Delta_Q = 2\pi \lambda, \lambda = 1/(2Q+1),$$

$$u2_n = n \Delta_W, u2_n \in (-\pi, \pi), n = \overline{-W, W}, \Delta_W = 2\pi \eta; \eta = 1/(2W+1).$$

Нехай виконуються умови:

$$Q = M1, N1 = M1, m = \overline{-M1, M1}, \Delta_Q = \Delta_1,$$

$$W = M2, N2 = M2, n = \overline{-M2, M2}, \Delta_W = \Delta_2.$$

Тоді $u1_m = x_m$, $u2_n = y_n$ і для (15) одержимо (при $N = M$):

$$L_{M,M}^{F,2d, Sp1} f(x_m, y_n) = e_1 e_2 \sum_{p1=-M1}^{M1} \sum_{p2=-M2}^{M2} f(x_{p1}, y_{p2}) \times$$

$$\times \sum_{k1=-M1}^{M1} \sum_{k2=-M2}^{M2} \left\{ \begin{array}{l} [\exp[-j(k1 p1 \Delta_1 + k2 p2 \Delta_2)] \times \\ \times \exp[j(k1 m \Delta_1 + k2 n \Delta_2)], (k1 \neq 0 \wedge k2 \neq 0)] \vee \\ \vee [\exp[-j(k1 p1 \Delta_1)] \exp[j(k1 m \Delta_1)], (k1 \neq 0 \wedge k2 = 0)] \vee \\ \vee [\exp[-j(k2 p2 \Delta_2)] \exp[j(k2 n \Delta_2)], (k1 = 0 \wedge k2 \neq 0)] \vee \\ \vee [1, (k1 = 0 \wedge k2 = 0)] \end{array} \right\} \times$$

$$\times \exp[j(k1 x_m + k2 y_n)], (x_{1m}, y_{2n}) \in (-\pi, \pi)^2, m = \overline{-M1, M1}, n = \overline{-M2, M2}. \quad (16)$$

Маючи на увазі, що

$$\sum_{m=-M}^M \exp(-im p \Delta) \exp(im k \Delta) = 0, \Delta = 2\pi / (2M + 1), m \neq k,$$

а також враховуючи, що

$$\sum_{m=-M}^M \left\{ \begin{array}{l} \exp(-im p \Delta) \exp(im k \Delta), p = m, m \neq 0, \\ 1, m = 0, \end{array} \right\} = 2M + 1, \text{ одержимо з (16)}$$

$$L_{M, M}^{F, 2d, Sp1} f(x_{p1}, y_{p2}) = f(k1 p1 \Delta_1, k2 p2 \Delta_2) = f(x_{p1}, y_{p2}),$$

$$p1 = \overline{-M1, M1}, p2 = \overline{-M2, M2}.$$

Твердження (13) доведене. Враховуючи однозначне зображення тригонометричного полінома степеня M за допомогою його значень в точках $(x_{p1}, y_{p2}), p1 = \overline{-M1, M1}, p2 = \overline{-M2, M2}$, див. (13), можна стверджувати, що

$$\forall C_{p1, p2} \in \mathfrak{R}$$

$$L_{M, M}^{F, 2d, Sp1} S_N^{F, 2d} \equiv S_N^{F, 2d} \forall S_N^{F, 2d} = \sum_{p1=-M1}^{M1} \sum_{p2=-M2}^{M2} C_{p1, p2} \exp[j(p1 x + p2 y)].$$

Теорема 1 доведена. В наступній теоремі доведена оцінка похибки апроксимації дійсних функцій двох змінних за допомогою оператора $L_{M, M}^{F, 2d, Sp1} f$

Теорема 2. Хай $R_{M, M} f(x, y) = f(x, y) - L_{M, M}^{F, 2d, Sp1} f$ - похибка апроксимації функції $f(x, y)$ за допомогою оператора $L_{M, M}^{F, 2d, Sp1} f$; $r_N f(x, y) =$

$$= f(x, y) - S_N^{F, 2d} f(x, y) - \text{похибка наближення функції } f(x, y) \text{ сумою Фур'є}$$

$$S_N^{F, 2d} f(x, y) \text{ порядку } N = (N1, N2); I - \text{тотожний оператор. Тоді виконується}$$

$$\text{співвідношення при } N = M: R_{M, M} f(x, y) =$$

$$= r_M f(x, y) - L_{M, M}^{F, 2d, Sp1} [r_M f(x, y)] = (I - L_{M, M}^{F, 2d, Sp1}) r_M f(x, y). \quad (17)$$

Доведення. Враховуючи властивості (12), (13), можна написати

$$L_{M, M}^{F, 2d, Sp1} [S_{M, M}^{F, 2d} f(x, y)] = S_{M, M}^{F, 2d} f(x, y). \text{ Тому:}$$

$$\begin{aligned} f(x, y) &= S_{M, M}^{F, 2d} f(x, y) + r_M f(x, y) \Rightarrow R_{M, M} f(x, y) = S_{M, M}^{F, 2d} f(x, y) + r_M f(x, y) - \\ &- L_{M, M}^{F, 2d, Sp1} [S_{M, M}^{F, 2d} f(x, y) + r_M f(x, y)] = S_{M, M}^{F, 2d} f(x, y) + r_M f(x, y) - \\ &- L_{M, M}^{F, 2d, Sp1} S_{M, M}^{F, 2d} f(x, y) - L_{M, M}^{F, 2d, Sp1} [r_M f(x, y)] = \\ &= r_M f(x, y) - L_{M, M}^{F, 2d, Sp1} r_M f(x, y) = (I - L_{M, M}^{F, 2d, Sp1}) r_M f(x, y). \end{aligned}$$

Тобто отримали доведення теореми 2.

Теорема 3. Якщо $\lambda_{M1, M2} = \left\| L_{M, M}^{F, 2d, Sp1} \right\|_{C(D)}$,

$$\rho_{M1, M2}(f) = \inf_{v \in T_{M1, M2}} \|v - f\|_{L^\infty(D)}$$
 є найкраще наближення функції $f(x, y)$

тригонометричними поліномами $T_{M1, M2}$, то для оцінка похибки

$$R_{M, M} f(x, y) = f(x, y) - L_{M, M}^{F, 2d, Sp1} f(x, y) \text{ виконується співвідношення}$$

$$\|R_{M, M} f\|_{C(D)} \leq (1 + \lambda_{M1, M2}) \rho_{M1, M2}(f), \quad D = (-\pi, \pi)^2 \quad (18)$$

Доведення. Враховуючи (17) отримаємо:

$$\begin{aligned} \|R_{M, M} f\|_{C(D)} &= \left\| f - L_{M, M}^{F, 2d, Sp1} f \right\|_{C(D)} = \left\| r_M f - L_{M, M}^{F, 2d, Sp1} r_M f \right\|_{C(D)} = \\ &= \left\| (I - L_{M, M}^{F, 2d, Sp1}) r_M f \right\|_{C(D)} \leq (I + \left\| L_{M, M}^{F, 2d, Sp1} \right\|_{C(D)}) \|r_M f\|_{C(D)} = \\ &= (1 + \lambda_{M1, M2}) \|r_M f\|_{C(D)}. \end{aligned}$$

Теорема 3 доведена.

Теорема 4. Хай $f(x, y) \in W^r(D)$, $r = 1, 2, \dots$. Тоді виконується співвідношення:

$$\|R_{M, M} f\|_{C(D)} \leq O\left((1 + \lambda_{M1, M2}) \frac{\ln \overline{M}}{\overline{M}^r}\right), \quad \overline{M} = \min\{M1, M2\}. \quad (19)$$

Доведення. Зауважимо, що $S_{M, M}^{F, 2d} f(x, y) = S_{x, M1}^F S_{y, M2}^F f(x, y)$. Тому для похибки наближення $f(x, y)$ сумами Фур'є отримаємо:

$$\begin{aligned} r_M f(x, y) &= f(x, y) - S_{M, M}^{F, 2d} f(x, y) = (I - S_{x, M1}^F S_{y, M2}^F) f(x, y) = \left[(I - S_{x, M1}^F) + (I - S_{y, M2}^F) - \right. \\ &\left. - (I - S_{x, M1}^F)(I - S_{y, M2}^F) \right] f(x, y) = R_1 f(x, y) + R_2 f(x, y) - (R_1 R_2) f(x, y); \end{aligned}$$

$$\|r_M f\|_{C(D)} = \|(R_1 + R_2 - R_1 R_2) f\|_{C(D)} \leq \|R_1 f\|_{C(D)} + \|R_2 f\|_{C(D)} +$$

$$+\|R_1 R_2 f\|_{C(D)} \leq \max_{-\pi \leq y \leq \pi} E_{x, M1}(f; y) + \max_{-\pi \leq x \leq \pi} E_{y, M2}(f; x) + E_{M1, M2}(f), \quad (20)$$

де

$$S_{x, M1}^F f(x, y) = \sum_{k=-M1}^{M1} C1_k f(y) \exp(jkx), \quad S_{y, M2}^F f(x, y) = \sum_{p=-M2}^{M2} C2_p f(x) \exp(jpy),$$

$$C1_k [f(y)] = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(x, y) \exp(-jkx) dx, \quad C2_p [f(x)] = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(x, y) \exp(-jpy) dy,$$

$$E_{x, M1}(f; y) = \max_{-\pi \leq x \leq \pi} |f(x, y) - S_{x, M1}^F f(x, y)|;$$

$$E_{y, M2}(f; x) = \max_{-\pi \leq y \leq \pi} |f(x, y) - S_{y, M2}^F f(x, y)|;$$

$$E_{M1, M2}(f) = \max_{-\pi \leq x \leq \pi} |g_{M2}(x) - S_{x, M1}^F g_{M2}(x)|; \quad g_{M2}(x) = E_{y, M2}(f; x). \quad \text{Звідси,}$$

враховуючи (20) і відому оцінку наближення для функцій $f(x, y) \in W^r$, $r = 1, 2, 3, \dots$ тригонометричними поліномами степеня M , отримаємо

$$\|r_M f\|_{C(D)} = O\left(\frac{\ln M1}{M1^r}\right) + O\left(\frac{\ln M2}{M2^r}\right) + O\left(\frac{\ln M1 \ln M2}{M1^r M2^r}\right) = O\left(\frac{\ln \bar{M}}{\bar{M}^r}\right), \quad M \rightarrow \infty.$$

Врахуємо, що $\rho_{M1, M2}(f) \leq \|r_M f\|_{C(D)}$. Підставляючи це співвідношення у формулу (18) отримаємо доведення теореми 4.

Тестовий приклад. В таблиці наведені результати обчислення оцінки приведеної похибки наближення функції $f(x, y) = (1-x^2)[\cos(My/\sqrt{2})+1] + j(1+y^2)[\cos(Mx/\sqrt{3})-1]$ за допомогою оператора $U_{N, M}^{F, 2d, Sp1} f(x, y) - (\beta1, \gamma1)$ та оператора $L_{N, M}^{F, 2d, Sp1} f(x, y) (\beta2, \gamma2)$, де

$$\beta1 = \max_{\substack{-M1 \leq r1 \leq M1 \\ -M2 \leq r2 \leq M2}} |f(x_{r1}, y_{r2}) - U_{M, M}^{F, 2d, Sp1} f(x_{r1}, y_{r2})| / \max_{\substack{-R1 \leq r1 \leq R1 \\ -R2 \leq r2 \leq R2}} |f(x_{r1}, y_{r2})|$$

$$\gamma1 = \max_{\substack{-M1 \leq r1 \leq M1 \\ -M2 \leq r2 \leq M2}} |f(x_{r1}, y_{r2}) - L_{M, M}^{F, 2d, Sp1} f(x_{r1}, y_{r2})| / \max_{\substack{-R1 \leq r1 \leq R1 \\ -R2 \leq r2 \leq R2}} |f(x_{r1}, y_{r2})|,$$

$$\beta_2 = \max_{\substack{-R_1 \leq r_1 \leq R_1 \\ -R_2 \leq r_2 \leq R_2}} \left| f(x_{r_1}, y_{r_2}) - U_{M, M}^{F, 2d, Sp1} f(x_{r_1}, y_{r_2}) \right| / \max_{\substack{-R_1 \leq r_1 \leq R_1 \\ -R_2 \leq r_2 \leq R_2}} |f(x_{r_1}, y_{r_2})|$$

$$\gamma_2 = \max_{\substack{-R_1 \leq r_1 \leq R_1 \\ -R_2 \leq r_2 \leq R_2}} \left| f(x_{r_1}, y_{r_2}) - L_{M, M}^{F, 2d, Sp1} f(x_{r_1}, y_{r_2}) \right| / \max_{\substack{-R_1 \leq r_1 \leq R_1 \\ -R_2 \leq r_2 \leq R_2}} |f(x_{r_1}, y_{r_2})|$$

для $M=M_1=M_2$; $R=R_1=R_2$; $N=N_1=N_2$, де N_1, N_2 – порядок тригонометричного полінома; $(2M+1)^2$ – кількість значень функції $f(x_{r_1}, y_{r_2})$, що використовується у формулі (7) та (13); $(2M+1)^2$ – кількість точок (x_{r_1}, y_{r_2}) , $x_{r_1} = 2\pi r_1 / (2M+1)$, $r_1 = \overline{-M, M}$, $y_{r_2} = 2\pi r_2 / (2M+1)$, $r_2 = \overline{-M, M}$, у яких обчислюються числа $\alpha_1, \beta_1, \gamma_1$; $(2R+1)^2$ – кількість точок (x_{r_1}, y_{r_2}) , $x_{r_1} = 2\pi r_1 / (2R+1)$, $r_1 = \overline{-R, R}$, $y_{r_2} = 2\pi r_2 / (2R+1)$, $r_2 = \overline{-R, R}$ у яких обчислюються числа β_2, γ_2 ;

$$\alpha_1 = \max_{\substack{-M_1 \leq r_1 \leq M_1 \\ -M_2 \leq r_2 \leq M_2}} \left| f(x_{r_1}, y_{r_2}) - S_M^{F, 2d} f(x_{r_1}, y_{r_2}) \right| / \max_{\substack{-R_1 \leq r_1 \leq R_1 \\ -R_2 \leq r_2 \leq R_2}} |f(x_{r_1}, y_{r_2})|,$$

$$\alpha_2 = \max_{\substack{-R_1 \leq r_1 \leq R_1 \\ -R_2 \leq r_2 \leq R_2}} \left| f(x_{r_1}, y_{r_2}) - S_M^{F, 2d} f(x_{r_1}, y_{r_2}) \right| / \max_{\substack{-R_1 \leq r_1 \leq R_1 \\ -R_2 \leq r_2 \leq R_2}} |f(x_{r_1}, y_{r_2})|,$$

$S_M^{F, 2d} f(x_{r_1}, y_{r_1})$ – сума двовимірного фінітного перетворення Фур'є,

$U_{M, M}^{F, 2d, Sp1} f(x_{r_1}, y_{r_2})$ – оператор, що визначається (7), (8).

