

ВЕСТНИК НАЦИОНАЛЬНОГО ТЕХНИЧЕСКОГО УНИВЕРСИТЕТА “ХАРЬКОВСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ”

Сборник научных трудов
Тематический выпуск
“Радиофизика и ионосфера”

48’2010

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 г.

КООРДИНАЦИОННЫЙ СОВЕТ:

Председатель

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

Секретарь

К.А. Горбунов, канд. техн. наук, доц.;

А.П. Марченко, д-р техн. наук, проф.;

Е.И. Сокол, д-р техн. наук, проф.;

Е.Е. Александров, д-р техн. наук, проф.;

Л.М. Бесов, д-р техн. наук, проф.;

А.В. Бойко, д-р техн. наук, проф.;

Ф.Ф. Гладкий, д-р техн. наук, проф.;

М.Д. Годлевский, д-р техн. наук, проф.;

А.И. Грабченко, д-р техн. наук, проф.;

В.Г. Даныко, д-р техн. наук, проф.;

В.Д. Дмитриенко, д-р техн. наук, проф.;

И.Ф. Домнин, д-р техн. наук, проф.;

В.В. Епифанов, канд. техн. наук, проф.;

Ю.И. Зайцев, канд. техн. наук, проф.;

П.А. Качанов, д-р техн. наук, проф.;

В.Б. Клепиков, д-р техн. наук, проф.;

С.И. Кондрашов, д-р техн. наук, проф.;

В.М. Кошельник, д-р техн. наук, проф.;

В.И. Кравченко, д-р техн. наук, проф.;

Г.В. Лисачук, д-р техн. наук, проф.;

В.С. Лупиков, д-р техн. наук, проф.;

О.К. Морачковский, д-р техн. наук, проф.;

В.И. Николаенко, канд. ист. наук, проф.;

П.Г. Перерва, д-р экон. наук, проф.;

В.А. Пуляев, д-р техн. наук, проф.;

М.И. Рыщенко, д-р техн. наук, проф.;

В.Б. Самородов, д-р техн. наук, проф.;

Г.М. Сучков, д-р техн. наук, проф.;

Ю.В. Тимофеев, д-р техн. наук, проф.;

Н.А. Ткачук, д-р техн. наук, проф.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

Ответственный редактор:

В.А. Пуляев, д-р техн. наук, проф.

Ответственный секретарь:

М.В. Ляшенко, канд. физ.-мат. наук

Д.А. Дзюбанов, канд. физ.-мат. наук, с.н.с.;

И.Ф. Домнин, д-р техн. наук, проф.;

Ф.В. Кивва, д-р физ.-мат. наук, проф.;

А.С. Мазманишвили, д-р физ.-мат. наук, проф.;

Е.В. Рогожкин, д-р физ.-мат. наук, проф.;

В.И. Таран, д-р физ.-мат. наук, проф.;

Г.С. Хрипунов, д-р техн. наук, проф.;

Л.Ф. Черногор, д-р физ.-мат. наук, проф.;

И.В. Яковенко, д-р физ.-мат. наук, проф.

Адрес редколлегии:

61002, г. Харьков, ГСП,

ул. Краснознамённая, 16

тел. (057) 707-65-27

e-mail: iion@kpi.kharkov.ua

Харьков 2010

ISSN 2078-9998

Вісник Національного технічного університету “Харківський політехнічний інститут”. Збірник наукових праць. Тематичний випуск: Радіофізика та іоносфера. – Харків: НТУ “ХПІ”. – 2010. – № 48. – 160 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 учреждений.

Для преподавателей, научных сотрудников, специалистов.

**Рекомендовано до друку Вченою радою НТУ “ХПІ”,
протокол № 7 від 1 жовтня 2010 р.**

© Національний технічний університет “ХПІ”, 2010

Д.А. ДЗЮБАНОВ, канд. физ.-мат. наук, зам. директора, Институт ионосферы НАН и МОН Украины

М.В. ЛЯШЕНКО, канд. физ.-мат. наук, учёный секретарь, Институт ионосферы НАН и МОН Украины

А.Е. МИРОШНИКОВ, м.н.с., Институт ионосферы НАН и МОН Украины

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИФFUЗИОННОГО ПЕРЕНОСА В СРЕДНЕСИРОТНОЙ ОБЛАСТИ F ИОНОСФЕРЫ

У статті розглядається моделювання вертикальної складової швидкості дифузійного переносу іоносферної плазми. Аналізується внесок кожної складової у виразі для дифузійної швидкості, які зумовлені впливом градієнтів електронної концентрації, температур заряджених частинок, а також сил гравітаційного тяжіння, при різних рівнях сонячної активності.

The article deals with simulation of the vertical component of the diffusion velocity of the ionospheric plasma. We analyze the contribution of each term in the expression for the diffusion velocity due to the influence of pressure gradients caused by a high-altitude change of the electron density, temperature of the charged particles, force of gravitational attraction and changes in the height of the atmosphere of the plasma, at different levels of solar activity.

Введение. Вариации электронной концентрации в F-области ионосферы определяется тремя основными процессами: ионизацией нейтрального газа солнечным излучением, рекомбинацией и динамическими процессами. Последние включают в себя диффузию и перенос плазмы под действием термосферных ветров и электрических полей.

В самом общем случае, если считать, что с высотой изменяются все ионосферные параметры, включая концентрацию электронов, температуры электронов и ионов, среднюю массу ионов, вертикальную скорость переноса плазмы можно записать в виде [1]

$$V_z = -D_a \sin 2I \left[\frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial z} + \frac{m_i g}{k(T_e + T_i)} + \frac{1}{T_e + T_i} \frac{\partial (T_e + T_i)}{\partial z} \right] + \quad (1)$$

$$v_{nx} \sin I \cos I \cos D - v_{ny} \sin I \cos I \sin D + \frac{E_y}{B} \cos I \cos D,$$

где $D_a = k(T_e + T_i)/m_i v_{in}$ – коэффициент амбиполярной диффузии, v_{in} – частота соударений ионов с нейтральными частицами, T_e и T_i – температура электронов и ионов; k – постоянная Больцмана, m_i – масса иона, g – ускорение свободного падения, I и D – углы наклона и склонения геомагнитного поля, B – индукция геомагнитного поля, E_y – зональная компонента электрического поля; $k(T_e + T_i)/m_i g = 1/H_p$ – величина, обратная

высоте однородной атмосферы и характеризующая диффузионно-гравитационное распределение, к которому стремиться плазма.

В данном случае, основными ионами, которые диффундируют в F области через нейтральный газ, будем считать ионы атомарного кислорода, так как они являются преобладающими. Нейтральную атмосферу же будем считать состоящей из смеси атомарного кислорода с концентрацией $N(O)$, молекул кислорода и азота с концентрациями $N(O_2)$ и $N(N_2)$, распределенных по барометрическому закону с температурой T_n . Частоты соударений ионов O^+ с компонентами нейтрального газа определяем как [1]:

$$\begin{aligned}v(O^+, O) &= 3,35 \cdot 10^{-9} (T_i + T_n)^{1/2} N(O), \\v(O^+, O_2) &= 1,08 \cdot 10^{-9} N(O_2), \\v(O^+, N_2) &= 0,95 \cdot 10^{-9} N(N_2).\end{aligned}$$

Постановка задачи. Анализируя вклад каждого слагаемого в выражение для общей скорости переноса, видно, что первое слагаемое (диффузионная скорость) обусловлена влиянием градиентов давления, причиной которых являются высотные изменения электронной концентрации, температур заряженных частиц и изменения высоты однородной атмосферы плазмы. Все эти характеристики присущи определенным характеристикам верхней атмосферы непосредственно над данным регионом. С другой стороны, три последних слагаемых выражения (1) связаны с влиянием ветров и электрических полей и отражает воздействие крупномасштабных движений верхней атмосферы. Эти движения вызываются, в конечном счете, глобальной циркуляцией верхней атмосферы под воздействием нагрева Солнцем. При этом воздушные массы перетекают с дневной, нагретой стороны на ночную, более холодную. Такие движения воздушных масс объединяют последние слагаемые общим физическим источником. А именно, первопричиной возникновения электрических полей в динамо-области являются нейтральные ветры той же самой природы, что и на уровне термосферы, т.е. вызванные нагревом верхней атмосферы в подсолнечной точке и направленные таким же образом, как ветры в термосфере. Следует отметить, что, получив общий вклад последних слагаемых в общую скорость переноса, разделить влияние каждого из них затруднительно.

Целью статьи является представление результатов моделирования вертикальной составляющей диффузионной скорости ионосферной плазмы, а также анализ вклада каждого слагаемого в выражение для диффузионной скорости при различных уровнях солнечной активности (СА). Данные, полученные в статье, могут быть использованы в исследовании глобальной атмосферной циркуляции

Моделирование. Для более подробного исследования диффузионной составляющей, рассмотрим модельные расчеты этой величины, которые

показывают ее тенденции при различных уровнях СА.

Вертикальная компонента диффузионной скорости определяется выражением [1]

$$V_d = -D_d \sin^2[A + B + C] \quad (2)$$

где $A = \frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial z}$, $B = \frac{m_i g}{k(T_e + T_i)}$, $C = \frac{1}{(T_e + T_i)} \frac{\partial(T_e + T_i)}{\partial z}$.

Первое слагаемое A в квадратных скобках дает вклад в диффузионную скорость в виде нисходящего движения ниже максимума F-области и восходящего движения выше максимума. Два других слагаемых – B и C , как правило, соответствуют нисходящему движению плазмы. Для моделирования были выбраны три уровня СА – низкий, средний и высокий. Эти уровни характеризовались числами солнечных пятен $W = 0, 100$ и 200 , соответственно. Расчеты проводились для дневных условий летнего сезона. Данные о параметрах ионосферы рассчитывались по Международной справочной модели ионосферы IRI-90 для координат радара ИР Института ионосферы ($49,6^\circ$ с.ш., $36,3^\circ$ в.д.). Температура нейтральной атмосферы, а также концентрации атомарного кислорода, молекулярного кислорода и молекулярного азота находились с привлечением модели нейтральной атмосферы MSIS-86.

Для наглядности объяснения полученных результатов расчета скорости диффузии приведем результаты расчета коэффициента амбиполярной диффузии (рис. 1), а также вклад каждого из слагаемых (A, B, C) в квадратных скобках в формуле (2) (рис. 2 – 4).

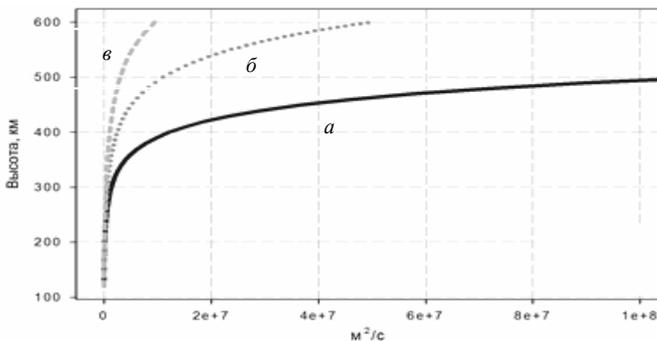


Рис. 1. Коэффициент амбиполярной диффузии для уровней СА: а) $W = 0$, б) $W = 100$, в) $W = 200$

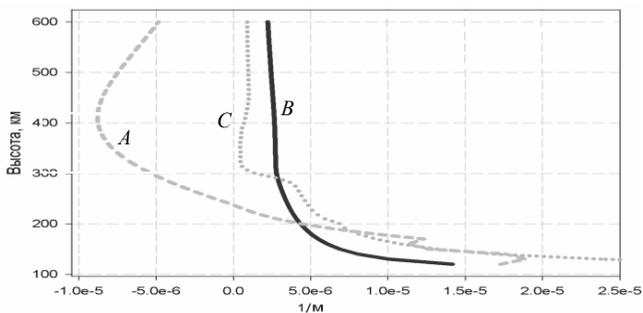


Рис. 2. Составляющие скорости диффузии при низкой СА ($W = 0$)

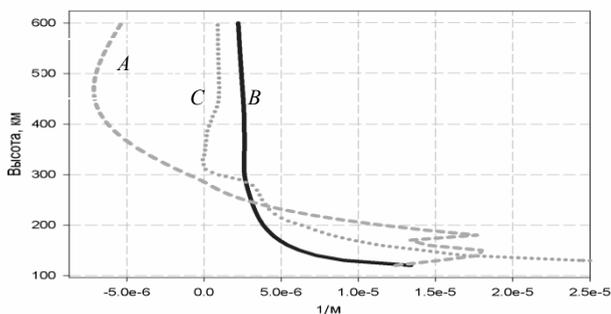


Рис. 3. Составляющие скорости диффузии при средней СА ($W = 100$)

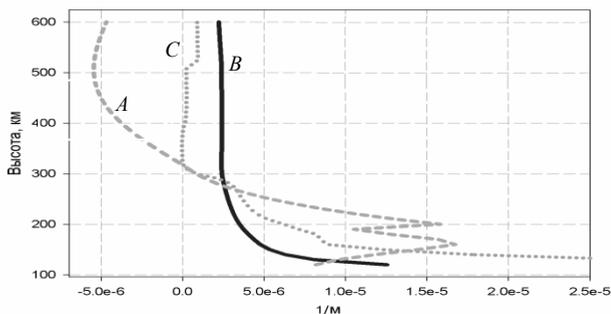


Рис. 4. Составляющие скорости диффузии при высокой СА ($W = 200$)

На рис. 5 приводится рассчитанная вертикальная компонента диффузионной скорости. Расчеты проведены для условий летнего полудня и трех уровней СА: низкого ($W = 0$, кривая *a*), среднего ($W = 100$, кривая *б*) и высокого ($W = 200$, кривая *в*).

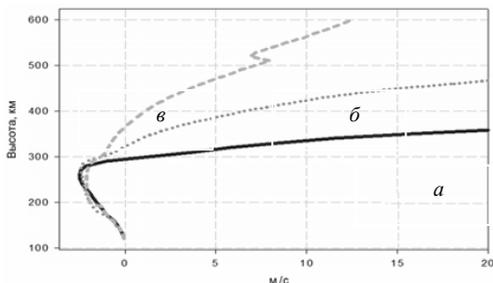


Рис. 5. Вертикальная компонента диффузионной скорости для разных уровней SA

Выводы. Как видно из графиков, коэффициент D_a быстро растет с высотой, что связано с уменьшением частоты соударений ионов O^+ с компонентами нейтрального газа.

Расчеты показывают, что рассмотренные составляющие формулы (2) слабо зависят от уровня SA и имеют близкие по абсолютному значению величины. Производная концентрации дает вклад в диффузионную скорость в виде нисходящего движения ниже максимума F-области и восходящего движения выше максимума. Видно, что $1/H_p$ и производная температуры направлены вверх и уменьшаются с высотой.

На суммарную скорость диффузионной составляющей скорости переноса ионосферной плазмы, рассчитанной по формуле (2) существенно влияет коэффициент амбиполярной диффузии, имеющий сильную зависимость от солнечной активности. Значение скорости диффузии тем больше, чем меньше W и имеет отрицательное значение на высотах ниже максимума ионизации и положительное — выше него.

“Изрезанность” рассчитанных характеристик объясняется операцией дифференцирования изначально не гладких входных данных, заданных моделями IRI-90 и MSIS-86. В реальных случаях ситуация может осложняться статистическим разбросом экспериментальных данных.

Список литературы: 1. Иванов-Холодный Г.С., Михайлов А.В. Прогнозирование состояния ионосферы. — Л.: Гидрометеоздат, 1980. — 190 с. 2. Дзюбанов Д.А., Островский Г.И., Михайлов А.В. Долготные вариации атомного кислорода в термосфере, рассчитанные из ионосферных данных // Геомагнетизм и аэронавигация. — 1984. — 24, № 1. — С. 69 — 72. 3. Мирошников А.Е. Исследование вертикального дрейфа в области F ионосферы методом некогерентного рассеяния // Международная научно-практическая конференция “Информационные технологии: наука, техника, технология, образование, здоровье”. тезисы докладов — Х.: НТУ ХПИ, 2009. 4. Мирошников А.Е. Моделирование вертикальной компоненты диффузионной скорости ионосферной плазмы // Конференция молодых учёных “Дистанционное радиозондирование ионосферы (ИОН-2010)” (Харьков, Украина, 6 – 9 апреля 2010 г.). — Сборник тезисов. — 2010. — С. 48.

Поступила в редколлегию 02.06.2010

Т.Г. ЖИВОЛУП, канд. физ.-мат. наук, н.с., Институт ионосферы НАН и МОН Украины

ВАРИАЦИИ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ИОНОВ АТОМАРНОГО КИСЛОРОДА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ УРОВНЯ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И ЕЕ ВЛИЯНИЕ НА ФОРМИРОВАНИЕ СЛОЯ F1 ИОНОСФЕРЫ

Розроблено теоретичну модель іоносфери для інтервалу висот 100 – 200 км. Отримано результати про варіації відносної концентрації іону атомарного кисню за допомогою розробленої теоретичної моделі іоносфери для інтервалу висот 100 – 200 км. За допомогою цієї розробленої моделі були розраховані профілі електронної концентрації та отримані залежності висоти максимуму шару F1 та параметрів міжшарової западини F1-F2 від рівня сонячної активності.

The theoretical model of the ionosphere for the height interval 100 – 200 km is developed. Results about variations of relative concentration of the atomic oxygen ion with the help of the developed theoretical model of the ionosphere for the height interval 100 – 200 km are received. With the help of this developed model electronic concentration height profiles have been designed and dependences of F1-layer height maximum and parameters interlayer valley F1-F2 from the solar activity level are received.

Постановка задачи. Одной из важнейших задач теории и моделирования нижней части области F ионосферы, состоящей из различных ионов, является разработка таких моделей, которые достоверно отражают ее поведение при разных гелиогеофизических условиях. Особый интерес представляет поведение слоя F1 и межслоевой впадины F1-F2. Четкие представления о механизмах образования слоя F1 и межслоевой впадины F1-F2 необходимы для успешного прогнозирования состояния нижней части области F ионосферы, которая играет значительную роль в распространении радиоволн. Поэтому создание надежной теоретической модели нижней части области F ионосферы и изучение поведения слоя F1 при разных гелиогеофизических условиях, особенно в зависимости от относительной концентрации атомарного кислорода, представляет интерес, как для фундаментальных исследований, так и для решения прикладных задач геофизики и распространения радиоволн.

Анализ литературы. В работах [1, 2] исследуется поведение слоя F1 и его высоты максимума с помощью однопараметрического семейства кривых, параметром которого является относительный ионный состав, характеризующийся величиной $X = ([O^+]/n_e)([O^+]/[M^+])$, где $[M^+]$ – сумма концентраций молекулярных ионов, что позволило получить в аналитическом виде условия возникновения на профиле $n_e(h)$ максимума или перегиба.

Из [3] следует, что слой F1 должен формироваться в области

ионизационно-рекомбинационного равновесия вблизи максимума скорости ионообразования, но полного представления о характере изменения высоты максимума слоя F1 не имеется. Теория слоя F1 разработана еще недостаточно, а моделирование поведения высоты слоя F1 сталкивается с большими трудностями [4].

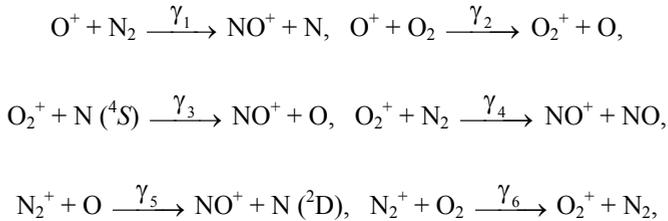
Цель статьи – изложение результатов исследования вариаций относительной концентрации ионов атомарного кислорода в зависимости от уровня солнечной активности (СА) и их связи с высотой максимума слоя F1 и параметрами межслоевой впадины F1-F2 с помощью разработанной теоретической модели ионосферы для высот 100 – 200 км.

Теоретическая модель ионосферы для интервала высот 100 – 200 км. Разработанная автором теоретическая модель ионосферы для интервала высот 100 – 200 км использует данные модели MSIS-86 для концентраций нейтральных частиц на высотах 100 – 200 км для конкретного дня и уровней солнечной и магнитной активности. Эти данные берутся как входные для вычисления высотного распределения нейтральных частиц. Предлагаемая модель также может использовать соотношения модели нейтральной атмосферы Яккия-71 [5].

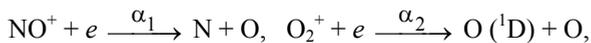
Разработанная теоретическая модель включает основные ионно-обменные реакции и реакции диссоциативной рекомбинации и уточненные значения их скоростей, приведенные в [6]. Модель учитывает ионизацию нейтральной атмосферы солнечным излучением и определяет из условий ионизационно-рекомбинационного равновесия концентрацию электронов n_e и концентрации ионов NO^+ , O_2^+ , O^+ и N_2^+ .

Модель использует девятиинтервальный спектр коротковолнового солнечного излучения, приведенный в [7], и зависимость интенсивности коротковолнового излучения Солнца от значения индекса $F_{10,7}$ из работы [8].

Предложенная модель учитывает следующие основные ионно-обменные реакции:



и две реакции диссоциативной рекомбинации:



где $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3, \gamma_4, \gamma_5, \gamma_6, \alpha_1, \alpha_2$ – скорости реакций.

Система уравнений баланса ионизации в стационарном случае имеет следующий вид:

$$0 = q_1 - [\text{N}_2^+] \{ \gamma_5[\text{O}] + \gamma_6[\text{O}_2] \},$$

$$0 = q_2 - [\text{O}^+] \{ \gamma_1[\text{N}_2] + \gamma_2[\text{O}_2] \},$$

$$0 = q_3 - [\text{O}_2^+] \{ \gamma_3[\text{N}] + \gamma_4[\text{N}_2] \} - \alpha_2[\text{O}_2^+]n_e + \gamma_2[\text{O}_2][\text{O}^+] + \gamma_6[\text{O}_2][\text{N}_2^+],$$

$$0 = [\text{O}_2^+] \{ \gamma_3[\text{N}] + \gamma_4[\text{N}_2] \} - \alpha_1[\text{NO}^+]n_e + \gamma_1[\text{N}_2][\text{O}^+] + \gamma_5[\text{O}][\text{N}_2^+],$$

$$n_e = [\text{NO}^+] + [\text{O}_2^+] + [\text{N}_2^+] + [\text{O}^+].$$

Скорости ионизации q_1 , q_2 , q_3 определяются путем ионизации N_2 , O , O_2 девятиинтервальным спектром коротковолнового солнечного излучения, приведенного в [7].

Система уравнений баланса ионизации сводится к кубическому уравнению относительно n_e :

$$n_e^3 + bn_e^2 + cn_e + d = 0, \quad (1)$$

где

$$b = A_2 - A_3,$$

$$c = -(A_2A_3 + C_1 + C_2),$$

$$d = -(A_1C_2 + A_2C_1).$$

$$A_1 = \frac{\gamma_3[\text{N}] + \gamma_4[\text{N}_2]}{\alpha_1},$$

$$A_2 = \frac{\gamma_3[\text{N}] + \gamma_4[\text{N}_2]}{\alpha_2},$$

$$A_3 = [\text{O}^+] + [\text{N}_2^+],$$

$$C_1 = \frac{\gamma_1[\text{N}_2][\text{O}^+] + \gamma_5[\text{O}][\text{N}_2^+]}{\alpha_1},$$

$$C_2 = \frac{q_3 + \gamma_2[\text{O}_2][\text{O}^+] + \gamma_6[\text{O}_2][\text{N}_2^+]}{\alpha_2}.$$

Уравнение (1) имеет три действительных корня (положительный и два отрицательных), потому что его дискриминант меньше нуля.

Так как у уравнения (1) – только один положительный корень, а на высотах 100 – 200 км $n_e > 0$, то решением уравнения (1) будет этот положительный корень. В результате рассчитаны модельные профили $n_e(h)$, а из системы уравнений – высотные профили концентрации ионов O^+ , O_2^+ , NO^+ , N_2^+ в интервале высот 100 – 200 км для конкретных гелиогеофизических условий.

Сопоставление с международной справочной моделью. Данные ракетных измерений относительного ионного содержания, представленные в Международной справочной модели ионосферы IRI-2001, представляют интерес как для уточнения существующих эмпирических моделей (их относительная погрешность составляет всего 5 – 10% [2]), так и для развития теории области F1 ионосферы, а также служат эталоном для проверки разработанных теоретических моделей ионосферы.

Для сравнения разработанной теоретической модели ионосферы для интервала высот 100 – 200 км с Международной справочной моделью ионосферы IRI-2001 выбраны конкретные дни 2001 г., относящиеся к весеннему и осеннему равноденствиям, а также к летнему и зимнему солнцестояниям: 22 марта (индекс CA $F_{10,7} = 145$), 22 сентября ($F_{10,7} = 132$), 22 июня ($F_{10,7} = 135$) и 22 декабря ($F_{10,7} = 127$). Сравнение было проведено для относительного содержания ионов атомарного кислорода O^+ в интервале высот 100 – 200 км (были взяты данные эмпирической модели относительного ионного содержания Данилова, входящей в модель IRI-2001).

Расчетные высотные профили относительного содержания ионов O^+ сопоставлялись с эмпирическими высотными профилями $[O^+]/n_e$ Международной справочной модели ионосферы IRI-2001.

Сравнение экспериментальных высотных профилей относительного содержания ионов O^+ с теоретическими расчётами по Международной справочной модели ионосферы IRI-2001 показало их хорошее соответствие для рассматриваемых геофизических периодов в диапазоне высот 100 – 200 км. В интервале высот 100 – 200 км расхождение экспериментальных и теоретических профилей для 22 марта, 22 июня и 22 сентября не превышает 4%, а для 22 декабря – не превышает 7%.

Результаты сравнения экспериментальных и теоретических высотных профилей O^+/n_e свидетельствуют о высоких точностных характеристиках разработанной теоретической модели ионосферы для интервала высот 100 – 200 км, так как относительная погрешность определения относительной концентрации ионов атомарного кислорода в основном не превышает 4 – 7%.

Результаты расчетов. Выполнены расчеты относительной концентрации ионов атомарного кислорода в нижней части области F ионосферы в зависимости от уровня CA. Для этого была использована теоретическая модель ионосферы для интервала высот 100 – 200 км.

Для исследования влияния CA на поведение относительной концентрации ионов атомарного кислорода был выбран период летнего

солнцестояния и следующие уровни СА: $F_{10,7} = 70, 100, 140, 170$ и 200 . Исследования выполнены для высот $140, 150, 160, 170, 180, 190$ и 200 км.

Теоретические расчеты показали, что с ростом уровня СА $[O^+]/n_e$ увеличивается на всех рассматриваемых высотах. Так, на высоте 140 км при возрастании уровня СА $F_{10,7}$ от 70 до 140 $[O^+]/n_e$ увеличилась в $2,03$ раза, на высоте 150 км – в $1,92$ раза, на высоте 160 км – в $1,77$ раза, на высоте 170 км – в $1,63$ раза, на высоте 180 км – в $1,50$ раза, на высоте 190 км – в $1,37$ раза, на высоте 200 км – в $1,25$ раза (см. рис. 1).

Как видно из приведенных значений, при возрастании уровня СА $F_{10,7}$ от 70 до 140 увеличение $[O^+]/n_e$ убывает с ростом высоты. При возрастании уровня СА $F_{10,7}$ от 140 до 200 относительная концентрация ионов атомарного кислорода также увеличивается на всех рассматриваемых высотах. Так, на высоте 140 км $[O^+]/n_e$ увеличилась примерно в $1,2$ раза, на высоте 150 км – в $1,18$ раза, на высоте 160 км – в $1,15$ раза, на высоте 170 км – в $1,11$ раза, на высоте 180 км – в $1,08$ раза, на высоте 190 км – в $1,05$ раза, на высоте 200 км – в $1,01$ раза (рис. 1). Как видно, при возрастании уровня СА $F_{10,7}$ от 140 до 200 увеличение $[O^+]/n_e$ также убывает с ростом высоты.

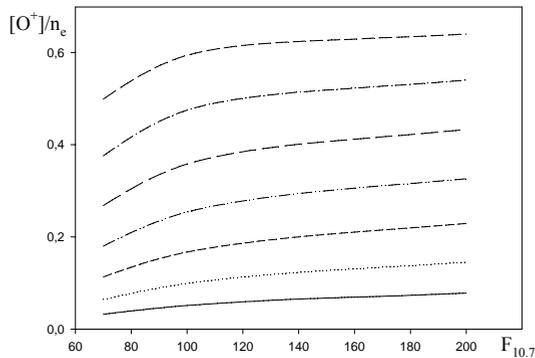


Рис. 1. Изменение относительной концентрации иона атомарного кислорода на высотах $140, 150, 160, 170, 180, 190$ и 200 км с ростом уровня СА $F_{10,7}$ от 70 до 200

Таким образом, увеличение $[O^+]/n_e$ на высотах $140 - 200$ км более существенное при возрастании уровня СА $F_{10,7}$ от 70 до 140 .

Для исследования влияния СА на формирование слоя F1, поведение высоты его максимума, а также на параметры межслоевой впадины F1-F2 выполнены расчеты высотных профилей концентрации электронов по разработанной теоретической модели ионосферы для интервала высот $100 - 200$ км.

На рис. 2 показано поведение высоты максимума слоя F1 ионосферы при возрастании индекса СА $F_{10,7}$ от 70 до 200 .

Как видно из рис. 2, при возрастании СА возрастает высота максимума слоя F1. При увеличении индекса СА $F_{10,7}$ от 70 до 130 высота максимума слоя F1 увеличивается от 144 до 161 км (на 17 км). Зависимость высоты максимума слоя F1 от индекса $F_{10,7}$ близка к линейной при изменении индекса $F_{10,7}$ от 70 до 130.

При дальнейшем росте индекса СА $F_{10,7}$ наблюдается медленный рост высоты максимума слоя F1. Так при изменении индекса СА $F_{10,7}$ от 140 до 200 высота максимума слоя F1 возрастает от 165 до 167 км (на 2 км).