$L_{M, M}^{F, 2d, Sp1} f(x_{r_1}, y_{r_2})$ – оператор, що визначається (9), (14). Для M та R

наведених в таблиці значення $\alpha_1 = \alpha_2$, $\beta_1 = \beta_2$.

Таблиця.

M	R	α_1	β_1	β_2	γ_1	γ_2
4	12	2,7 E-2	6,2 E-2	6,6 E-2	0	2,0 E-2
6	18	3,2 E-2	6,7 E-2	6,7 E-2	0	2,9 E-2
10	30	2,0 E-2	7,3 E-2	7,3 E-2	2,5 E-15	2,1 E-2
20	60	3,5 E-2	7,5 E-2	8,9 E-2	7,3 E-15	3,5 E-2

Висновки. 1. Запропоновано оператори (7), (8) обчислення двовимірного фінітного дискретно-неперервного перетворення Фур'є на основі кусково-сталіх сплайнів. 2. Запропоновано оператори (9), (14) обчислення двовимірного фінітного дискретно-неперервного перетворення Фур'є з інтерполяційними властивостями. 3. Отримана оцінка (19) похибки апроксимації функції $f(x, y) \in C^r(D)$, $r=1, 2, 3, \dots$ за допомогою оператора $L_{M, M}^{F, 2d, Sp1} f$. 4. З таблиці видно, що $\gamma_1=0$ при $N=M$. Тобто, у даному випадку оператор $L_{M, M}^{F, 2d, Sp1} f(x, y)$ інтерполює $f(x, y)$. 5. Наведений приклад підтверджує теоретичні твердження авторів. 6. Отримані результати узагальнюють твердження роботи [12].

Перспективи подальших досліджень. Подальші дослідження у даному напрямку автори вбачають у застосуванні запропонованих операторів обчислення фінітного дискретно - неперервного перетворення Фур'є з використанням кусково-сталіх сплайнів при вирішенні деяких задач математичного моделювання, у деяких відомих непараметричних та параметричних методах спектрального оцінювання двовимірних сигналів у цифровій обробці сигналів, у сучасних інформаційних технологіях і т.і.

Список літератури: 1. Рабинер Л., Гоулд Б. Теория и применение цифровой обработки сигналов.-М.: Мир, 1978. 848с. 2. Марпл-мл. С. Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения.-М.: Мир, 1990. 684с. 3. Болд Э. Дж. Сравнение времени вычисления БПХ и БПФ. -ТИИЭР, 1985, №12, с.184-185. 4. Даджион Д., Мерсеро Р. Цифровая обработка многомерных сигналов.-М.: Мир. 1988. 488с. 5. Применение методов Фурье-оптики. Под ред. Г. Старка. Пер. с англ.-М.: Радио и связь. 1988. 535с. 6. Удовиченко В. Н. Точностные характеристики прямоугольного двумерного дискретного преобразования Фурье. / Методы и микрозлектронные средства цифрового преобразования и обработки сигналов, SIAP-89, Рига, 1989, (С.204-206). 7. Filon L.N.G. On a quadrature formula for trigonometric integrals. // Proc. Roy.Soc. Edinburgh.-1928.-49.-p.38-47. 8. Литвин О. М., Удовиченко В. М. Наближений метод відновлення функцій за допомогою тригонометричних сум, точний на тригонометричних поліномах заданого степеня. / Нелинейные красивые задачи математической физики и их приложения. Киев., 1999. 9. Литвин О. М. Інтерлінація функцій та деякі її застосування. Харків.-Основа., 2002. 544с. 10. Каппелини В., Константиноидис А. Дж., Эмилиани. Цифровые фильтры и их применение.-М.: Энергоатомиздат. 1983.-360с. 11. Жуков А. П. Метод Фурье в вычислительной математике.-М.: Наука. Глав. ред. физико-математ. лит. 1992. 176с. 12. Jiahong Yin, Alvaro R. De Pietro, and Musheng Wei. Reconstruction of Compactly Supported Function from the Discrete Sampling of its Fourier Transform. IEEE Transaction on Signal Processing, vol.47, №12, December 1999.

Поступила в редколлегию 11. 04. 03

А.С. МАЗМАНИШВИЛИ, д-р физ.-мат. наук, НТУ «ХПИ» (г. Харьков),
В.А. ПУЛЯЕВ, канд. техн. наук, Институт ионосферы (г. Харьков)

МЕТОД СТАТИСТИЧЕСКИХ ИСПЫТАНИЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ АЛГОРИТМОВ ОЦЕНКИ ИОНОСФЕРНЫХ ПАРАМЕТРОВ В МЕТОДЕ НР

У статті приведене експериментування зі статистичною моделлю багатопараметричної системи з метою виявлення впливу методів обробки на точність і вірогідність оцінки іоносферних даних.

Numerical experimental results of with manyparametric statistical modelare given with the purpose of revealing influence of processing methods on accuracy and reliability of ratings ionospheric data.

1. Целостное представление о состоянии околоземной плазмы - ионосферы - может быть получено с помощью радарного метода некогерентного рассеяния (НР) [1]. Проблема состоит в том, что определение геофизических данных с его помощью исторически базируется на непараметрической статистике, когда физические эксперименты основываются на измерении сигнальных функций $f(x)$, образуемых из откликов ионосферы на зондирующие сигналы $x(t)$. Сигнальные функции тем или иным способом связаны с вектором ионосферных параметров $\vec{\theta}$, лишь последующее определение которых является целью проводимого опыта. Это означает, что в процессе наблюдений при ионосферных исследованиях вначале с использованием статистического усреднения производится оценивание некоторых функциональных характеристик ответного сигнала, например, высотно-временного распределения его автокорреляционных функций (АКФ). Последующий анализ подразумевает уже интерпретацию полученных АКФ для оценки по ним высотно-временного распределения тепловых флуктуаций электронной плотности и многих других физических параметров, определяющих ход наблюдаемых процессов в ионосфере.

2. Анализ последних публикаций показывает, что в настоящее время применяются специальные методы оценки корреляционных или спектральных данных, которые основаны на сравнении экспериментальных теоретических функций с полученными из модельных представлений об ионосфере. Обычно подобные методы реализуются на базе различных алгоритмов спуска [2]. Это довольно медленная и трудоемкая процедура вычислений, требующая дальнейшего усовершенствования и оптимизации вычислительного процесса, с помощью которого радар в автоматизированном режиме в реальном времени «on line» обеспечил бы функционирование наиболее быстрых и объективных алгоритмов определения геофизических параметров.

Известны решения данной проблемы, когда методология корреляционного анализа в методе НР использует элементы статистического подхода к вычислительным процедурам [3]. Но для создания системы автоматизированного анализа геофизических временных рядов требуется усовершенствование алгоритмов обработки и принятия решений с целью их оптимизации с точки зрения практически значимых критериев качества.

Суть параметрической идентификации в методе НР состоит в том, что исследуемый высотный диапазон условно разбивается на i интервалов с центрами на h_i . Внутри каждого интервала по отношению к вычисленной АКФ ставится в соответствие свой параметрический вектор $\bar{\theta}$, который в общем случае принимается равным [4]

$$\bar{\theta}(P^i) = \{N_e, T_i, T_e, f_m^+, \delta\}, \quad (1)$$

где i – число параметров в таком составе: N_e – электронная плотность плазмы; T_i и T_e – ионная и электронная температуры заряженных частиц; f_m^+ – относительные плотности для каждого из m вариантов ионного состава (комбинации кислорода, водорода, гелия, тяжелых ионов и др.); δ – доверительный интервал как функция статистического усреднения результатов.

На базе таких допущений с целью определения плазменных параметров при фиксации среднеквадратического отклонения $\chi^2(\bar{\theta})$ между экспериментальной и рядом модельных АКФ для параметрического вектора $\bar{\theta}$ отыскивается минимум вида

$$\chi^2(\bar{\theta}) = \frac{1}{k^2} \sum_{j=1}^k \left[\frac{r_{\text{изм}}(j\tau) - r_{\text{мод}}(j\tau, \bar{\theta})}{\sigma(j\tau)} \right]^2 \quad (2)$$

где индекс τ представляет задержку; $r_{\text{изм}}$ – измеренные реальные части АКФ для k вариантов задержек; $r_{\text{мод}}$ – модельная функция при тех же условиях; σ – расчетная неуверенность измерения, или вес ординат АКФ.

3. Так как вычислительные проблемы в значительной степени зависят от доступных ресурсов и развития техники, потребуем, чтобы качество данных было достаточным без затрат чрезвычайно больших усилий на получение значений соответствующих параметров с нереалистически высокой точностью. Для решения этой задачи для оценки эффективности функционирования алгоритмов в системе параметрической идентификации применим математическое моделирование процедуры идентификации, что позволит в дальнейшем решать задачи, связанные с построением оптимальных технических систем обработки.

4. Таким образом, целью настоящей работы является реализация на базе выражений (1) и (2) специальной статистической процедуры, с помощью которой возможно многократное повторение процесса идентификации параметров на каждом из высотных участков. Полученное в результате испыта-

ний множество случайных исходов решения задачи идентификации даст возможность, опираясь на методы математической статистики, определить искомые оценки для определения оптимального соотношения между точностью параметров вектора $\vec{\theta}$ и значениями их доверительных интервалов.

5. Предлагаемая математическая модель функционирования системы статистических испытаний изображена на рис. 1.

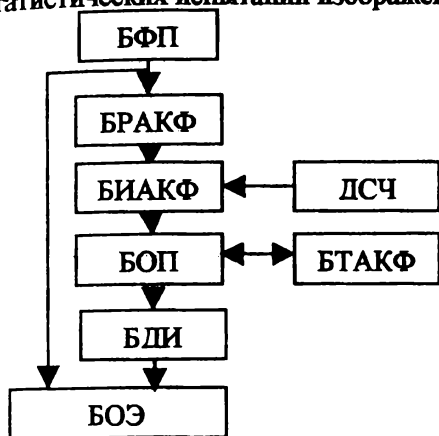


Рис.1. Блок-схема системы статистических испытаний

Модель состоит из следующих блоков: формирования параметров заданного вектора $\vec{\theta}$, ФП, расчета формы экспериментальной АКФ $r_{\text{экс}}$ БРАКФ, искажения формы экспериментальной АКФ $r_{\text{экс}}$ БИАКФ, оценки найденных параметров $\vec{\theta}$, по минимуму $\chi^2(\vec{\theta})$ БОП, вычисления доверительных интервалов \mathcal{D} , БДИ, оценки показателя эффективности совпадения БОЭ, набора теоретических АКФ $r_{\text{теор}}$ БТАКФ, датчика случайных чисел ДСЧ.

Принцип действия модели следующий. Для проведения каждого испытания в блоке БОП по заданному параметрическому вектору $\vec{\theta}$, моделируется состояние плазмы заданием совокупности численных значений P'_i ее параметров, которые генерируются как некоторая реализация высотного изменения значений. Согласно этому параметрическому вектору в блоке БРАКФ вычисляются соответствующие формы экспериментальных АКФ при заданном количестве и местоположении k ординат $r_{\text{экс}}$ АКФ.

С помощью датчика (в блоке ДСЧ) случайных чисел значения этих ординат в блоке БИАКФ подвергаются случайному искажению с помощью аддитивной помехи $n(t)$, что имитирует результат ее воздействия при использовании соответствующих технических средств с определенными точностными характеристиками. Под аддитивной помехой в нашей модели будем понимать суперпозицию случайной функции, не связанной с сигналом возбуждения. Это могут быть шумы аппаратуры или сигналы, порожденные внешними источниками, и, таким образом, введенный в модель параметрический шум следует рассматривать как учет неизбежного искажения формы АКФ, связанный со многими факторами. При зашумливании АКФ модель позволяет по линейному закону увеличивать интенсивность аддитивного шума по мере перебора ординат АКФ, и по экспоненциальному закону – дополнительно увеличивать его интенсивность по мере продвижения вдоль вы-

соты.

Искаженные значения АКФ, представляющие наблюдаемую плазму в том виде, в каком ее воспринимает система, поступают на вход блока оценки БОП, в котором методом покоординатного спуска определяется принадлежность этой функции наиболее близкому по среднеквадратичному критерию модельному значению. Соответствующий этому значению определенный параметрический вектор $\bar{\theta}_o$ в блоке БДИ используется для вычисления доверительных интервалов по каждому параметру P_o^i согласно выражению

$$\Delta P_o^i = \bar{P}_o^i \pm \frac{1}{n^2} \sqrt{\sum_{k=1}^n (\bar{P}_o^i - P_{ok}^i)^2} \quad (3)$$

а в блоке БЭС – для сравнения результатов оценки $\bar{\theta}_o$ с "истинным" параметром $\bar{\theta}_z$, т.е. с тем, который задавался на этапе формирования АКФ.

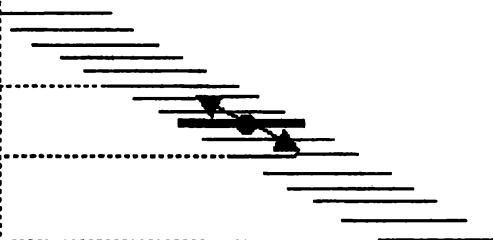
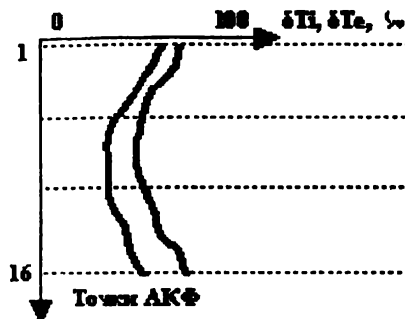
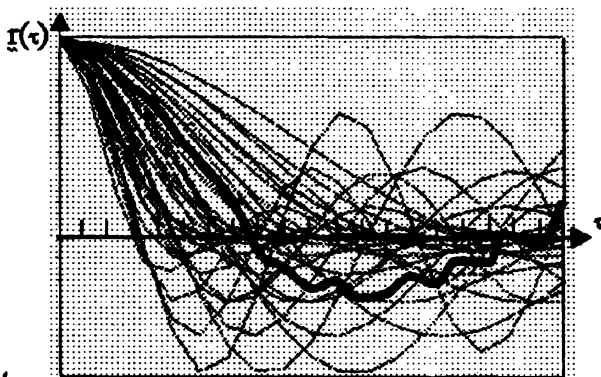
Число испытаний n определяется доверительной вероятностью, задаваемой при формулировке задачи исследования.