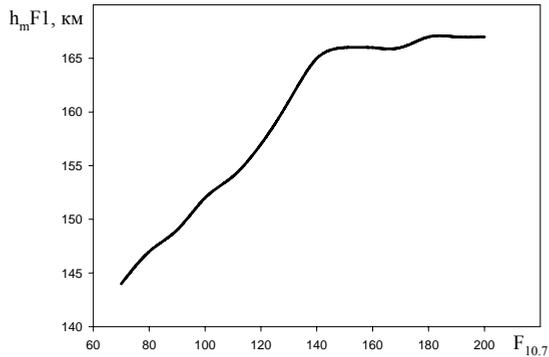


Рис. 2. Изменение высоты максимума слоя F1 с ростом СА

Расчеты показали, что при возрастании индекса СА $F_{10,7}$ от 70 до 130 высота минимума межслоевой впадины F1-F2 h_vF1 (рис. 3) и ее ширина D (рис. 4) быстро уменьшаются. Как видно из рис. 3 и рис. 4, зависимости $h_vF1(F_{10,7})$ и $D(F_{10,7})$ близки к линейным.

Таким образом, на высотах 140 – 200 км более существенное и быстрое увеличение относительной концентрации иона атомарного кислорода наблюдается при возрастании уровня СА $F_{10,7}$ от 70 до 140, что приводит к быстрому возрастанию высоты максимума слоя F1 и к быстрому уменьшению высоты минимума и ширины межслоевой впадины F1-F2.

Обсуждение. Проведенные исследования влияния СА на поведение $[O^+]/n_e$ в нижней части области F ионосферы и на формирование и поведение параметров слоя F1 ионосферы показали, что при возрастании СА возрастает относительная концентрация ионов атомарного кислорода, что приводит к возрастанию высоты максимума слоя F1.

Особенно быстрое возрастание высоты максимума слоя F1 наблюдается при наиболее быстром возрастании $[O^+]/n_e$, что происходит при увеличении индекса СА $F_{10,7}$ от 70 до 130. При этом зависимость высоты максимума слоя F1 от индекса $F_{10,7}$ близка к линейной. При дальнейшем росте индекса СА $F_{10,7}$ наблюдается медленный рост $[O^+]/n_e$. При этом и высота максимума слоя

F1 слабо возрастает. Поэтому следует отметить, что более быстрое возрастание высоты максимума слоя F1 наблюдается тогда, когда происходит наиболее быстрое увеличение $[O^+]/n_e$, и при этом зависимость высоты максимума слоя F1 от индекса $F_{10,7}$ близка к линейной.

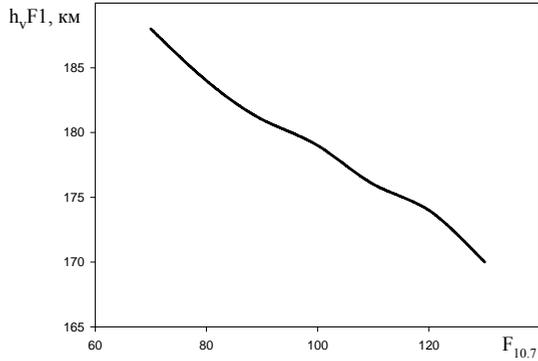


Рис. 3. Изменение высоты минимума межслоевой впадины F1-F2 с ростом CA

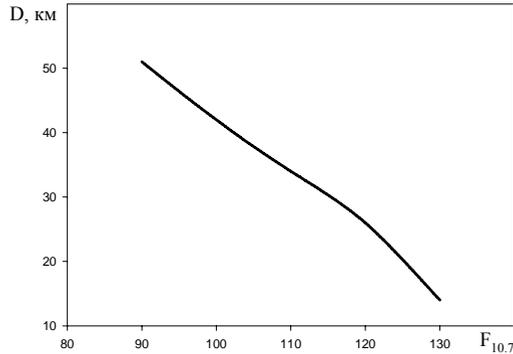


Рис. 4. Изменение ширины межслоевой впадины F1-F2 с ростом CA

При наиболее быстром возрастании $[O^+]/n_e$ высота минимума межслоевой впадины F1-F2 (см. рис. 3) и ее ширина (см. рис. 4) также быстро уменьшаются. Оказалось, что зависимости $h_vF1(F_{10,7})$ и $D(F_{10,7})$ близки к линейным.

Таким образом, с помощью разработанной теоретической модели ионосферы для интервала высот 100 – 200 км установлено, что более существенное и быстрое увеличение $[O^+]/n_e$, которое наблюдается на высотах 140 – 200 км при возрастании уровня CA $F_{10,7}$ от 70 до 140, приводит к

быстрому возрастанию высоты максимума слоя F1 и к быстрому уменьшению высоты минимума и ширины межслоевой впадины F1-F2.

Выводы. 1. Разработана теоретическая модель ионосферы для интервала высот 100 – 200 км, которая позволяет рассчитывать высотное распределение электронной концентрации и относительной концентрации атомарного кислорода в интервале высот 100 – 200 км и исследовать поведение слоя F1 и межслоевой впадины F1-F2 в зависимости от гелиогеофизических условий.

2. Результаты сравнения экспериментальных и теоретических высотных профилей $[O^+]/n_e$ свидетельствуют о высоких точностных характеристиках разработанной теоретической модели ионосферы для интервала высот 100 – 200 км, так как относительная погрешность определения $[O^+]/n_e$ не превышает 4 – 7%.

3. При возрастании уровня SA на высотах 140 – 200 км $[O^+]/n_e$ возрастает, что приводит к увеличению высоты максимума слоя F1 и к уменьшению высоты минимума и ширины межслоевой впадины F1-F2, причем более существенное и быстрое увеличение $[O^+]/n_e$ наблюдается при возрастании уровня солнечной активности $F_{10,7}$.

Список литературы. 1. Антонова Л.А., Иванов-Холодный Г.С. Слой F1. Условия появления и высота // Геомагнетизм и аэрномия. – 1988. – 28, № 6. – С. 940 – 944. 2. Антонова Л.А., Иванов-Холодный Г.С. Солнечная активность и ионосфера (на высотах 100 – 200 км). – М.: Наука, 1989. – 168 с. 3. Поляков В.М., Щепкин Л.Ф., Казимировский Э.С., Кокоуров В.Д. Ионосферные процессы. – Новосибирск: Наука, 1968. – 536 с. 4. Schunk R.W., Nagy A.F. Ionospheres: Physics, Plasma Physics, and Chemistry. – Cambridge atmospheric and space science series, 2000. – 555 p. 5. Jacchia L.G. Revised static models of the thermosphere and exosphere with empirical temperature profiles // Spec. Rep. N 332. Smithson. Astrophys. Observ., Cambridge, Mass. – 1971. 6. Антонова Л.А., Иванов-Холодный Г.С., Чертопруд В.Е. Аэрномия слоя E (учет вариаций УФ-излучения Солнца и геомагнитных возмущений). – М.: Янус, 1996. – 168 с. 7. 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. 8. Иванов-Холодный Г.С., Фирсов В.В. Спектр коротковолнового излучения Солнца при различных уровнях активности // Геомагнетизм и аэрномия. – 1974. – 14, № 3. – С. 393 – 398.

Поступила в редакцию 03.06.2010

С.В. ГРИНЧЕНКО, н.с., Институт ионосферы НАН и МОН Украины

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ПЕРЕНОСА ПЛАЗМЫ В ОБЛАСТИ F2 ИОНОСФЕРЫ ПО ТЕМПЕРАТУРАМ ИОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ И ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ, ИЗМЕРЕННЫМ МЕТОДОМ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ

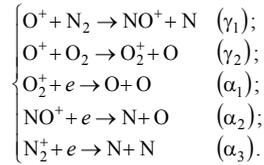
Актуальним завданням є теоретичний розрахунок швидкості перенесення плазми за даними вимірів електронної концентрації методом некогерентного розсіяння. Використання експериментальних даних електронної концентрації, представлених у вигляді значень на дискретних висотах, вимагає їх попереднього згладжування і безперервної апроксимації. Тому запропоновано алгоритм побудови профілю електронної концентрації за його характеристиками (висотою головного максимуму, значенню електронної концентрації в максимумі шару F2, верхньої і нижньої півтовщини, значенню електронної концентрації і шкалі висот на 600 км).

The actual problem is a theoretical calculation of plasma transport velocity on electron density data, measured by incoherent scatter method. Using of experimental data of electron density, presented in the form of values at discrete heights, demands their preliminary smoothing and continuous approximation. Therefore the algorithm of construction of electron density profile under its characteristics (height of the main maximum, value of electron density in a maximum of layer F2, upper and lower semi-thickness, value of electron density and scale of heights on 600 km) is offered.

Постановка задачі. Уравнение непрерывности $\partial n_i / \partial t = q - L - \partial(n_i v_z) / \partial t$ [1] пространственно-временного распределения ионов O^+ позволяет по температурам ионов T_i и электронов T_e и концентрации $n_i = n(O^+)$ вычислять скорость $v_z(h)$ движения ионов O^+ . Поэтому представляет интерес задача вычисления скорости переноса $v_z(h)$ плазмы по экспериментальным значениям T_i , T_e и концентрации электронов n_e . Сравнение теоретически вычисленного и экспериментально измеренного высотных профилей скорости переноса позволило бы подтвердить правильность измерения ионосферных параметров и проверить корректность используемой схемы физико-химических процессов области F2. Для решения данной задачи требуется решить две проблемы. Во-первых, требуется найти теоретическое выражение концентрации ионов O^+ из электронной концентрации $n_e(h)$. И, во-вторых, для использования экспериментального профиля электронной концентрации необходимо заменить дискретный набор экспериментальных данных непрерывным аналитическим выражением $n_e(h)$. Для решения первой проблемы принципиальной сложности нет, так как теория образования области F2 подробно разработана, и следует просто творчески использовать известные подходы. Решение же второй проблемы не нашло удовлетворительного отражения в научной литературе. Анализ состояния решения этой задачи рассматривается в соответствующем разделе статьи.

Выражение $n_i = n(O^+)$ через n_e . Днём основным источником ионообразования служит солнечное ультрафиолетовое излучение (СУФ).

Основными нейтральными компонентами в интервале высот области F2 являются O, O₂, N₂. При ионизации нейтральных составляющих образуются ионы O⁺, O₂⁺, N₂⁺. Эти ионы вступают в ионно-молекулярные реакции с нейтральными составляющими, а также в реакции прямой рекомбинации



Для ионов O⁺, O₂⁺, N₂⁺, восстанавливающихся прямой рекомбинацией, считается выполненным условие фотохимического равновесия, когда скорость ионообразования под действием СУФ уравновешена скоростью рекомбинации, имеющей химическую природу: $q(O_2^+) = L(O_2^+)$, $q(NO^+) = L(NO^+)$, $q(N_2^+) = L(N_2^+)$. Для ионов O⁺, диффундирующих по высоте, $q(O^+) \neq L(O^+)$.

И баланса приведенных реакций получаем:

$$\begin{cases} L(O_2^+) = \alpha_1[e][O_2^+] - \gamma_2[O^+][O_2] = q(O_2^+); \\ L(NO^+) = \alpha_2[e][NO^+] - \gamma_1[O^+][N_2] = q(NO^+) = 0; \\ L(N_2^+) = \alpha_3[e][N_2^+] = q(N_2^+). \end{cases}$$

Из написанных уравнений следует, что:

$$\begin{aligned} [O_2^+] &= \frac{q(O_2^+) + \gamma_2[O^+][O_2]}{\alpha_1[e]}; \\ [NO^+] &= \frac{\gamma_1[O^+][N_2]}{\alpha_2[e]}; \\ [N_2^+] &= \frac{q(N_2^+)}{\alpha_3[e]}. \end{aligned}$$

Из условия квазинейтральности ионосферной плазмы имеем:

$$\begin{aligned} [e] &= [O^+] + [O_2^+] + [NO^+] + [N_2^+] = \\ &= [O^+] + \frac{q(O_2^+) + \gamma_2[O^+][O_2]}{\alpha_1[e]} + \frac{\gamma_1[O^+][N_2]}{\alpha_2[e]} + \frac{q(N_2^+)}{\alpha_3[e]} = \\ &= [O^+] + \frac{q(O_2^+)}{\alpha_1[e]} + \frac{\gamma_2[O^+][O_2]}{\alpha_1[e]} + \frac{\gamma_1[O^+][N_2]}{\alpha_2[e]} + \frac{q(N_2^+)}{\alpha_3[e]}, \end{aligned}$$

откуда

$$\begin{aligned}
 [e]^2 &= [O^+][e] + \frac{q(O_2^+)}{\alpha_1} + \frac{\gamma_2[O^+][O_2]}{\alpha_1} + \frac{\gamma_1[O^+][N_2]}{\alpha_2} + \frac{q(N_2^+)}{\alpha_1}; \\
 [e]^2 - \frac{q(O_2^+)}{\alpha_1} - \frac{q(N_2^+)}{\alpha_1} &= [O^+] \left([e] + \frac{\gamma_2[O_2]}{\alpha_1} + \frac{\gamma_1[N_2]}{\alpha_2} \right); \\
 [O^+] &= \frac{[e]^2 - \frac{q(O_2^+)}{\alpha_1} - \frac{q(N_2^+)}{\alpha_1}}{[e] + \frac{\gamma_2[O_2]}{\alpha_1} + \frac{\gamma_1[N_2]}{\alpha_2}}.
 \end{aligned}$$

Скорость рекомбинации ионов O^+ выражается формулой

$$L(O^+) = \gamma_1[O^+][N_2] + \gamma_2[O^+][O_2] = (\gamma_1[N_2] + \gamma_2[O_2])[O^+] = \beta[O^+],$$

где $\beta = \gamma_1[N_2] + \gamma_2[O_2]$ – линейный коэффициент рекомбинации ионов O^+ .

Решение уравнение непрерывности. Таким образом, по экспериментальным значениям температур ионов T_i и электронов T_e и концентрации электронов n_e возможно вычислять концентрацию ионов O^+ и скорость $v_z(h)$ движения этих ионов. В околополуденное время, когда $\partial n_i / \partial t = 0$, решение уравнения непрерывности $q - L - d(n_i v_z) / dh = 0$ выражается формулой: $v_z(h) = \frac{1}{n_i(h)} \left(\Phi_e - \int_h^{h_e} (q - L) dh \right)$, где $\Phi_e = 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ – поток ионов O^+ на

верхней границе ($h_e = 600 \text{ км}$) рассматриваемого интервала высот. На практике решение $v_z(h)$ удобнее получать численным решением уравнения непрерывности. Обозначая $n_i = n$, $v_z = v$, получаем:

$$\begin{aligned}
 q - \beta n - \frac{d}{dh}(nv) &= 0; \\
 q - \beta n - n \frac{dv}{dh} - v \frac{dn}{dh} &= 0; \\
 \frac{q_{k+1} + q_k}{2} - \frac{\beta_{k+1} n_{k+1} + \beta_k n_k}{2} - \frac{n_{k+1} + n_k}{2} \frac{v_{k+1} - v_k}{\Delta h} - \frac{v_{k+1} + v_k}{2} \frac{n_{k+1} - n_k}{\Delta h} &= 0; \\
 (q_{k+1} + q_k) \Delta h - (\beta_{k+1} n_{k+1} + \beta_k n_k) \Delta h - 2 n_{k+1} v_{k+1} + 2 n_k v_k &= 0.
 \end{aligned}$$

Отсюда $n_k v_k = n_{k+1} v_{k+1} - (q_{k+1} + q - \beta_{k+1} n_{k+1} - \beta_k n_k) \Delta h / 2$. На верхней границе ($h_e = 600 \text{ км}$) $n_{k+1} v_{k+1} = \Phi_e$.

Для использования экспериментального профиля электронной концентрации в качестве исходного данного теоретического перерасчёта его в высотный профиль скорости переноса необходимо его предварительно

сгладить и описать непрерывным по высоте аналитическим выражением.

Обзор формул, используемых для описания высотного профиля электронной концентрации. Для аппроксимации электронной концентрации на больших высотах используют уравнение экспоненциального слоя [2]: $n_e(h) = n_e(h_0)e^{-\frac{h-h_0}{H}}$, т.е. $\ln n_e(h) = \ln n_e(h_0) - \frac{h-h_0}{H}$, где H – шкала высот. Это уравнение можно использовать для описания внешней части профиля.

При описании профиля около максимума электронной концентрации часто используют уравнение параболического слоя [2]:

$$n_e(h) = n_{e\max} \left[1 - \left(\frac{h-h_{\max}}{H} \right)^2 \right], \text{ где } H \text{ – полутолщина параболы, т.е. половина}$$

расстояния между высотами, на которых электронная концентрация равна нулю; h_{\max} – высота максимума слоя F2; $n_{e\max} = n_e(h_{\max})$.

Обсуждение методов эмпирического моделирования можно встретить в изданиях Болгарской Академии наук [3]. Диапазон высот внешней ионосферы автор разбивает на два интервала: $2h_{\max} - h_1 \leq h \leq h_1$ и $h > h_1$. Высота h_1 определяется равенством $n_e(h_1) = 0.9n_{e\max}$. На первом участке профиль описывается параболой $n_e(h) = -Ah(h - B) = Ah(B - h)$. Так как $n_e(h_{\max}) = Ah_{\max}(B - h_{\max}) = n_{e\max}$, то $A = n_{e\max}/h_{\max}(B - h_{\max})$. Поэтому аналитическая формула для аппроксимации профиля $n_e(h)$ на рассматриваемом высотном интервале принимает вид

$$n_e(h) = n_{e\max} h(B - h)/h_{\max}(B - h_{\max}).$$

На втором участке профиль описывается экспоненциальной зависимостью $n_e(h) = 0.9n_{e\max} e^{-p(h-h_1)}$.

Широко известна модель ионосферы IRI (International Reference Ionosphere), построенная на основании обобщения эмпирических данных [4]. Модель реализует вычисление четырёх главных характеристик ионосферы: электронной концентрации, температуры ионов, температуры электронов, ионного состава. Для аналитического описания профиля $n_e(h)$ диапазон высот ($h \leq 1000$ км) разделён на 6 частей, в каждом из которых используются свои аналитические зависимости. При описании профиля электронной концентрации в районе области F2 и выше используется зависимость вида: $\lg n_e(h) = -Kh + L - A \lg(B + e^{Ch}) - D \lg(E + e^{Fh})$, где K, L, A, B, C, D, E, F – некоторые числовые коэффициенты.

В Институте земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн (ИЗМИРАН) Российской академии наук создана модель трёхмерного распределения электронной концентрации внешней ионосферы по данным зондирования со спутников [5]. Для описания профиля электронной концентрации использована формула

$$n_e(h) = 4n_{e\max} \frac{e^{\frac{h-h_{\max}}{B}}}{\left(1 + e^{\frac{h-h_{\max}}{B}}\right)^2},$$

где параметр $B = B_0 + k(h - h_{\max})$. Видно, что $n_e(h_{\max}) = n_{e\max}$, при этом $n_e(h \pm B) = 4n_{e\max}e/(1 + e)^2 \approx 0.7864n_{e\max}$. Величину B называют параметром толщины слоя F2. Однако это представляется некорректным, т.к. B – функция высоты, а не постоянная величина, характеризующая толщину конкретного высотного профиля $n_e(h)$. Эта формула учитывает изменение шкалы высот профиля электронной концентрации с высотой. Заметим, что представленная формула имеет 4 параметра: h_{\max} , $n_{e\max}$, B_0 и k . Из них два параметра (h_{\max} и $n_{e\max}$) задают точку главного максимума, и два (B_0 и k) определяют характер высотного профиля $n_e(h)$ выше максимума. Использование только двух величин для характеристики профиля электронной концентрации в интервале высот 250 – 1000 км представляется недостаточными для корректного описания профиля.

Построение профиля электронной концентрации по его геометрическим параметрам и использование его для описания экспериментальных данных. Для описания экспериментальных профилей электронной концентрации желательно иметь в распоряжении формулу $n_e(h)$, имеющую в качестве параметров величины, которые наглядно характеризовали профиль. Такими величинами в выше приведенных формулах являются $n_{e\max}$ и h_{\max} . Изменение формы профиля при вариации остальных числовых коэффициентов без вычислений непредсказуемо. Поэтому была поставлена задача создания алгоритма построения высотного профиля электронной концентрации по геометрическим параметрам профиля, которые визуальное легко снимались бы с графического изображения профиля. К геометрическим параметрам относятся, в частности, величины $n_{e\max}$ и h_{\max} .

Для описания профиля $\lg n_e(h)$ будем использовать следующие параметры: $q = \lg n_{e\max}$ – значение логарифма электронной концентрации в максимуме слоя F2; $p = h_{\max}$ – высота максимума слоя F2; t_u (upper semi-thickness) – верхняя полутолщина слоя F2, под которой будем понимать изменение высоты вверх от h_{\max} , при котором концентрация электронов уменьшается в 2 раза; t_l (lower semi-thickness) – нижняя полутолщина; $g = \lg n_e(h = 600 \text{ км})$ – значение логарифма электронной концентрации на высоте 600 км; s – величина, равная перепаду высоты, при котором концентрация электронов при её экспоненциальном распределении, характерном для высоты 600 км, уменьшается в 10 раз (тогда величина $-1/s$ есть угловой коэффициент касательной прямой, проведенной к кривой профиля $\lg n_e(h)$ в точке (600 км; g). Величина s – это по существу «десятичная» шкала высот

H_{10} , которая характеризует функцию $n_e = n_{e0} 10^{-\frac{h}{H_{10}}}$. Заметим, что более привычная «натуральная» шкала высот H_e (или просто H) характеризует зависимость $n_e = n_{e0} e^{-\frac{h}{H}}$. Таким образом, для описания профиля электронной концентрации будем использовать 6 параметров: $q = \lg n_{e\max}$, $p = h_{\max}$, t_u , t_l , $g = \lg n_e(600 \text{ км})$ и H_{10} .

Для построения профиля электронной концентрации при $h \geq h_{\max}$ используем формулу вида

$$\lg n_e(h) = (Ah + B)e^{-Dh} - Ch + E,$$

где A, B, C, D, E – некоторые коэффициенты. Для вычисления перечисленных коэффициентов требуется решить систему уравнений:

$$\begin{cases} \lg n_e(p) = q, \\ \frac{d}{dh} \lg n_e(h) \Big|_{h=p} = 0, \\ \lg n_e(p + t_u) = q - \lg 2, \\ \lg n_e(h_l) = g, \\ \frac{d}{dh} \lg n_e(h) \Big|_{h=h_l} = -\frac{1}{s}, \end{cases}$$

где $h_l = 600 \text{ км}$.

Учитывая, что $\frac{d}{dh} \lg n_e(h) = (A - DAh - DB)e^{-Dh} - C$, система принимает вид:

$$\begin{cases} (Ap + B)e^{-Dp} - Cp + E = q; \\ (A - DAp - DB)e^{-Dp} - C = 0; \\ (Ar + B)e^{-Dr} - Cr + E = q - \lg 2; \\ (Ah_l + B)e^{-Dh_l} - Ch_l + E = g; \\ (A - DAh_l - DB)e^{-Dh_l} - C = -\frac{1}{s}; \end{cases}$$

где $r = p + t_u$.

Полученную систему пяти уравнений с пятью неизвестными можно решить методом Ньютона для векторных уравнений $\vec{F}(\vec{x}) = 0$, в котором последовательные приближения решения находятся из уравнения $\frac{d\vec{F}(\vec{x})}{d\vec{x}} \Big|_{\vec{x}=\vec{x}_k} (\vec{x}_{k+1} - \vec{x}_k) = -\vec{F}(\vec{x}_k)$. Вектор $\vec{x} = (A, B, D, C, E)^T$.

$$\text{Векторная функция } \vec{F}(x) = \begin{pmatrix} (Ap+B)e^{-Dp} - Cp + E - q \\ (A - DAp - DB)e^{-Dp} - C \\ (Ar+B)e^{-Dr} - Cr + E - q + \lg 2 \\ (Ah_1+B)e^{-Dh_1} - Ch_1 + E - g \\ (A - DAh_1 - DB)e^{-Dh_1} - C + \frac{1}{s} \end{pmatrix}.$$

Производная

$$\frac{d\vec{F}(\vec{x})}{d\vec{x}} = \begin{pmatrix} pe^{-Dp} & e^{-Dp} & -p(Ap+B) & e^{-Dp} & -p & 1 \\ (1-Dp) & e^{Dp} & -De^{-Dp} & (-2Ap-B+DAp^2+DBp) & e^{-Dp} & -1 & 0 \\ re^{-Dr} & e^{-Dr} & -r(Ar+B) & e^{-Dr} & -r & 1 \\ h_1e^{-Dh_1} & e^{-Dh_1} & -h_1(Ah_1+B) & e^{-Dh_1} & -h_1 & 1 \\ (1-Dh_1) & e^{Dh_1} & -De^{-Dh_1} & (-2Ah_1-B+DAh_1^2+DBh_1) & e^{-Dh_1} & -1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Нулевое приближение можно найти из «упрощённой» системы уравнений

$$\begin{cases} (Ap+B)e^{-Dp} - Cp + E = q, \\ (A - DAp - DB)e^{-Dp} - C = 0, \\ (Ar+B)e^{-Dr} - Cr + E = q - \lg 2, \\ -Ch_1 + E = g, \\ -C = -\frac{1}{s}. \end{cases}$$

Геометрический смысл упрощения уравнений для нахождения нулевого приближения решения исходной системы уравнений состоит в том, что на высоте $h_1 = 600$ км $\lg n_e(h) \approx -Ch_1 + E$. Последнюю систему уравнений можно свести к одному уравнению с одним неизвестным.

Профиль электронной концентрации при $h \leq h_{\max}$ зададим с помощью параболы $\lg n_e(h) = -Ah(h - 2B) + C$. Коэффициенты A , B , C находятся из системы уравнений

$$\begin{cases} \lg n_e(p) = q; \\ \frac{d}{dh} \lg n_e(h) \Big|_{h=p} = 0; \\ \lg n_e(r) = q - \lg 2, \end{cases}$$

где $r = p - t_i$.

Вычисление скорости переноса плазмы с помощью уравнения непрерывности по сглаженному экспериментальному профилю электронной концентрации. Для вычисления высотного профиля скорости движения плазмы воспользуемся экспериментальными данными $T_i(h)$, $T_e(h)$, $n_e(h)$ для 21 сентября 2006 г. и местного времени LT = 12 [6]. На рис. 1

представлен сглаженный профиль электронной концентрации (рис. 1а), характеризующийся следующими значениями геометрических параметров: $q = \lg n_{e\max} = 5.72$ ($[n_e] = \text{см}^{-3}$), $p = h_{\max} = 220$ км, $t_u = 83$ км, $t_l = 47$ км, $g = \lg n_e(600 \text{ км}) = 4.6$ и $H_{10}(600 \text{ км}) = 530$ км и теоретически вычисленный по указанным экспериментальным данным высотный профиль вертикальной составляющей скорости движения плазмы (рис. 1б).

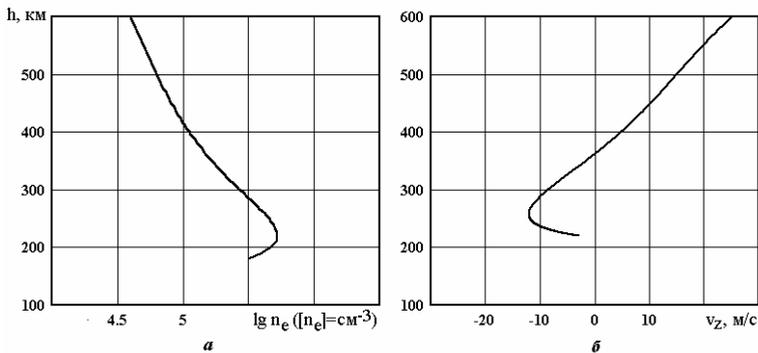


Рис. 1. Экспериментальный профиль электронной концентрации и соответствующий ему теоретически вычисленный профиль скорости движения плазмы

Выводы. Таким образом, уравнение непрерывности распределения ионов O^+ позволяет из высотного профиля электронной концентрации вычислять профиль скорости переноса. Приведен алгоритм построения высотного профиля электронной концентрации, который удобно использовать для описания экспериментальных данных области F2 ионосферы. Принципиальное отличие этого алгоритма от известных заключается в том, что параметры, задающие профиль электронной концентрации, являются визуально понятными. Эти величины являются геометрическими параметрами кривой высотного профиля $n_e(h)$.

Список литературы: 1. Иванов-Холодный Г.С., Михайлов А.В. Прогнозирование состояния ионосферы. – Л.: Гидрометеоздат, 1980. – 190 с. 2. Дэвис К. Радиоволны в ионосфере / Пер. с англ. – М.: Мир, 1973. – 504 с. 3. Serafimov K.B. Methods for Determining a Standard Ionospheric Topside Profile by Single Measurements // Доклады Болгарской академии наук. – 1976. – 29, № 29. – С. 1613 – 1615. 4. Bilitza D. International Reference Ionosphere 2000 // Radio Sci. – 2001. – 36, № 9. – С. 261 – 275. 5. Depuev V.H., Pulinetz S.A. A global empirical model of the ionospheric topside electron density // Adv. Space Res. – 2004. – 34, N. 9. – С. 2016 – 2020. 6. Дзюбанов Д.А., Ляшенко М.В., Черногор Л.Ф. Исследование и моделирование вариаций параметров ионосферной плазмы в период минимума 23-го цикла солнечной активности // Космична наука і технологія. – 2008. – 14, № 1. – С. 44 – 56.

Поступила в редколлегию 04.06.2010

С.А. ПАЗЮРА, канд. физ.-мат. наук, н.с., Институт ионосферы НАН и МОН Украины

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ СРЕДНЕШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЫ ЕВРОПЕЙСКОГО РЕГИОНА ВО ВРЕМЯ СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ БУРЬ

Дослідження відгуку шару F та зовнішньої іоносфери на сильні магнітні бурі. Спостереження проведені за допомогою радару некогерентного розсіяння в Харкові. Знайдено рідкі для середніх широт ефекти негативного іоносферного збурення, у тому числі зменшення концентрації електронів у 6–7 разів, підйом шару $F2$ іоносфери на 150–300 км, незвичайний нічний нагрів плазми зі збільшенням температури іонів та електронів до 2000 та 3000 К.

The F region and topside ionosphere response to extreme magnetic storms are research. The observations are carried out by the Kharkov incoherent scatter radar. Uncommon for middle latitudes strong effects of negative ionosphere disturbance including the electron density decrease by a factor of 6–7, uplifting of the $F2$ layer by 150–300 km, unusual night heating of plasma with increase of ion and electron temperatures by up to 2000 and 3000 K have been revealed.

Постановка задачі. Расположение харьковского радара некогерентного рассеяния (НР) (геомагнитная широта 45.7° , $L \approx 2.0$) дает возможность исследовать эффекты, связанные с процессами ионосферно-магнитосферного взаимодействия глубоко во внутренней плазмосфере. Такие эффекты становятся существенными во время сильных геокосмических бурь.

Інтенсивні бурі приводять к нарушенням радиосвязи, сбоям в работе линий электропередач, систем навигации, изменению траекторий космических аппаратов, влияют на здоровье людей и состояние всей биосферы.

Накопленный материал свидетельствует о многообразии и сложном взаимодействии процессов, формирующих бурь, что делает каждую бурю уникальной и затрудняет прогнозирование возмущений в ионосфере [1–3].

Сильные ионосферные бурь охватывают всю ионосферу от высоких широт до экватора. Однако характер их протекания зависит от многих геофизических факторов. Сложность и изменчивость физических процессов, формирующих бурю, зависимость вклада различных физических механизмов от географического региона приводят к большому многообразию наблюдаемых явлений в различных пунктах [4]. Анализ каждой бурь дает ценную информацию для дальнейшего исследования и моделирования физических процессов в системе Солнце – межпланетная среда – геокосмос – атмосфера – Земля, а также для прогнозирования реакции ионосферы конкретного региона на возмущения на Солнце.

Цель статьи – исследование особенностей развития ионосферных возмущений в средних широтах европейского региона, которые получены на базе анализа результатов наблюдений сильных геокосмических бурь.

Ионосферные возмущения над Харьковом. В таблице приведены основные параметры рассматриваемых геокосмических бурь.

Таблица

Основные параметры геокосмических бурь

Параметр	29 – 30 мая 2003 г.	7 – 10 ноября 2004 г.
K_{pmax}	8+	9–
D_{stmin} , нТл	–131	–373
B_{zmin} , нТл	–15	–45
AE , нТл	2000–2500	2500
ε_{max} , ГДж/с	75	450

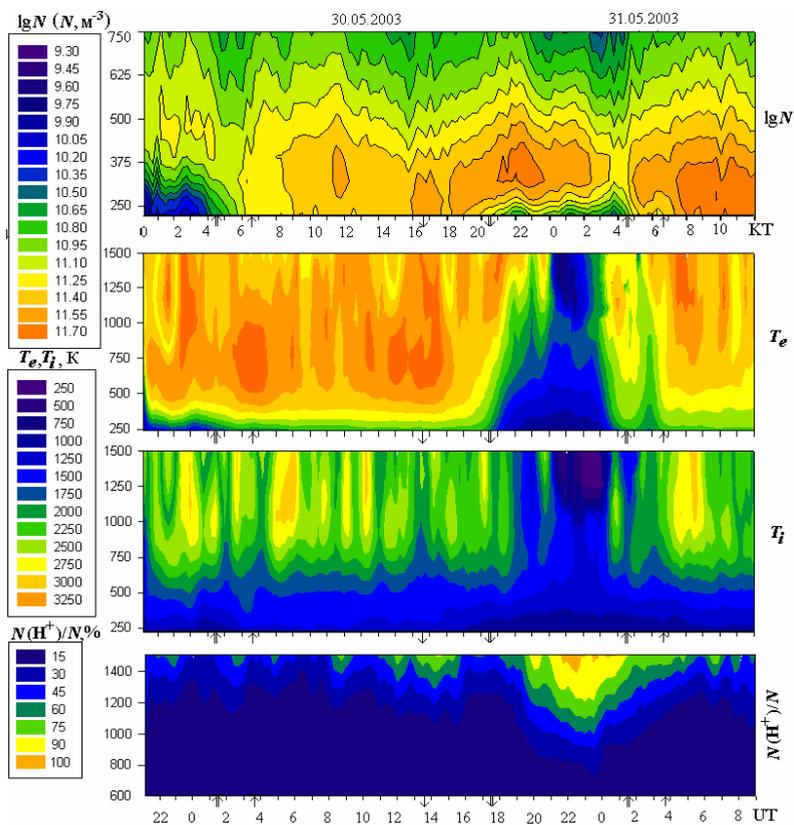


Рис. 1. Вариации параметров ионосферы 30 – 31 мая 2003 г. по данным харьковского радара НР

Геокосмическая буря, состоящая из двух последовательных магнитных возмущений 7–8 и 9–10 ноября 2004 г., была связана с высокой вспышечной активностью Солнца, которая является необычной для перехода к фазе минимума солнечного цикла. Главная фаза бури сопровождалась сильным отрицательным ионосферным возмущением, в том числе уменьшением концентрации электронов, в максимуме слоя $F2$ до 6–7 раз (рис. 2). В активные периоды бури наблюдалось увеличение высоты максимума слоя $F2$ приблизительно на 300 км ночью и на 150–180 км в дневное время. Возмущения вызывали необычный ночной нагрев плазмы до дневных значений температур $T_i = 1300–2000$ К и $T_e = 1600–3000$ К на высотах 250–750 км, а также уменьшение значений относительной концентрации ионов водорода $N(H^+)/N$ на фиксированных высотах во время главной фазы бури, достигавшие 1,5–3,5 раз по сравнению с контрольным днем.

Видно, что в течении рассмотренных ионосферных бурь наблюдаются следующие редкие для средних широт европейского региона возмущения ионосферной плазмы: глубокие отрицательные ионосферные возмущения с уменьшением концентрации электронов более 4 раз; необычный ночной нагрев ионосферной плазмы; уменьшение относительной концентрации ионов водорода более чем на порядок величины в ночные часы.

Выводы. В результате проделанной работы по результатам радарных измерений решена задача, направленная на установление количественной оценки пределов изменения параметров ионосферной плазмы во время геомагнитных бурь для данного региона. Установлены редкие для средних широт европейского региона возмущения ионосферной плазмы, которые требуют последующего физического истолкования.

Список литературы: 1. Черногор Л.Ф. Физика Земли, атмосферы и геокосмоса в свете системной парадигмы / Л.Ф. Черногор // Радиофизика и радиоастрономия. – 2003. – 8, № 1. – С. 56 – 104. 2. Данилов А.Д. Ионосферные бури в области F2. Морфология и физика (Обзор) / А.Д. Данилов, Л.Д. Морозова // Геомагнетизм и аэрономия. – 1985. – 25, № 5. – С. 705 – 721. 3. Куркин В.И. Комплексные исследования ионосферных эффектов геомагнитных бурь в северо-восточном регионе России / В.И. Куркин, О.М. Пирог, Н.М. Полех, А.В. Тащилин, Б.Г. Шпынев, М.А. Кручинина, В.Ф. Смирнов // Труды XX Всероссийской конференции по распространению радиоволн. – Нижний Новгород. – 2002. – С. 62 – 63. 4. Buonsanto M.J. Ionospheric Storms – A Review / M.J. Buonsanto // Space Science Reviews. – 1999. – 88, № 3 – 4. – P. 563 – 601.

Поступила в редакцию 31.05.2010

М.В. ЛЯШЕНКО, канд. физ.-мат. наук, учёный секретарь, Институт ионосферы НАН и МОН Украины

СЕЗОННЫЕ ВАРИАЦИИ КОНЦЕНТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ В ГЕОКОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ НА РАЗНЫХ ФАЗАХ 23-го ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Представлено результати аналізу сезонних варіацій концентрації електронів у геокосмічній плазмі на різних фазах 23-го циклу сонячної активності. Підтверджено існування сезонної та піврічної аномалій в варіаціях концентрації електронів у спокійних геомагнітних умовах для різних рівнів сонячної активності. Приведено теоретичні розрахунки, які пояснюють появу сезонної та піврічної аномалій.

Analysis results of the electron density seasonal variations in geospace plasma for different phases of 23rd solar activity cycle are presented. Existence of seasonal and semi-annual anomalies in electron density variations in quiet geomagnetic conditions for different levels of solar activity is confirmed. The theoretical calculations explaining occurrence of seasonal and semi-annual anomalies are presented.

Введение. Физическое истолкование и моделирование процессов в ионосферной плазме в различных гелиогеофизических условиях является одной из актуальных задач исследования геокосмоса.

В настоящее время описанию поведения основных параметров ионосферы в разных гелиогеофизических условиях посвящено большое количество публикаций [см., например, 1 – 15 и ссылки в них]. Объем геофизической информации, накопленный в результате многолетних наблюдений, используется для построения моделей среды. Следует отметить, что в основе таких моделей большей частью использованы экспериментальные данные, полученные различными средствами, расположенными преимущественно в западном полушарии. По этой причине глобальные модели ионосферы зачастую не всегда корректно отражают пространственно-временное распределение основных параметров ионосферной плазмы в конкретном регионе восточного полушария. Такое несоответствие можно объяснить несимметричностью ионосферы Земли вследствие несовпадения географических и магнитных полюсов. Восполнить пробелы глобальных моделей могут региональные модели ионосферы, отражающие особенности поведения параметров ионосферной плазмы рассматриваемого региона [7, 10 – 15]. Безусловно, к таким особенностям можно отнести появление сезонной и полугодовой аномалий в вариациях концентрации электронов [1, 3, 6, 9].

Целью работы является изложение результатов анализа сезонно-суточных вариаций концентрации электронов в геокосмической плазме на разных фазах 23-го цикла солнечной активности (СА) и характерных геофизических периодов – весеннего и осеннего равноденствий, летнего и

зимнего солнцестояний по данным радара некогерентного рассеяния (НР) в Харькове.

Результаты экспериментальных исследований. Для анализа использованы данные, полученные на харьковском радаре НР в период с 1997 по 2007 гг. [12 – 15].

В табл. 1 приведены даты измерений на радаре НР для характерных фаз 23-го цикла СА.

Таблица 1

Даты измерений на харьковском радаре НР

Рост СА	Максимум СА	Спад СА	Минимум СА
24 – 26.03.1998 г.	12 – 14.03.2002 г.	29 – 31.03.2004 г.	01 – 03.03.2007 г.
24 – 25.06.1997 г.	09 – 11.06.2000 г.	15 – 17.06.2004 г.	19 – 21.06.2007 г.
22 – 23.09.1998 г.	11 – 12.09.2001 г.	13 – 16.09.2004 г.	20 – 22.09.2006 г.
02 – 04.12.1997 г.	12 – 13.12.2000 г.	16 – 18.12.2003 г.	19 – 21.12.2007 г.

Рост солнечной активности. Как известно, основные параметры геокосмической плазмы выявляют годовые и полугодовые вариации, вариации связанные с солнечной и геомагнитной активностями и др. [1, 3 – 9, 12 – 15]. Хорошо известным фактом является существование сезонной и полугодовой аномалий в вариациях концентрации электронов на высотах, близких к высоте максимума области F2 ионосферы [8, 76, 80, 85, 86, 102].

Сезонное поведение концентрации электронов, заключающееся в превышении дневных зимних значений N над летними на высотах вблизи максимума области F2 ионосферы, получило название сезонной аномалии. Из анализа экспериментальных данных в период роста СА выявлены следующие сезонные особенности N . На высоте 250 км околополуденные зимние значения N превышали летние примерно в 3 раза, на высоте 310 км – в 2 раза, на высоте 360 км – в 1.5 раза. Для ночи сезонная аномалия не наблюдалась – в околополночные часы зимние значения N практически совпадали с летними. Следует отметить, что с увеличением высоты сезонная аномалия не проявлялась и на высотах $z \geq 410$ км летние дневные значения N превышали зимние.

Анализ сезонных вариаций концентрации электронов также выявил и подтвердил существование полугодовой аномалии, которая заключается в превышении дневных значений N над зимними и летними в периоды равноденствий на высотах в окрестности максимума области F2 ионосферы.

Получено, что концентрация электронов в максимуме области F2 в периоды равноденствий в околополуденные часы превышает величину N_m зимой примерно на 35 – 40 %, а летние значения N_m – на 70 %. Различие между дневными значениями N_m в марте и сентябре для рассматриваемых периодов не превышало 20 %. Следует отметить, что в ночное время эффект полугодовой аномалии не наблюдается [14].

Максимум солнечной активности. Дневные зимние значения концентрации электронов на высотах, близких к высоте максимума слоя F2, превышали летние в 2.5 – 3 раза (см. рис. 1). В ночные часы, напротив, имела место обратная ситуация – летом значения N на высотах, близких к максимуму ионизации, больше зимних. На высотах, больших высоты максимума F2-области ионосферы, дневные летние значения N сравнивались с зимними. С дальнейшим ростом высоты летние значения N становятся больше зимних.

Для периодов осеннего и весеннего равноденствий (см. рис. 1) видно, что значения N на фиксированных высотах отличались не более чем на 10 – 15 % как в дневные, так и в ночные часы.

Как и для периода роста СА в сезонных вариациях N имела место полугодовая аномалия. Дневные значения N_m в период весеннего равноденствия превышали зимние на 15 %, летние – на 78 %. В отличие от фазы роста СА, в ночные часы наблюдалось превышение равноденственных значений N_m над зимними примерно на 55 – 60 %. Для периода летнего солнцестояния имела место обратная ситуация – значения N_m в ночных условиях летом превышают значения N_m в равноденственные периоды [13].

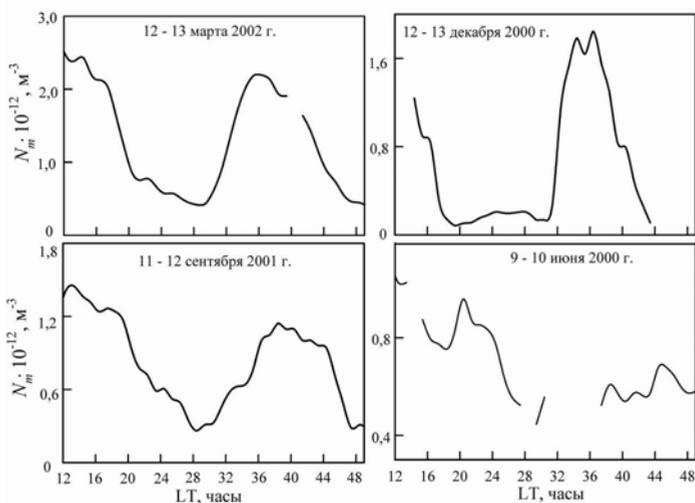


Рис. 1. Временные вариации N_m для дат, близких к весеннему и осеннему равноденствиям (слева), зимнему и летнему солнцестояниям (справа) в период максимума СА

Спад солнечной активности. Значения концентрации электронов летом ниже максимума области F2 ионосферы примерно в 2 раза меньше, чем в

зимний период (см. рис. 2). С увеличением высоты сезонная аномалия постепенно исчезает и летние значения N начинали превышать зимние.

В период спада СА также зафиксирована полугодовая аномалия. Околополуденные значения N_m в периоды равноденствия примерно на 10 % больше аналогичных в зимний период и на 30 % летом. Также наблюдалось превышение N_m весной и осенью зимних значений примерно на 35 – 40 % в ночные часы. Как и для периода максимума СА, летние значения N_m ночью больше значений в периоды весеннего и осеннего равноденствий и зимнего солнцестояния.

Для периодов весеннего и осеннего равноденствий различие в значениях концентрации электронов невелико и составляло примерно 15 – 20 % для рассматриваемого высотного диапазона [12].

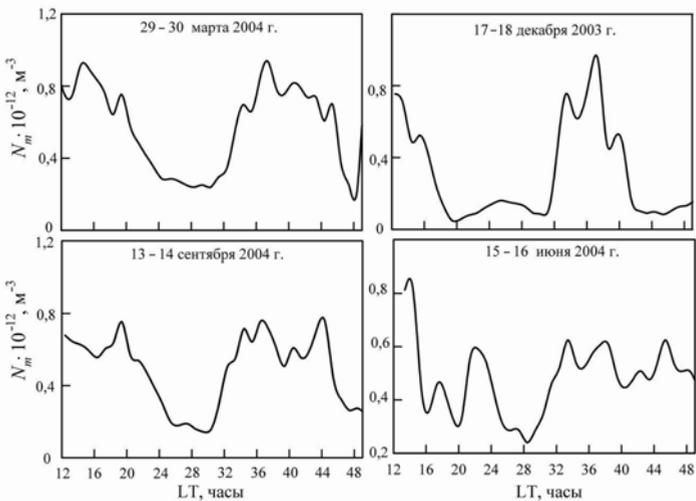


Рис. 2. Временные вариации N_m для дат, близких к весеннему и осеннему равноденствиям (слева), зимнему и летнему солнцестояниям (справа) в период спада СА

Минимум солнечной активности. Зимние полуденные значения N примерно на 10 – 15 % превышали летние на высотах, близких к высоте максимума слоя F2 (см. рис. 3). С увеличением высоты, а также в ночных условиях, сезонная аномалия не наблюдалась.

В минимуме СА выявлено, что весенние и осенние значения N превышали летние и зимние примерно на 6 %. Следует отметить, что погрешность определения N при сглаживании на интервале 75 мин и с шагом 15 мин составляет не более 3 %.

Весной и осенью значения N различались не более чем на 5 – 10 % в рассматриваемом диапазоне высот [15].

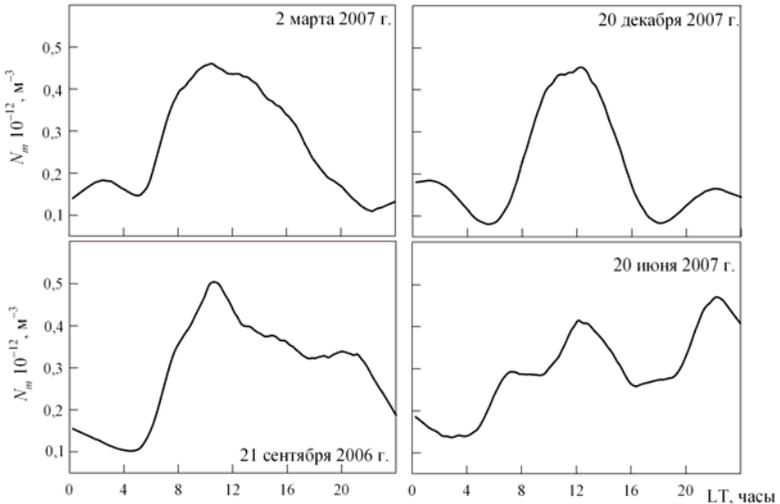


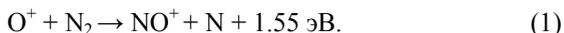
Рис. 3. Временные вариации N_m для дат, близких к весеннему и осеннему равноденствиям (слева), зимнему и летнему солнцестояниям (справа) в период минимума СА

Обсуждение полученных результатов. В настоящее время для объяснения появления сезонной аномалии предложен ряд механизмов [1, 3 – 6, 9]. Один из них состоит в том, что аномальное увеличение N зимой может быть вызвано потоками плазмы из магнитосопреженной ионосферы южного летнего полушария вдоль силовых линий геомагнитного поля. Однако численные расчеты и экспериментальные данные, полученные на радарх НР западного полушария, показывают, что количественно такие потоки плазмы не могут вызвать такое увеличение N зимой на высотах максимума области F2 и ниже. Результатом действия потока плазмы из плазмосферы совместно с термосферными ветрами может быть лишь локальное увеличение концентрации электронов в ночные часы. В дневное время зимой и летом поток направлен из F2-области ионосферы в плазмосферу, что не позволяет количественно объяснить явление сезонной аномалии [1, 4 – 6].

Другой механизм предполагает, что ионный состав верхней атмосферы подвержен сезонным вариациям, что приводит к изменениям в отношении атомных составляющих к молекулярным [1, 4 – 6].

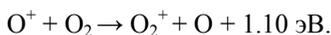
Такое поведение параметров нейтральной атмосферы можно объяснить сезонными вариациями параметров глобальной термосферной циркуляции. Увеличение концентрации N_2 на высотах максимума области F2 связано с

разогревом и расширением термосферы и, как следствие, подъемом всех составляющих нейтральной атмосферы на большие высоты. Летом в дневные часы уменьшение концентрации атомарного кислорода связано с истечением его в плазмосферу, вследствие разогрева и расширения термосферы, с переносом O^+ в более холодное южное полушарие нейтральными ветрами, а также увеличением концентрации N_2 и интенсивными потерями O^+ в ионно-молекулярной реакции [1, 3, 7]



Еще одним из возможных механизмов, действующим совместно с изменениями ионного состава, является сезонные вариации колебательной температуры молекул N_2 , от которой зависит константа скорости реакции (1), которая является главным механизмом потерь ионов O^+ в области F2 ионосферы. Однако, как показали количественные расчеты, вклад от сезонного изменения константы скорости реакции незначителен и не может существенно повлиять на изменение концентрации электронов [1, 4 – 6].

Известно, что в области максимума ионизации концентрация электронов пропорциональна концентрации атомарного кислорода: $N \propto N(O)$. Главными реакциями потерь ионов O^+ , доминирующих в области F2 ионосферы, являются реакции с молекулами N_2 (1) и O_2 [1, 3, 7]:



Таким образом, концентрация электронов N пропорциональна безразмерному параметру $p = N(O)/(N(N_2) + N(O_2))$, где $N(N_2)$ и $N(O_2)$ – концентрация молекулярного азота и кислорода, соответственно.

В табл. 2 и 3 приведены результаты расчета параметра p , $N(O)$, $N(N_2)$ и $N(O_2)$ для 12 LT на высоте 300 км по модели NRLMSISE-00 [16] для максимума и минимума CA.

Как видно из табл. 2, для максимальной активности Солнца в зимний период параметр p в дневные часы примерно в 2.7 раза больше, чем летом. Концентрация атомарного кислорода в декабре и июне при этом отличается незначительно, а различия в сумме концентраций молекулярных компонент N_2 и O_2 составляет примерно 2.6 раза в околополуденные часы.

Из результатов наблюдений следует, что N в области максимума ионизации зимой в 2.5 – 3 раза больше, чем летом. Это объясняется сезонными изменениями параметра p , т. е. концентраций молекул $N(N_2)$ и $N(O_2)$.

В периоды равноденствий концентрация электронов примерно одинакова на всех высотах. Такое поведение обусловлено незначительными сезонными вариациями параметров нейтральной атмосферы – значение p отличается примерно на 10 – 30 %.

Для фазы минимума СА (см. табл. 3) получено, что зимой в полдень параметр p в 2.15 раза больше чем летом, а значения $N(O)$ зимой также превышают летние.

Таблица 2

Сезонные вариации параметров нейтральной атмосферы на высоте 300 км, рассчитанные по модели NRLMSISE-00 [16] в период максимума СА для 12 LT

	$N(O) \cdot 10^{-14}, \text{ м}^{-3}$	$(N(O_2) + N(N_2)) \cdot 10^{-14}, \text{ м}^{-3}$	p
март	11.7	2.86	4.09
сентябрь	13.0	4.18	3.11
июнь	9.49	3.91	2.43
декабрь	9.84	1.50	6.55

Появление полугодовой аномалии в сезонных вариациях N может быть связано с равноденственными максимумами концентраций частиц в нейтральной атмосфере, полугодовыми вариациями параметров геомагнитного поля, полугодовыми вариациями параметров волновых возмущений в нижней и средней атмосфере, полугодовыми вариациями высоты максимума области F2 [4 – 6].

Из табл. 2 и 3 видно, что концентрация атомарного кислорода $N(O)$ в равноденственные периоды примерно в 1.3 – 1.5 раза больше, чем в периоды солнцестояний, как для фазы минимума, так и максимума СА.

Таблица 3

Сезонные вариации параметров нейтральной атмосферы на высоте 300 км, рассчитанные по модели NRLMSISE-00 [16] в период минимума СА для 12 LT

	$N(O) \cdot 10^{-14}, \text{ м}^{-3}$	$(N(O_2) + N(N_2)) \cdot 10^{-14}, \text{ м}^{-3}$	p
март	6.30	1.82	3.47
сентябрь	6.25	1.20	4.87
июнь	4.05	1.19	3.41
декабрь	5.80	0.79	7.33

Выводы. В ходе работы получены следующие результаты:

1. Получены количественные характеристики сезонно-суточных вариаций концентрации электронов в геокосмической плазмы в диапазоне высот 100 – 1000 км в течение 23-го цикла солнечной активности (1997 – 2007 гг.).

2. Выполнен детальный анализ сезонно-суточных вариаций концентрации электронов в ионосферной плазме для характерных геофизических периодов – весеннего и осеннего равноденствий, зимнего и летнего солнцестояний на разных фазах 23-го цикла солнечной активности.

3. Подтверждено существование сезонной и полугодовой аномалий в вариациях концентрации электронов на высотах, близких высоте максимума области F2 ионосферы.

4. Рассмотрены механизмы, ответственные за появление сезонной и полугодовой аномалий. Как показали расчёты, основным механизмом, отвечающим за появление сезонной аномалии, являются сезонные вариации параметров глобальной термосферной циркуляции.

Список литературы: 1. *Иванов-Холодный Г.С., Михайлов А.В.* Прогнозирование состояния ионосферы. – Л.: Гидрометеиздат, 1980. – 190 с. 2. *Ионосферно-магнитная служба. Современное состояние, задачи и перспективы / Под ред. О.И. Авдоюшина, А.Д. Данилова.* – Л.: Гидрометеиздат, 1987. – 243 с. 3. *Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А.* Физика ионосферы. – М.: Наука, 1988. – 528 с. 4. *Mikhailov A.V., Schlegel K.* Equinoctial transitions in the ionosphere and thermosphere // *Annales Geophysicae.* – 2001. – 19. – P. 783 – 796. 5. *Richards P.G.* Seasonal and solar cycle variations of the ionospheric peak electron density: Comparison of measurement and models // *J. Geophys. Res.* – 2001. – 106, No. A7. – P. 12803 – 12819. 6. *Rishbeth H., Sedgemore-Schulthess K.J.F., Ulich T.* Annual and semiannual variations in the ionospheric F2-layer: II. Physical discussion // *Ann. Geophysicae.* – 2000. – 18. – P. 945 – 956. 7. *Schunk R.W., Nagy A.F.* Ionospheres: Physics, Plasma Physics, and Chemistry. – Cambridge atmospheric and space science series, 2000. – 555 p. 8. *Liu L., Wan W., Yue X., Zhao B., Ning B., Zhang M.-L.* The dependence of plasma density in the topside ionosphere on the solar activity level // *Annales Geophysicae.* – 2007. – 25. – P. 1337 – 1343. 9. *Zhang S.-R., Holt J.M.* Ionospheric climatology and variability from long-term and multiple incoherent scatter radar observations: variability // *Annales Geophysicae.* – 2008. – 26. – P. 1525 – 1537. 10. *Дзюбанов Д.А., Захаров И.Г., Ляшенко М.В.* Моделирование полуденных значений электронной концентрации в максимуме области F2 ионосферы по данным Харьковского радара некогерентного рассеяния // *Космічна наука і технологія.* – 2004. – 10, № 2/3. – С. 28 – 35. 11. *Ляшенко М.В.* Моделирование сезонных вариаций электронной концентрации в максимуме области F2 ионосферы для 00 и 12 часов местного времени // *Радиофизика и электроника.* – 2005. – 10, № 2. – С. 212 – 216. 12. *Ляшенко М.В., Склярів І.Б., Черногор Л.Ф., Черняк Ю.В.* Суточные и сезонные вариации параметров ионосферной плазмы в период спада солнечной активности // *Космічна наука і технологія.* – 2006. – 12, № 2/3. – С. 45 – 58. 13. *Ляшенко М.В., Черногор Л.Ф., Черняк Ю.В.* Суточные и сезонные вариации параметров ионосферной плазмы в период максимума солнечной активности // *Космічна наука і технологія.* – 2006. – 12, № 4. – С. 56 – 70. 14. *Ляшенко М.В., Пуляев В.А., Черногор Л.Ф.* Суточные и сезонные вариации параметров ионосферной плазмы в период роста солнечной активности // *Космічна наука і технологія.* – 2006. – 12, № 5/6. – С. 58 – 68. 15. *Дзюбанов Д.А., Ляшенко М.В., Черногор Л.Ф.* Исследование и моделирование вариаций параметров ионосферной плазмы в период минимума 23-го цикла солнечной активности // *Космічна наука і технологія.* – 2008. – 14, № 1. – С. 44 – 56. 16. *Picone J.M., Hedin A.E., Drob D.P., Aikin A.C.* NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues // *J. Geophys. Res.* – 2002. – 107, No. A12. – P. SIA 15 1 – 16.

Поступила в редколлегию 31.05.2010

В.Т. РОЗУМЕНКО, канд. физ.-мат. наук, доц. ХНУ им. В.Н. Каразина.

С.В. ХАРИТОНОВА, вед. инж.-электроник, Институт ионосферы НАН и МОН Украины

ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ В СЛАБОИОНИЗИРОВАННОЙ ПЛАЗМЕ НА ВЫСОТАХ МЕЗОСФЕРЫ

Проведено вивід та аналіз рівняння переносу енергії електронів у D -області іоносфери за наявності потужних мезосферних електричних полів, беручи за основу 13-моментну систему рівнянь переносу.

Based on the 13-moment transport equation system, the derivation of an electron energy transport equation in the D-region ionospheric plasma in large mesospheric electric fields is presented.

Постановка задачі. Исследование процессов переноса частиц и энергии в системе, включающей литосферу, атмосферу, ионосферу и магнитосферу является одним из актуальных предметов в области исследования околоземного космического пространства.