Рассмотренная статистическая модель позволяет найти зависимость показателя эффективности системы идентификации параметров в зависимости от вида и количества привлекаемых для распознавания признаков P_o^i . Результаты некоторого моделирования, в частности, при изменении T_i и T_o для ночной и дневной ионосферы представлены на рис.3. Приведен пример вычисления ~70-процентных доверительных интервалов для оценки кинетических температур в случае использования конечного ($k=20$) числа ординат АКФ. Ширина интервала δ лежит в пределах от единиц процентов (на высоте ~290 км) до десятков процентов (на высоте ~430км). Фрагменты слева дают представления о степени зашумленности экспериментальных АКФ при их моделировании для верхнего участка.

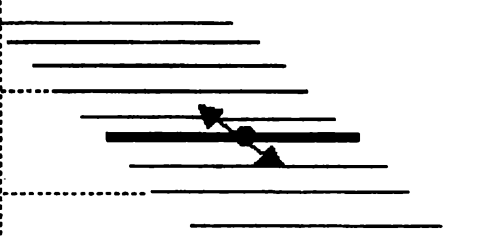
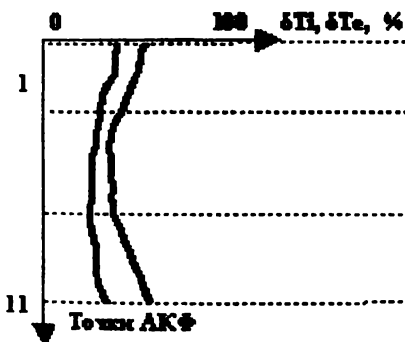
Приведем пример моделирования оценки точности совпадения исходных и найденных параметров и в случае варьирования местоположением и количеством k привлекаемых к идентификации ординат АКФ. Выбор их комбинаций имеет исключительно важное значение, поскольку связан с минимизацией затрат машинного времени, а также объемом записей в базе данных. Слишком малое k неизбежно влечет за собой потерю информации, снижает точность и достоверность статистических расчетов. Слишком большое k содержит определенную информационную избыточность. А поскольку все вычисления по статистическим алгоритмам имеют число шагов, прямо пропорциональное его величине, и повторяются в ПК до десятков тысяч раз, то имеется необходимость в поиске такого его значения, которое при достаточной точности расчетов было бы минимальным.

На рис. 2 приведены результаты поиска параметров по одной из среднешазумленной АКФ среди множества модельных в случае использования

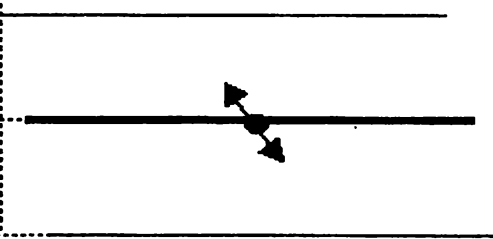
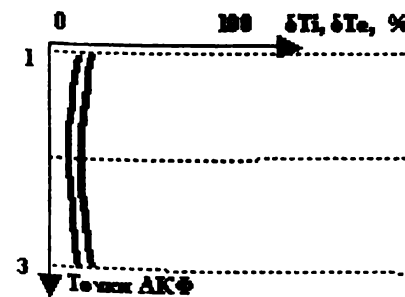
Рис.2. Влияние на точность оценки параметров плазмы количества и местоположения используемых точек АКФ



а)



б)



в)

5 (а), 11 (б) и 18 (в) ординат и при их различных положениях. Оцениваемая ширина доверительного интервала в этом случае приняла значения от 10% до 100%, что может служить основой для выбора наиболее оптимального сочетания точности, времени вычислений и аппаратных ресурсов.

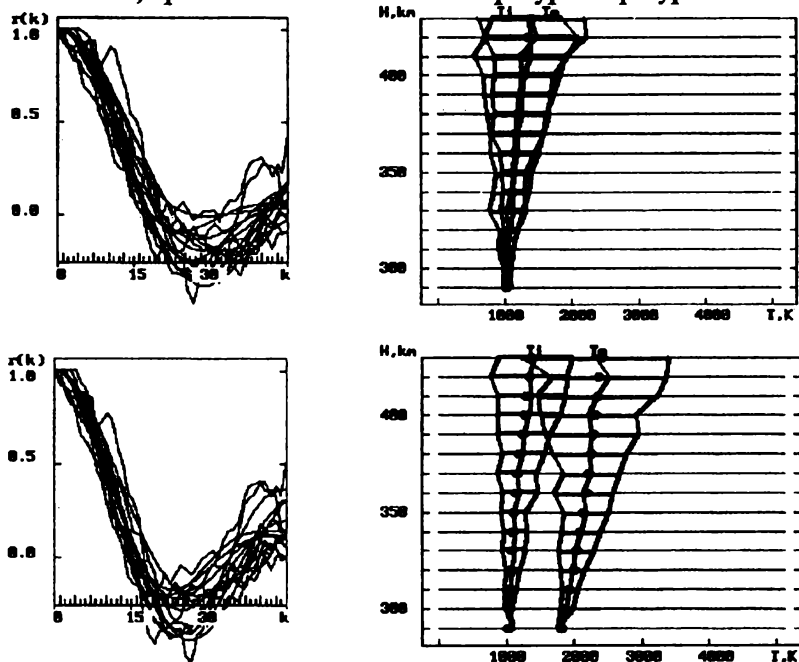


Рис.3. Доверительные интервалы при вычислении кинетических температур ионосферной плазмы для ночной и дневной ионосферы

6. Выводы. Экспериментирование с разработанной статистической моделью позволяет решать задачи построения оптимальных систем оценки ионосферных данных. Получаемые на базе модели сведения являются исходными при выборе сложности алгоритмов обработки, при определении состава технических средств наблюдения, при оптимальном распределении точностей по вычислительным средствам, которыми оснащается распознающая система.

Список литературы: 1. Таран В.И. Исследование ионосферы с помощью радаров некогерентного рассеяния в Харькове// Вестн. ХГПУ. Харьков, 1999. Вып.31. С.3-9. 2. Пуляев В.А. Статистическое оценивание параметров ионосферы в методе некогерентного рассеяния радиоволн. Радиотехника: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вып. 129. С.98-102. 3. Мазманішвили А.С., Рогожкін Е.В. Об эффекте смещения оценок параметров ионосферной плазмы при обработке данных некогерентного рассеяния. Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вып. 109. С.20-26. 4. Пуляев В.А. Вычислительные методы при обработке корреляционных функций сигнала некогерентного рассеяния// Вестн. ХГПУ: Сб. науч. тр. Харьков: ХГПУ, 2000. Вып.103. С.94-96.

Поступила в редколлегию 08.04.03

А.С. МАЗМАНИШВИЛИ, д-р физ.-мат. наук,
Е.В. РОГОЖКИН, д-р физ.-мат. наук, НТУ «ХПИ» (г. Харьков)

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОРРЕЛЯЦИОННОГО ФУНКЦИОНАЛА ПРИ ДИСКРЕТНОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ СИГНАЛОВ НР

Розглянуто типову задачу математичної статистики, що відноситься до корельованих послідовностей з фіксованим рівнем статистичного зв'язку між ними і використовується в іоносферних вимірюваннях. Одержано вирази, що описують розподіли для автокореляційної функції.

Is it considered correlation functional, determined on complex-value normal Markov process. The expressions describing statistical properties such functional are received.

1. Решение практических задач при ионосферных исследованиях основывается на применении методов математической статистики. Способ получения информации об ионосфере, который в настоящее время является наиболее эффективным, состоит в измерениях автокорреляционных функций сигнала некогерентного рассеяния. Последующее оценивание характеристик ионосферной плазмы сводится к сопоставлению экспериментальных данных с теоретическими кривыми и принятию решения в соответствии с методом наименьших квадратов.

В силу свойств сигнала некогерентного рассеяния, который принимается к тому же на фоне гауссового шума, последовательность отсчетов $\{z_1, z_2, \dots\}$ оказывается случайной. Следовательно, случайными оказываются и оценки автокорреляционной функции.

Ниже будет рассмотрен аддитивный автокорреляционный функционал следующего вида

$$K_m = \frac{1}{2N} \sum_{n=1}^N (z_n^* z_{n+m} + z_n z_{n+m}^*), \quad (1)$$

где $\{z_1, z_2, \dots, z_{2N}\}$ – выборка объемом $2N$, извлеченная из генеральной совокупности отсчетов нормального комплекснозначного марковского процесса $z(t)$, $m = \tau/\Delta$ – дискретный интервал задержки ($m = 0, 1, \dots, N$), Δ – элемент задержки.

Функционалу (1) можно поставить в соответствие его интегральный аналог, определенный на непрерывной реализации нормального марковского процесса, следующего вида

$$K_{\tau} = \frac{1}{2} \int_0^T [z^*(t)z(t+\tau) + z(t)z^*(t+\tau)] dt \quad (2)$$

где T – временной интервал наблюдения, τ – временная задержка.

В силу статистической связи между значениями $z(t)$ нормального марковского процесса (НМП) [1] распределение корреляционного функционала K_m (или K_{τ}) будет иметь существенно различный вид в зависимости от N (или T), m (или τ) и параметров НМП. В этой связи возникает вопрос о степени влияния коррелированности данных на распределение рассматриваемого функционала (прямая задача).

Целью настоящей работы является, таким образом, изучение влияния коррелированности отсчетов на распределение функционала (1) или (2). При этом анализируются коррелированные последовательности, извлеченные из НМП. В реальных ионосферных экспериментах они являются комплекснозначными, т.к. соответствуют либо сигналам после синхронного детектирования, либо отсчетам взятым на промежуточной частоте с интервалом, равным четверти её периода [2].

Рассмотрение будет проведено при следующем допущении: используемые ниже наборы отсчетов $\{z_0, z_1, z_2, \dots, z_{2N}\}$ – суть совокупность сечений объемом $2N+1$, взятых с постоянным временным шагом Δ из реализации комплекснозначного нормального марковского процесса (НМ–процесса) [1,3,4] $z(t)$ с интенсивностью σ и декрементом ν

Далее скобками $\langle . \rangle$ будем обозначать операцию нахождения математического ожидания относительно рассматриваемых случайных величин.

2. Теорема 1. В принятых предположениях аддитивный функционал

$$K_0 = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N |z_n|^2 \quad (3)$$

имеет равновесную производящую функцию

$$Q(\lambda) \equiv Q(\lambda; q, N) < \exp(-\lambda K_0) > \quad (4)$$

следующего вида

$$Q(\lambda; q, N) = \frac{(1-q^2)R}{(a_+ - q^2)^2 a_+^{N-1} - (a_- - q^2)^2 a_-^{N-1}}, \quad (5)$$

где $q = \exp(-\nu\Delta)$ – коэффициент корреляции соседних отсчетов КОУ-процесса и

$$a_{\pm} = \frac{1}{2} \left(1 + q^2 + N^{-1} \lambda \sigma (1 - q^2) \pm R \right), \quad (6a)$$

$$R = \sqrt{\left(1 + q^2 + N^{-1} \lambda \sigma (1 - q^2) \right)^2 - 4q^2} \quad (6b)$$

Доказательство.

Для вычисления (4) используем равновесную ($k=0$) и переходные ($k=1,2,\dots,n$) плотности распределения вероятностей для соответствующих сечений используемого НМ-процесса:

$$f(z_0) = \frac{1}{\pi\sigma} \exp\left(-\frac{|z_0|^2}{\sigma}\right), \quad (7)$$

$$f(z_k, k\Delta; z_{k+1}, (k+1)\Delta) = \frac{1}{\pi(1-q^2)\sigma} \exp\left(-\frac{|z_{k+1} - qz_k|^2}{(1-q^2)\sigma}\right). \quad (8)$$

Введем обозначение для $(N+1)$ -компонентных векторов $Z = (z_0, z_1, \dots, z_N)$ и $U = (u_0, u_1, \dots, u_N)$. В интеграле (4) выполним двойное $(N+1)$ -кратное Фурье-преобразование на комплексной u -плоскости относительно набора комплекснозначных переменных (u_0, u_1, \dots, u_N) следующего вида

$$\exp(-|z|^2) = \pi^{-1} \int \exp[-|u|^2 + i(uz^* + u^*z)] d^2u. \quad (9)$$

Такое преобразование дает линейную комбинацию в показателе экспоненты для случайного вектора Z

$$Q(\lambda) = \pi^{-N-1} \int d^{2N+2}U \left\langle \exp\left[-\sum_{n=0}^N |u_n|^2 + i\lambda^{1/2} \sum_{n=0}^N (u_n z_n^* + z_n u_n^*)\right] \right\rangle, \quad (10)$$

где обобщенный дифференциал $d^{2N+2}u = d^2u_0 d^2u_1 \dots d^2u_N$, а интегрирование ведется по набору из $(N+1)$ комплексных переменных. Пользуясь гауссовостью вектора Z , получим из (8)

$$Q(\lambda) = \pi^{-N-1} \int d^{2N+2} U \exp \left(- \sum_{n=0}^N |u_n|^2 + \lambda \left(\sum_{n=0}^N [u_n z_n^* + u_n^* z_n] \right) \right), \quad (11)$$

и такая статистическая конструкция окажется полезной ниже. Равенство (10) имеет вид гауссова интеграла, поскольку в (11) под экспонентой содержится линейное выражение относительно вектора Z , а весовые коэффициенты в (7) и (8) – нормальные. Поэтому

$$Q(\lambda) = \det(A^{-1}) = \frac{1}{\det(A)}, \quad (12)$$

где A – матрица показателя экспоненты в выражении (10).

Перейдем к нахождению искомого определителя $\det(A)$. Матрица A размером $(N+1) \times (N+1)$ является трехдиагональной, она может быть записана в виде

$$A = \begin{pmatrix} 1 + \lambda p \sigma & -q & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -q & 1 + \lambda p \sigma + q^2 & -q & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -q & 1 + \lambda p \sigma + q^2 & -q \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -q & 1 + \lambda p \sigma \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Для вычисления определителя $\det(A)$ выделим в матрице (13) блоч-матрицу B_{N-1} размером $(N-1) \times (N-1)$ путем исключения верхней и нижней строк, а также левого и правого столбцов. Получившаяся матрица B_{N-1} имеет следующие матричные элементы:

$$(B_{N-1})_{n,n} = 1 + \lambda p \sigma + q^2 \quad \text{для диагональных элементов,}$$

$$(B_{N-1})_{n,n+1} = (B_{N-1})_{n+1,n} = -q \quad \text{для наддиагональных и поддиагональных элементов,}$$

$$(B_{N-1})_{n,m} = 0 \quad \text{для остальных элементов.}$$

В силу (13) имеем для искомого определителя матрицы A

$$\det(A) = (1 + \lambda\sigma)\det(B_{N-1}) - 2q^2(1 + \lambda\sigma)\det(B_{N-2}) + q^2 \quad (14)$$

Из вида матрицы B_{N-1} вытекает, что она является матрицей Якоби. Использование стандартной процедуры [4] позволяет найти определитель

$$\det(B_k) = R^{-1}(a_+^{k+1} - a_-^{k+1}), \quad (15)$$

где $1 \leq k \leq (N-1)$.

Нетрудно теперь убедиться в том, что

$$\det(A) = (a_+ - q^2)^2 a_+^{N-1} - (a_- - q^2)^2 a_-^{N-1} \quad (16)$$

С учетом условия нормировки $Q(0) = 1$, для производящей функции функционала (3) приходим к результату - выражению (5).

3. Теорема 2.

Производящая (характеристическая) функция

$$Q_m(\lambda) = \langle \exp(-\lambda K_m) \rangle \quad (17)$$

случайных значений корреляционного функционала K_m для заданного интервала задержки $m\Delta > 0$ имеет вид

$$Q_m(\lambda) = Q_0(\lambda_+) Q_0(\lambda_-), \quad (18)$$

с производящими параметрами

$$\lambda_+ = \frac{\lambda}{2} [1 + \exp(-m\nu\Delta)], \quad \lambda_- = \frac{\lambda}{2} [1 - \exp(-m\nu\Delta)], \quad (19)$$

которые выражаются через исходный производящий параметр λ в (4).

Доказательство.

Для вычисления нового безусловного среднего (17) представим корреляционный функционал K_m в виде неприводимой квадратичной формы

$$K_m = \frac{1}{4N} \sum_{n=1}^N \left[|z_n + z_{n+m}|^2 - |z_n - z_{n+m}|^2 \right]. \quad (20)$$

Введем обозначение для $(N+1)$ -компонентных векторов $U = (u_0, \dots, u_N)$, $V = (v_0, \dots, v_N)$. В интеграле – безусловном среднем (17) – выполним два $(N+1)$ -кратных Фурье-преобразования относительно двух наборов комплекснозначных переменных, что, как и выше, даст линейную комбинацию в показателе экспоненты для случайного вектора Z

$$Q(\lambda) = \pi^{-2N-2} \int d^{2N+2}U \int d^{2N+2}V \left\langle \exp \left[- \sum_{n=0}^N |u_n|^2 - \sum_{n=0}^N |v_n|^2 + W \right] \right\rangle, \quad (21)$$

где

$$W = i \sqrt{\frac{\lambda}{4N}} \sum_{n=0}^N [u_n(z_n^* + z_{n+m}^*) + u_n^*(z_n + z_{n+m})] + \\ + i \sqrt{\frac{-\lambda}{4N}} \sum_{n=0}^N [v_n(z_n^* + z_{n+m}^*) + v_n^*(z_n + z_{n+m})], \quad (22)$$

а интегрирование осуществляется по двум наборам из $(N+1)$ комплексных переменных. Случайная величина W является линейным функционалом случайной величины Z и в связи с этим также нормальна. Как можно убедиться, случайные величины

$$S_+ = \sum_{n=0}^N [u_n(z_n^* + z_{n+m}^*) + u_n^*(z_n + z_{n+m})], \quad (23a)$$

$$S_- = \sum_{n=0}^N [u_n(z_n^* - z_{n+m}^*) + u_n^*(z_n - z_{n+m})], \quad (23b)$$

являются взаимно некоррелированными. Поэтому из их нормальности вытекает, что они и взаимно независимы. Следовательно, усреднение в (21) возможно осуществлять раздельно, рассматривая две независимые случайные величины

$$W_+ = i \sqrt{\frac{\lambda}{4N}} \sum_{n=0}^N [u_n(z_n^* + z_{n+m}^*) + u_n^*(z_n + z_{n+m})], \quad (24a)$$

$$W_- = i \sqrt{\frac{-\lambda}{4N}} \sum_{n=0}^N [v_n(z_n^* - z_{n+m}^*) + v_n^*(z_n - z_{n+m})], \quad (24b)$$

что даст

$$Q(\lambda) = \pi^{-N-1} \int d^{2N+2} U \left\langle \exp \left[- \sum_{n=0}^N |u_n|^2 + W_+ \right] \right\rangle \times \quad (25)$$

$$\times \pi^{-N-1} \int d^{2N+2} V \left\langle \exp \left[- \sum_{n=0}^N |v_n|^2 + W_- \right] \right\rangle.$$

Прямыми вычислениями моментов рассматриваемых случайных величин получим

$$\langle W_+ \rangle = 0, \quad \langle |W_+|^2 \rangle = \frac{1}{2N} [1 + \exp(-m\nu\Delta)] \sum_{n=0}^N |u_n|^2 \quad (26a)$$

$$\langle W_- \rangle = 0, \quad \langle |W_-|^2 \rangle = \frac{1}{2N} [1 - \exp(-m\nu\Delta)] \sum_{n=0}^N |u_n|^2 \quad (26b)$$

Основываясь на свойствах гауссовых интегралов с помощью найденных в (26) выражений получим для искомой производящей функции

$$Q(\lambda) = \pi^{-N-1} \int d^{2N+2} U \exp \left[- \sum_{n=0}^N |u_n|^2 + \langle |W_+|^2 \rangle \right] \times$$

$$\times \pi^{-N-1} \int d^{2N+2} V \exp \left[- \sum_{n=0}^N |v_n|^2 + \langle |W_-|^2 \rangle \right]. \quad (27)$$

Поэтому интегрирование в (21) сводится к произведению двух интегралов, которые имеют вид $Q_0(\lambda_+)$ или $Q_0(\lambda_-)$. Отсюда и вытекает утверждение (17) теоремы.

4. Из выражения (18) для производящей (характеристической) функции $Q_m(\lambda)$ следует, что плотность распределения вероятностей $f_m(\eta)$ случайных значений η корреляционного функционала K_m можно интерпретировать как свертку

$$f_m(\eta) = (f_+ * f_-)(\eta) = \int_{-\infty}^{\infty} f_+(\xi) f_-(\eta - \xi) d\xi \quad (28)$$

плотностей распределения вероятностей $f_+(\eta)$ и $f_-(\eta)$, связанных со случайными величинами W_+ и W_- . В свою очередь, функции $f_+(\eta)$ и $f_-(\eta)$, как и сама плотность $f_m(\eta)$, определяются как результат обратного преобразования Лапласа (с учетом знака величины W_-) от соответствующих производящих функций $Q_0(\lambda_+)$ и $Q_0(\lambda_-)$, например

$$f_+(\eta) = \frac{1}{2\pi i} \int_C \exp(\lambda\eta) Q_+(\lambda) d\lambda \quad (29)$$

с соответствующим контуром интегрирования C на комплексной λ -плоскости.

5. Таким образом, найденные аналитические выражения для производящей (характеристической) функции $Q_m(\lambda)$ полностью описывают статистические свойства корреляционного функционала K_m , определенного на комплекснозначном стохастическом нормальном марковском процессе. Полученные результаты применимы для вещественных переменных и могут быть обобщены для случайных многомерных переменных, в частности, в задачах анализа сигнала некогерентного рассеяния, если его представить случайным многомерным вектором с разной степенью коррелированности его компонентов [5,6]. Полученные выражения могут быть использованы при обработке результатов ионосферного эксперимента различного типа для всех случаев, когда данные опыта оказываются коррелированными.

Список литературы: 1. Тихонов В.И., Миронов М.А. Марковские процессы. – М.: Советское радио, 1977. – 488 с. 2. Рогожкин Е.В. Измерение параметров ионосферной плазмы по корреляционной функции сигнала некогерентного рассеяния / Ионосферные исследования. 27. – М., 1979. 3. Рытов С.М. Введение в статистическую радиофизику. – М.: Наука, 1979. – 404 с. 4. Мазманшвили А.С. Континуальное интегрирование как метод решения физических задач. – К.: Наукова думка, 1987. – 224 с. 5. Рогожкин Е.В., Мазманшвили А.С. Анализ зондирующих сигналов для исследования ионосферы методом некогерентного рассеяния // Электромагнитные явления, (Харьков). 2, № 3, 1998, 22–34. 6. Мазманшвили А.С., Рогожкин Е.В. Коррелированные последовательности в задачах статистического оценивания // Вестник Харьковского государственного политехнического университета, (Харьков), Вып. 103, 2000, с. 67-70.

Поступила в редакцию 08.04.03

И.И.ОБОД, канд. техн. наук,
В.П.ПОЛЮГА, ЮжгипроНИИавиапром (г. Харьков)

ОПТИМИЗАЦИЯ ОБНАРУЖЕНИЯ СИГНАЛОВ В РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ БЛИЖНЕЙ НАВИГАЦИИ

Розглянута задача оптимального виявлення сигналів запиту та відповіді дальності радіотехнічних систем близької навігації.

The problem of optimal detection of the range interrogating and answering signals of radiotechnic systems of short-range navigation is considered

Радиотехнические системы ближней навигации (РСБН) [1], основу которых составляет сеть независимых наземных радиомаяков (РМ), по которым определяются навигационные параметры, находят широкое применение в системах управления воздушного движения (УВД) гражданского и военного применения. Как показано в [2], помехоустойчивость канала дальности РСБН крайне низка при действии преднамеренных коррелированных (имитирующих) помех. Это обусловлено принципом построения канала дальности и принципом обслуживания сигналов запроса дальности. Действительно [2], канал дальности современных систем ближней навигации построен по принципу открытой системы массового обслуживания с отказами. По принципу обслуживания сигналов запроса дальности РСБН можно отнести к системам обслуживающим заявку. При таком способе построения канала дальности РСБН воздействие имитирующих помех на радиомаяк приводит к парализации последнего, что затрудняет выделение сигналов запроса и ответа дальности. Это существенным образом сказывается на помехоустойчивости канала дальности РСБН. Именно принцип построения канала дальности РСБН предопределил невозможность отнесения РСБН к помехоустойчивым радиотехническим системам.

Обнаружение сигналов дальности в РСБН осуществляется как на радиомаяке, так и на запросчике. В связи с этим представляет интерес рассмотрение вопросов оптимизации обнаружения сигналов запроса и ответа дальности в цепи запросчик-ответчик РСБН.

Статистическая трактовка процесса обнаружения запросных и ответных сигналов в канале дальности РСБН может быть представлена в виде, приведенном на рис.1. Точки x , p , y и $г$ на данной схеме принадлежат пространствам параметров сигнала S , помех Π , наблюдений N и решений P , соответственно. Индексы 1 и 2 обозначают принадлежность к каналам запроса дальности и ответа дальности. Преобразователь радиомаяка (Π) осуществляет

однозначное преобразование всех точек пространства решений в пространство параметров сигнала, передаваемого запросчику дальности.

Будем рассматривать задачу обнаружения сигнала в дальномерном канале системы ближней навигации как проверку двух гипотез и попытаемся найти оптимальные правила принятия решений на ответчике и запросчике.

Пусть пространство C_1 включает в себя только две точки x_{10} и x_{11} , ко-

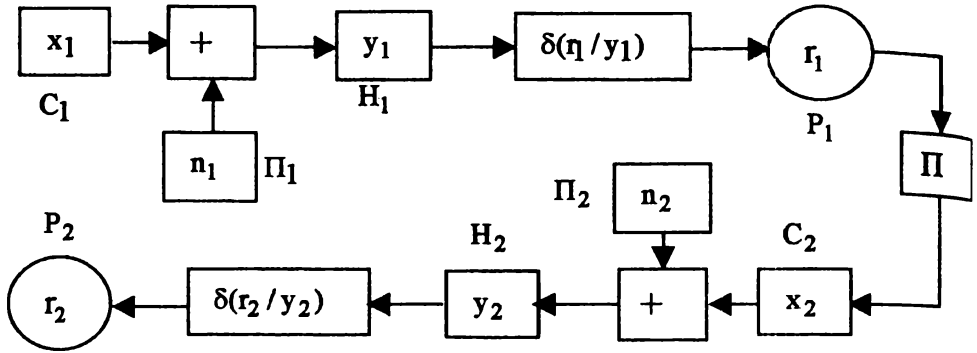


Рис.1

торые соответствуют отсутствию запросного сигнала дальности и приему запросного сигнала дальности с амплитудой, равной пороговому значению обнаружения. Соответственно остальные пространства также содержат по две точки, которые будем обозначать теми же индексами. Цены принятых каналом дальности системы ближней навигации в рассматриваемом случае можно описать матрицей стоимостей

$$C = \begin{vmatrix} C(r_{20}, x_{10}) & C(r_{20}, x_{11}) \\ C(r_{11}, x_{10}) & C(r_{11}, x_{11}) \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} C_{1-\alpha} & C_{\beta} \\ C_{\alpha} & C_{1-\beta} \end{vmatrix}.$$

Общее выражение среднего риска для рассматриваемой ситуации [3] можно записать

$$R = \sum_{C_1, H_1, P_1, C_2, H_2, P_2} P(x_1)P(y_1 | x_1)\delta(r_1 | y_1)P(y_2 | x_2)\delta(r_2 | y_2)C(r_2; x_1), \quad (1)$$

где $P(x_1)$ - априорное распределение вероятностей значения параметра x_1 ; $P(y_1 | x_1)$ и $P(y_2 | x_2)$ - условные функции правдоподобия (ФП) для реализаций, принятых радиомаяком и запросчиком дальности соответственно; $\delta(r_1 | y_1)$ и $\delta(r_2 | y_2)$ - правила решений, описывающие алгоритм работы радиомаяка и запросчика дальности.