Ни одна ионосферная область не вызвала за всю историю ионосферных исследований столько споров, как область D (60 – 90 км) [1]. Благодаря практической недоступности к прямым измерениям приборами и слабой ионизации мезосфера очень сложная для исследования, информация про которую может иметь значительное фундаментальное и практическое значение. Достижения в этой области используются для исследования влияния мезосферы на распространение радиоволн, радиолокацию, системы связи, включая спутниковую связь.

Анализ литературы. В [1] даётся представление о структуре ионосферы и проблемах, связанных с различными вариациями её параметров. В [2] представлено подробное описание структуры и динамики ионосферы, физика плазмы и химические процессы, определяющие её поведение; детальное описание значимых уравнений переноса, волновых процессов, химии ионов, различных механизмов вклада энергии и её переноса; приведены методы измерения параметров ионосферы. В работе [3] авторами рассмотрена генерация электрических полей на высотах 60 – 70 км и получены уравнения переноса энергии, которые используются в модельных расчетах на кафедре космической радиофизики ХНУ имени В.Н. Каразина в последние годы.

Цель статьи – вывод и анализ уравнения переноса энергии для области мезосферы.

Процессы соударений в слабоионизированной плазме. Соударения ответственны за процессы ионизации и рекомбинации, диффузию плазмы от областей с высокой плотностью к областям с низкой плотностью, перенос тепла от горячих к холодным областям, обмен энергией между различными частицами и другие процессы. Соударения могут быть или упругими или

неупругими. При упругом соударении импульс и кинетическая энергия столкнувшихся частиц сохраняются в отличие от неупругого соударения. Природа процесса соударений зависит от соответственной кинетической энергии столкнувшихся частиц и от типа частиц. Вообще, при малых энергиях преобладают упругие соударения, но при увеличении кинетической энергии неупругие столкновения становятся существенней. Однако, различные процессы соударений по-разному учитываются в уравнениях непрерывности, переноса импульса и энергии.

Рассмотрим слабоионизированную плазму, в которой преобладают упругие электрон-нейтральные взаимодействия. Электроны оказывают влияние на распространение радиоволн в ионосферной плазме, поэтому будем рассматривать именно низкоэнергичные электроны, характерные для высот 60 – 70 км.

Вывод уравнения переноса энергии. Рассмотрим интеграл соударений энергии в 13-ти моментной функции распределения по скоростям [2]

$$f_s = f_{s0} \left[1 + \frac{m_s}{2kT_s p_s} \hat{\tau}_s \bar{c}_s c \bar{c}_s - \left(1 - \frac{m_s c_s^2}{5kT_s} \right) \frac{m_s}{kT_s p_s} \bar{q}_s \bar{c}_s \right] \quad (1)$$

$$f_{s0} = f_s^M = n_s \left(\frac{m_s}{2\pi kT_s} \right)^{3/2} \exp(-m_s c_s^2 / 2kT_s). \quad (2)$$

Тогда слагаемое $f_s f_t$ в интеграле переноса [2]

$$\int d^3 c_s \xi_s \frac{\delta f_s}{\delta t} = \iint d^3 c_s d^3 c_t f_s f_t g_{st} \left[\int d\Omega \sigma_{st}(g_{st}, \theta) (\xi'_s - \xi_s) \right] \quad (3)$$

имеет вид

$$f_s f_t = n_s n_t \left(\frac{m_s}{2\pi kT_s} \right)^{3/2} \left(\frac{m_t}{2\pi kT_t} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m_s c_s^2}{2kT_s} - \frac{m_t c_t^2}{2kT_t}\right) \times \left[1 + \frac{m_s}{2kT_s p_s} \hat{\tau}_s \bar{c}_s \bar{c}_s + \frac{m_t}{2kT_t p_t} \hat{\tau}_t \bar{c}_t \bar{c}_t - \left(1 - \frac{m_s c_s^2}{5kT_s} \right) \frac{m_s}{kT_s p_s} \bar{q}_s \bar{c}_s - \left(1 - \frac{m_t c_t^2}{5kT_t} \right) \frac{m_t}{kT_t p_t} \bar{q}_t \bar{c}_t \right]. \quad (4)$$

Здесь и далее $\xi_s(\mathbf{c}_s)$ – момент скорости общего вида, $\frac{\delta f_s}{\delta t} = \iint d^3 v_t d\Omega g_{st} \sigma_{st}(g_{st}, \theta) (f'_s f'_t - f_s f_t)$ – интеграл соударений Больцмана, θ – угол рассеивания центра масс, $f'_s f'_t = f_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}'_s, t) f_t(\mathbf{r}, \mathbf{v}'_t, t)$, $d\Omega$ – элемент

телесного угла, $\sigma_{st}(\mathbf{g}_{st}, \theta)$ – дифференциальное поперечное сечение рассеивания, $\mathbf{g}_{st} = |\mathbf{v}_s - \mathbf{v}_t|$ – относительная скорость столкнувшихся частиц s и t , $n_s(\mathbf{r}, t)$ – числовая плотность частиц s , $\mathbf{u}_s(\mathbf{r}, t)$ – скорость дрейфа частиц, t – время, m_s – масса частицы s , $p_s = n_s k T_s$ – парциальное давление газа, k – постоянная Больцмана, T_s – температура частицы s , $\boldsymbol{\tau}_s$ – тензор напряжений.

Для случая, когда столкнувшиеся газы описываются функциями распределения Максвелла:

$$f_s^M(\vec{r}, \vec{v}_s, t) = n_s(\vec{r}, t) \left[\frac{m_s}{2\pi k T_s(\vec{r}, t)} \right]^{3/2} \exp\left\{-m_s [\vec{v}_s - \vec{u}_s(\vec{r}, t)]^2 / 2k T_s(\vec{r}, t)\right\}, \quad (5)$$

то слагаемое $f_s f_t$ можно выразить как

$$f_s f_t = n_s n_t \left(\frac{m_s}{2\pi k T_s} \right)^{3/2} \left(\frac{m_t}{2\pi k T_t} \right)^{3/2} \exp\left\{-\frac{m_s c_s^2}{2k T_s} - \frac{m_t c_t^2}{2k T_t}\right\}. \quad (6)$$

Интегрирование по $d^3 c_t$ и $d^3 c_s$ производится при введении следующих скоростей [2]

$$\vec{c}_* = \vec{V}_c - \vec{u}_c + \beta \Delta u - \beta \vec{g}, \quad \vec{g}_* = -\vec{g} - \Delta \vec{u}, \quad (7)$$

где \vec{V}_c – скорость центра масс, \vec{g} – относительная скорость:

$$\vec{V}_c = \frac{m_s \vec{v}_s + m_t \vec{v}_t}{m_s + m_t}, \quad \vec{g}_{st} = \vec{v}_s - \vec{v}_t \quad (8)$$

$$\vec{u}_c = \frac{m_s \vec{u}_s + m_t \vec{u}_t}{m_s + m_t}, \quad \Delta \vec{u} = \vec{u}_t - \vec{u}_s. \quad (9)$$

Параметр β и другие зависящие от температуры коэффициенты, которые будут использованы далее:

$$a^2 = \frac{2k T_s T_t}{m_t T_s + m_s T_t}, \quad \alpha^2 = \frac{2k T_{st}}{\mu_{st}}, \quad \beta = \frac{\mu_{st}}{m_s + m_t} \frac{T_t - T_s}{T_{st}}. \quad (10)$$

В (10) приведенная масса μ_{st} и приведенная температура T_{st} задаются следующими выражениями:

$$\mu_{st} = \frac{m_s m_t}{m_s + m_t}, T_{st} = \frac{m_s T_t + m_t T_s}{m_s + m_t} \quad (11)$$

Преобразуем скорости (\vec{c}_s, \vec{c}_t) через (\vec{c}_*, \vec{g}_*) , а именно выразим

$$\vec{c}_s = \vec{c}_* - \psi \vec{g}_*, \vec{c}_t = \vec{c}_* + (1 - \psi) \vec{g}_*, \quad (12)$$

где

$$\psi = \frac{m_t T_s}{m_t T_s + m_s T_t}, (1 - \psi) = \frac{m_s T_t}{m_t T_s + m_s T_t}, \quad (13)$$

и преобразование $d^3 c_s d^3 c_t$:

$$d^3 c_s d^3 c_t = d^3 c_* d^3 g_*. \quad (14)$$

Используя выражения (10) и (12), слагаемое $f_s f_t$ принимает вид

$$f_s f_t = \frac{n_s n_t}{\pi^3 a^3 \alpha^3} \exp\left(-\frac{c_*^2}{a^2} - \frac{g_*^2}{\alpha^2}\right). \quad (15)$$

Подставляя уравнения (14) и (15) в выражение для сохранения импульса в общем виде [2]

$$\frac{\delta \vec{M}_s}{\delta t} = -\mu_{st} \iint d^3 c_s d^3 c_t f_s f_t g_{st} Q_{st}^{(1)} \vec{g}_{st}, \quad (16)$$

получим

$$\frac{\delta \vec{M}_s}{\delta t} = -\frac{\mu_{st} n_s n_t}{\pi^3 a^3 \alpha^3} \int d^3 c_* e^{-c_*^2/a^2} \int d^3 g_* e^{-g_*^2/\alpha^2} g Q_{st}^{(1)}(g) \vec{g}. \quad (17)$$

Первый интеграл можно легко вычислить, используя сферическую систему координат для скорости, потому что интегрирование зависит только от величины c_*

$$\int d^3 c_* e^{-c_*^2/a^2} = 4\pi \int_0^\infty dc_* c_*^2 e^{-c_*^2/a^2} = \pi^{3/2} a^3. \quad (18)$$

Во втором интеграле выражение (8) (для \vec{g}_{st}) используется, чтобы выразить g_*^2 через слагаемые \vec{g} и $\Delta\vec{u}$, а именно:

$$g_*^2 = g^2 + 2\vec{g}\Delta\vec{u} + (\Delta u)^2, \quad (19)$$

учитывая то, что $d^3g_* = d^3g$. Тогда второй интеграл в (17) выглядит так:

$$\int d^3g g Q_{st}^{(1)}(g) \vec{g} \exp\left[-\frac{g^2 + 2\vec{g}\cdot\Delta\vec{u} + (\Delta u)^2}{\alpha^2}\right]. \quad (20)$$

С учётом уравнений (7) – (18) имеем

$$\frac{\delta E_s}{\delta t} = -\sum \frac{n_s m_s v_{st}}{m_s + m_t} 3k(T_s - T_t). \quad (21)$$

В настоящей работе рассматриваются электроны, взаимодействующие с нейтральным газом. В этом случае общепринято s обозначать через e , а индекс t через n . Полученный результат интересно сравнить с соответствующим уравнением переноса энергии в работе [3]:

$$\frac{2}{3} \frac{Q_e}{kN} - \delta v_e (T_e - T_n) = 0, \quad (22)$$

в котором эффективная частота соударений v_e вычислена с использованием интегралов Чепмена-Каулинга [5]. Здесь интеграл переноса энергии электронами $\delta E_s/\delta t$ обозначено Q_e , а доля потери энергии одним электроном при упругих соударениях $-\delta = 2m_s/(m_s + m_t)$ [3], и таким образом уравнение (22) в наших обозначениях может быть записано в следующем виде:

$$\frac{\delta E_s}{\delta t} = -\frac{3}{2} \delta n_s v_{st} k(T_s - T_t). \quad (23)$$

Кажущееся расхождение между (21) и (23) объясняется тем, что в [4] в δ включены эффекты неупругих соударений, и результат приведен в численном виде, что затрудняет применение (23). Множитель 1/2 можно объединить с частотой соударений v_{en} , и говорить, о том, что частоты в этих выражениях отличаются на множитель 1/2, т. е.:

$$v_e = -\frac{1}{2} \sum v_{en}. \quad (24)$$

При использовании данных, полученных на Радиофизической обсерватории ХНУ имени В.Н. Каразина, в [6] показано, что значение эффективной частоты соударений [3] совпадает со значением частоты соударений электронов в 13-ти моментном приближении [2] с погрешностью порядка 1%, если в уравнении переноса энергии в [3] опустить множитель 2.

Выводы. В данной работе проведен анализ уравнения переноса энергии в D -области ионосферы исходя из 13-моментной системы уравнений переноса.

Показано, что значение эффективной частоты соударений ν_e [3] совпадает со значением частоты соударений электронов в 13-моментном приближении $\Sigma \nu_{en}$ с погрешностью порядка 1%, если в уравнении переноса энергии [3] опустить численный множитель 2. Это уравнение будет иметь вид $Q_e = -\Sigma 3\delta n_e \nu_{en} k(T_e - T_n)$ и будет соответствовать 13-моментному уравнению переноса энергии [2].

Список литературы: 1. Данилов А.Д. Популярная астрономия. – Л.: Гидрометеониздат, 1989. – 230 с. 2. Schunk R.W., Nagy A.F. Ionospheres: Physics, Plasma Physics and Chemistry. – Cambridge University Press, 2000. – 555 p. 3. Manson A.H., Meek C.E., Martynenko S.I., Rozumenko V.T., Tyrnov O.F. VLF Phase Perturbations Produced by the Variability in Large (V/m) Mesospheric Electric Fields in the 60 – 70 km Altitude Range. In Characterising the Ionosphere (pp. 8_1 – 8_24). Meeting Proceedings RTO-MP-IST-056, Paper 8. Neuilly-sur Seine, France: RTO. Available from: <http://www.rto.nato.int/abstracts.asp>, 2006. 4. Gurevich A.V. Nonlinear Phenomena in the Ionosphere. – Springer-Verlag, New York, 1978. – 370 p. 5. Maynard N.C., Croskey C.L., Mitchell J.D., Hale L.C. Measurement of voltmeter electrical fields in the middle atmosphere // Geophys. Res. Lett. – 1981. – 8, 923. 6. Харитонова С.В. Моделювання електродинамічних процесів на висотах мезосфери / Кваліфікаційна робота бакалавра прикладної фізики. – Х.: Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, 2008. – 41 стор.

Поступила в редколлегию 31.05.2010

Д.В. КОТОВ, м.н.с., Институт ионосферы НАН и МОН Украины
Ю.В. КЛЕЙНОСОВ, студент, НТУ “ХПИ”

А.Е. МИРОШНИКОВ, м.н.с., Институт ионосферы НАН и МОН
Украины

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НЕУЧЁТА НАЛИЧИЯ ИОНОВ ГЕЛИЯ НА ТОЧНОСТЬ ОЦЕНИВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ МЕТОДОМ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ

За результатами моделювання розв’язання прямої та зворотної задач радіофізики оцінено методичні похибки визначення параметрів іоносферної плазми, які пов’язані з можливим неврахуванням наявності у складі плазми іонів гелію. Зроблено висновок про те, що у загальному випадку порівняння результатів оброблення експериментальних даних з врахуванням та неврахуванням наявності іонів гелію може дати цінну додаткову інформацію.

Methodological errors of ionospheric plasma parameters determining induced by the possible ignoring of the presence of helium ions in a plasma are estimated as the results of modeling of direct and inverse radiophysics problems solving. It was concluded that, in general, comparing the results of processing experimental data with the results for ignoring helium ion can give more valuable information.

Введение. Как известно [1], при определении параметров ионосферной плазмы методом некогерентного рассеяния (НР) первичными данными являются автокорреляционные функции (АКФ) НР-сигнала, которые являются нелинейными функциями искомых параметров. В реальных условиях, когда приходится работать при соотношении сигнал/шум по мощности единица и менее, а также когда существенное влияние на АКФ оказывает сопоставимость дебаевского радиуса экранирования с длиной волны зондирующего радиосигнала, в некоторых случаях для ускорения обработки и уменьшения разброса параметров при их поиске принимается, что ионы гелия в рассматриваемой области ионосферы отсутствуют. При этом за счёт исключения одного из параметров поиска существенно уменьшается время обработки и разброс получаемых параметров плазмы, однако их значения могут оказаться смещёнными. Величина такого смещения для условий работы харьковского радара НР до сих пор не оценивалась.

Цель статьи – оценивание погрешностей результатов определения параметров ионосферной плазмы, дополнительно возникающих из-за игнорирования возможного наличия ионов гелия в рассматриваемой области ионосферы.

Алгоритмы моделирования. Поскольку АКФ НР-сигнала зависит не только от параметров ионосферной плазмы, но и от характеристик зондирующих радиосигналов и используемой для исследований аппаратуры, в данной работе моделирование проводилось с учётом всех факторов,

которые оказывают определяющее влияние на АКФ. При этом учитывались реальные характеристики радара НР, а также все существенные аппаратурные и методические преобразования, которые имеют место в реальных условиях проведения эксперимента. Алгоритмы такого моделирования предложены и подробно описаны в [2, 3].

При моделировании погрешностей в рассматриваемой ситуации необходимо поэтапно осуществить следующие действия.

1. Задаваясь пространственными распределениями значений параметров ионосферной плазмы (в данном случае мы берём их из международной справочной модели ионосферы IRI–2001), симитировать АКФ НР-сигнала (решить прямую радиофизическую задачу), учитывая все особенности обработки НР-сигнала и специфику метода НР.

2. По симитированной АКФ определить «измеренные» параметры плазмы (решить обратную радиофизическую задачу), полагая при этом, что ионы гелия в плазме присутствуют.

3. Определить смещения оценок параметров ионосферной плазмы как разность между «измеренными» и модельными значениями.

4. По той же симитированной АКФ определить «измеренные» параметры плазмы, полагая при этом, что ионов гелия нет.

5. Определить для этого случая смещения оценок параметров ионосферной плазмы как разность между «измеренными» и модельными значениями.

6. Сравнить погрешности определения параметров ионосферной плазмы, полученные при учёте и неучёте возможного наличия ионов гелия, оценив тем самым величину дополнительно возникающих за счёт неучёта ионов гелия смещений.

Расчёты в соответствии с описанным алгоритмом проводились для двух существенно различных гелиогеофизических условий: зимнее солнцестояние (ЗС), полночь, минимум солнечной активности (СА) и летнее солнцестояние (ЛС), полдень, максимум СА. Сопоставление таких результатов позволит выявить системные качественные особенности поведения погрешностей.

Результаты моделирования представлены на рисунке.

Обсуждение результатов. Рассмотрение результатов моделирования позволяет выделить следующие основные особенности дополнительно возникающих погрешностей.

Температура ионов. Для полуночи, ЗС, минимум СА, наблюдается незначительное (до 4 %) завышение значений T_i . Данная погрешность имеет место везде в области высот, где относительное содержание ионов гелия $N(\text{He}^+)/N$ превышает 5 %.

Для полудня, ЛС, максимум СА, отмечается гораздо более существенное завышение значений T_i (до 50 %). Пространственное положение максимума дополнительной погрешности совпадает с высотой максимума профиля параметра $N(\text{He}^+)/N$.

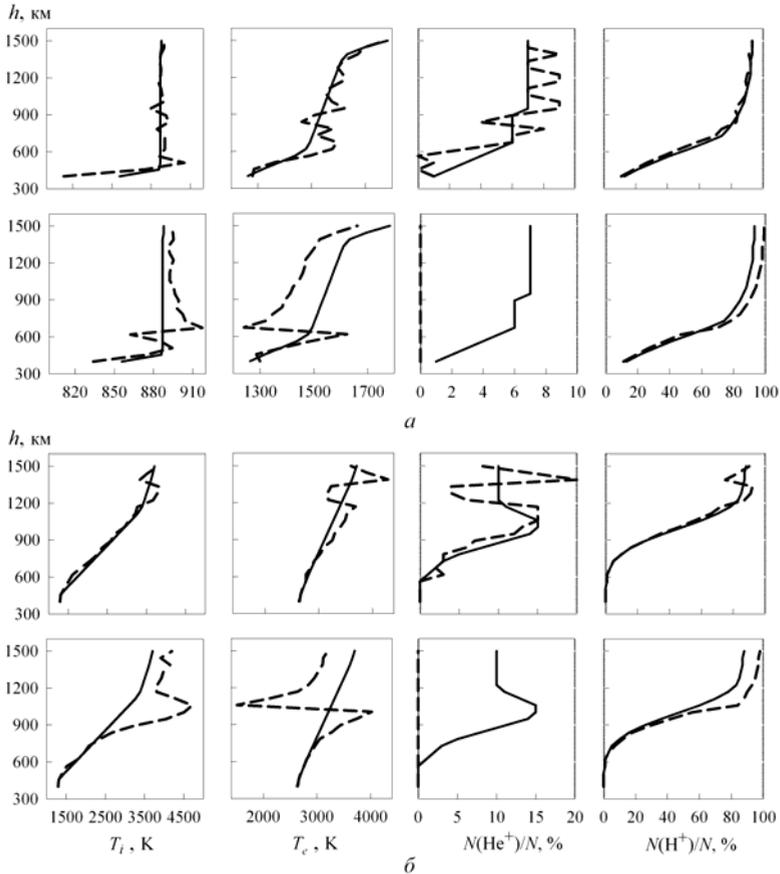


Рис. 1. Высотные профили модельных значений параметров ионосферной плазмы (сплошная линия) и результата решения обратной радиофизической задачи (пунктир) для полуночи, ЗС, минимум СА (а) и полудня, ЛС, максимум СА (б). На верхних панелях рисунков а и б отображены результаты, полученные при учёте наличия ионов гелия, на нижних – без учёта.

Температура электронов. Для полуночи, ЗС, минимум СА, наблюдается занижение (до 15 %) величины T_e . Такая погрешность, как и погрешность величины T_i , присутствует везде в области высот, где относительное содержание ионов гелия $N(\text{He}^+)/N$ превышает 5 %, а положения максимумов погрешностей T_i и T_e совпадают. Отличительной особенностью высотного хода параметра T_e является наличие резкого скачка значений T_e , причём знак погрешности меняется.

Для полудня, ЛС, максимум СА, также наблюдается занижение величины T_e , однако величина смещения в данном случае достигает 50 %.

Высотная зависимость величины погрешности аналогична имеющей место для полуночи, ЗС, минимум СА. Аномальный резкий скачок значений T_e , сопровождающийся сменой знака погрешности, также наблюдается.

Относительное содержание ионов водорода. Высотное поведение параметра $N(H^+)/N$ для рассматриваемых условий имеет сходный характер. И для полуночи, ЗС, минимум СА, и для полудня, ЛС, максимум СА, отмечается завышение значений $N(H^+)/N$ до 6 % и 18 % соответственно. Заметное дополнительное смещение $N(H^+)/N$ начинает проявляться на высотных зависимостях выше области аномального скачка температур электронов.

Выводы. Проведенное моделирование и анализ полученных результатов позволяют сделать следующие основные выводы.

1. Неучёт наличия ионов гелия при обработке экспериментальных данных для радара Института ионосферы может привести к недопустимо большим смещениям значений других параметров ионосферной плазмы.

2. Отмеченные особенности дополнительно возникающих погрешностей качественно подобны для существенно различных гелиогеофизических условий. Абсолютные значения погрешностей увеличиваются при росте солнечной активности.

3. Аномальные скачки на высотном профиле температуры электронов могут не только служить достаточно надёжным индикатором наличия ионов гелия в данной области ионосферы, но и приблизительно указывать на положение максимума высотного профиля параметра $N(He^+)/N$. Как представляется, это обстоятельство может быть использовано при обработке экспериментальных данных. Предполагается сначала проводить обработку без учёта ионов гелия, определяя положение высоты максимума профиля $N(He^+)/N$ по резкому скачку высотного хода T_e . При вторичной обработке (с учётом ионов гелия) информация об этой высоте будет использоваться в качестве вспомогательной для коррекции полученных результатов.

Список литературы: 1. Эванс Дж.В. Теоретические и практические вопросы исследования ионосферы методом некогерентного рассеяния радиоволн // ТИИЭР. – 1969. – 57, № 4. – С. 139 – 175. 2. Домнин И.Ф., Котов Д.В., Черногор Л.Ф. Корреляционная функция некогерентно рассеянного сигнала. Моделирование вариаций. Методические погрешности определения параметров ионосферной плазмы // Нелинейный мир. – 2010. – 8, № 3. – С. 160 – 179. 3. Клейменов Ю.В., Котов Д.В. Оцінювання похибок визначення параметрів іоносферної плазми, пов'язаних з неврахуванням наявності іонів гелію // XVIII Міжнародна научно-практична конференція: Інформаційні технології: наука, техніка, технологія, освіта, здоров'я. Сборник тезисов. – Х.: НТУ "ХПИ", 2010.

Поступила в редколлегию 31.05.2010

Д.В. КОТОВ, м.н.с., Институт ионосферы НАН и МОН Украины

М.В. ЛЯШЕНКО, канд. физ.-мат. наук, учёный секретарь, Институт ионосферы НАН и МОН Украины

АППРОКСИМАЦИЯ ДАННЫХ РЕГИОНАЛЬНОЙ МОДЕЛИ ИОНОСФЕРЫ С ПОМОЩЬЮ ОРТОГОНАЛЬНЫХ ФУНКЦИЙ

Розглянуто можливості використання ряду Фур'є для апроксимації модельних залежностей параметрів іоносферної плазми. Аналіз проводився на прикладі добових варіацій електронної концентрації, взятих з регіональної моделі іоносфери (CERIM ІОН), створеної в Інституті іоносфери (Харків). Показано, що при довжині ряду 15 похибки апроксимації добових залежностей параметрів мають задовільний рівень навіть для найбільших висот, що розглядалися.

The possibilities of using Fourier number for approximations of model dependencies of ionospheric plasma parameters are considered. Analysis conducted by the example of daily variation of electron density taken from the regional model of the ionosphere (CERIM ІОН), created at the Institute of Ionosphere (Kharkiv). Shown that at length of number 15 daily dependencies of approximation error are satisfactory level even the most altitudes considered.

Введение. Региональная модель ионосферы (Central Europe Regional Ionospheric Model (CERIM ІОН)) создана на основе экспериментальных данных харьковского радара некогерентного рассеяния Института ионосферы. В модели представлены сезонно-суточные зависимости концентрации электронов (N), температуры электронов (T_e) и ионов (T_i), значения вертикальной составляющей скорости переноса плазмы (V_z), а также параметров динамических и тепловых процессов в плазме [1 – 3].

Модельные зависимости представлены в табличном виде. Таблицы приведены для следующих исходных данных: местного времени (с 00:15 до 24:00 ч, временное разрешение 15 мин); сезонов – март, июнь, сентябрь и декабрь; высотный диапазон 200 – 750 км, высотное разрешение 50 км; уровень СА задается фазой цикла СА (минимум, рост, максимум и спад солнечной активности (СА)) [1 – 3]. Так как дискретность данных по времени составляет 15 мин, то возникает необходимость в апроксимации таких данных непрерывными функциями. Хорошо известно, что для апроксимации различных сигналов и функций широко применяется ряд Фурье [4], который характеризуется быстрой сходимостью при удовлетворительной точности восстановления исходной зависимости.

Применительно к решению задачи апроксимации модельных зависимостей параметров ионосферной плазмы, Фурье-разложение [5, 6] интересно не только с точки зрения простоты математического описания. Как известно, важной задачей современной геофизики является изучение, качественное и количественное описание волновых процессов в ионосфере [7]. Основой исследования волновых процессов является

спектральный анализ, базирующийся на разложении ряда данных в ряд Фурье с целью выявления преобладающих гармонических составляющих в суточных и сезонных зависимостях параметров ионосферной плазмы.

Цель статьи – анализ возможностей применения ряда Фурье для аппроксимации модельных суточных вариаций ионосферных параметров.

Результаты анализа. Возможности Фурье-разложения рассмотрим на примере суточной зависимости электронной концентрации на максимальной модельной высоте – 750 км. Данные для больших высот в силу особенностей их экспериментального получения являются самыми “неблагоприятными” с точки зрения наличия высокочастотных гармоник. Поэтому можно считать, что погрешности аппроксимации рядом Фурье, длина которого была подобрана для максимальной модельной высоты, всегда будут меньшими для других модельных высот. В связи с этим ставилась задача определить длину ряда Фурье, который с удовлетворительной точностью аппроксимировал бы данные для верхней модельной высоты.

Прежде чем применять Фурье-разложение, для получения непрерывной функции была применена линейная интерполяция модельных данных. На рисунке приведена полученная непрерывная суточная зависимость для летнего солнцестояния при низкой солнечной активности.

Аппроксимирующая зависимость $N(t)$, представляющая собой ряд Фурье, задавалась следующим выражением:

$$N(t) = a_0 + \sum_{k=1}^n a_k \cos(k\omega t) + \sum_{k=1}^n b_k \sin(k\omega t).$$

Здесь величина a_0 – постоянная составляющая суточной зависимости, определяемая выражением $a_0 = \frac{1}{T} \int_0^T N(x) dx$, a_k и b_k – амплитуды гармонических составляющих с частотами $k\omega$. Значения этих амплитуд могут

быть рассчитаны в соответствии с выражениями $a_k = \frac{2}{T} \int_0^T N(x) \cos(k\omega x) dx$,

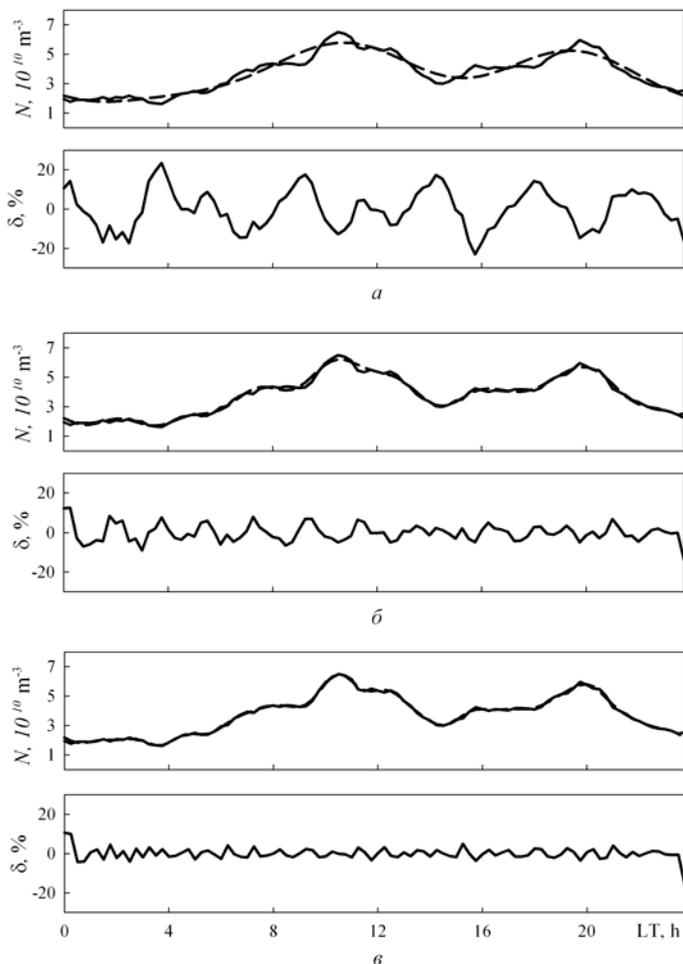
$b_k = \frac{2}{T} \int_0^T N(x) \sin(k\omega x) dx$, где $k = 1, 2, 3, \dots$ – номер гармонической

составляющей, $\omega = 2\pi/T$ – частота, соответствующая первой гармонике, период которой T равен 24 часам, n – количество гармонических составляющих с разными частотами (длина ряда Фурье).

С использованием данных выражений были произведены расчёты амплитуд гармонических составляющих рассматриваемого суточного хода концентрации электронов. При этом длина ряда n увеличивалась каждый раз на единицу, начиная со значения $n = 1$. Для каждой длины ряда

сопоставлялись исходная суточная зависимость и полученная аппроксимирующая функция и рассчитывались относительные погрешности восстановления исходного суточного хода.

На рисунке приведены графики исходных и аппроксимирующих зависимостей, а также графики относительных погрешностей аппроксимации для различных длин ряда.



Суточные вариации концентрации электронов N на высоте 750 км для летнего солнцестояния в минимуме СА (сплошная линия), результат его аппроксимации рядом Фурье (пунктир), а также относительная погрешность аппроксимации δ (точки). Длина ряда Фурье: $n = 3$ (а), $n = 9$ (б), $n = 15$ (в)

Последовательное рассмотрение представленных графиков позволяет наблюдать сходимость аппроксимирующего ряда к исходной функции и отслеживать уменьшение относительной погрешности аппроксимации вплоть до приемлемого уровня, определяя тем самым оптимальную длину используемого ряда Фурье.

Анализ показал, что сумма уже первых трёх гармоник позволяет качественно воспроизвести главные особенности суточного хода концентрации электронов. Дальнейшее увеличение числа слагаемых ряда Фурье приводит к качественному и количественному улучшению соответствия аппроксимирующей функции исходной. При длине ряда $n = 15$ точность восстановления исходной зависимости можно считать приемлемой для рассматриваемой задачи.

Аналогичные исследования были проведены для суточных зависимостей остальных модельных параметров ионосферной плазмы – температур электронов и ионов, вертикальной составляющей скорости переноса плазмы и др. При этом погрешности аппроксимации при длине ряда $n = 15$ не превышали полученные выше значения.

Выводы. Таким образом, можно говорить о том, что использование ряда Фурье для аппроксимации исходных модельных данных позволяет решить задачу получения аналитических аппроксимирующих зависимостей. В перспективе именно аппроксимация рядом Фурье позволит расширить информационные возможности модели ионосферы, позволяя получать информацию не только о стандартных параметрах плазмы, но и о спектре временных вариаций этих параметров.

Список литературы: 1. *Chernogor L.F., Emel'yanov L.Ya., Lyashenko M.V.* Central Europe Regional Ionospheric Model (CERIM ION) Based On The Kharkov Incoherent Scatter Radar Database // 36th Annual European Meeting on Atmospheric Studies by Optical Methods. – Kyiv (17 – 22 August, 2009). – P. 38. 2. *Емельянов Л.Я., Ляшенко М.В., Черногор Л.Ф.* Региональная модель основных параметров ионосферной плазмы // VIII Украинская конференция по космическим исследованиям (Солнечно-земные связи и космическая погода): Сборник тезисов. Крым, Евпатория. – 2008. – С. 34. 3. *Ляшенко М.В., Черногор Л.Ф.* Региональная модель параметров динамических процессов в ионосфере // VIII Украинская конференция по космическим исследованиям (Солнечно-земные связи и космическая погода): Сборник тезисов. Крым, Евпатория. – 2008. – С. 35. 4. *Дженкинс Г., Ваттс Д.* Спектральный анализ и его приложения. – М.: Мир, 1971. – Вып. 1. – 320 с. 5. *Jones W.B., Gallet R.M.* Methods for applying numerical maps of ionospheric characteristics // J. Res. Nat. Bur. Stand., 66D. – 1962. – P. 649. 6. *Фаткуллин Н.М., Зеленова Т.И., Козлов В.К. и др.* Эмпирические модели среднеширотной ионосферы. – М.: Наука, 1981. – 256 с. 7. *Гершман Б.Н., Ерухимов П.М., Яшин Ю.В.* Волновые явления в ионосфере и космической плазме. – М.: Наука, 1984. – 485 с.

Поступила в редколлегию 31.05.2010

Г.В. ЛИЗУНОВ, канд. физ.-мат. наук, с.н.с., зав. лабораторией, Институт космических исследований НАН и НКА Украины

А.Ю. ЛЕОНТЬЕВ, аспирант, Институт космических исследований НАН и НКА Украины

О ВЕРТИКАЛЬНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ АГВ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Дана робота присвячена теоретичному дослідженню вертикального транспорту енергії атмосферними гравітаційними хвилями (АГХ) у висотному діапазоні від земної поверхні до основи екзосфери. Показано, що АГХ, які існують на висотах, більших ніж 250–300 км не можуть досягти поверхні Землі, оскільки вони зазнають повного внутрішнього відбивання від термокліну. АГХ, що поширюються у нижній і середній атмосфері не досягають верхньої термосфери, оскільки вони затухають на висотах нижчих, ніж 200 км. Таким чином, хвилі, що існують у верхній термосфері ні в якому разі не можуть бути згенерованими безпосередньо наземними джерелами.

This work deals with the theoretical study of vertical energy transport by atmosphere gravity wave (AGW) in altitude range from the Earth surface up to exobase. It is shown that AGW existing above the 250–300 km can not reach the surface because they undergo total internal reflection from the thermospheric thermocline. In chain, AGW propagating in lower and middle atmosphere can not reach upper thermosphere because they undergo fading at heights below 200 km. Thus the waves existing in upper thermosphere by no means can not be generated directly by the ground sources.

Постановка задачі. Атмосферные гравитационные волны (АГВ) играют важную роль в динамике ионосферы [1]. Значительный интерес представляет вопрос о вкладе АГВ в вертикальный транспорт энергии в ионосфере и из нижней атмосферы в ионосферу. Теоретическое исследование этих вопросов, однако, сталкивается с большими вычислительными трудностями, поскольку в реальной вертикально-неоднородной, вязкой и теплопроводной атмосфере смоделировать распространение АГВ можно только численно. До сих пор не установлены базовые физические критерии, определяющие саму возможность связи различных высотных областей атмосферы посредством АГВ.

Анализ литературы. Экспериментальные сведения об ионосферных возмущениях с масштабами АГВ и их связи с приземными и космическими источниками обобщены в работах [2 – 4]. Теория вертикального переноса атмосферных возмущений представлена в [5 – 9].

Цель статьи – установление критериев, определяющих возможность вертикального каплинга атмосферных областей посредством АГВ.

Приближённое дисперсионное соотношение АГВ. Введём следующие обозначения:

T – температура,

m – средняя молекулярная масса воздуха,

$\gamma = c_p / c_v$ – показатель адиабаты,

g – ускорение свободного падения.

Это первичные атмосферные параметры. Производные параметры:

$H = \frac{k_B T}{mg}$ – высота однородной атмосферы (k_B – постоянная Больцмана),

$c_s = \sqrt{\frac{\gamma k_B T}{m}} = \sqrt{\gamma g H}$ – скорость звука,

$\omega_a = \frac{\gamma g}{2c_s} = \frac{c_s}{2H}$ – частота акустической отсечки,

$\omega_g = \frac{\sqrt{\gamma - 1}g}{c_s}$ – частота Брента-Вяйсяля ($\omega_g < \omega_a$),

$\alpha = \omega_g / \omega_a < 1$,

$c_g = \frac{\omega_g}{\omega_a} c_s = 2H\omega_g$ – характерный масштаб, имеющий смысл

максимальной скорости АГВ,

$k_* = (2H)^{-1}$, $\lambda_* = 2\pi/k_* = 4\pi H$ – характерные волновые масштабы.

Дисперсионное соотношение АГВ [1] между частотой ω и волновым вектором \vec{k} можно записать в виде уравнения:

$$x^4 + px^2 + q = 0, \quad (1)$$

где $p = -\alpha^{-2}((k_x/k_*)^2 + 1)$, $q = \alpha^{-2}(k_x/k_*)^2$, $x = \omega/\omega_g$ – нормированная частота, k_x – горизонтальная компонента, k – модуль волнового вектора АГВ.

Введём малый параметр

$$\xi = \xi(k_x, k_z) = 4 \frac{q}{p^2} = 4\alpha^2 \frac{(k_x/k_*)^2}{(1 + (k/k_*)^2)^2} > 0, \quad (2)$$

максимум которого $\xi|_{\max} = \alpha^2 < 1$ достигается на плоскости волновых чисел в точке $\{k_x = k_*$, $k_z = 0\}$, где k_z – вертикальная компонента волнового вектора АГВ. По мере удаления от этой точки $\xi \rightarrow 0$. Тогда приближённое решение уравнения (1) будет иметь вид:

$$x_1^2 \approx -p, \quad x_2^2 \approx -q/p. \quad (3)$$

В явном виде

$$\omega = \sqrt{\omega_a^2 + k^2 c_s^2}, \quad \omega > \omega_a \text{ (акустическая ветвь)}, \quad (4)$$

$$\omega = \frac{c_g k_x}{\sqrt{1 + (k/k_*)^2}}, \quad \omega < \omega_g \text{ (гравитационная ветвь)}. \quad (5)$$

На рис. 1 сплошными кривыми представлено точное численное решение дисперсионного уравнения (1), пунктирные кривые – приближённые решения (5). Наибольшая погрешность приближённого решения (около 20%)

достигается в точке $\{k_x = k_*, k_z = 0\}$, с ростом k_z точность быстро увеличивается.

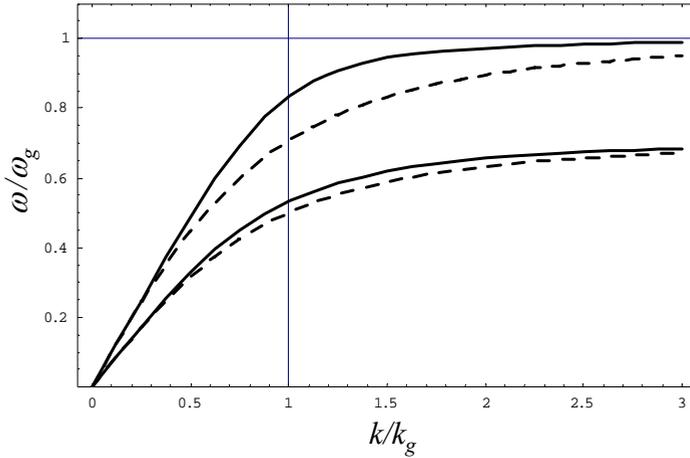


Рис. 1. Точные (сплошные кривые) и приближённые (пунктир) дисперсионные ветви АГВ при $\theta = 0^\circ$ (верхняя пара кривых) и $\theta = 45^\circ$ (нижняя пара).

Согласно (5), горизонтальная фазовая скорость АГВ равна:

$$\frac{\omega}{k_x} = \frac{c_g}{\sqrt{1 + k^2/k_*^2}}. \quad (6)$$

Таким образом, в длинноволновом пределе $k \rightarrow 0$ горизонтальная скорость АГВ достигает максимума $\omega/k_x|_{\max} = c_g$. С уменьшением длины волны (с увеличением волнового числа k) горизонтальная фазовая скорость АГВ уменьшается.

Диссипация АГВ в термосфере. Чтобы количественно оценить высотный уровень, на котором ещё возможно распространение АГВ, воспользуемся эвристическим методом, предложенным в работе [10]. Как известно, диссипация неоднородностей концентрации, импульса и температуры в атмосфере происходит в результате процессов переноса (диффузии, вязкости и теплопроводности), характеризуемых кинематическим коэффициентом:

$$D = \frac{1}{3} V_T l, \quad (7)$$

где V_T – тепловая скорость, l – длина свободного пробега нейтральных частиц. Качественно оценим темп диссипации неоднородностей, вызываемых распространением АГВ. Из уравнения диффузии в гравитационном поле [11]

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho = D \left(\Delta + H^{-1} \frac{\partial}{\partial z} \right) \rho, \quad (8)$$

для возмущений вида

$$\delta \rho \sim \exp \{i(\omega t - \vec{k} \vec{r})\}, \quad (9)$$

находим декремент диссипации

$$\omega'' \equiv \text{Im} \omega = k^2 D. \quad (10)$$

Зададим «допустимый» темп затухания волновых неоднородностей:

$$\omega'' < \frac{\omega'}{2\pi} \quad (11)$$

за одно колебание амплитуда волны уменьшается не более чем в e раз (здесь $\omega' \equiv \text{Re} \omega$ – частота АГВ). Условие (11), вместе с (10) и (6), выделяет на дисперсионной плоскости $\{\omega, k\}$ области распространяющихся АГВ (рис. 2).

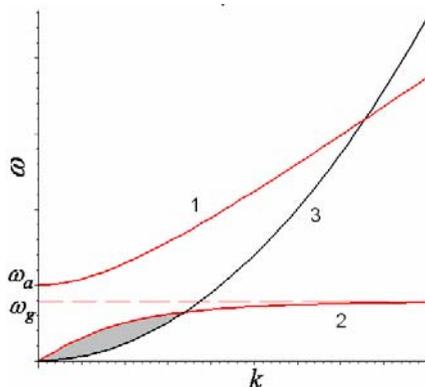


Рис. 2. Спектральный диапазон существования АГВ (заштрихован). На рисунке цифрами обозначены: 1 – дисперсионная кривая акустической волны, 2 – АГВ, 3 – декремент затухания

На рис. 3 эти области представлены в переменных период-длина волны. Рассчитанные с использованием модели MSIS-90 для реального вертикального распределения коэффициента диффузии (7) минимальные длины волн λ_{\min} “распространяющихся” АГВ составляют:

на высоте 150 км – десятки км,

на высоте 300 км – 200...300 км (в зависимости от солнечной активности),

на высоте 400 км – 400...700 км.

Согласно (6), с ростом λ_{\min} возрастает горизонтальная фазовая скорость АГВ:

$$\left. \frac{\omega}{k_x} \right|_{\min} = \frac{c_g}{\sqrt{1 + (\lambda_* / \lambda_{\min})^2}}. \quad (12)$$

Численно находим:

на высоте 150 км $\omega/k_x|_{\min} \sim 70$ м/с,
 на высоте 300 км $\omega/k_x|_{\min} \sim 500$ м/с,
 на высоте 400 км $\omega/k_x|_{\min} \sim 700$ м/с.

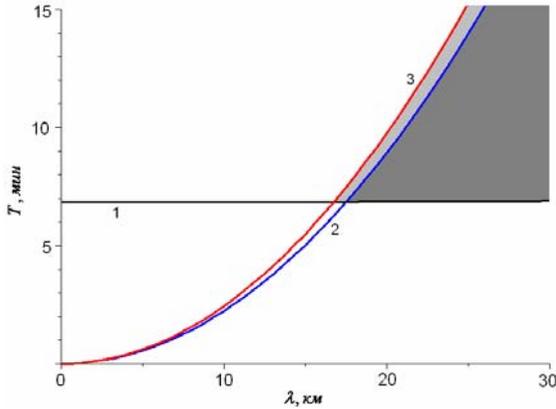


Рис. 3. Спектральный диапазон существования АГВ на высоте 150 км (заштрихован).
 На рисунке: 1 – дисперсионная кривая АГВ, 2 – кривая декремента затухания АГВ при низкой солнечной активности, 3 – при высокой солнечной активности

Таким образом, возможные фазовые скорости АГВ ограничены как сверху, так и снизу. На каждой данной высоте максимальная горизонтальная скорость определяется локальным значением $c_g = c_g(z)$, минимальная – диссипативной отсечкой (12). Теоретически рассчитанные для условий минимума солнечной активности диапазоны скоростей АГВ на различных высотных уровнях представлены на рис. 4.

На какие высоты распространяются АГВ от приземных источников? При распространении АГВ в вертикально неоднородной атмосфере помимо частоты волны ω остаются неизменными горизонтальное волновое число k_x и горизонтальная фазовая скорость ω/k_x . Как видно из рис. 4, диапазоны существования АГВ в тропосфере и в верхней термосфере не перекрываются между собой. Быстрые и длинные термосферные АГВ, распространяющиеся на высотах порядка 300 км, не могут достичь поверхности Земли, поскольку они испытывают полное внутреннее отражение от основания термосферы, где скорость c_g минимальна. В свою

очередь, медленные и короткие тропосферные АГВ при распространении вверх поглощаются ниже 200 км.

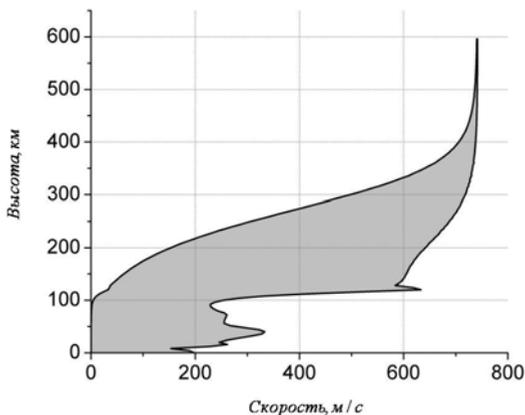


Рис. 4. Диапазоны возможных горизонтальных фазовых скоростей АГВ на различных высотных уровнях в минимуме солнечной активности

Отсюда следует, что АГВ, наблюдаемые в F2-области ионосферы, не могут быть сгенерированы приземными источниками непосредственно, это могут быть только вторичные волны. В качестве гипотетического примера такой возможности, приведём сценарий генерации перемещающихся ионосферных возмущений наземным ядерным взрывом, предложенный в [2]: на первом этапе акустический импульс от взрыва достигает ионосферы, нагревая воздух в диапазоне высот 80 – 150 км, на втором этапе разогретая область излучает АГВ, распространяющиеся в термосфере на большие расстояния от эпицентра взрыва.

Выводы.

1. Разработана параметрическая диаграмма, определяющая область существования АГВ в переменных “высота” – “горизонтальная фазовая скорость”.

2. На каждом высотном уровне диапазон горизонтальных фазовых скоростей АГВ ограничен. Наличие максимальной скорости c_g (близкой к скорости звука) является специфической особенностью, вытекающей из закона дисперсии этих волн. Минимальная скорость также ограничена. Дело в том, что в АГВ горизонтальная фазовая скорость однозначно связана с длиной волны, поэтому медленные АГВ “автоматически” являются коротковолновыми; такие волны испытывают поглощение из-за вязкости и теплопроводности. Например, на высоте ~ 300 км, где АГВ регистрировались

со спутников, диапазон горизонтальных скоростей АГВ для условий средней солнечной активности составляет 350 – 800 м/с.

3. Поскольку в вертикально неоднородной атмосфере не изменяется горизонтальная (тангенциальная к градиенту неоднородности) фазовая скорость, представленная параметрическая диаграмма определяет области высот, между которыми физически возможно распространение АГВ. Так, АГВ, распространяющиеся в нижней атмосфере, в принципе не достигают высот области F2. А ионосферные АГВ, регистрируемые на высотах порядка 300 км, не достигают поверхности Земли.

Список литературы: 1. *Hines C.O.* Internal gravity waves at ionospheric heights // *Can. J. Phys.* – 1960. – 38. – P. 1441 – 1481. 2. *Francis S.H.* Global propagation of atmospheric gravity waves: a review // *J. Atm. Terr. Phys.* – 1975. – 37. – P. 1011 – 1054. 3. *Hocke K., Schlegel K.* A review of atmospheric gravity waves and travelling ionospheric disturbances: 1982–1995 // *Ann. Geophys.* – 1996. – 14. – P. 917 – 940. 4. *Черногор Л.Ф.* Энергетика процессов на Земле, в атмосфере и околоземном космосе в свете проекта "Попередження" // *Космічна наука і технологія.* – 1999. – 5, №1. – С. 38 – 47. 5. *Francis S.H.* Acoustic-gravity modes and large-scale traveling ionospheric disturbances of a realistic, dissipative atmosphere // *J. Geophys. Res.* – 1973. – 78, № 13. – P. 2278 – 2300. 6. *Погорельцев А.И., Перцев Н.Н.* Влияние фонового ветра на формирование структуры акустико-гравитационных волн в термосфере // *Геомагнетизм и аэрономия.* – 1996. – 36, № 2. – С. 111 – 118. 7. *Черногор Л.Ф.* Инфразвуковое воздействие землетрясений и их предвестников на параметры околоземного пространства // *Радиофизика и радиоастрономия.* – 1997. – 2, № 4. – С. 463 – 472. 8. *Ахмедов Р.Р., Куницын В.Е.* Моделирование ионосферных возмущений, вызванных землетрясениями и взрывами // *Геомагнетизм и аэрономия.* – 2004. – 44, № 1. – С. 1 – 8. 9. *Ямпольский Ю.М., Зализовский А.В., Литвиненко Л.Н., Лизунов Г.В., Гровс К., Молдвин М.* Вариации магнитного поля в Антарктике и сопряженном регионе (Новая Англия), стимулированные циклонической активностью // *Радиофизика и радиоастрономия.* – 2004. – 9, № 2. – С. 130 – 151. 10. *Del Genio A.D., Schubert G., Straus J.M.* Gravity wave propagation in a diffusively separated atmosphere with height-dependent collision frequencies // *J. Geophys. Res.* – 1979. – 84, NA8. – P. 4371 – 4378. 11. *Ратклифф Дж.* Введение в физику ионосферы и магнитосферы. – М.: Мир, 1975. – 296 с.

Поступила в редколлегию 31.05.2010

Г.В. ЛИЗУНОВ, канд. физ.-мат. наук, с.н.с., зав. лабораторией, Институт космических исследований НАН и НКА Украины
А.А. КУЗЬМИЧ, аспирант, Институт космических исследований НАН и НКА Украины

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ СПУТНИКОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ АТМОСФЕРНЫХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

Дана работа присвячена розробці методики виділення атмосферних гравітаційних хвиль (АГХ) на фоні крупномасштабного тренду. В роботі розглянуто фільтр, що може бути застосований для виділення АГХ з даних, та оцінена точність бортових вимірювань.

This work deals with methodology of atmosphere gravity waves (AGW) extraction on the background of high-scale variation. The filter, which could be employed to AGW extraction was considered here, and data precision have been estimated.

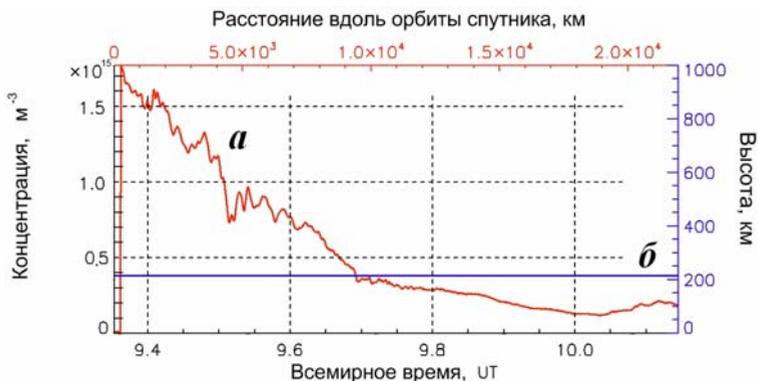
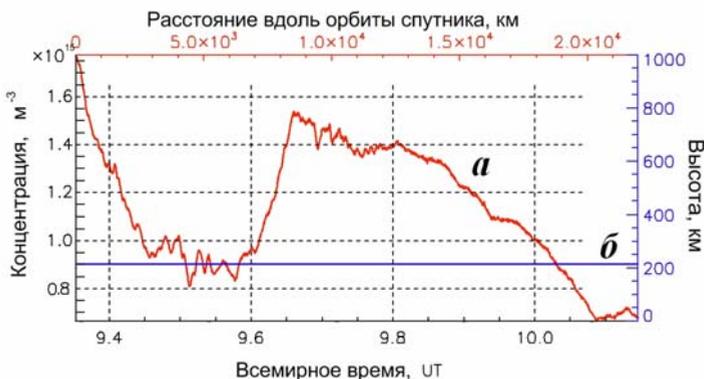
Постановка задачи. Атмосферные гравитационные волны (АГВ) на ионосферных высотах – основной тип свободных колебаний верхней нейтральной атмосферы с периодами десятки минут и горизонтальными длинами волн от сотен до более полутора тысяч километров. Выявление и количественный анализ АГВ являются сложной задачей.

На рис. 1 и рис. 2 визуализирован ход концентраций основных атмосферных газов [O] и [N₂] вдоль одного из орбитальных витков спутника Dynamics Explorer 2 (далее DE 2). Крупномасштабное изменение концентраций отражает, преимущественно, широтный ход атмосферных параметров; мелкомасштабные вариации являются АГВ. На этих примерах рассмотрим задачи обработки спутниковых данных.

На первом этапе мы только предполагаем, что нерегулярности кривых на рис. 1 и рис. 2 вызваны АГВ, т.е. отображают свободные колебания нейтральной атмосферы. Потому что на тех же пространственных масштабах под действием сторонних сил могут происходить и вынужденные колебания (как, например, в дугах полярных сияний, где происходит нагрев и ускорение воздушных масс). Кроме того, мелкомасштабные колебания наблюдаются на фоне крупномасштабного хода параметров – “тренда”, спектр которого содержит “хвост” коротких гармоник, вообще говоря, перекрывающий и область длин волн АГВ. Поэтому задача обработки данных состоит в корректном выделении волновых форм на фоне других типов атмосферных вариаций того же спектрального диапазона, в частности – на фоне тренда.

В случае волн малой амплитуды указанные трудности становятся непреодолимыми. В литературе мы находим примеры исключительно сильных возмущений, когда на экспериментальных эпюрах АГВ видны «на глаз» и анализ параметров АГВ не требует специальной математической обработки. Являясь скорее иллюстративными, чем репрезентативными, такие

случаи не дают представления о действительной картине волновой активности: глобальном распределении АГВ, характерных параметрах волн, статистике.



Анализ литературы. Эксперименты с синхронной регистрацией нейтральных и заряженных компонент атмосферы осуществлялись в 70-е и начале 80-х гг. XX века на спутниках серии Atmosphere Explorer и спутнике DE 2 [1, 2]. Датчики нейтральных частиц также устанавливались на Space Shuttle (эксперимент STS) и орбитальных станциях Spacelab 2 и “Мир” [3, 4], но возмущение атмосферы при движении столь больших космических аппаратов не позволяло наблюдать на них природные волновые процессы.

Наблюдения АГВ на спутниках описаны в работах [см., например, 5 – 7 и ссылки в них], где рассматривались АГВ достаточно большой амплитуды, чьи параметры можно оценить визуально. Методика анализа АГВ произвольной амплитуды впервые развита в цикле работ [8 – 10], продолжением которых является и настоящее исследование.

Цель статьи – разработка методологии выявления АГВ в данных спутниковых измерениях, анализ возникающих погрешностей и спектральное оценивание волновых характеристик.

Методика выделения волновых форм АГВ. Введём обозначения:

A – значение атмосферного параметра, измеряемого на спутнике (отсчёт);

t – момент времени измерения;

$x = V_{sat}t$ – координата, исчисляемая вдоль траектории спутника. Таким образом, $A = A(x)$;

\bar{A} – осреднённое значение параметра A ;

$\delta A = A - \bar{A}$ – абсолютная вариация параметра;

$\delta a = \delta A / \bar{A}$ – относительная вариация;

$a_k = \delta a \exp(ik_x x)$ – спектральная плотность (амплитуда) относительной вариации.

Зададим преобразование Фурье:

$$F(k_x) = \int_{-\infty}^{\infty} F(x) e^{-ik_x x} dx, \quad F(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(k_x) e^{ik_x x} dk_x \quad (1)$$

и операцию осреднения данных

$$\bar{A}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} u(x') A(x - x') dx', \quad (2)$$

где u – окно осреднения. В случае прямоугольного окна

$$u = u_R = \begin{cases} 1/L_R, & |x| \leq L_R/2 \\ 0, & |x| > L_R/2 \end{cases} \quad (3)$$

Выражение (2) порождает скользящее среднее Рейнольдса:

$$\bar{A}(x) = \frac{1}{L_R} \int_{-L_R/2}^{L_R/2} A(x - x') dx', \quad (4)$$

где L_R – интервал осреднения. Процедура (2), очевидно, устраняет из данных коротковолновые вариации с масштабами $\lambda_x < L_R$. Фильтр высоких частот

$$\delta A(x) = A(x) - \bar{A}(x), \quad (5)$$

наоборот, их пропускает. Обработка данных с использованием указанных процедур искажает исследуемый спектр данных. Действительно, согласно теореме о свёртке, Фурье-образ сигнала (2) равен

$$\bar{A}(k_x) = u(k_x) A(k_x). \quad (6)$$

Таким образом, операция осреднения эквивалентна частотной фильтрации в спектральном окне $u(k_x)$. Если, например, осреднение осуществляется с использованием скользящего среднего (3), то из исходного спектра сигнала будет вырезаться сложная смесь гармоник, вплоть до самых высокочастотных, с различными весовыми множителями, которые пропорциональны $\text{sinc}(k_x L_R/2)$. Исследователь может полагать, что отсеивает только ненужную информацию (в данном случае не интересующий его низкочастотный тренд), а в действительности модифицирует весь спектр исследуемого сигнала. Для неискажающего выделения волновых форм сигнала необходимо, чтобы окно осреднения было прямоугольным в частотной области – чему соответствует “синк” в пространстве. Но такое окно плохо вписывается (зачастую не вписывается) в конечную по длительности выборку экспериментальных данных.