Предположим, что преобразователь решений радиомаяка в ответный сигнал дальности идеальный. В этом случае можно записать

$$P(y_2 | x_2) = P(y_2 | r_1).$$

Таким образом, оптимальное правило принятия решения в радиомаяке можно найти путем минимизации выражения (1) как функционала от $\delta(r_1 | y_1)$.

Учитывая, что условная функция распределения вероятностей принятых запросчиком дальности решений, характеризующая качество работы решающего устройства запросчика дальности РСБН, равна

$$P(r_2 | x_2) = P(r_2 | r_1) = \sum_{P_2} \delta(r_2 | y_2) P(y_2 | r_1) = \sum_{P_2} \delta(r_2 | y_2) P(y_2 | x_2)$$

и что $\delta(r_{11} | y_1) + \delta(r_{10} | y_1) = 1$, выражение (1) можно записать в следующем виде

$$R = \sum_{H_1} \delta(r_{11} | y_1) \{R1 - R2\} + \sum_{C_1} P(x_1) \sum_{P_2} P(r_2 | r_{10}) C(r_2; x_1), \quad (2)$$

где

$$R1 = \sum_{C_1} P(y_1 | x_1) \sum_{P_1} P(r_2 | r_{11}) C(r_2; x_1), \quad R2 = \sum_{C_1} P(y_1 | x_1) P(x_1) \sum_{P_2} P(r_2 | r_{10}) C(r_2; x_1).$$

Как следует из (2), оптимальное правило, минимизирующее средний риск $\delta(r_{11} | y_1) = 1$ при условии, если

$$\begin{aligned} & \sum_{C_1} P(y_1 | x_1) P(x_1) \sum_{P_2} P(r_2 | r_{11}) C(r_2; x_1) \\ & \leq \sum_{C_1} P(y_1 | x_1) P(x_1) \sum_{P_2} P(r_2 | r_{10}) C(r_2; x_1) \end{aligned} \quad (3)$$

Используя очевидное равенство $P(r_{21} | r_1) + P(r_{20} | r_1) = 1$, можно упростить выражение (3). После преобразований окончательно получаем

$$\frac{P(y_1 | x_{11}) P(x_{11})}{P(y_1 | x_{10}) P(x_{10})} \geq \frac{C_\alpha - C_{1-\alpha}}{C_\beta - C_{1-\beta}}.$$

Таким образом, оптимальный обнаружитель радиомаяка РСБН в байесовом смысле должен сравнивать с порогом обобщенное отношение правдоподобия. Величина порога не зависит от алгоритма и качества работы запросчика дальности и полностью определяется заданными для системы в целом стоимостями решений.

Для определения байесова правила решений на запросчике дальности введем модифицированную ФП для двухзвенной системы [4]:

$$P(y_2 | x_1) = \sum_{P_1} P(y_2 | r_1) P(r_1 | x_1) + \sum_{H_1} \sum_{P_1} P(y_2 | r_1) \delta(r_1 | y_1) P(y_1 | x_1). \quad (4)$$

С использованием этого выражение (1) приводится к известному виду для однозвенной системы [4]:

$$R = \sum_{C_1} \sum_{H_1} \sum_{P_2} P(x_1) P(y_2 | x_1) \delta(r_2 | y_2) C(r_2; x_1). \quad (5)$$

Согласно [4], правило решений, минимизирующее средний риск (5), можно сформулировать как: $\delta(r_{21} / y_2) = 1$ в том случае, если

$$\frac{P(y_2 | x_{11})P(x_{11})}{P(y_2 | x_{10})P(x_{10})} \geq \frac{C_\alpha - C_{1-\alpha}}{C_\beta - C_{1-\beta}}. \quad (6)$$

Для показа алгоритма работы запросчика дальности, представим модифицированное отношение правдоподобия (ОП) в виде

$$\Lambda = \frac{P(x_{11}) \sum_{\pi} P(y_2 | r_1) P(r_1 | x_{11})}{P(x_{10}) \sum_{\pi} P(y_2 | r_1) P(r_1 | x_{10})} = \frac{P(x_{11}) [P(y_2 | x_{20})(1 - P_o) + P(y_2 | x_{21})P_o]}{P(x_{10}) [P(y_2 | x_{20})(1 - F_o) + P(y_2 | x_{21})F_o]}, \quad (7)$$

где $P_o = P(r_{11} | x_{11})$ - вероятность излучения радиомаяком сигнала при наличии запросного сигнала дальности, т.е. коэффициент готовности радиомаяка [2], $F_o = P(r_{11} | x_{10})$ - та же вероятность при отсутствии запросного сигнала дальности.

Таким образом, оптимальный обнаружитель сигналов запросчика дальности в байесовом смысле должен для каждой принятой реализации формировать статистику (7), учитывающую качество работы радиомаяка, и сравнивать ее с порогом, величина которого полностью определяется заданными ценами решений.

Следовательно, необходимость учета на запросчике дальности качества работы радиомаяка, а в радиомаяке – функции цен для канала дальности системы ближней навигации в целом, является специфической особенностью, оптимальной по байесову критерию канала дальности системы ближней навигации.

Приведенное исследование показало, что повышение помехоустойчивости канала дальности РСБН можно достичь путем повышения коэффициента готовности радиомаяка. Существенного повышения коэффициента готовности радиомаяка можно достичь за счет изменения принципа построения и принципа обслуживания заявок в канале дальности РСБН [5].

Список литературы: 1. Давыдов П.С., Жаворонков В.П., Кащеев Г.В. Радиолокационные системы летательных аппаратов. М., Транспорт, 1977. 345 с. 2. Винник А.Т., Обод И.И., Полога В.П. Оценка помехоустойчивости дальномерного канала систем ближней навигации // Технологические системы. 2001. № 2. С. 80-82. 3. Миддлтон Д. Введение в статистическую теорию связи. М., «Сов. Радио», 1962. 467 с. 4. Левин Б.Р. Теоретические основы статистической радиотехники. М.: Сов. радио, 1966. - 456 с. 5. Силич В.П., Полога В.П., Обод И.И. Методы повышения помехоустойчивости радиотехнических систем ближней навигации. // Технологические системы. - 2002, № 1. С.53-57.

Поступила в редколлегию 08.04.03

С.А. ПАЗЮРА, м. н. с.,
Ю.В. ЧЕРНЯК, м. н. с., Институт ионосферы (г. Харьков)

ПРОЦЕССЫ В ОКОЛОЗЕМНОМ КОСМОСЕ, СОПРОВОЖДАВШИЕ МАГНИТНУЮ БУРЮ 1 ОКТЯБРЯ 2002 ГОДА

Представлено результати дослідження варіацій параметрів іоносфери (N , T , T_i), що супроводжували магнітну бурю з головною фазою 1 жовтня 2002 р., отримані на Харківському радарі некогерентного розсіяння. За даними часових варіацій концентрації, швидкості, температури іонів сонячного вітру, варіації модуля індукції ММП отриманих на ПСЗ "ACE" і D_H , A_F , K_F -індексів, відновлена картина раптового початку, а також протікання іоносферної бурі.

Abstract Parameters variations researches results of ionosphere (N , T , T_i), which accompanied a magnetic storm with the main phase on October 1, 2002, performed on the Kharkov incoherent scatter radar are presented. According to time variations of concentration, speed, ion temperature of solar wind, induction module variation of IMF measured on artificial satellite "ACE" and D_H , A_F , K_F -indexes, the picture of the sudden beginning, and also courses of an ionospheres storm is restored.

1. Введение. Исследование геокосмических бурь является одной из главных проблем солнечно-земной физики. Известно, что они являются результатом сложных взаимодействий вариаций солнечного ветра с земной магнитосферой. Сильные геомагнитные бури могут приводить к сбоям в работе различных средств связи, систем навигации, влиять на здоровье человека и состояние биосферы. Магнитные, ионосферные, атмосферные бури представляют собой проявление единого процесса – геокосмической бури. Каждая

геомагнитная буря уникальна и ее изучение имеет большую научную и прикладную значимости [1].

2. Общие сведения. 29–30 сентября 2002 г. имели место две вспышки класса М (М.2,6 29 сентября в 06:39 и М.2,1 30 сентября в 01:50). Временные вариации основных параметров солнечного ветра, модуля индукции межпланетного магнитного поля (ММП), измеряемых на ИСЗ "ACE", показаны

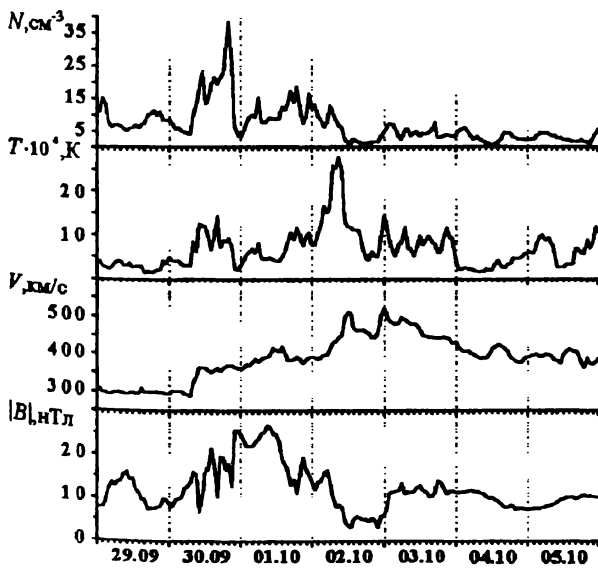


Рис. 1.

на рис. 1. Первый контакт возмущенного солнечного ветра с ИСЗ "ACE" произошёл примерно

примерно в 07:00 UT (далее время мировое). В этот момент наблюдается резкий скачок концентрации, температуры и скорости солнечного ветра. Временные вариации D_{st} , A_p , K_p -индексов показаны на рис. 2. Магнитная буря началась вблизи 08:00 30 сентября. Начальная фаза выражена не четко. Первого октября в интервале времени с 09:00 по 15:00 наблюдалось

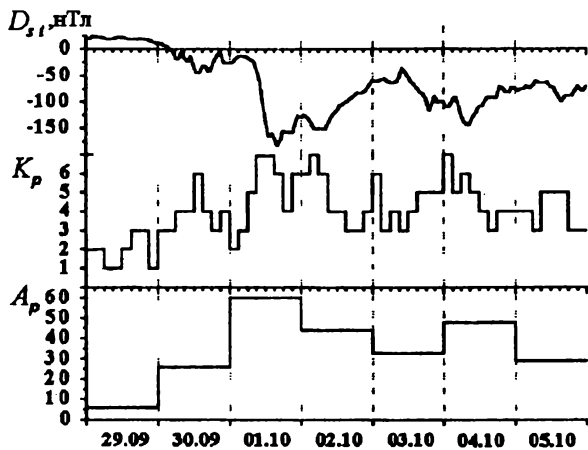


Рис. 2.

стремительное падение D_{st} -индекса. Минимальное его значение достигло -183 нТл. Фаза восстановления продолжалась до 3 октября. Далее имело место наложение еще одного магнитного возмущения, где минимальное значение D_{st} -индекса достигло -143 нТл в первой половине дня 4 октября. Энергия E_m и мощность P_m магнитной бури в интервале времени 12:00–18:00 1 октября составили $\approx 9,7 \cdot 10^{14}$ Дж и $\approx 4,5 \cdot 10^{10}$ Вт соответственно. Величина E_m оценена по минимальному значению D_{st} -индекса на основе соотношения из [2].

3. Результаты измерений. Измерения выполнены на радаре некогерентного рассеяния, размещенного в Ионосферной обсерватории вблизи г. Харькова (геомагнитные координаты: $45,7^\circ$, $117,8^\circ$; географические координаты: $49,6^\circ$, $36,3^\circ$), в течении суток с 09:00 UT 2 октября по 09:00 UT 3 октября 2002 г. Подробное описание устройств радара дано в [3]. Наблюдения проводились при импульсной мощности радиопередающего устройства $P_r=2$ МВт в режиме двухимпульсного зондирования с высотным разрешением ~ 20 км в диапазоне высот ~ 100 –550 км. Использовался интервал обработки 1,5–15 мин при отношении сигнал/шум на входе $q=10$ –0,2. При этом относительная погрешность определения параметров ионосферы (концентрации N_e , температуры электронов T_e и ионов T_i) не превышала 3–10%. В процессе из-

мерений параллельно с радаром работал ионозонд «БАЗИС» (диапазон рабочих частот 1–40 МГц, мощность в импульсе 15 кВт). С его

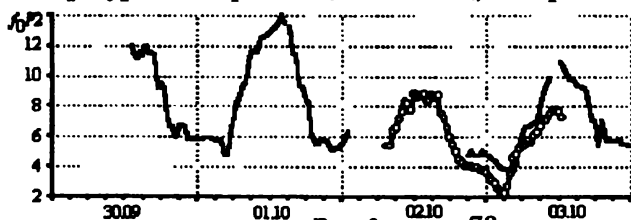


Рис. 3.

ПОМОЩЬЮ ПО ИОНОГРАММАМ ИЗМЕРЯЛАСЬ КРИТИЧЕСКАЯ ЧАСТОТА f_oF2 .