С учётом приведенных соображений, в данной работе предлагается фильтровать измерения АГВ с использованием специально сконструированного окна осреднения (рис. 3, 4):

$$u(x) = \frac{2}{bL} \exp\left(-\frac{x^2}{a^2 L^2}\right) \text{sinc}\left(2\pi \frac{x}{L}\right), \quad b = \text{erf}(a\pi), \quad (7)$$

где a – подгоночный параметр, b – константа нормировки (при $a \geq 1$ значение $b \approx 1$). Отметим, что окно (7) компактно в пространстве, но имеет почти прямоугольный частотный спектр.

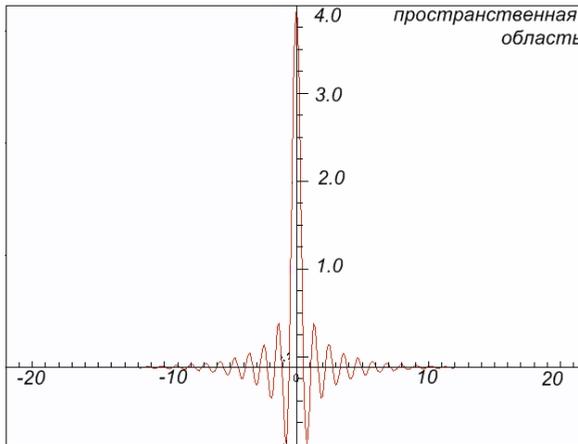


Рис. 3. Окно осреднения “модифицированный синк”

Результаты обработки данных. Ниже представлены результаты обработки данных DE 2 (находятся в открытом доступе на веб-ресурсе НАСА “National Space Science Data Center”). Спектральное оценивание АГВ производится с использованием дискретного преобразования Фурье, при

этом приведенные выше интегральные соотношения заменяются дискретными суммами.

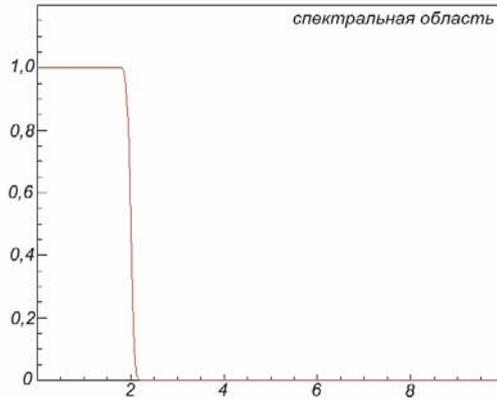


Рис. 4. коэффициент усиления фильтра, построенного на основе окна осреднения “модифицированный синк”

Мелкомасштабные вариации $16 < \lambda_x < 100$ км. На рис. 5 представлен результат фильтрации данных измерений по формулам (2), (5) и (7) при значении масштаба осреднения $L = 30$ км, близком к масштабу Найквиста. Как видно из рисунка, мелкомасштабная фильтрация выделяет шумовую дорожку, свидетельствующую, что каждый последующий отсчет случайным образом отклоняется от регулярного хода измеряемого параметра; это оценка инструментальной погрешности измерений. Аналогичные шумовые дорожки выделялись и на всех других витках измерений, причём характер шумов слабо зависел от конкретного выбора масштаба осреднения L (вплоть до среднемасштабных значений $L \sim 100$ км).

Таким образом, была постфактум оценена инструментальная точность измерений на DE 2. В представленном на рис. 5 примере (регистрация концентрации кислорода $[O]$ прибором NACS), относительная погрешность измерений составляла $\delta a \sim 10^{-3}$. Аналогичным образом были оценены погрешности измерений концентрации молекулярного азота $[N_2]$ (прибор NACS), температуры нейтрального газа T (прибор WATS), концентрации плазмы $[O^+]$ (прибор RPA), величины которых также составили $\sim 10^{-3}$. При характерных амплитудах регистрируемых АГВ порядка нескольких процентов (см. ниже), и в предположении о том что, среднеквадратичное отклонение измерений в полосе исследуемых масштабов $16 \dots 1600$ км примерно постоянно, отношение сигнал/шум составляет ~ 10 .

Среднемасштабные вариации $100 < \lambda_x < 700$ км. Фильтрация производилась с окном усреднения $L = 700$ км. Полученные таким образом волновые формы АГВ представлены на рис. 6.

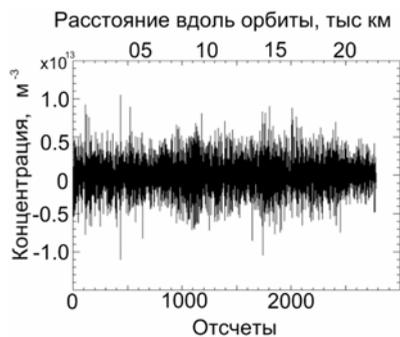


Рис. 5. Мелкомасштабные вариации, полученные с помощью окна осреднения “модифицированный синк”

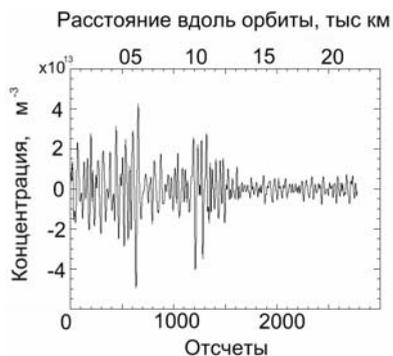


Рис. 6. Среднемасштабные вариации, полученные с помощью окна осреднения “модифицированный синк” в диапазоне длин волн 100 – 700 км

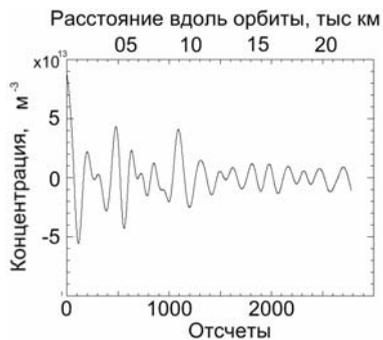


Рис. 7. Крупномасштабные вариации, полученные с помощью окна осреднения “модифицированный синк” с диапазонами длин волн 700 – 2000 км

Крупномасштабные вариации $700 < \lambda_x < 2000$ км. Фильтрация данных проводилась с окном $L = 2000$ км. Полученные таким образом волновые формы АГВ представлены на рис. 7.

Выводы:

1. При анализе АГВ малой амплитуды на фоне трендов возникают трудности, связанные с перекрытием коротковолнового “хвоста” тренда и спектрального состава АГВ.

2. Для селекции волновых пакетов АГВ “сконструирован” фильтр, компактный в пространственной области, разрешающий достаточно узкие спектральные полосы, и не искажающий спектр сигнала.

3. Проведена полосовая фильтрация данных спутниковых измерений в ходе которой выделены волновые формы АГВ, а также некоторые крупномасштабные вариации.

4. Оценена реальная приборная погрешность регистрации вариаций атмосферно-ионосферных параметров на DE 2, по порядку относительной величины составляющая $\sim 10^{-3}$.

Список литературы: 1. *Dalgarno A., Hanson W.B., Spencer N.W., Schmerling E.R.* The Atmosphere Explorer mission // *Radio. Sci.* – 1973. – 8. – P. 263 – 273. 2. *Kramer H.J.* Observation of the Earth and its environment: Survey of missions and sensors. – Berlin: Springer-Verlag, 2002. – 1510 p. 3. *Shawhan S.D., Murphy G.B., Pickett J.S.* PDP initial assesement of the Shuttle orbiter plasma environment // *J. Spacecraft and Rockets.* – 1984. – 21. – P. 387. 4. *Гадион В.Н., Гужва Е.Г., Шувалов В.А. и др.* Результаты исследования собственной внешней атмосферы (СВА) в окрестностях орбитального комплекса “Мир” // X Всесоюзная конференция по динамике разреженных газов. – М.: Наука, 1989. – с. 198. 5. *Del Genio A.D., Schubert G., Straus J.M.* Gravity wave propagation in a diffusively separated atmosphere with height-dependent collision frequencies // *J. Geophys. Res.* – 1979. – 84, NA8. – P. 4371 – 4378. 6. *Фаткуллин М.Н., Заруцкая Е.В., Фаткуллина В.А.* Глобальные пространственные характеристики среднемасштабных волнообразных неоднородностей на высотах области F ионосферы при различных уровнях геомагнитной активности // Препринт № 41 (926). – М.: ИЗМИРАН, 1990. 7. *Hocke K., Schlegel K.* A review of atmospheric gravity waves and travelling ionospheric disturbances: 1982–1995 // *Ann. Geophys.* – 1996. – 14. – P. 917. 8. *Федоренко А.К., Лузунов Г.В., Роткель Х.* Спутниковые наблюдения квазिवолновых возмущений атмосферы на высотах области F, вызванных мощными землетрясениями // Геомагнетизм и аэрономия. – 2005. – 45, № 3. – С. 403 – 410. 9. *Лузунов Г.В., Федоренко А.К.* Генерация атмосферных гравитационных волн солнечным терминатором по данным измерений на спутнике “Atmosphere Explorer-E” // Радиофизика и радиоастрономия. – 2006. – 11, №1. – С. 49 – 62. 10. *Федоренко А.К.* Спутниковые наблюдения среднемасштабных акустико-гравитационных волн над полярными шапками // *Космічна наука і технологія.* – 2008. – 14, №5. – С. 65 – 73.

Поступила в редколлегию 31.05.2010

Д.П. БЕЛОЗЁРОВ, м.н.с., Институт ионосферы НАН и МОН Украины
Е.В. РОГОЖКИН, д-р физ.-мат. наук, проф., НТУ “ХПИ”

ФОРМИРОВАНИЕ ФМ-СИГНАЛОВ ДЛЯ ТЕСТИРОВАНИЯ РАДИОЛОКАТОРОВ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ

Розглядається можливість використання фазової маніпуляції (ФМ) несучої і сучасних обчислювальних засобів для формування сигналу з заданими кореляційними властивостями.

The capability use of a phase-shift keying of a carrier and modern computing means is considered for formation of a signal with given correlation properties.

Введение. К настоящему времени сеть радиолокаторов некогерентного рассеяния (НР) даёт существенную часть информации об ионосфере. В связи с этим обозначилась необходимость в увеличении достоверности экспериментальных данных. Она вытекает из практики применения метода НР при определении параметров ионосферы по автокорреляционной функции (АКФ) сигнала НР. АКФ измеряют и при весьма малых, и при больших соотношениях сигнал/шум. При отсутствии помех и возмущений в ионосфере её локальные параметры могут быть определены с использованием существующей теорией НР. Так как по своей природе сигнал НР носит случайный характер, то результат измерения АКФ является её оценкой, дисперсию которой, даже в отсутствие шума, стремятся уменьшить, например, увеличением длительности сеанса измерений. Уровень дисперсии определяет в конечном итоге статистическую погрешность при определении параметров ионосферы.

При импульсном зондировании дополнительные трудности при интерпретации результата измерений АКФ создаются и из-за неизвестной априори функции распределения интенсивности сигнала рассеяния в пределах импульсного объёма [1, 2]: при вертикальном зондировании эта функция определяется высотным распределением электронной концентрации. Если учёт этого фактора отсутствует, то возникает ошибка, которая носит квазисистематический характер.

Учёт этого фактора может быть решен корректировкой программно-алгоритмического обеспечения (ПАО) при тестировании соответствующим имитирующим сигналом, форма АКФ которого, во-первых, учитывала бы произвольную функцию высотного распределения и, во-вторых, имела бы минимальную статистическую погрешность. В этом аспекте применение квазислучайных сигналов с заданной АКФ позволяет вообще исключить статистическую погрешность. При таком подходе к разработке эффективных алгоритмов учёта этой функции создаются условия, исключающие случайный характер решений.

Ещё одним аспектом применения тестирующих сигналов является следующее обстоятельство. Как уже отмечалось, теория НР может быть использована для невозмущённой ионосферы. Однако уровень современного состояния науки об ионосфере требует детального анализа зафиксированных аномальных явлений. Таким образом, возникает необходимость текущего контроля радиолокатора НР, для того чтобы исключить толкование наблюдаемого аномального результата как возможное проявление неисправностей аппаратуры.

Содержание используемого на радиолокаторах НР ПАО [3, 4], однозначно определяется алгоритмом корреляционной обработки, который в силу аппаратурных особенностей используемого коррелометра строится по-разному. Как показали результаты, полученные в представляемой работе, конкретные особенности корреляционной обработки определяют и выбор способа формирования имитирующего сигнала.

Действительно, в реальных условиях ионосферных измерений отсчёты сигнала НР на выделенном интервале радиолокационных задержек (интервале высот при вертикальном зондировании), равном длительности зондирующего импульса, могут быть представлены матрицей (1). В строках записаны отсчёты с выбранного интервала высот, количество строк m определяется длительностью сеанса измерений.

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} u_{11} & u_{12} & \dots & u_{1n} \\ u_{21} & u_{22} & \dots & u_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ u_{m1} & u_{m2} & \dots & u_{mn} \end{bmatrix}. \quad (1)$$

При корреляционной обработке каждой строки по алгоритму

$$R_{j-1} = \sum_{i=1}^m \sum_{k=1}^{n-j} u_{i,k} u_{i,k+j} \quad (2)$$

суммируются все возможные произведения для каждой из задержек [1, 2]. При этом достигается наименьшая статистическая погрешность. Оценку дисперсии можно найти в [5]. Однако высотное разрешение в этом случае определяется двойной длительностью зондирующего импульса [1, 2].

Согласно другому алгоритму [3,4] используются только те произведения, в которые входит первый отсчёт u_{i1} :

$$R_{j-1} = \sum_{i=1}^m u_{i,1} u_{i,j}. \quad (3)$$

Высотное разрешение в этом случае в два раза лучше, но несколько увеличивается статистическая погрешность. К примеру, в алгоритме (2), произведения $u_{i1}u_{i2}$ и $u_{i,n-1}u_{i,n}$ практически независимы, так как временной интервал между ними примерно соответствует интервалу корреляции. Следовательно, этот алгоритм для малых значений задержек дает не менее, чем в двое уменьшение дисперсии получаемых оценок.

В работах [6 – 8] рассмотрены различные подходы к формированию имитирующего сигнала. Так в работах [6, 7] используются аналоговые методы формирования имитирующего сигнала. В работе [8] используется фазовая $(0, \pi)$ манипуляция импульсного сигнала, и закон кодирования находят для случая, когда реальная корреляционная обработка производится в соответствии с алгоритмом (2). В данной работе разрабатывается решение, которое ориентировано на вариант обработки (3).

Целью статьи является поиск законов кодирования по фазе элементов серии импульсных имитирующих сигналов, АКФ которых в сумме дают АКФ заданной формы. Длительность каждого из серии импульсов равна длительности зондирующего сигнала.

Кривая АКФ тестирующего сигнала задаётся автокорреляционной функцией флуктуаций электронной плотности, заданной в табличном или аналитическом виде, с учетом тех её изменений, которые привносит учёт произвольной функции высотного распределения концентрации электронов.

Можно выделить три этапа в формировании тестирующего сигнала. Для того чтобы имитировать тестирующий сигнал, необходимо сначала смоделировать ту АКФ (это первый и необходимый этап), для которой необходимо найти закон кодирования тестирующего сигнала, и способ поиска описан ниже выражением (5). Это второй этап. На завершающем этапе коррелометр в системе обработки радиолокатора (или его компьютерный аналог, используемый для анализа уровня погрешности) находит корреляционную функцию тестирующего сигнала.

Стоит отметить, что уже на первом этапе кривую АКФ заданной формы записанную в табличной форме можно использовать для тестирования программно-алгоритмического обеспечения, используемого для выделения ионосферной информации, в автономном режиме. Для тестирования системы обработки в целом (включая и радиоприёмный тракт) закон кодирования элементов тестирующего сигнала должен соответствовать требуемой точности воспроизведения итоговой АКФ.

Можно отметить, что, несмотря на трудности поиска сигнала при использовании алгоритма (2), фазовая манипуляция привлекательна тем, что позволяет вводить сдвиг несущей имитирующего сигнала относительно используемой рабочей частоты. Если сдвиг соответствует реальным

величинам доплеровского сдвига, то ФМ позволяет тестировать и программно-алгоритмическое обеспечение дрейфовых измерений.

Принцип построения имитатора заключается в следующем.

Имитирующий сигнал уже на выходе синхронного детектора представляется матрицей:

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{1n} \\ a_{21} & a_{22} & \dots & a_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{m1} & a_{m2} & \dots & a_{mn} \end{bmatrix}. \quad (4)$$

Каждая строка матрицы (4) соответствует кодированным по фазе $(0, \pi)$ сигналам на рабочей частоте, и, следовательно, элементы матрицы могут принимать значения: 1 или -1 ($a_{ik} = \pm 1$). Количество элементов в строке n задаётся длительностью реально излучаемого радиоимпульса и тем шагом по задержке τ , которая используется в реальном процессоре корреляционной обработки сигналов НР. Количество строк m определяется необходимой точностью воспроизведения заданной АКФ.

Имитатор сигнала может быть реализован с использованием синтезатора частот, который формирует монохроматический сигнал на рабочей частоте. Сигнал с выхода синтезатора подают на блок формирования радиоимпульса с ФМ. Этот блок подключают либо непосредственно к входным цепям приёмного устройства, либо используют внешнюю контрольную антенну, что даёт возможность проводить текущий контроль непосредственно в ходе ионосферных измерений. Использование несущей, сдвинутой относительно рабочей частоты, как уже отмечалось, позволяет имитировать и дрейф плазмы.

Если исключать контроль входных цепей радиоприёмного устройства (как позывает практика измерений, эти цепи менее всего подвержены изменениям), то сигналы в соответствии с матрицей (4) можно подавать и на промежуточной частоте, и, при соответствующем преобразовании, непосредственно на вход коррелометра.

Значения элементов (1 или -1) матрицы (4) можно получить, используя системы уравнений (5)

$$\begin{cases} a_{1,1}a_{1,1} + a_{2,1}a_{2,1} + \dots + a_{i,1}a_{i,1} + \dots + a_{m,1}a_{m,1} = R_0 \\ a_{1,1}a_{1,3} + a_{2,1}a_{2,3} + \dots + a_{i,1}a_{i,3} + \dots + a_{m,1}a_{m,3} = R_2 \\ \dots \\ a_{1,1}a_{1,j} + a_{2,1}a_{2,j} + \dots + a_{i,1}a_{i,j} + \dots + a_{m,1}a_{m,j} = R_{j-1} \\ \dots \\ a_{1,1}a_{1,n} + a_{2,1}a_{2,n} + \dots + a_{i,1}a_{i,n} + \dots + a_{m,1}a_{m,n} = R_{n-1} \end{cases}. \quad (5)$$

Полагая, как принято при ФМ, что все элементы первого столбца матрицы (4) равны 1, получим систему уравнений

$$\left\{ \begin{array}{l} a_{1,1} + a_{2,1} + \dots + a_{i,1} + \dots + a_{m,1} = R_0 \\ a_{1,2} + a_{2,2} + \dots + a_{i,2} + \dots + a_{m,2} = R_1 \\ \dots \\ a_{1,j} + a_{2,j} + \dots + a_{i,j} + \dots + a_{m,j} = R_{j-1} \\ \dots \\ a_{1,n} + a_{2,n} + \dots + a_{i,n} + \dots + a_{m,n} = R_{n-1} \end{array} \right. \quad (6)$$

Используя алгоритм, представленный на рис. 1, по заданным значениям R_j и количеству строк m , которое выбирается исходя из точности воспроизведения АКФ, находим в конечном итоге элементы матрицы (4).

Чтобы моделировать процесс для реальных условий необходимо задать АКФ имитируемого сигнала. Её можно найти, как уже отмечалось выше, используя аналитические выражения для теоретических спектров флуктуаций электронной плотности [10, 11], с последующим учетом тех методических преобразований, которые приобретает АКФ сигнала рассеяния при импульсном зондировании [1, 4].

Таким образом, что бы имитировать тестирующий сигнал необходимо сначала смоделировать ту АКФ (это первый и необходимый этап), для которого необходимо найти закон кодирования тестирующего сигнала, и способ поиска, описанного выражением (5). Это второй этап, и на этом этапе может быть сформирован массив для разных вариантов заданных на первом этапе. На завершающем этапе формируется с помощью фазового манипулятора тестирующий сигнал и коррелометр в системе обработки радиолокатора (или его компьютерный аналог, используемый для анализа уровня погрешности и отладки ПОА) получает АКФ тестирующего сигнала.

Результаты работы. Анализ возможностей имитатора в предположении, что полоса пропускания радиоприемного тракта достаточно широкая, проводился следующим образом.

Использовались теоретические спектры для однокомпонентной плазмы [10, 11]:

$$S(\omega)d\omega = \frac{r_e^2 N_e}{k\sqrt{\pi}} \frac{1}{\beta^2 R^2(\theta) + (\beta\Phi(\theta) + 1)^2} \sqrt{\frac{m_i}{2KT_i}} e^{-\theta^2}, \quad (7)$$

где r_e – радиус электрона, N_e – электронная концентрация, $\beta = T_e/T_i$ – отношение температур электронов и ионов, $R(\theta) = \sqrt{\pi}\theta e^{-\theta^2}$,

$$\Phi(\theta) = 1 - 2\theta e^{-\theta^2} \int_0^{\theta} e^{\rho^2} d\rho, \quad \theta = \frac{\omega}{k} \sqrt{\frac{m_i}{2KT_i}}$$
 , m_i – масса ионов, k – волновое число, K – постоянная Больцмана.

Для учета реальной амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) радиоприемного тракта она вводится в выражение (7) в качестве сомножителя.

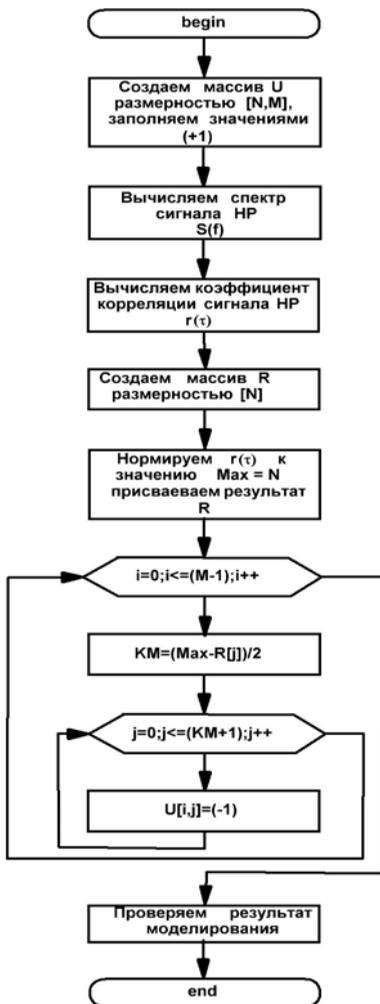


Рис. 1. Алгоритм поиска элементов матрицы (4)

Функция высотного распределения интенсивности сигнала рассеяния в пределах импульсного объёма, которая может существенно повлиять на форму АКФ сигнала рассеяния [1, 8] для простоты представлялась равномерной.

Использование соотношения Винера-Хинчина с точностью до коэффициента даёт

$$R(\tau) \propto \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) \cos(\omega\tau) d\omega. \quad (8)$$

Найденная АКФ преобразовывалась с учетом произвольно заданной функции высотного распределения интенсивности сигнала НР с учетом результатов работы [1], адаптированных под алгоритм (3). Полученная при этом кривая

$$R_T(\tau) = R_T(j\Delta\tau) = R_{Tj}, j = 0, 1, 2, \dots, N - 1; \Delta\tau = T / N ,$$

где T – длительность импульса, использовалась в представленном алгоритме поиска закона кодирования элементов матрицы (4). Результат корреляционной обработки имитирующего сигнала по алгоритму (3) $R_M(\tau)$ сравнивался с исходной кривой $R_T(\tau)$ по критерию

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} (R_{Tj} - R_{Mj})^2}. \quad (9)$$

Как показал компьютерный анализ, при $m = 1000$ и спектрах с различными отношениями температур среднеквадратическая погрешность, определяемая по (8), лежала в пределах 0.7 – 0.8 % от значений $R_T(0)$.

При частоте повторения зондирующих импульсов 25 Гц значение $m = 1000$ соответствует времени наблюдения 40 с.

Стоит отметить, что подобные результаты можно получить, если элементы кода могут принимать значения $-1, 0, 1$. Такое кодирование это легко реализуется: для получения элемента кода со значением 0 достаточно блокировать выход фазового манипулятора. Алгоритм поиска элементов матрицы (4) при этом значительно упрощается.

Выводы. Результаты компьютерного моделирования показали возможность применения имитирующих ФМ-сигналов $(0, \pi)$ для сквозного контроля аппаратуры радиоприемного тракта радиолокатора НР совместно

с системой обработки сигналов, а также и для отладки и тестирования используемого программно-алгоритмического обеспечения в автономном режиме.

Достоинством описанного метода является возможность оперативного программного изменения имитирующего сигнала для всех реально существующих высотных распределений интенсивности сигнала НР вплоть до формирования высотного распределения АКФ на всём рабочем интервале развёртки по дальности (высоте), если согласовать разбиение на высотные интервалы в соответствии с заложенным в программно-алгоритмическом обеспечении реальным разбиением на высотные интервалы.

Список литературы: 1. *Рогожкин Е.В.* Измерение параметров ионосферной плазмы по корреляционной функции сигнала НР / *Е.В. Рогожкин* // *Ионосферные исследования*. М.: Сов. радио, 1979, № 27. – С. 46 – 59. 2. *Рогожкин Е.В.* Зондирующие сигналы для исследования ионосферы методом НР / *Е.В. Рогожкин, В.А. Пуляев, В.Н. Лысенко*. – Х.: НТУ “ХПИ”, 2008. – 256 с. 3. *Holt J.M.* Optimal analysis of incoherent scatter radar data / *J.M. Holt, D.A. Rhoda, D. Tetenbaum, A.P. van Eyken* – *Radio Science*. – 1992. – Vol. 27, №3. – P. 435 – 447. 4. *Лысенко В.Н.* Методика корреляционной обработки сигналов, некогерентно рассеянных ионосферной плазмой / *В.Н. Лысенко, Ю.В. Черняк* // *Радиотехника*. – 2006. – № 146. – С. 178 – 186. 5. *Лившиц Н.А.* Вероятностный анализ систем автоматического управления / *Н.А. Лившиц, В.Н. Пугачев* – М.: Сов. радио, 1963. – 896 с. 6. *Лысенко В.Н.* Синтез модели НР сигнала / *В.Н. Лысенко* // *Вестник ХПИ: Исследование ионосферы методом НР*. – 1987. – № 248, Вып. 5. – С. 21 – 24. 7. *Скляр И.Б.* Устройство формирования контрольного сигнала радара некогерентного рассеяния / *И.Б. Скляр* // *Вестник Харьковского государственного политехнического университета. Сборник научных трудов*. – 1999. – Вып. 31. – С. 117 – 119. 8. *Белозёров Д.П.* Имитация случайных сигналов с использованием фазовой манипуляции / *Д.П. Белозёров, Е.В. Рогожкин* // *Вестник НТУ “ХПИ”. Сборн. научн. тр. Тематический выпуск: Автоматика и приборостроение*. – 2006. – № 31. – С. 3 – 10. 9. Особенности решения прямой задачи рассеяния при расчете параметров ионосферной плазмы / *В.А. Пуляев, Е.И. Сокол, А.В. Богомаз, Д.П. Белозёров* // *Всеукраинский межведомственный научно-технический сборник «Радиотехника»*. – 2010. – № 160. – С. 280 – 285. 10. *Dougherty I.R.* A theory of incoherent scattering of radio waves by a plasma / *I.R. Dougherty, D.T. Farley* // *Proc. Roy. Soc. A259*. – 1960. – P. 79 – 99. 11. *Лиюкумович В.И.* К вопросу о спектре и мощности рассеянного ионосферой сигнала / *В.И. Лиокумович, Е.В. Рогожкин* // *Вестник ХПИ. Сер. "Радиотехника"*. – 1967. – № 22, Вып. 1. – С. 12 – 14.

Поступила в редколлегию 01.06.2010

А.В. БОГОМАЗ, м.н.с., Институт ионосферы НАН и МОН Украины

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕКОГЕРЕНТНО РАССЕЯННОГО СИГНАЛА И ВЫСОТНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЕГО ПАРАМЕТРОВ

У статті описано розроблений спосіб моделювання як суміші корисного сигналу (некогерентного розсіяння) та завади (у найпростішому випадку – шуму) із заданим відношенням сигнал/завада, а також спосіб моделювання висотного розподілу такого сигналу. Представлено результати моделювання.

The developed method of modeling of incoherent signal in the form of a mixture of desired signal and a noise with a given signal-to-noise ratio is presented. The method of modeling allocation of an incoherent scatter signal is shown. The results of the simulation are represented.

Постановка задачі. Сигнал некогерентного розсіяння (НР) представляє собою випадковий сигнал, спектральна густина потужності (СПМ) якого визначається температурами електронів і іонів, а також іонним складом іоносферної плазми [1]. В реальних умовах во время его приёма радіолокаційної системою в спектрі приймаемого сигналу присутствуют і складові шумів (наприклад, теплової і космічний шуми). Об'єктивним показателем рівня цих шумів є відношення сигнал/шум. Коли шум є шумоподібним сигналом (в найбільш простому випадку – «білим шумом») використовують поняття сигнал/шум. Таким чином, при моделюванні сигналу НР дуже важливим є врахування шумів (шуму).

Аналіз публікацій. Виходячи з природи сигналу НР і його характеристик, моделювання можливо здійснювати шляхом сумування великої кількості окремих незалежних гармонічних коливань на частотах ω і з випадковими початковими фазами. Його СПМ $I^{\text{сигн}}(\omega)$ визначається амплітудами цих коливань. Апаратна реалізація цього методу описана в [2]. Програмна реалізація методу імітації сигналу НР шляхом формування заданої СПМ (описана в [3]) усуває основний недолік апаратної реалізації, а саме – знімається обмеження на кількість генераторів, виготовлення яких на практиці є складною задачею.

Ні перша, ні друга реалізація не здатні імітувати сигнал НР з врахуванням шумів. Тому на основі [3] був розроблений метод, що дозволяє при синтезі сигналу оперувати крім СПМ некогерентно розсіяного сигналу ще і СПМ шуму, а також відношенням сигнал/шум.

Ціль статті – описати розроблений спосіб моделювання сигналу, в результаті якого виробляється суміш сигналу НР і шуму з заданим відношенням сигнал/шум.

Моделирование смеси шумоподобного сигнала и помехи. Используя полученные по методике [4] N значений спектральных составляющих сигнала НР $A_i^{\text{сигн}} = \sqrt{W_i^{\text{сигн}}}$, выразим мощность полезного сигнала как

$$P_{\text{сигн}} \cong \sum_{i=1}^N (A_i^{\text{сигн}})^2. \quad (1)$$

Аналогичным образом, то есть с использованием M спектральных составляющих $A_j^{\text{пом}}$, запишем мощность помехи:

$$P_{\text{пом}} \cong \sum_{j=1}^M (A_j^{\text{пом}})^2. \quad (2)$$

Значение отношения сигнал/помеха выражается соотношением

$$q = \frac{P_{\text{сигн}}}{P_{\text{пом}}}. \quad (3)$$

Из соотношений (1) – (3) получим:

$$q = \frac{\sum_{i=1}^N (A_i^{\text{сигн}})^2}{\sum_{j=1}^M (A_j^{\text{пом}})^2}. \quad (4)$$

Из-за того, что значения спектральных составляющих $A_i^{\text{сигн}}$ и $A_j^{\text{пом}}$ задаются в произвольном масштабе, при синтезе сигнала для выполнения равенства (4) необходимо ввести регулирующий коэффициент k [5]:

$$q = \frac{\sum_{i=1}^N (kA_i^{\text{сигн}})^2}{\sum_{j=1}^M (A_j^{\text{пом}})^2}. \quad (5)$$

Из (5) выразим k :

$$k = \sqrt{q} \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^M (A_j^{\text{пом}})^2}{\sum_{i=1}^N (A_i^{\text{сигн}})^2}}. \quad (6)$$

Теперь мгновенные значения смеси сигнала и помехи синтезируются по формуле:

$$S_{\text{сигн+пом}}(t) = k \sum_{i=1}^N [A_i^{\text{сигн}} \sin(\omega_i t + \theta_i)] + \sum_{j=1}^M [A_j^{\text{пом}} \sin(\omega_j t + \theta_j)] \quad (7)$$

Здесь ω_i, ω_j – частоты гармоник; θ_i, θ_j – случайные начальные фазы, равномерно распределённые в интервале $[-\pi; \pi]$.

Моделирование высотного распределения сигнала НР. Для имитации высотного распределения сигнала НР используются зависимости электронной концентрации n_e , температур ионов T_i и электронов T_e , полученные экспериментально, либо рассчитанные по модели ионосферы (например, IRI-2001) [6]. Также можно задавать высотное распределение ионного состава плазмы. Пример таких зависимостей со статистическими характеристиками (корреляционная функция и спектр) сигнала НР с различных высотных участков показан на рис. 1.

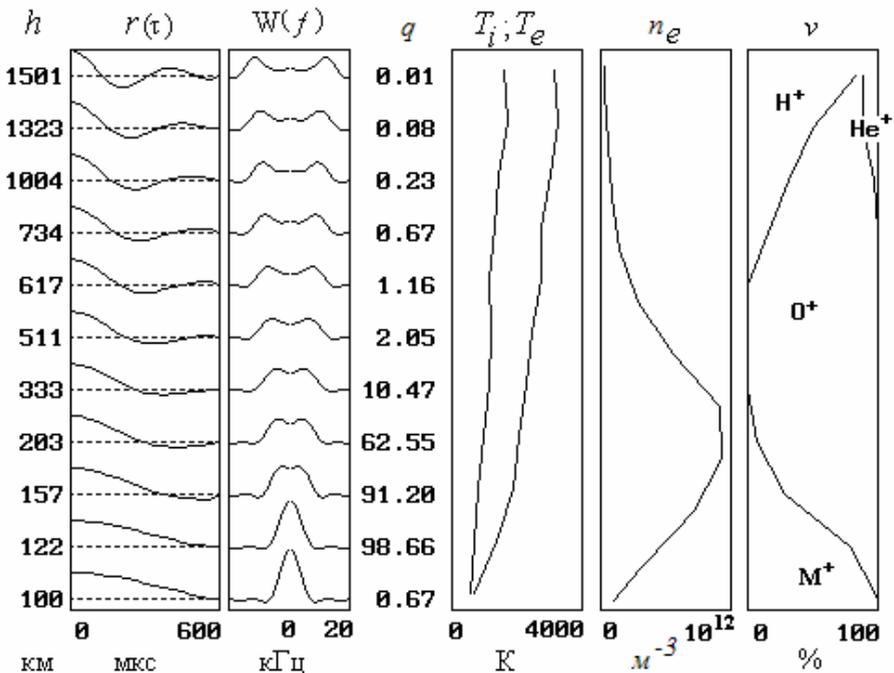


Рис. 1. Пример высотного распределения ионосферных параметров

По ионосферным параметрам для каждого высотного участка рассчитывается энергетический спектр НР сигнала. Также задаётся спектральное распределение помехи по высоте. Помеха в простейшем случае может быть представлена тепловыми шумами радиоприёмного устройства радара НР и космическими шумами, хотя возможен учёт и переходных процессов в разрядниках антенного коммутатора или других помех. Используя значение константы радиолокатора C (известной для конкретной радиолокационной системы), для каждого высотного участка рассчитывается отношение сигнал/помеха q принимаемого сигнала. Таким образом, получив высотное распределение ионосферных параметров и значение q , легко сформировать смесь сигнала НР и помехи с помощью формул (6) и (7), которые примут вид соответственно

$$k(h) = \sqrt{q(h)} \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^M (A_j^{\text{пом}}(h))^2}{\sum_{i=1}^N (A_i^{\text{сигн}}(h))^2}} \quad (8)$$

и

$$S_{\text{сигн} + \text{пом}}(t) = k(h) \sum_{i=1}^N [A_i^{\text{сигн}}(h) \sin(\omega_i t + \theta_i)] + \sum_{j=1}^M [A_j^{\text{пом}}(h) \sin(\omega_j t + \theta_j)]. \quad (9)$$

Значение отношения сигнал/помеха q в выражении (8) вычисляется на основе теории НР [7] по формуле:

$$q(h) = C n_e(h) \frac{1}{h^2} \frac{1}{1 + T_e(h)/T_i(h)}. \quad (10)$$

Для корректной имитации сигнала необходимо учесть аппаратные особенности радиолокатора – параметры импульсного режима радиопередатчика и характеристики приёмного тракта радара НР (последние, в основном, определяются амплитудно-частотной характеристикой фильтра нижних частот радиоприёмного устройства).

Практические результаты. Разработанный метод позволяет синтезировать смесь шумоподобного сигнала и помехи с заданными спектрами и при заданном отношении сигнал/помеха. В частности, возможна имитация смеси сигнала НР и «белого шума» при заданном отношении сигнал/шум. На рис. 2 показан результат имитации такой смеси.

Пунктиром показана форма рассчитанного в соответствии с теорией электродинамики спектра НР для одного из возможных состояний ионосферной плазмы (концентрация ионов водорода H^+ была выбрана равной 30 %, концентрация ионов кислорода O^+ равна 70 %, температура ионов $T_i = 1000$ К, температура электронов $T_e = 3000$ К). Этот спектр использовался для имитации смеси сигнала НР и «белого шума». Синтез производился по формулам (6) и (7). По мгновенным значениям полученной смеси рассчитывались спектры. Результат для случая $q = 100$ показан на рис. 2а, результат для случая $q = 10$ – на рис. 2б.

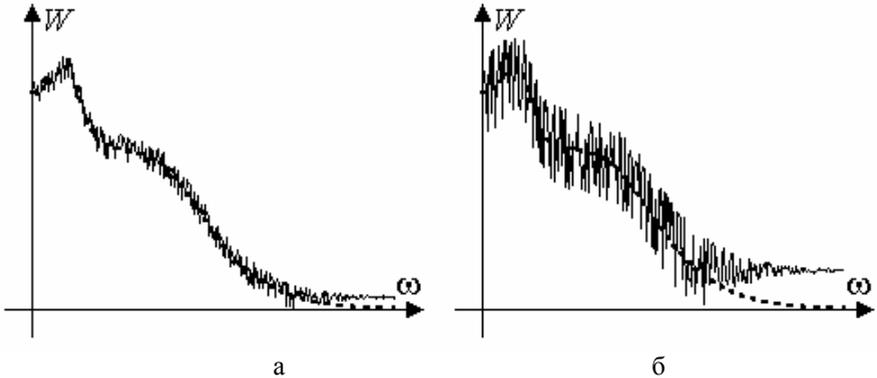


Рис. 2. Результаты моделирования

Выводы. Разработанный способ позволяет моделировать смесь полезного сигнала и помехи с заданными спектрами при заданном отношении сигнал/помеха. Используя данный способ, имеется возможность моделировать и высотное распределение параметров сигнала НР.

Список литературы: 1. Брюнелли Б.Е., Кочкин М.И., Пресняков И.Н., Терещенко Е.Д., Терещенко В.Д. Метод некогерентного рассеяния радиоволн. – Л.: Наука, 1979. – 188 с. 2. Лысенко В.Н. Синтез модели НР-сигнала // Вестник ХПИ: Исследование ионосферы методом НР. – 1987. – № 248, вып. 5. – С. 21 – 24. 3. Богомаз А.В. Моделирование случайного сигнала с заданной спектральной плотностью мощности // Вестник НТУ «ХПИ». – 2009. – №. 23 – С. 29 – 32. 4. Гринченко С.В. Оптимальный алгоритм многократных вычислений теоретических характеристик некогерентно рассеянного сигнала // Сборник научных трудов ХГПУ. – 1999. – Вып. 7. – С. 331 – 336. 5. Пуляев В.О., Богомаз О.В., Котов Д.В. Спосіб імітації суміші шумоподібного сигналу та завади із заданими спектрами // Патент України на корисну модель UA № 42311. Опубліковано 25.06.2009 в бюл. № 12/2009. 6. Богомаз О.В. Спосіб імітації висотного розподілу сигналу некогерентного розсіяння та завади // Патент України на корисну модель UA № 45547. Опубліковано 10.11.2009 в бюл. № 21/2009. 7. Эванс Дж. В. Теоретические и практические вопросы исследования ионосферы методом некогерентного рассеяния радиоволн // ТИИЭР. – 1969. – 57, № 4. – С. 139 – 175.

Поступила в редколлегию 01.06.2010

Т.А. СКВОРЦОВ, д-р техн. наук, с.н.с., Институт ионосферы НАН и МОН Украины

А.В. ФИСУН, м.н.с., Институт ионосферы НАН и МОН Украины

СПОСОБ ИЗМЕРЕНИЯ АБСОЛЮТНОГО ЗНАЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ В ИОНОСФЕРЕ РАДАРНОМ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ

Розглянуті можливості вимірювання абсолютного значення електронної концентрації в іоносфері радаром некогерентного розсіяння без використання станції вертикального зондування. Показано, що для калібрування можна використовувати сигнали радару, відбиті від штучних супутників Землі. Запропоновано новий спосіб калібрування та отримано формули для оцінки його потенційних можливостей.

Possibilities of measuring of absolute value of electronic concentration are considered in an ionosphere by radar of incoherent scattering without the use of the station of the vertical sounding. It is shown that for calibration of radar it is possible to use signal of radar, reflected from artificial satellites. The new method of calibration is offered and formulas are got for the estimation of his potential possibilities.

Постановка задачі. При проведенні измерень параметрів іоносфери с помощью радаров некогерентного рассеяния (НР), работающих по методу «профиля мощности», для получения информации об абсолютных значениях электронной концентрации используются станции вертикального зондирования (ионозонды). При возникновении неисправности в ионозонде появляется опасность потери ценной информации о процессах, протекающих в ионосфере во время сеанса измерений. Поэтому необходимо разрабатывать способы, которые позволяют измерять профиль электронной концентрации в абсолютных величинах без привлечения данных вертикального зондирования.

Цель статьи – рассмотрение нового способа измерения абсолютного значения электронной концентрации с помощью радара НР без использования станции вертикального зондирования.

Это позволяет:

- проводить сеансы измерения без использования ионозонда;
- повысить точность измерения абсолютного значения электронной концентрации при совместном использовании нового способа работы ионозонда.

Методы получения абсолютного значения электронной концентрации. Известно, что для определения параметров ионосферы: ионной T_i и электронной T_e температур, скорости переноса плазмы V_z , концентрации электронов N в ионосфере используют метод НР. Известны три варианта реализации метода НР: с измерением эффекта Фарадея, с измерением плазменной линии и с измерением мощности рассеянного сигнала [1].

Способы, основанные на применении эффекта Фарадея и плазменной линии не нашли широкого применения, так как характеризуются недостаточной точностью измерения параметров ионосферы.

Метод НР с использованием измерения мощности рассеянного сигнала [1] получил наибольшее распространение. Он заключается в том, что излучают импульсный зондирующий сигнал. Затем принимают некогерентно рассеянный ионосферой сигнал, определяют корреляционные функции или спектры и мощность сигнала, по форме спектра или корреляционной функции определяют электронную $T_e(h)$ и ионную $T_i(h)$ температуры, далее вычисляют электронную концентрацию N согласно выражению

$$N(h) = CP_c(h)h^2 \left(1 + \frac{T_e(h)}{T_i(h)} \right), \quad (1)$$

где h – действующая высота, $P_c(h)$ – нормированный высотный профиль мощности сигнала, C – коэффициент пропорциональности.

Коэффициент C зависит от параметров радара, которые изменяются со временем, а потому известны недостаточно точно. Поэтому для нормирования зависимости электронной концентрации $N(h)$ в единицах электронной концентрации используют ионозонд (станцию вертикального зондирования), который измеряет абсолютное значение концентрации N_M на высоте максимума ионизации [1]. Эта процедура нормирования называется калибровкой радара.

Новый способ калибровки радара НР. Рассматриваемый способ основан на зависимости фазовой задержки волны в ионосферной плазме от частоты. Известно, что скорость распространения волны зависит от коэффициента преломления ионосферы вида

$$n(h) = \sqrt{1 - \frac{\omega_0^2(h)}{\omega^2}}, \quad (2)$$

где ω – рабочая частота, ω_0 – критическая частота плазмы, которая зависит от концентрации электронов.

В соответствии с [2–3], ионосферу зондируют радиоимпульсами, которые состоят из двух элементов. Первый имеет длину T_1 и несущую частоту ω_1 , а второй – T_2 , причем его несущая частота ω_2 сдвинута относительно частоты первого элемента. Некогерентно рассеянный ионосферой сигнал принимают радиоприемником, который имеет два частотных канала, настроенных на ω_1 и ω_2 . Определяют корреляционные функции или спектры сигнала, принятого каналом радиоприемника, настроенным на ω_1 , и нормируемый высотный профиль мощности сигнала

$P_C(h)$, принятого каналом радиоприемника, настроенным на частоту ω_2 . Далее определяют температуры электронов и ионов $T_e(h)$ и $T_i(h)$.

Во внедренном способе [2–3] далее требуется провести калибровку радара с использованием ионозонда.

Для калибровки также можно использовать сигналы, отраженные от искусственных спутников Земли (ИСЗ).

Требования к периодичности проведения калибровки удовлетворяются за счет присутствия большого количества объектов с известными орбитами. В [4] показано, что при эксплуатации харьковского радара НР статистика средней частоты появления объектов, которые находятся на орбитах ИСЗ, в зоне видимости радара соответствует 25 объектам за один час. Это полностью удовлетворяет требованиям к интервалу времени между проведением дежурных калибровок.

Для измерения абсолютного значения электронной концентрации предлагается измерять разницу фаз между отраженными от ИСЗ импульсами на разных частотах (ω_1 и ω_2). Начальные фазы отраженных сигналов определяются следующим образом:

$$\Psi_1 = \omega_1 t + \varphi_1 + \Theta_1 - \omega_1 \tau_1,$$

$$\Psi_2 = \omega_2 t + \varphi_2 + \Theta_2 - \omega_2 \tau_2.$$

Поскольку размеры ИСЗ малы, то изменения фазы при отражении на двух частотах близки так, что $\Theta_1 \approx \Theta_2$. Частоты ω_1 , ω_2 и начальные фазы φ_1 , φ_2 сигналов известны. С учетом этого можно определить разницу фаз

$$\alpha = \omega \tau_1 - \omega \tau_2. \quad (3)$$

Учитывая выражение (2), получаем фазовую задержку сигнала

$$\omega \tau \approx \frac{2\omega}{\tilde{n}} \int_0^r n(h) dh, \quad (4)$$

где r – дальность до ИСЗ, c – скорость света.

Поскольку радары НР работают на частотах, значительно превышающих плазменную, то формула (2) приобретает вид

$$n(h) \approx 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{\omega_0^2}{\omega^2},$$

а потому из (4) получаем $\omega \tau \approx \frac{2\omega r}{c} \left(1 - \frac{80.6}{2\omega^2} kN_M \right)$,

где

$$k = \frac{1}{r} \int_0^r F(h) dh. \quad (5)$$

Отметим, что нормированный профиль электронной концентрации $F(h) = \frac{N(h)}{N_M}$ в выражении (5) известен из измерений радара НР.

Обозначив разность между частотами $\Omega = \omega_2 - \omega_1$ и среднее между ними $\omega_{cp} = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$, а также учитывая неравенство $\frac{\Omega}{\omega_{cp}} \ll 1$, и используя выражение (5), получаем (3) в виде

$$\alpha \approx \frac{2\Omega r}{c} \left(1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{80.6 N_M k}{\omega_{cp}^2} \right). \quad (6)$$

Расстояние до ИСЗ может быть получено из внешних специализированных баз данных (которые открыто публикуются во всемирной сети "Internet").

Зная из выражения (5) разницу фаз α и интеграл профиля k , с помощью формулы (6) вычислим значение электронной концентрации в максимуме ионизации ионосферы как

$$N_M = \frac{2\omega_{cp}^2}{80.6k} \left(1 - \frac{c\alpha}{2r\Omega} \right). \quad (7)$$

Результат расчета по формуле (7) используется для расчета абсолютных значений высотного распределения электронной концентрации ионосферной плазмы $N(h) = N_M \cdot F(h)$, где $F(h) = P_e(h) h^2 (1 + T_e(h)/T_i(h))$ – нормируемая зависимость электронной концентрации от высоты.

Отметим что, при измерении разницы фаз отражённых волн возникает неопределённость вследствие набега по фазе ($m \times 2\pi$), где $m = 0, 1, 2, \dots$. Для устранения этого фактора следует выполнить требование

$$\alpha - \frac{2\Omega r}{c} < 2\pi, \text{ то есть } \Delta f = \frac{\Omega}{2\pi} < \left(\frac{\omega_{cp}}{\omega_0} \right)^2 \frac{c}{kr}.$$

Например, при условии, что $\omega_{cp}/\omega_0 = 10$, $k = 0.2$ и $r = 500$ км, получим $\Delta f < 300$ кГц. Это требование является приемлемым, поскольку разнос частот, например, для харьковского радара НР составляет 100 кГц.

Пользуясь приведенными выше выражениями, можно получить формулу для определения относительной среднеквадратической ошибки

(СКО) измерения максимальной концентрации электронов предложенным способом в виде

$$\frac{\sigma_N}{N_M} = \sqrt{\frac{\langle (N_M - \widehat{N}_M)^2 \rangle}{N_M^2}} \approx \sqrt{\frac{\sigma_k^2}{k^2} + \left(\frac{c\alpha}{2\Omega r}\right)^2 \frac{\sigma_r^2}{r^2} + \left(\frac{\alpha}{2\Omega r}\right)^2 \sigma_\alpha^2}, \quad (8)$$

где \widehat{N}_M – полученная оценка максимальной концентрации, σ_k , σ_r , σ_α – СКО ошибки оценки соответствующих величин.

СКО оценки дальности σ_r зависит от характеристик внешнего источника координатной информации. Остальные дисперсии можно оценить по формулам

$$\sigma_\alpha^2 = \frac{1}{q_1} + \frac{1}{q_2} = \frac{N_0}{2PT_1} + \frac{N_0}{2PT_2}, \quad (9)$$

$$\frac{\sigma_k^2}{k^2} = \frac{\sum_{i=1}^M \sigma_{F_i}^2}{\left(\sum_{i=1}^M F_i\right)^2}. \quad (10)$$

В (9) подразумевается, что P – мощность отраженного сигнала, $T_{1,2}$ – длительности импульсов радара на соответствующих частотах, спектральная плотность шумов $N_0 = N_1 + N_2$, где N_1 – шум приемника, N_2 – средняя спектральная плотность НР сигнала для той высоты, где находится ИСЗ.

В (10) принято, что $F_i = F(h_i)$, $\sigma_{F_i}^2 = \langle (F_i - \widehat{F}_i)^2 \rangle$ – дисперсия измерения нормированного профиля концентрации электронов для данной высоты радаром НР.

В соответствии с теоремой о среднем значении, выражение (10) можно представить в виде

$$\frac{\sigma_k^2}{k^2} = \frac{1}{M} \frac{\sigma_{F_{\bar{n}\delta}}^2}{F_{\bar{n}\delta}^2}, \quad (11)$$

где M – количество отсчетов профиля вдоль высоты, которые можно считать взаимно некоррелированными.

Как показывают предварительные оценки, предложенный способ обеспечивает измерение электронной концентрации с точностью не хуже, чем ионозонд. Если же радар работает одновременно с ионозондом, то используя данный способ можно уменьшить дисперсию измерений максимальной концентрации в соответствии с формулой

$$\frac{1}{\sigma_N^2} = \frac{1}{\sigma_{NI}^2} + \frac{1}{\sigma_{NR}^2} \quad (12)$$

где σ_N^2 – результирующая дисперсия измерения концентрации электронов, σ_{NI}^2 – дисперсия ошибки измерений ионозонда, σ_{NR}^2 – дисперсия ошибки измерений рассмотренным выше методом, определяемая выражением (8).

Выводы.

1. Предложенный способ позволяет проводить измерения концентрации электронов радаром НР без использования ионозонда.

2. При совместной работе радара и ионозонда способ может быть использован для уменьшения ошибок калибровки радара.

Список литературы: 1. *Брюнелли Б.Б., Кочкин М.И., Пресняков И.Н.* и др. Метод некогерентного рассеяния радиоволн. – Л.: Наука, 1979. – 188 с. 2. *Черняк Ю. В., Таран В.Л., Лысенко В.М.* Пат. 63076 Украина, МПК G01N27/00. Способ определения параметров ионосферы; опубл. 15.01.2004, – Бюл. № 1, – 2004. 3. *Лысенко В.Н., Черняк Ю.В.* Двухчастотный измерительный канал для определения параметров ионосферы методом некогерентного рассеяния // Радиофизика и электроника: Сб. науч. тр. / НАН Украины, Харьков, – 2005. – 10, № 2. – С. 217 – 223. 4. *Черняк Ю.В.* Высотно-временное распределение радиолокационных отражений по данным харьковского радара НР // I Всеукраинская конференция по перспективным космическим исследованиям.– Киев. – 2002. – С. 113.

Поступила в редколлегию 31.05.2010

В.В. БАРАБАШ, м.н.с., Інститут іоносфери НАН і МОН України

РАЗРАБОТКА КОМПЛЕКСА ЦИФРОВОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ДЛЯ АВТОМАТИЧЕСКОЙ СТАНЦИИ ВЕРТИКАЛЬНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ «БАЗИС»

Розглянуто структуру програмного забезпечення блоку цифрового перетворення автоматичної іоносферної станції "Базис" Інституту іоносфери. Відзначено ключові частини програм, які входять до складу програмного комплексу. Визначено подальший напрямок розвитку та вдосконалення системи обробки перетворених даних з метою автоматизації процесу обробки.

The structure of software for the automatic ionosphere station "Basis" block of digital transformation was considered. The main parts of the software were defined. The further direction of the development and improvement of processing of the transformed data system in order to automation of the data processing is determined.

Постановка задачі. Наиболее распространенным методом исследования ионосферы является метод вертикального зондирования.

Для проведения исследований методом вертикального зондирования в Институте ионосферы используется автоматическая ионосферная станция (АИС) «Базис». Регистрации информации с ионосферной станции «Базис» во время измерений производится в графическом виде посредством нанесения рисунка на электрохимическую бумагу быстродействующим регистрирующим устройством (БРУ). Данный метод не позволяет произвести анализ с той точностью, которую может обеспечить современная вычислительная техника. Также немаловажным является тот факт, что запасы специальной бумаги ограничены. Поэтому самым приемлемым вариантом решения этой проблемы является получение данных в цифровом виде, их обработка и хранение на цифровых носителях.

Анализ литературы. В работе [1] рассмотрена АИС «Базис» после модернизации оборудования для режима хранения данных в цифровом виде. При составлении общей структуры программы были учтены основные требования, предъявляемые к системам виртуальных измерительных комплексов [2]. Были рассмотрены подобные программы для программно-аппаратного комплекса обсерваторий [3], а также программы станций «Парус», «Бизон» и «Digisonde» [4] с целью проектирования программы предварительной обработки.

Цель статьи – представить разработку программы работы блока цифрового преобразования и рассмотреть возможные решения задачи автоматической интерпретации данных, полученных при проведении измерений с помощью станции «Базис».

Разработка программного комплекса АИС «Базис». Для создания работоспособного измерительного комплекса, включающий в себя персональный компьютер (ПК) и аналого-цифровой преобразователь (АЦП)

необходимо специальное программное обеспечение (ПО), характеристики которого должны полностью соответствовать области его применения [2].

Техническая часть задачи преобразования данных из аналогового вида в цифровой была решена при помощи внедрения блока цифрового преобразования [1]. Блок представляет собой систему, состоящую из ПК, устройства синхронизации и АЦП. Устройство синхронизации позволяет подключить АЦП к ПК и обеспечить работу блока цифрового преобразования в соответствии с рабочим режимом АИС «Базис».

ПО комплекса состоит из двух частей. Первая – осуществляет контроль за преобразованием данных из аналогового вида в цифровой, а вторая – производит предварительную обработку преобразованных данных.

Рассмотрим первую часть. Процесс цифрового преобразования контролируется ПК посредством ПО, функционирующего в среде программирования языка Turbo Pascal. Выбор языка обусловлен использованием персональных компьютеров низкой производительности. Работа в среде DOS позволяет программными средствами осуществлять прямой доступ к памяти, что способствует уменьшению времени преобразования полученных данных в цифровой вид и увеличить скорость обработки рабочих сигналов АИС «Базис».

Общая структура программы представляет собой набор подпрограмм, основными из которых являются следующие:

“РАБОТА” – главная подпрограмма, приоритетная задача которой осуществлять работу блока цифрового преобразования в соответствии с рабочим режимом АИС «Базис». Также она позволяет производить выбор режима работы блока цифрового преобразования;

“ГРАФИК” – выполняет промежуточное преобразование данных, давая возможность визуально регистрировать результаты преобразования;

“ЗАПИСЬ” – осуществляет процесс записи преобразованных данных на жесткий диск ПК.

Подпрограмма “РАБОТА” осуществляет контроль процесса преобразования данных в цифровую форму. Для запуска процесса преобразования и контроля работы АЦП используются рабочие сигналы станции: импульсы запуска передатчика (ИЗП) и импульсы высотных меток (ИВМ). Перед началом работы ионосферной станцией генерируется сигнал ИЗП, который используется для начала процесса преобразования. ИВМ производит запуск АЦП, осуществляющий отсчет количества преобразованных значений, которые в дальнейшем используются для построения высотно-частотных характеристик (ВЧХ) – ионограмм. Преобразованные данные записываются в массив размерностью 250 байт (по количеству ИВМ), а после окончания цикла преобразования сохраняются на виртуальном диске, что позволяет избежать задержки, вызываемой низкой скоростью записи данных на жесткий диск ПК.

Запись на жесткий диск ПК выполняет подпрограмма “ЗАПИСЬ”. Кроме записи данных эта подпрограмма производит проверку жесткого диска на наличие свободного места, достаточного для записи того объема преобразованных данных, которые поступят с АЦП при заданном режиме работы ионосферной станции.

Для визуального контроля работы системы в программу включена подпрограмма – “ГРАФИК”.

В свою очередь, каждая подпрограмма инициирует вызов процедур, позволяющих более корректно производить процесс цифрового преобразования данных, полученных в ходе измерений.

Поскольку для дальнейшей обработки данных используются ПК с высокой производительностью, то вторая часть ПО разработана на языке программирования Delphi, что дает возможность использовать более совершенный программный алгоритм обработки. Программа первичной обработки данных производит коррекцию ВЧХ, выбирает уровень сигнал/шум, что позволяет получить более пригодную для работы ионограмму. Также программа позволяет получить значения ВЧХ в табличном виде, которые могут быть использованы для восстановления высотного профиля при помощи внешних приложений.