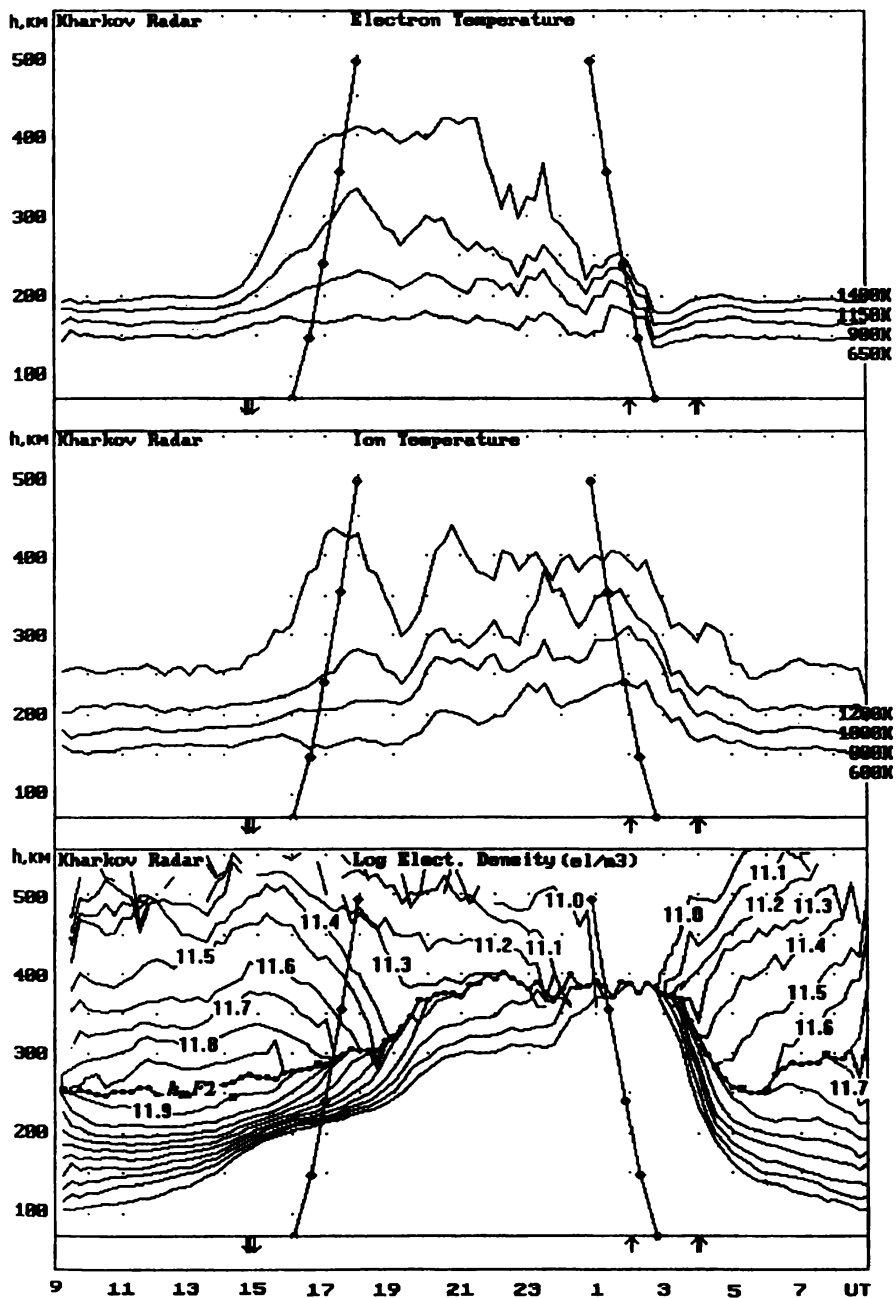


Рис. 4.

На рис.3. показаны временные изменения f_oF2 . Сплошной линией обозначены вариации критической частоты на ближайшей к Харькову ионосферной станции «San Vito» (Италия, географические координаты: 40° , 17°). Линией с точками обозначены вариации f_oF2 на ионосферной станции «БАЗИС». Видно, что критическая частота по данным станции «San Vito» 30 сентября не превышала 12 МГц, 1 октября достигала 14 МГц, а 3 октября уменьшилась до 11 МГц. На ионосферной станции «БАЗИС» f_oF2 2 октября приблизилась к 9 МГц, а 3 октября – 8 МГц.

Временные вариации основных параметров ионосферы (T_e , T_i , N_e) представлены на рис. 4. В дневное время суток высота максимума слоя $F2$ находилась вблизи 250 км, а в ночное время суток она выросла до 400 км. Обращают на себя внимание вариации T_e , T_i в окрестности 19:00 2 октября.

4. Обсуждение. Резкий скачок параметров солнечного ветра 30 сентября мог способствовать развитию магнитной бури 1–2 октября 2002 г., главная фаза которой, как показывают вариации D_{st} -индекса, продолжалась с 9:00 до 15:00 1 октября. 2 октября, на фоне фазы восстановления, наблюдается еще одно магнитное возмущение с главной фазой в интервале времени 0:00–6:00, что можно объяснить наложением двух геокосмических возмущений. В ионосфере протекание указанных возмущений имеет менее ярко выраженный характер. Начавшаяся в дневное время положительная ионосферная буря (ИБ) привела к росту f_oF2 до 14 МГц, сменившаяся отрицательной фазой вблизи 1 октября на станции «San Vito». При этом 3 октября с 0:00 опять начинается стремительный рост критической частоты (см. рис. 3. (сплошная линия)). По данным станции «БАЗИС» можно предположить, что активность 2 октября в дневное время суток, превышающая активность 3 октября, могла быть реакцией ионосферы на возмущение 2 октября. Поведение температур 2 октября вблизи 19:00 требует дальнейшего рассмотрения.

Данная магнитная буря существенно отличалась от геокосмической бури, описанной в работах [1,4,5].

Список литературы: 1. Григоренко Е.И., Емельянов Л.Я. и др. Результаты наблюдений процессов в ионосфере, сопутствующих геомагнитной буре 25 сентября 1998 года при помощи радара некогерентного рассеяния в Харькове // Труды XX Всероссийской конференции по распространению радиоволн. Нижний Новгород. 2002. с. 56–57. 2. Gonzalez W.D., Joselyn J.A. и др. What is a geomagnetic storm? // Journal of Geophysical Research. 1994. 99. № A4. p. 5771–5792. 3. Таран В.И. Измерительный комплекс некогерентного рассеяния Харьковского политехнического института // Радиотехника и электроника. 1976. Вып.21. №1. с. 1–4. 4. Таран В.И. Исследование ионосферы в естественном и искусственно возмущенном состояниях методом некогерентного рассеяния // Геомагнетизм и аэронавигация. 2001. т. 41. № 5. с. 659–666. 5. Таран В.И., Григоренко Е.И. и др. Ионосферные эффекты магнитных бурь по наблюдениям на радаре некогерентного рассеяния в Харькове // Сборник трудов ХГПУ. 1999. №3: Информационные технологии: наука, техника, технология, образование, здоровье. Вып.7. с. 381–383.

Поступила в редколлегию 08.04.03

Е.В. РОГОЖКИН, д-р. физ. -мат. наук, НТУ “ХПИ” (г. Харьков)

Д.П. БЕЛОЗЁРОВ, м. н. с.

А.Н. ЕРЁМИН, м. н. с., Институт ионосферы (г. Харьков)

ИНФОРМАЦИОННЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ЦИФРОВОЙ ОБРАБОТКИ РАДИОСИГНАЛОВ С ИЗВЕСТНОЙ НЕСУЩЕЙ ЧАСТОТОЙ

У сучасних умовах основна частина обробки сигналів виконується засобами цифрової обчислювальної техніки. Унаслідок цього цифрові системи обробки виявляються більш гнучкими, що дозволяє адаптуватися до умов, що змінюються, і при цьому у великому ступені виключають помилки аналогового перетворення. У статті розглядаються можливості найкоротшого переходу від аналогової обробки (прийом, посилення) до цифрових представлень сигналу, при якому відсутні помітні втрати інформації.

In modern conditions the fundamental part of signal processing is carried out by a means of digital computer technology. Thereof the digital systems of processing appear by more flexible, that allows to adapt for varied conditions, and thus in the large degree exclude mistakes of analog transformation. In paper the possibilities of the shortest transition from analogue processing (reception, amplification) to digital representations are considered. Signal, at which there are noticeable losses of the information.

В современных условиях основной объём обработки радиосигналов выполняется средствами цифровой вычислительной техники. Цифровые системы оказываются более гибкими, чем их аналоговые прототипы, и на программном уровне позволяют адаптироваться к изменяющимся условиям.

При амплитудной модуляции основное внимание, естественно, уделяется выделению огибающей. В радиолокационных измерениях, в том числе при использовании метода некогерентного рассеяния, к этой задаче присоединяются задачи выделения доплеровских сдвигов и сохранения фазовых соотношений при декодировании фазоманипулированных сигналов. На этапе проектирования аналоговой аппаратуры обработки возникает необходимость учета всего спектра возможных ситуаций, и это приводит к тому, что в большинстве реальных ситуаций параметры такой аппаратуры не оптимальны.

Например, в радиовещании и в радиолокации есть проблема использования синхронного детектирования. Она заключается в том, что фазовый сдвиг φ между принимаемым сигналом и сигналом опорного гетеродина имеет заранее неизвестное значение, тогда как наилучшие условия соответствуют случаю $\cos \varphi = 1$. По этой причине в радиолокации приходится применять согласованные фильтры, в которых операция декодирования ФМ-сигналов производится непосредственно на промежуточной частоте. Однако эффективность декодирования падает при появлении доплеровских сдвигов, которые заранее не могут быть учтены. В тоже время при некогерентном рассея-

нии всю заложенную в сигнале рассеяния информацию выделяют, используя детектирование с двумя квадратурными каналами.

Разработанный в [1-4] способ цифровой обработки сигналов некогерентного рассеяния состоит в том, что при известной центральной частоте спектра рассеяния (это несущая или промежуточная частота f_0 , на которой производится аналого-цифровое преобразование) автокорреляционную функцию огибающей получают в том случае, если частота квантования f_q жестко связана с промежуточной частотой соотношением:

$$f_q = \frac{m}{n} = r \cdot f_0, \quad (1)$$

где m и n - целые числа.

При самых общих предположениях автокорреляционная функция сигнала рассеяния имеет вид

$$R(\tau) = A(\tau) \cos(\omega_0 + \Omega_D)\tau + B(\tau) \sin(\omega_0 + \Omega_D)\tau \quad (2)$$

$$(\omega_0 = 2\pi f_0, \quad \Omega_D = 2\pi F_D, \quad \Omega_D \ll \omega_0)$$

Использование соотношения (1) при $r=4$, например, позволяет реализовать задержки τ и τ' такие, что

$$\cos \omega_0 \tau = 1, \quad \sin \omega_0 \tau = 0, \quad (3)$$

$$\cos \omega_0 \tau' = 0, \quad \sin \omega_0 \tau' =$$

Это дает возможность получить функции $A(\tau)$ и $B(\tau)$ отдельно без предварительного выделения огибающей, которая при некогерентном рассеянии является случайной функцией времени и определяется характером флуктуаций плотности электронов в плазме. В таких измерениях исчерпывающая информация содержится в интегральных характеристиках огибающей: либо в спектре мощности, либо в автокорреляционной функции. Всю информацию можно получить и не выделяя огибающую.

Отслеживание нестабильностей задающей системы радиолокатора, обеспечиваемое выполнением соотношения (1), позволяет выделять и весьма малые доплеровские сдвиги за счет дрейфа плазмы, составляющие $10^{-2} \dots 10^{-3}$ общей ширины спектра рассеяния [2].

Целью статьи являются дальнейшее развитие рассмотренного способа [1-4] и исследование возможностей решения задачи выделения огибающей при обработке случайных и детерминированных сигналов в радиолокации, включая фазоманипулированные сигналы. Интересна такая обработка и для радиовещания, где выделение огибающей независимо от фазовых соотношений между принятой и опорной частотой давало бы эффект аналогичный эффекту от синхронного детектирования.

1. Предлагаемая процедура выделения огибающей включает в себя квантование сигнала непосредственно на промежуточной частоте с использованием соотношения (1).

На первом этапе анализа будем считать, что принятый сигнал является узкополосным, на выходе усилителя промежуточной частоты он представляется произведением

$$u(t) = U(t) \cdot \cos[(\omega_o + \Omega_D)t + \varphi], \quad (4)$$

ширина спектра огибающей $2\Delta\omega_U \ll \omega_o$, и доплеровский сдвиг $\Omega_D \rightarrow 0$. Угол φ определяет фазовый сдвиг между принятым сигналом и сигналом опорного гетеродина. В общем случае $\varphi = \varphi(t)$.

Пусть в выражении (1) $r=4$. При принятых предположениях любые два соседних отсчета $u(t)$ и $u(t+\tau_o/4)$ связаны квадратурным соотношением

$$u^2(t) + u^2(t + \tau_o/4) = U^2(t) \quad (5)$$

Текущее значение огибающей определяется выражением

$$U(t) = \text{sign}[u(t)] \sqrt{u^2(t) + u^2(t + \Delta t)} \quad (6)$$

Если предположить, что огибающая не меняется или меняется очень медленно, т.е. $U(t) \cong U$, то обращает на себя внимание тот факт, что соотношение (5) соблюдается для любой пары отсчетов, если интервал между ними Δt имеет любое из значений

$$\Delta t = (2n \pm 1)\tau_o/4, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (7)$$

так как

$$\sin^2 \varphi + \sin^2 \left(\varphi + \frac{2n \pm 1}{2} \pi \right) \cong 1.$$

Следовательно, при узкополосных сигналах могут быть снижены требования к быстродействию аналого-цифрового преобразователя, т.к. согласно (7) Δt можно выбрать больше периода промежуточной частоты. Максимальное значение Δt определяется как высокочастотной составляющей Ω_{max} в спектре огибающей $U(t)$, так и тем уровнем ошибки, который допускается при выполнении операции выделения огибающей по формуле (6), так как с появлением в спектре сигнала составляющих $\omega_o \pm \Omega$ нарушается соотношение (5).

2. Рассмотрим теперь, к чему приводит появление спектральных составляющих $\omega_o + \Omega$. Запишем выражение для первого из двух отсчетов

$$u_1 = A_\Omega \cos \psi, \quad \psi = \omega t + \Omega t + \varphi \quad (8)$$

Второй отсчет

$$u_2 = A_\Omega \cos[\psi + \Omega\tau_o/4 + \varphi] = -A_\Omega \sin(\psi + \Omega\tau_o/4).$$

Сумма их квадратов

$$\Sigma^2 = u_1^2 + u_2^2 = A_\Omega^2 [\cos^2 \psi + \sin^2 (\psi + \Omega\tau_0/4)] \quad (9)$$

приводится к виду

$$\Sigma^2 = A_\Omega^2 [1 + \sin(2\psi + \alpha) \sin \alpha], \quad (10)$$

где $\alpha = \Omega\tau_0/4, 3\Omega\tau_0/4, 5\Omega\tau_0/4, \dots = \alpha_1, \alpha_3, \alpha_5 \dots$

Второе слагаемое в (10) определяет ошибку, которая отсутствует, если $\Omega=0$. Ошибка тем меньше, чем выше промежуточная частота, на которой производится аналого-цифровое преобразование. Ошибка знакопеременная, её среднее значение равно нулю, и она достигает максимального уровня при углах $\psi \approx \pi/4 + p\pi/2, p=0,1,2, \dots$. Оценим этот уровень для значений $f_0=10^6$ Гц, $\Omega=2\pi \cdot 10^4$ Гц: $\sin \alpha_1 \approx 0.0157, \sin \alpha_3 \approx 0.0785$

Отсюда относительная ошибка в определении амплитуды не превышает соответственно значений 0,0078 и 0,038.

Можно предложить такую схему цифрового устройства:

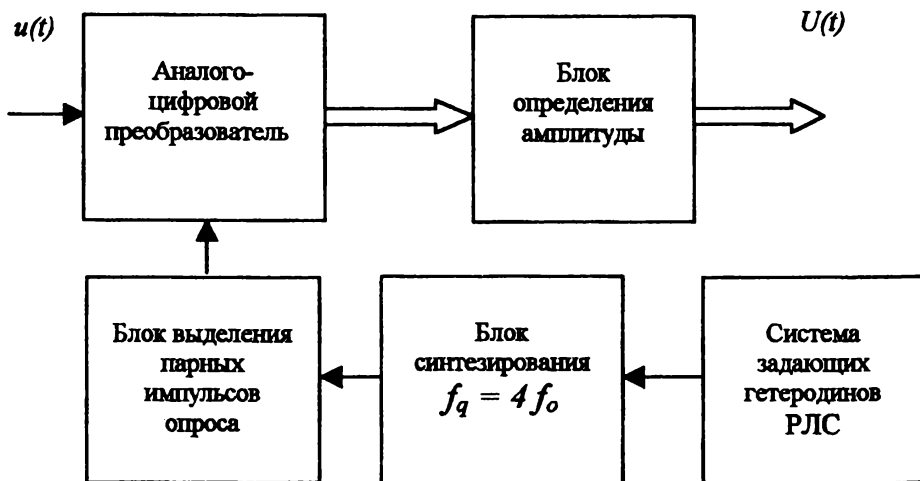


Рис 1.

Схема работает следующим образом. С использованием сетки задающих частот РЛС формируются сигнал опорного гетеродина и последовательность импульсов, следующих с периодом повторения $T_q = \tau_0/4$. Далее осуществляется формирование сдвоенных импульсов опроса. Интервал между соседними импульсами Δt при этом выбирают, исходя из быстродействия аналого-цифрового преобразователя (АЦП) и соотношений (5), а период следования

сдвоенных импульсов выбирают, исходя из заданной точности воспроизведения огибающей. Впрочем, если быстродействие АЦП позволяет и квантованные значения подаются на вход компьютера, последние две операции можно выполнить программными средствами.

Блок выделения огибающей может быть выполнен как арифметическое устройство, реализующее алгоритм (6), либо как блок памяти [5]. Второй вариант особенно привлекателен, если АЦП имеет малое количество уровней квантования. В этом случае количество возможных сочетаний $u(t)$ и $u(t+\Delta t)$ ограничено разрядной сеткой АЦП, и все возможные значения амплитуд, следующих из алгоритма (6) могут быть рассчитаны и размещены в запоминающем устройстве. Тогда для конкретных $u(t)$ и $u(t+\Delta t)$ из памяти извлекается соответствующее этой паре значение огибающей $U(t)$.

Более того, при малых доплеровских сдвигах, как показано в [5], отсчеты $u(t)$ и $u(t+\Delta t)$ позволяют найти фазовый сдвиг φ между принятым сигналом и сигналом опорного гетеродина в выражении (4).

Действительно, в самом общем случае для функции $y = a \cdot \sin x$ два ее значения $y_0 = a \cdot \sin \varphi$ и $y_\alpha = a \cdot \sin (\varphi + \alpha)$ при известной и не кратной π величине угла α однозначно определяют не только амплитуду a , но и значение угла φ . Если в выражениях (4) и (5) доплеровское смещение пренебрежимо мало, а первый отсчет $u(t)$ соответствует началу периода колебаний опорного гетеродина, то отношение квантованных отсчетов $u(t)/u(t+\Delta t)$ с учетом знаков числителя и знаменателя однозначно определяет угол φ :

$$\varphi = \text{sign}[u(t)] \arctg \frac{u(t)}{u(t + \Delta t)} \quad (11)$$

Количество возможных сочетаний $u(t)$ и $u(t+\Delta t)$, как уже было отмечено выше, ограничено разрядной сеткой АЦП и все возможные значения, следующие из алгоритма (11) также могут быть рассчитаны заранее и размещены в запоминающем устройстве.

Теперь можно сделать вывод: если радиосигнал описывается выражением (4), то операции выделения текущих значений огибающей и фазового сдвига могут быть выполнены с помощью компьютера при соответствующей организации работы специализированного аналого-цифрового преобразователя, непосредственно подключенного к выходу усилителя промежуточной частоты и к соответствующему порту ПК. При этом, если АЦП обладает достаточным быстродействием, то чем выше промежуточная частота, тем эффективнее обработка сигнала.

Предлагаемая процедура выделения огибающей (6) применима и для фазоманипулированных сигналов. Каждый элемент такого сигнала можно описать выражением (4). В этом выражении $|U(t)|=A$ и A - амплитуда принятого радиоимпульса. Начальный фазовый сдвиг φ определяется положением радиолокационного сигнала на развертке дальности и в общем случае

$-\pi \leq \varphi \leq \pi$ Как следует из выражения (6), изменение фазы $0 \rightarrow \pi \rightarrow 0$ приводит к изменению знака в этом выражении. Рассматриваемая процедура выделения огибающей позволяет при последующем декодировании учитывать набег фазы $\Delta\varphi = \Omega_{\text{рад}}\tau$, на каждом элементе кода τ , который возникает, если существует доплеровское смещение.

3. Альтернативой рассмотренной выше процедуре выделения огибающей может служить синхронный детектор, представленный двумя квадратурными каналами. Например, как в работе [6]

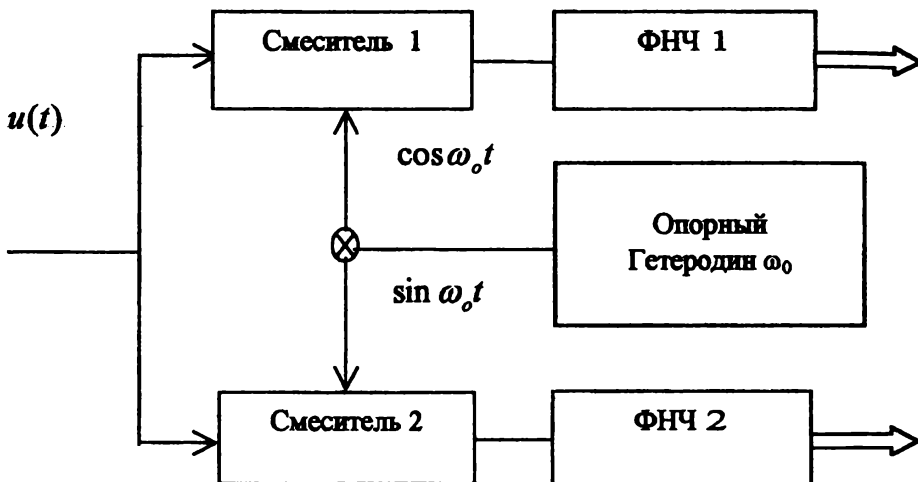


Рис. 2.

Возможны два варианта исполнения. В первом полоса пропускания определяется фильтрами нижних частот ФНЧ. Во втором основная фильтрация определяется в усилителе промежуточной частоты, а ФНЧ простейшего типа служат для подавления высокочастотной составляющей, которая появляется на выходе смесителя.

Будем как и выше считать, что принятый сигнал является узкополосным, и на выходе усилителя промежуточной частоты он, как в (4) и (8), представляется произведением

$$u(t) = A_{\Omega} \cos[(\omega_0 + \Omega)t + \varphi]. \quad (12)$$

Тогда на выходах квадратурных каналов, предполагая их полную идентичность, можно получить

$$u_1 = \frac{A_{\Omega}}{2} \cos \psi, \quad \psi = \Omega t + \varphi \quad (13)$$

$$u_2 = -\frac{A_\Omega}{2} \sin(\psi + \alpha_0),$$

где $\alpha_0 = 0$, если разность фаз между опорными сигналами каналов соответствует $\pi/2$. Сумма квадратов напряжений

$$\Sigma^2 = u_1^2 + u_2^2 = \frac{A_\Omega^2}{4} [\cos^2 \psi + \sin^2(\psi + \alpha)] \quad (14)$$

как и в выражении (10) приводится к виду

$$\Sigma^2 = \frac{A_\Omega^2}{4} [1 + \sin(2\psi + \alpha) \sin \alpha]$$

Как можно проследить, и в этом случае применимы все те выкладки, которые были сделаны в варианте квантования сигнала на промежуточной частоте. Дополнительная погрешность возникает при отсутствии идентичности коэффициентов передачи каналов. Пусть приведенный коэффициент усиления одного из них равен γ . Тогда из выражения (14) можно получить

$$\Sigma^2 = \frac{A_\Omega^2}{4} [1 + (1 - \gamma^2) \cos^2 \psi + \sin(2\psi + \alpha) \sin \alpha] \quad (15)$$

Цифровые методы в зависимости от того, как и в каком звене канала обработки произведено преобразование, можно использовать для контроля [7] и коррекции результатов. Например, можно выделить огибающую по результатам квантования на промежуточной частоте, видоизменив алгоритм, использованный в (8,9,10):

$$u_1 = A_\Omega \cos \psi, \quad \psi = \alpha t + \Omega t + \varphi \quad (16)$$

$$u_- = A_\Omega \cos(\psi - \pi/2 - \alpha) = A_\Omega \sin(\psi - \alpha)$$

$$u_+ = A_\Omega \cos(\psi + \pi/2 + \alpha) = -A_\Omega \sin(\psi + \alpha)$$

$$\Sigma_3^2 = \frac{1}{2} (u_-^2 + 2u_1^2 + u_+^2) = A_\Omega^2 [1 + \cos 2\psi \sin^2 \alpha] \quad (17)$$

где, как и в выражении (10), $\alpha = \alpha_1 = \Omega \tau_0 / 4$. Полученный результат очевиден, если в выражениях (16) принять $\Psi = 0$.

Как следует из выражения (17), ошибка в определении огибающей практически сводится к нулю для стандартного примера:

$$f_0 = 10^6 \text{ Гц}, \quad \Omega = 2\pi \cdot 10^4$$

Аналогичную коррекцию ошибки α_0 теоретически можно произвести и при использовании синхронного детектирования, однако для этого необходи-

мо введение третьего канала. Практически же возникают проблемы идентичности уже трех каналов. Можно сделать следующие выводы.

Аналого-цифровое преобразование, как известно, ведет к случайным ошибкам, уровень которых определяется поправкой Шепарда и динамическими ошибками. Однако качественные показатели современных АЦП таковы, что во многих практических случаях эти ошибки несут существенны. Таким образом, чем раньше в канале обработки радиосигналов произведен переход к их цифровым представлениям, тем гибче становится система обработки, которая может быть сведена к сети программно управляемых арифметических устройств [8] или, естественно, к сети компьютеров. Исключение возможно большего количества аналоговых блоков упрощает обслуживание систем обработки и исключает ошибки, связанные с нестабильностью параметров аналоговых устройств, особенно тех, которые работают на видеочастотах.

Дальнейшее развитие данного направления в обработке радиосигналов состоит в детальном анализе возможностей обработки кодированных сигналов в радиолокации, включая радарные исследования ионосферы методом некогерентного рассеяния, а также АМ-сигналов в тех случаях, когда фазовые соотношения между полезным сигналом и опорным сигналом нестабильны.

Список литературы: 1. *Рогожкин Е.В., Маенко Ф.А.* Цифровой коррелометр для обработки сигналов с известной центральной частотой спектра // Вестник Харьковского политехнического института № 103, сер. Автоматика и приборостроение, вып.2, 1975, с.70-74. 2. *Рогожкин Е.В.* Измерение параметров ионосферной плазмы по корреляционной функции сигнала некогерентного рассеяния / Ионосферные исследования №27.М.1979. с.46-59. 3. *Рогожкин Е.В., Таран В.И., Хлебников А.Н., Приходько В.Д.* Устройство для измерения ординат корреляционной функции А.с. № 1230449 с приоритетом от 20.09.1982 4. *Рогожкин Е.В., Таран В.И., Филоненко В.А., и др.* Устройство определения скорости дрейфа ионосферной плазмы. А.с. № 1503529 с приоритетом от 02.02.1987. 5. *Рогожкин Е.В., Пуляев А., Лизогуб В.В.* Спосіб визначення малих радіальних швидкостей в когерентних РЛС і пристрій для його здійснення. А.с. №2002075909 с приоритетом от 16.07.2002. 6. *Ерёмин А.Н.* Экспериментальная система обработки сигнала, некогерентно рассеянного от ионосферы / Вісник НТУ"ХП". Харків: НТУ"ХП", 2002 № 9, т.5.с.34-36. 7. *Рогожкин Е.В., Белозёров Д.П.* Анализ возможности контроля результатов ионосферных измерений / Вісник НТУ"ХП". Харків: НТУ"ХП", 2002, № 9, т.5, с. 61-64. 8. *Хлебников А.Н., Рогожкин Е.В.* Мультипроцессорная система обработки составных сигналов НР / Всесоюзное совещание "Теория и практика применения некогерентного рассеяния радиоволн". Тезисы докладов. Харьков, 1987, с.83-84.

Поступила в редколлегию 08.04.03

И.Б. СКЛЯРОВ, гл. инж.,
Ю.В. ЧЕРНЯК, м.н.с., Институт ионосферы (г. Харьков)

ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ РАДАРА НЕКОГЕРЕНТНОГО РАСSEЯНИЯ СО СЛОЖНЫМ ЗОНДИРУЮЩИМ СИГНАЛОМ

В статті розглянуто апаратні та методичні особливості роботи двочастотної системи виміру іоносферних параметрів методом НР, зокрема наведена структура і опис роботи системи синхронізації і задаючої системи радару НР при реалізації двочастотного способу зондування іоносфери. Наведені результати експериментальних вимірів в цьому способом.

In a paper instrumental and methodical peculiarities of a construction of two-frequency systems for a measurement of ionospheric parameters by a IS technique are considered. The structure and operation exposition of a synchronization and assigning system of the radar IS by realizing a two-frequency mode of an ionosphere exploration is reduced. The results of experimental measurements in by using of this mode are presented.

В настоящее время стоит задача одновременно в широком интервале высот получать методом некогерентного рассеяния (НР) информацию об основных параметрах ионосферной плазмы, необходимую для решения проблем солнечно-земной физики, моделирования процессов в ионосфере, практических задач, связанных с распространением электромагнитных волн в околоземном пространстве. Цель статьи – описание одного из вариантов решения данной задачи.

Простые зондирующие сигналы не позволяют вести исследование ионосферы в широком интервале высот одновременно и с достаточной точностью. Анализ высотного строения ионосферы и особенностей работы импульсных установок НР показал на необходимость применения составных зондирующих сигналов для получения вертикального распределения параметров ионосферы в интервале высот 100...1500 км. Общий принцип их формирования описанный в [1] следующий: зондирующий сигнал составляется из дискретных частотных элементов; элемент, предназначенный для зондирования больших высот, формируется в начале посылки, а элемент, предназначенный для малых высот, завершает посылку. На радаре НР Института ионосферы был разработан и экспериментально апробирован способ измерения параметров ионосферы, основанный на использовании сигнала, состоящего из дискретных частотных элементов [2].

Основная часть. Формирование сложного зондирующего сигнала – в рассматриваемом случае двухчастотной импульсной последовательности с требуемыми значениями частот и длительностей, а также сигналы синхронизации для передающего устройства и системы обработки обеспечивает задающая система радару НР. Существующая задающая система вырабатывает

все необходимые частоты для работы систем контроля, приемника и передатчиков, а также обеспечивает безинерционную перестройку основной несущей частоты передающих устройств и соответственно частоты 1^{го} гетеродина в пределах ± 4 мГц.

При работе радара в режиме двухчастотного зондирования необходимо обеспечить работу передающих устройств на двух сдвинутых относительно друг друга на 100 кГц частотах, смещенных по времени в пределах одной развертки дальности. Для двух каналов входных устройств приемника необходимо вырабатывать две частоты для формирования соответствующих частот первых гетеродинов $f_{г/8}$ и $f'_{г/8}$. Для обеспечения такого режима работы была дополнительно доработана задающая система, позволившая ввести сдвинутую частоту для передатчиков и приемников. Рабочая частота при таком режиме работы составляет $f_0 + 100$ кГц (выбрана с учетом полосы пропускания приемника радара), где f_0 - основная рабочая частота. Блок-схема задающей системы представлена на рис. 1

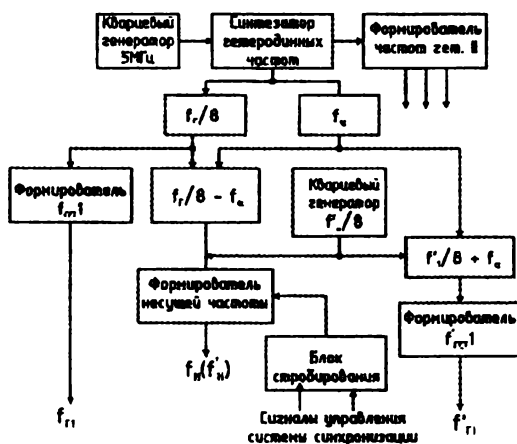


Рис. 1. Блок-схема задающей системы радара НР

В задающем генераторе все частоты формируются из одной опорной частоты $f_{\alpha} = 5$ мГц, поступающей от высокостабильного генератора. Частота 5 МГц поступает на делители частоты, где в результате деления частоты образуется сетка вспомогательных частот. Из этого набора частот вырабатываются сигналы с частотами $f_{г/8}$, f_{α} - сигналов, которые необходимы для выработки несущей частоты передатчиков и гетеродинов приемника.

Частота $f_{г/8}$ усиливается и используется в приемнике для формирования частоты 1-го гетеродина одного из каналов приемника. Для создания частоты первого гетеродина второго канала приемника используется вспомогательный высокостабильный кварцевый генератор, вырабатывающий частоту $f'_{г/8}$, которая в блоке $f'_{г/8} + f_{\alpha}$ суммируется с частотой f_{α} .

Для формирования одной из несущих частот передатчиков f_n в блоке формирования частоты $f_{7/8} - f_n$ из частоты $f_{7/8}$ вычитается частота f_n . Для формирования второй несущей частоты передатчиков f'_n используется частота $f_{7/8}$. В блоке умножителей частота $f_{7/8}$ умножается на 8 и подается на блок усилителя мощности, где эта частота усиливается и через согласующее устройство подается на передатчик. В этом же блоке производится стробирование высокочастотных сигналов для формирования зондирующей последовательности (рис.2). Импульс запуска передатчика (ИЗП) смещен относительно нуля развертки дальности для минимизации искажений вызванных процессом нарастания переднего фронта зондирующего импульса. Управляющие сигналы стробирования вырабатываются в блоке стробирования из сигналов системы синхронизации комплекса.

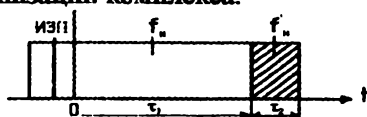


Рис 2 Последовательность несущей частоты, вырабатываемая задающей системой

Для обеспечения возможности измерения радаром НР ионосферных параметров с минимальными погрешностями во времени необходимо обеспечить высокую стабильность всех вырабатываемых задающей системой частот. Для этого в устройстве используются высокостабильные кварцевые генераторы с двойным и тройным термостатированием.

При реализации режима двухчастотного зондирования длительность элемента с частотой f_n составила $\tau_1 = 700$ мкс. Элемент с частотой f'_n имеет длительность 65 мкс, что обеспечивает разрешающую способность по высоте около 10 км. НР сигнал принимается приемно-обрабатывающим устройством, которое имеет два канала, настроенных на несущие частоты f_n и f'_n .

В канале, соответствующем элементу импульсной последовательности с частотой f_n определяются значения мощности и корреляционных функций НР сигнала с разрешающей способностью по высоте $\Delta h = c\tau_1/2$. По этим корреляционным функциям путем сравнения с теоретически рассчитанными определяются электронная (T_e) и ионная (T_i) температуры [3]. В канале, соответствующему элементу несущей с частотой f'_n , определяется нормированный высотный профиль мощности $P_{sn}(h)$ принятого сигнала с разрешающей способностью по высоте $\Delta h = c\tau_2/2$. Особенностью алгоритма обработки данных, полученных в этом канале, является то, что элемент послышки, обеспечивающий необходимую разрешающую способность по высоте при измерении профиля мощности НР сигнала на нижних высотах, не позволяет определять АКФ НР сигнала и соответственно соотношение T_e/T_i , необходимое при определении N_e методом профиля мощности согласно выражению [4]:

$$N_{e, \text{норм}}(h) = P_{sn}(h) h^2 [1 + T_e(h)/T_i(h)] \quad (1)$$

Высотный ход соотношения T_e/T_i в этом случае может быть рассчитан путем интерполяции от 1 (в диапазоне 100-180 км, учитывая, что на этих высотах

обычно сохраняется тепловое равновесие между электронным, ионным и нейтральным компонентами $T_e = T_i = T_n$ до значений, полученных в том же сеансе измерений по данным канала частоты $f_{\text{д}}$ (с высоты около 200 км, где определена полная АКФ НР сигнала). Абсолютные значения высотного профиля электронной концентрации $N_e(h)$ определяются по измеренному профилю относительных значений $N_{e, \text{норм}}(h)$ привязкой его к значению $N_{e, \text{н}}(h_{\text{м}})$ в максимуме ионизации области F_2 , полученному по данным вертикального зондирования.

Результаты экспериментальных измерений с использованием сложного зондирующего сигнала представлены на рис 3. В левой части рисунка показаны измеренный профиль мощности, корреляционные функции и рассчитанные по ним высотные профили T_e и T_i . Справа представлены измеренный профиль мощности, рассчитанный профиль соотношения T_e/T_i и рассчитанный согласно выражению 1 профиль электронной концентрации.

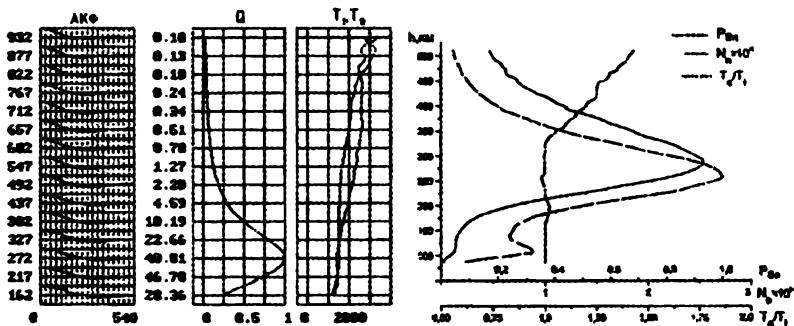


Рис. 3. Высотные профили некоторых ионосферных параметров, полученные при использовании сложного зондирующего сигнала

Выводы. Использование радара НР в таком режиме работы позволяет при охвате большого диапазона высот (от 80-100 до 1500-1700 км) более точно измерять высотный профиль электронной концентрации на высотах в районе максимума ионизации и ниже его, где значителен высотный градиент электронной концентрации, а так же одновременно определять ряд других важных параметров ионосферы вплоть до высот ~1500 км.

Список литературы: 1. *Рогожкин Е.В.* Оптимизация зондирующего сигнала при исследовании структуры и динамики ионосферы методом НР/14 Всесоюзная конференция по распространению радиоволн. Тезисы докладов. Часть 1, М, 1984, с.108-109. 2. *Черняк Ю.В.* "Использование двух-частотного режима работы радара НР для определения параметров ионосферы в широком высотном интервале". Вестник НТУ ХПИ №5,9'2002. 3. *Пуляев В.А.* Обработка и представление данных некогерентного рассеяния. Сборник научных трудов, Вестник ХГПУ, Выпуск 31.-Харьков, ХГПУ.1999. 4. *Емельянов Л. Я.* Измерение высотных профилей электронной концентрации методом НР. Геомагнетизм и аэронавигация, 2002, том 42, №1, с. 116-120., Москва, 2002.

Поступила в редколлегию 08.04.03

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Антонова В.А., Борщев В.Н., Резник А.П.</i> Расчет волнового сопротивления копланарно связанных линий пленочного кабеля	3
<i>Бескровцев Ф.Ю.</i> Обзор и сравнение характеристик методов зондирования ионосферы сигналами с разными видами манипуляций	11
<i>Бурмака В.П., Еремин А.Н., Подъячий Ю.И., Таран В.И.</i> Высотная корреляция квазипериодических флуктуаций мощности некогерентно рассеянного сигнала, сопровождавших прохождение солнечного терминатора и старты космических аппаратов	15
<i>Горбунов К.А.</i> Способ учета начальной температуры объекта органического происхождения при замораживании.....	19
<i>Григоренко Е.И., Живолуп Т.Г., Таран В.И.</i> Вариации относительного содержания молекулярных ионов в зависимости от сезона и магнитной активности	23
<i>Григоренко Е.И., Лысенко В.Н., Таран В.И., Черногор Л.Ф.</i> Особенности теплового режима нейтральной атмосферы во время магнитной бури 25.09.98	27
<i>Дзюбанов Д.А., Захаров И.Г., Ляшенко М.В.</i> Вариации электронной концентрации ионосферы в спокойных условиях по данным Харьковского радара НР.....	31
<i>Емельянов Л.Я., Скляр И.Б.</i> Обеспечение достоверности определения скорости дрейфа ионосферной плазмы методом некогерентного рассеяния	35
<i>Захаров И.Г., Мозговая О.Л., Таран В.И.</i> Положительная фаза ионосферных бурь и особенности ее проявления на средних широтах по данным радара НР в Харькове	41
<i>Лазаренко А.Г., Андреев А.Н.</i> Применение капиллярных световодов в спектроскопии	45
<i>Литвин О.Н., Удовиченко В.Н.</i> Операторы двумерного финитного дискретно-непрерывного преобразования Фур'е на основе сплайнов первой степени, точные на тригонометрических полиномах заданного порядка.....	49
<i>Мазманишвили А.С., Пуляев В.А.</i> Метод статистических испытаний эффективности алгоритмов оценки ионосферных параметров в методе НР	59
<i>Мазманишвили А.С., Рогожкин Е.В.</i> Распределение корреляционного функционала при дискретном представлении сигналов НР	65
<i>Обод И.И., Полюга В.П.</i> Оптимизация обнаружения сигналов в радиотехнических системах ближней навигации	73
<i>Пазюра С.А., Черняк Ю.В.</i> Процессы в околоземном космосе, сопровождавшие магнитную бурю 1 октября 2002 года.....	77

<i>Рогожкин Е.В., Белозёров Д.П., Ерёмин А.Н.</i> Информационные возможности цифровой обработки радиосигналов с известной несущей частотой	81
<i>Скляр И.Б., Черняк Ю.В.</i> Особенности работы радара некогерентного рассеяния со сложным зондирующим сигналом	89

ПЕРЕЧЕНЬ ТОМОВ ВЫПУСКА

Том 1 «Системный анализ, управление и информационные технологии»

Том 2 «Системный анализ, управление и информационные технологии»

Том 3 «Автоматика и приборостроение»

Том 4 «Радиофизика и ионосфера»

НАУКОВЕ ВИДАННЯ

ВІСНИК НАЦІОНАЛЬНОГО ТЕХНІЧНОГО УНІВЕРСИТЕТУ "ХПІ"

***Збірник наукових праць
Тематичний випуск
Радіофізика та іоносфера
Випуск 7, том 4***

Відповідальний за випуск Луньова В.М.

Обл.вид. № 104-03

Підп.до друку 07.07.2003 р. Формат 60x84 1/16. Папір Сору Рарег.
Друк-ризографія. Гарнітура Таймс. Умов.друк.арк. 5,52.
Облік.вид. арк. 5,54. Наклад 300 прим. 1-й завод 1-50. Зам. № 8495
Ціна договірна.

НТУ "ХПІ", 61002, Харків, вул. Фрунзе, 21

Видавничий центр НТУ "ХПІ"
Свідоцтво ДК № 116 від 10.07.2000 р.
Віддруковано в типографії ТОВ СУНП "Бруксафоль-Курсор Фолієн"
Харків, пр. Театральний 11/13
т. (0572) 14-38-74, 47-71-74