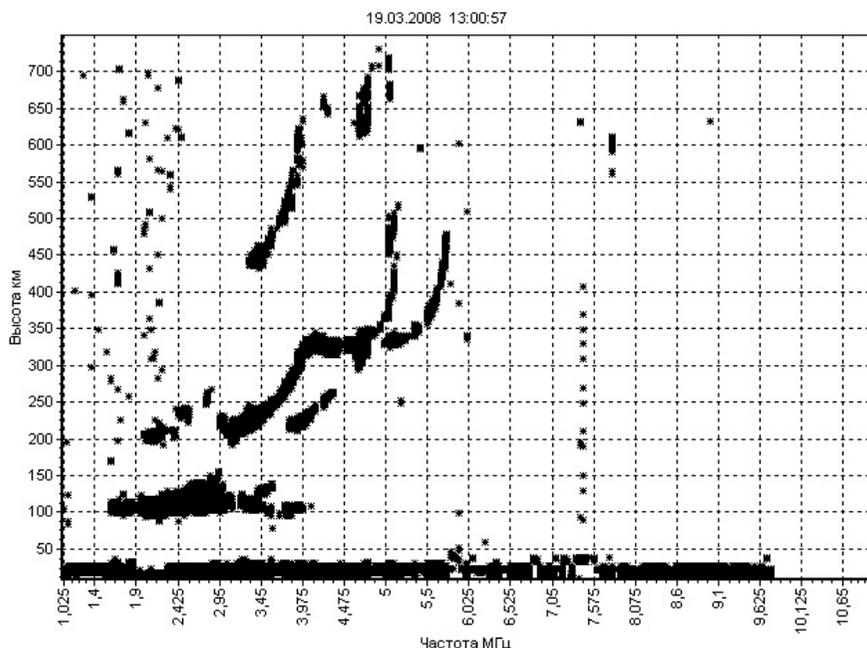


Рис. 1. Результат работы блока цифрового преобразования

Дальнейшей задачей развития программного комплекса, блока цифрового преобразования данных ионосферной станции, является написание модуля автоматической интерпретации ионограмм.

Было рассмотрено несколько вариантов решения этой задачи. В настоящее время основным методом обработки ионограмм применяемым современными системами станций вертикального зондирования (“Парус”, “Бизон”, “Digisonde”) является метод вращающихся, или трафаретных масок. Суть метода заключается в том, что на первом этапе составляется набор теоретически возможных вариантов, на – производится в втором сравнение теоретических решений с реальными данными и выбор наиболее подходящего варианта [4].

Можно также выделить четыре метода восстановления высотного профиля электронной концентрации: метод Huang-Reinisch, используемый на дигизондах, методика Гуляевой, способ Михайлова, а также модель IRI, которая позволяет восстановить высотный профиль концентрации электронов.

Сравнительный анализ этих методов не показал однозначного преимущества какого-либо метода перед другими [5]. Поэтому разработка модуля будет проводиться с возможностью применения различных методов обработки для достижения наилучших результатов и получения наиболее полной информации.

Выводы. Разработанное ПО позволяет производить автоматический процесс цифрового преобразования данных, полученных во время измерений с АИС «Базис». Это дает возможность включить АИС в сеть, которая объединяет компьютеры системы обработки данных радара некогерентного рассеяния и станет возможным комплексирование средств когерентного и некогерентного приема сигналов. В результате повысится точность измерений и увеличится количество измеряемых параметров ионосферной плазмы, в том числе появится возможность повышения точности расчета высотного распределения концентрации электронов по измеренным ВЧХ.

Список литературы: 1. *Лысенко В.Н., Сляров И.Б.* Перспективы применения ионозонда в составе радара некогерентного рассеяния Института ионосферы // Вестник НТУ “ХПИ”. Сборник научных трудов. Тематический выпуск: Радиофизика и ионосфера. – 2004.– № 23. – С. 63 – 68. 2. *Гель П.* Как превратить персональный компьютер в измерительный комплекс. Перевод с французского Бряндинского А.Э. / Под редакцией Куликова Г.В. – М.: ДМК, 1999. – 144 с. 3. *Шушпанов Г.А.* Программа для анализа ионограмм // Информатика и системы управления. – 2005. – № 2(10). – С. 198 – 200. 4. *Зыков Е.Ю., Акчурин А.Д., Сапаев А.Н., Шерстюков О.Н.* Автоматическая интерпретация ионограмм вертикального зондирования // Электронный научный журнал «ИССЛЕДОВАНО В РОССИИ», <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2007/005.pdf>. 5. *Ким А.Г., Котович Г.В., Михайлов С.Я., Ратовский К.Г.* Сравнительный анализ различных способов восстановления высотного профиля электронной концентрации по данным вертикального зондирования в Иркутске // Труды Международной Байкальской молодежной научной школы по фундаментальной физике (БШФФ-2006). – 2006. – С. 112 – 115.

Поступила в редколлегию 31.05.2010

И.Н. БУБНОВ, ведущий инженер, Радиоастрономический институт НАН Украины

Е.Н. НИКУЛИНА, канд. техн. наук, н.с., НТУ “ХПИ”

РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОЙ ПЛОЩАДИ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК

Представлено структурную схему стенда для определения площади антенных решеток радиоастрономическим методом. Приведено конструктивные параметры высокочастотного активного диполя, который используется в стенде. Запропоновано формулы расчетов та отримані результати відгуків інтерферометру високолінійних активних диполів.

The structure scheme of the stand which is used for definition the area of the antenna arrays by radioastronomic method is presented. Construct parameters highlinear active dipole which is used in the stand are resulted. Formulas accounts are offered and results of the response interferometer highlinear active dipoles are obtained.

Постановка задачи. Теоретические исследования, связанные с созданием активных антенн, начаты еще в 30-е годы двадцатого века, однако в те годы для их построения уровень развития радиотехники был недостаточен. Только в 80-е годы прошлого века появилась возможность применения активных антенн в бытовой аппаратуре. Применение антенн данного класса позволяет избежать проблем, связанных с габаритными размерами антенн, увеличить рабочую полосу антенн, улучшить чувствительность приемных антенн или увеличить КПД передающей антенны, поэтому с каждым годом теория и практика в данном направлении стремительно развиваются.

Чтобы эксплуатировать антенные решетки эффективно необходимо точнее оценивать их основные характеристики – диаграмму направленности, коэффициент направленного действия, коэффициент полезного действия, коэффициент усиления и эффективную площадь. Данная статья посвящена оценке эффективной площади активной антенной решетки.

Анализ литературы. В настоящее время созданы активные антенные решетки для авиации и флота. Создаются антенные решетки нового поколения для радиоастрономии LOFAR в Нидерландах [1], LWA в США [2], MWA в Австралии [3], PAST в Китае [4] и другие, где в качестве элемента решетки используется активная антенна. Существуют так называемые «наземные» методы [5], а также радиоастрономические методы исследования характеристик антенн [6]. В работе [7] рассмотрены преимущества и недостатки обоих методов. При разработке метода оценивания эффективной площади, описываемого в статье, за прототип был взят метод Литла [8].

Целью данной статьи является разработка методики определения эффективной площади активной антенной решетки радиоастрономическим методом.

Постановка задачи. Эффективную площадь A антенной решетки классическим радиоастрономическим методом можно получить из соотношения, связывающего антенную температуру источника с плотностью потока его радиоизлучения [6]

$$A = \frac{2kgT_a}{S}, \quad (1)$$

где k – постоянная Больцмана; g – коэффициент, учитывающий соизмеримость угловых размеров диаграммы направленности исследуемой антенны и источника, принятого за эталонный; T_a – антенная температура источника; S – плотность потока радиоизлучения радиоисточника.

Для определения коэффициента g в формуле (1) необходима диаграмма направленности исследуемой антенны, а также закон распределения радиояркости по источнику, используемого для измерений. Антенная температура источника определяется как температура, на которую необходимо нагреть нагрузку, включенную на вход приемника вместо антенны, чтобы создаваемый прирост мощности за счет нагрева нагрузки до температуры T_a равнялся приросту мощности от радиоизлучения источника. Нагреваемая нагрузка должна быть включена на выходе антенны. В антенных решетках эта задача практически невыполнима, так как между антенной решеткой, элементами составляющими решетку и приемником расположены линия передачи, система фазирования и усиления. Поэтому необходимо проводить калибровку системы для учета ослабления или усиления сигнала в линии передачи. Калибровка тем сложнее, чем больше элементов в антенной решетке, а если элементы являются активными, то задача еще более усложняется.

Эффективную площадь больших интерферометров и корреляционных радиотелескопов без измерения антенной температуры определяют методом Литла, который основан на проведении трех измерений в режиме корреляционного интерферометра между тремя антеннами [8]. Использование интенсивных радиоисточников позволяет определить неизвестные эффективные площади двух больших антенных решеток путем сравнения их с антенной известной эффективной площади. В качестве антенны с известной площадью используется полуволновый диполь или другая простейшая антенна, площадь которой легко вычисляется. Две другие антенны должны иметь узкие диаграммы направленности чтобы устранить эффект спутывания.

На практике довольно часто необходимо оценить эффективную площадь одной неизвестной антенной решетки. Предложенный способ оценки эффективной площади антенных решеток позволяет при определении площади не сооружать дополнительную антенную решетку.

Решение задачи. Предположим, что на небесной сфере существует один точечный радиоисточник, сигнал которого принимается двумя

разнесенными антеннами, а поступающая мощность на выходе корреляционного приемника имеет синусоидальную форму

$$p_1 = KS\sqrt{A_1A_2} \cos \psi, \quad (2)$$

где K – константа; A_1, A_2 – эффективные площади антенн, составляющих корреляционный радиотелескоп; ψ – сдвиг фаз между сигналами.

Частота синусоидального сигнала отклика интерферометра, состоящего из двух антенн, определяется взаимным расположением базы интерферометра и радиоисточника на небесной сфере, а также длиной базы и рабочей длиной волны. В простейшем случае расположении базы вдоль линии восток-запад

$$\psi = (2\pi D/\lambda)u,$$

где D – база интерферометра, λ – длина волны, $u = \cos \delta \sin t$, δ – склонение источника, t – часовой угол источника.

На небесной сфере расположено большое количество радиоисточников, поэтому мощность p_1 пропорциональна суперпозиции всех источников, попадающих в диаграммы направленности антенн, составляющих интерферометр. В настоящее время, используя систему GPS, можно достаточно точно определять базу интерферометра D , и, как следствие, вычислять частоту интерференции отклика интерферометра любого точечного источника. Пропуская сигнал отклика интерферометра через цифровой режекторный фильтр, настроенный на частоту интерференции интересующего источника, на выходе получаем интерференционный сигнал, созданный одним источником.

На рис. 1 изображена структурная схема стенда для оценки эффективной площади антенных решеток.

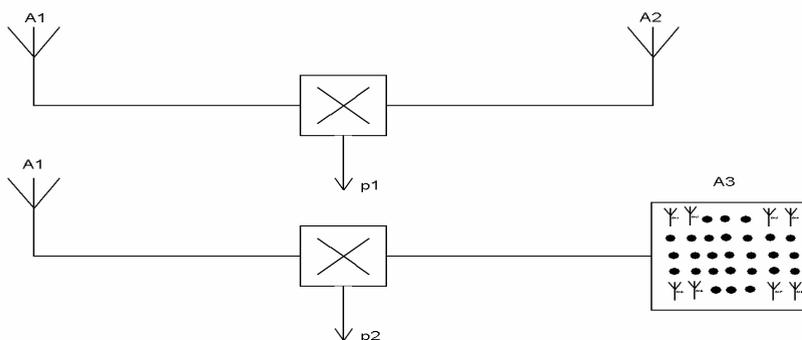


Рис. 1. Структурная схема стенда

Первоначально проводятся интерференционные измерения с применением двух идентичных антенн, эффективные площади которых A_1 и A_2 известны. В качестве таких антенн используются активные

широкополосные диполи. Из-за слабой направленности диполей поступающая мощность p_1 на выходе системы будет пропорциональна суперпозиции интерференционных откликов от всех источников, попадающих в диаграммы диполей.

Существует два дискретных радиоисточника 3С405 и 3С461, интенсивность которых на порядок выше интенсивности ближайших по мощности радиоисточников. Именно по этим источникам удобнее всего проводить оценку эффективной площади. Настроим цифровой режекторный фильтр на частоту интерференции одного из вышеприведенных источников и пропустим через него сигнал p_1 . Затем по этой же линии передачи вместо сигнала от диполя с эффективной площадью A_2 подадим сигнал от исследуемой антенной решетки с эффективной площадью A_3 , сфазированной в направлении выбранного источника. Определим поступающую мощность на выходе корреляционного приемника

$$p_2 = KS\sqrt{A_1 A_3} \cos \psi \cdot \quad (3)$$

Пропуская сигнал p_2 через режекторный фильтр и из уравнений (2), (3) с учетом $A_1 = A_2$, находим эффективную антенную площадь A_3

$$A_3 = \frac{p_2^2}{p_1^2} A_1 \cdot$$

Одним из недостатков радиоастрономического метода является недостаточная чувствительность, поэтому в качестве антенн с эффективными площадями A_1 и A_2 нужно использовать высокочувствительные антенны. На рис. 2 приведен отклик интерферометра, состоящего из двух широкополосных высоколинейных активных диполей, в виде графика, на котором горизонтальной оси отвечает время, а вертикальной – мощность [9].

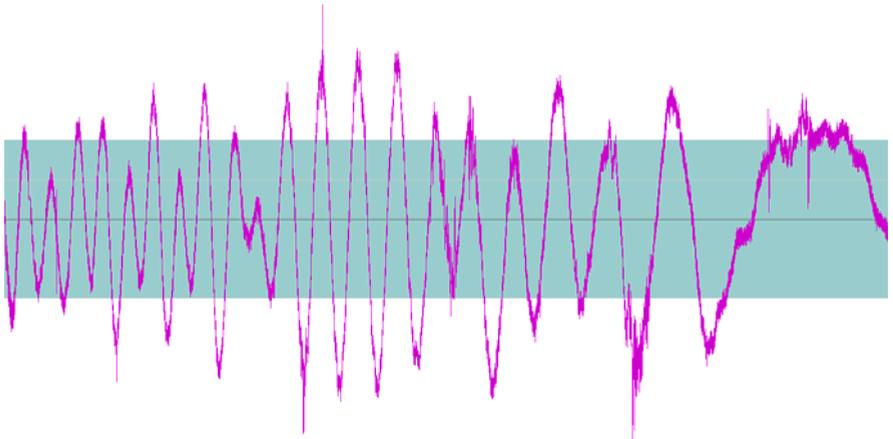


Рис. 2. Отклик интерферометра высоколинейных активных диполей

График получен путем эксперимента на высоколинейном активном диполе со следующими конструктивными параметрами: длина плеч – 1,4 м, ширина вблизи точки питания – 0,9 м, высота над поверхностью земли – 1,6 м. Диполь изготовлен из пластиковой трубы диаметром 25 мм, с вложенным в нее коаксиальным кабелем диаметром 5 мм. Важной составляющей активного диполя является подключаемый к его выходу высокочастотный усилитель. Усилитель построен по балансной двухкаскадной схеме Нортон с бесшумной трансформаторной обратной связью и имеет коэффициент усиления 16 дБ. Для развязки усилителя с протяженным магистральным кабелем на его выходе установлен двухдецибелльный аттенуатор. Питание усилителя осуществляется по магистральному кабелю.

График на рис. 2. демонстрирует, что чувствительности измерительной системы достаточно, чтобы зарегистрировать сигнал мощности p_1 , поэтому предложенный метод оценки эффективной площади применим на практике.

Выводы. В результате проделанной работы был предложен более практичный метод оценки эффективной площади антенных решеток радиоастрономическим способом, чем метод Литгла. Показано, что чувствительности двух активных антенных диполей достаточно для уверенного приема сигнала от естественных внеземных радиисточников.

Список литературы: 1. *Butcher H.R.* First of a new generation of radio telescopes // Proceedings SPIE. – 2004. – 5489. – P. 537. 2. *Kassim N.E., Erickson W.C.* Meter- and decameter-wavelength array for astrophysics and solar radar // Proceedings SPIE. – 1998. – 3357. – P. 740. 3. *Bowman J.D. et al.* // Astronomical J. – 2007. – 133. – P. 1505. 4. *Pen U.L., Wu X.P., Peterson J.* Preprint (astro-ph/0404083) – 2004. 5. Состояние и перспективы развития методов измерений внешних параметров антенн. Обзор. – В кн. Антенны. / Под редакцией А.А. Пистолькорса. – М.: Радио и связь, 1982. – Вып. 30. – С. 46 – 65. 6. *Кузьмин А.Д., Саломинович А.Е.* Радиоастрономические методы измерений параметров антенн. – М.: Сов. Радио, 1964. 7. *Захарьев Л.Н., Леманский А.А., Турчин В.И. и др.* Методы измерения характеристик антенн СВЧ / Под ред. Цейтлина Н.М. – М.: Радио и связь, 1985. 8. *Little A.G.* Gain Measurements of Large Aerials used in Interferometer and Cross-type Radio Telescopes // Australian Journal of Physics. – 1958. – 11. – P. 70. 9. *Фалькович И.С., Коноваленко А.А., Гридин А.А., Седин Л.Г., Бубнов И.Н. и др.* Широкополосный высоколинейный активный диполь для низкочастотной радиоастрономии // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2010.

Поступила в редколлегию 31.05.10

В.Д. ПРИХОДЬКО, доц., НТУ “ХПИ”

ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ ИОНОСФЕРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ МЕТОДОМ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ЗОНДИРОВАНИИ

Пропонується методика, що дозволить збільшити точність вимірювань за рахунок більш точної оцінки та урахування потужності шуму при дослідженнях методом некогерентного розсіяння при імпульсному зондуванні. Вона базується на застосуванні змінення частоти гетеродину приймача поміж двома спеціально вибраними рівнями та введення окремого каналу для вимірювання потужності шуму.

Proposed methodology that allows you to increase the accuracy of measurement by measuring and reporting by incoherent scatter keypad sensing. It is based on the use of frequency heterodyne receiver between two specially selected levels and establishing a power of noise in studies separate channel for measuring power of noise.

Постановка задачі. При дослідженні іоносфери методом некогерентного розсіяння всі її основні параметри та характеристики отримують шляхом обробки експериментально отриманої інформації про потужність P_c сигналу некогерентного розсіяння, його спектральну щільність потужності $S_c(\omega)$ та автокореляційну функцію (АКФ) $R_c(\tau)$ в усьому інтервалі досліджуваних висот. Виникає необхідність отримання можливо більш точної експериментальної інформації. Однак на виході лінійної частини приймача сигнал некогерентного розсіяння присутній в сумі з шумами космічного та апаратного походження, а його інтенсивність залежить від коефіцієнта посилення лінійної частини приймача. Тому для кожного будь-якого елемента розрешення по висоті

$$P_c = P_{\text{сш}} - P_{\text{ш}}, \text{ а } R_c(\tau) = R_{\text{сш}}(\tau) - R_{\text{ш}}(\tau).$$

Індекс “сш” і “ш” відповідають сумі сигналу і шуму і шуму відповідно.

По існуючій практиці в якості вичитаних $P_{\text{ш}}$ і $R_{\text{ш}}(\tau)$ приймаються однакові для всіх висот значення, отримані усереднені по декільком ділянках в кінці розвертки дальності, де передбачається відсутність некогерентного випромінювання.

При імпульсному зондуванні зміна інтенсивності шуму на виході лінійної частини приймача і коефіцієнта передачі лінійної частини приймача викликані кінцевим часом відновлення розрядників антенного комутатора, перехідними процесами в бланкуючому вузлі і інерційністю полосового фільтра. В результаті P_c , $R_c(\tau)$ і $S_c(\omega)$ стають функціями часу і описуються [1] з урахуванням імпульсної перехідної характеристики $g(\tau)$:

$$R_{\text{сш}}(\tau) = R_{\text{сш}}(t_1, t_2) = \int_0^{t_1} \int_0^{t_2} R_{\text{сш.вх}}((t_1 - \tau_1), (t_2 - \tau_2)) g(\tau_1) g(\tau_2) d\tau_1 d\tau_2,$$

где $R_{\text{сш.вх}}$ – значение АКФ на входе приемника.

Цель статьи – разработка методического решения, позволяющего более точно измерять мощность сигнала некогерентного рассеяния благодаря более корректному учету мощности шума в общем значении мощности смеси сигнала и шума для каждого элемента высотного разрешения и устранению зависимости оценки мощности на выходе линейной части приемника от изменения коэффициента усиления вдоль развертки дальности.

Предлагаемая разработка методики основана на изменении частоты гетеродина приемника между двумя специально выбранными уровнями и введении дополнительного отдельного канала для измерения мощности шума.

Поясняющие временные диаграммы приведены на рис 1. Диаграммы показаны для случая зондирования одиночным радиоимпульсом.

Зондирующий радиоимпульс излучается в пространство, начиная с момента “1” в интервале τ_n с частотой $\omega_n = \omega_0$ (временная диаграмма *a*). В интервале “1 – 2” частота гетеродина приемника ω_r имеет значение также ω_0 . В результате преобразования в смесителе образуются две спектральные составляющие с частотами $\omega_- = \omega_n - \omega_r = 0$ и $\omega_+ = \omega_n + \omega_r = 2\omega_0$. Значение ω_+ намного превосходит значение средней частоты $\omega_{\text{опч}}$ полосы пропускания $\Delta\omega_{\text{опч}}$ усилителя промежуточной частоты (УПЧ). Таким образом, в интервале “1 – 2” преобразованные сигналы представлены спектрами, не попадающими в полосу пропускания УПЧ, не будут перегружать последующие каскады приемника. Роль антенного коммутатора свелась, по сути дела, к энергетической защите входных цепей приемника.

После окончания зондирующего радиоимпульса (в момент “2”) частота гетеродина устанавливается равной $\omega_r = \omega_0 + \omega_{\text{опч}}$ (временная диаграмма $\omega_r(t)$). В дальнейшем все входящие сигналы, в том числе и образованные рассеянием ионосферой зондирующего радиоимпульса с частотой ω_0 , образуют с сигналом гетеродина в смесителе сигналы, преобразованные на промежуточную частоту. Спектр этих сигналов укладывается в полосу пропускания (полосу прозрачности) УПЧ. На временной диаграмме *k* наличие спектральных составляющих в полосе пропускания усилителя промежуточной частоты представлено отрезками прямых c_1, c_2, c_3 . Длина отрезка и его расположение во времени идентифицирует время наличия преобразованного сигнала, соответствующего определенному элементу высотного разрешения. Информация о сигналах c_1, c_2, c_3 , пришедших с различных высот соответственно с запаздываниями t_{D1}, t_{D2}, t_{D3} , представлена на временных диаграммах *b, c, d*. Длительность преобразованного на промежуточную частоту сигнала c_1 соответствует только части входного сигнала, принятого в интервале “1_{c1} – 2_{c1}”.

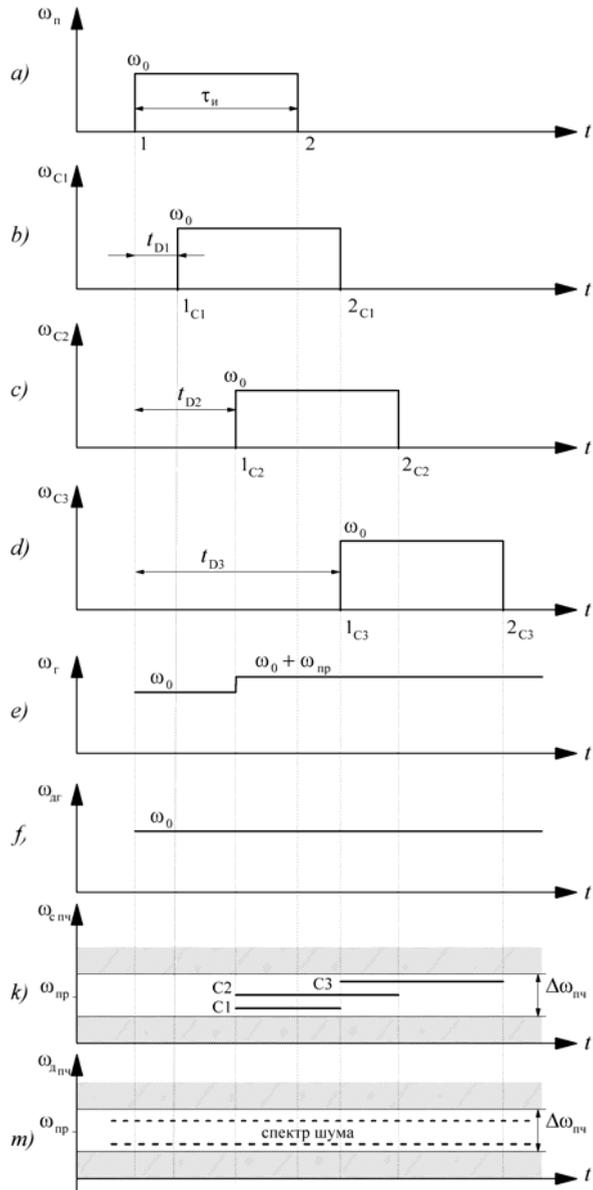


Рис. 1. *a)* частота передатчика; *b), c), d)* частота сигналов, принятых с высот $H_1 \sim t_{D1}$, $H_2 \sim t_{D2}$, $H_3 \sim t_{D3}$ соответственно; *e)* частота гетеродина; *f)* частота дополнительного гетеродина; *g)* сигнал на выходе УПЧ; *h)* шум на выходе дополнительного УПЧ

Начиная с сигнала, принятого с запаздыванием большим, чем t_{D2} , спектры преобразованных сигналов соответствуют полной длительности зондирующего импульса.

Исследуемый интервал высот характеризуется монотонным изменением рассеивающих свойств среды. Среду можно рассматривать как распределенную в пространстве цель. Поэтому легко представить непрерывное по развертке дальности существование сигнала на выходе УПЧ. При каждом зондировании сигнал представляет собой случайный процесс, интенсивность которого в конкретном временном сечении определяется интенсивностью рассеяния на соответствующей высоте и шумами аппаратного и космического происхождения.

При измерении мощности P_c сигнала некогерентного рассеяния и его АКФ $R_c(\tau)$ для конкретного значения высоты можно по указанному выше алгоритму учесть влияние паразитных шумов, если организовать параллельный основному канал с дополнительным гетеродином, имеющим частоту $\omega_{д} = \omega_0$. Технические показатели и характеристики смесителя и УПЧ параллельного канала должны быть такими же, как и в основном канале. Тогда, делая выборки одновременно для сигналов основного и дополнительного каналов, можно будет измерять $P_{ш}$ конкретно для каждого элемента разрешения по высоте.

Надо отметить, что при этом появляется некоторая неточность. Это скорее эквивалент. Будут учитываться спектр космических шумов и шумов антенны в такой же полосе частот, но несколько отличающейся от полосы спектра сигнала по расположению его на оси частот. Средняя частота спектра шумового эквивалента будет на частотах, отличающихся от ω_0 на $\omega_{оп}$, где спектр сигнала некогерентного рассеяния отсутствует. Использование такого эквивалента можно считать оправданным, если учесть, что рассматриваемые шумы можно считать белыми относительно полосы пропускания УПЧ.

Выводы. Рассматриваемая методика дает возможность уменьшить погрешность, возникающую из-за различных переходных процессов, характерных для режима импульсного зондирования. Реализация предложенного технического решения хорошо сочетается со структурой радара НР и требует лишь незначительной его модернизации.

Список литературы: 1. Приходько В.Д., Черняк Ю.В. Уменьшение влияния аппаратных и космических шумов на точность измерений радаром некогерентного рассеяния // Вестник ХГПУ. – 1999. – Вып. 31. – С. 73 – 83. 2. Цилорик О.И. Определение уровня шумов из высотного профиля мощности // Вестник ХПИ. Исследование ионосферы методом некогерентного рассеяния. – 1980. – Вып. 2, № 170. – С. 38 – 44. 3. Жильяков Е.Г., Приходько В.Д. Оценка мощностей сигнала и шума // Вестник ХПИ. Исследование ионосферы методом некогерентного рассеяния. – 1986. – Вып. 4, № 234. – С. 27 – 30. 4. Герштейн Л.Я., Смагло Н.А. О возможности снижения минимальной исследуемой высоты // Вестник ХПИ. Исследование ионосферы методом некогерентного рассеяния. – 1980. – Вып. 2, № 170. – С. 52 – 58.

Поступила в редколлегию 04.06.2010

С. С. КОЗЛОВ, ассистент, НТУ “ХПИ”

ХРАНЕНИЕ ДАННЫХ РАДАРА НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ В ФОРМАТЕ XML

Розглянуто алгоритм процедури обробки іоносферної інформації за допомогою радара некогерентного розсіяння та обчислювальних систем. Запропоновано впровадження локальної бази даних радіолокаційних вимірювань та збереження даних у форматі XML. Визначено переваги та недоліки запропонованого формату. Запропоновано структуру та спосіб кодування даних для формату XML.

The procedure algorithm of ionospheric information treatment by incoherent scatter radar and computer systems is considered. Introduction of local base of these radio-location measuring and storage of data in the XML format is offered. Dignities and lacks of the offered format are certain. A structure and methods of information code for the XML format is offered.

Постановка задачі. Необхідність автоматизації процесу зондування і обробки в методі некогерентного розсіяння (НР) потребує впровадження пакетів прикладних програм, орієнтованих не тільки на рішення спеціалізованих задач в умовах все зростаючого об'єму входної інформації, але і на забезпечення взаємодії радіотехнічних систем і засобів обробки даних. В наші часи іоносферні дані, отримані в Інституті іоносфери з допомогою радара НР і станції вертикального зондування, в основному представлені в вигляді двобитних файлів, які обробляються програмами на базі мови програмування TurboBasic. Для розширення можливостей управління і обміну цими даними нинішня програмна оболонка і формат зберігання повинні бути модифіковані.

Аналіз літератури. Програмна оболонка, що реалізує процедури вторинної обробки сигналу НР з допомогою персонального комп'ютера (ПК), створена на базі мови програмування TurboBasic [1]. Так як мова має обмеження на текстовий об'єм створюваної програми (не більше 64 Кбайт), то вона розділена на короткі bas-модулі. Для компоновки програми в цілому ці модулі компілюються в exe-модулі, які поочередно запускаються з допомогою стартової програми, організуючої обмін масивами в вигляді автокореляційних функцій (АКФ) сигналу НР [2].

Процес настільки складний, що при виконанні визначеного етапу вимагається участь кількох спеціалістів. На рис. 1 видно, що процес обробки відбувається поступово. Автором свідомо не показані деякі зворотні зв'язки, оскільки вони слабо інформативні.

Ціль статті – аналіз можливості управління даними, отриманими з допомогою радара НР, з метою покращення інформаційного забезпечення і підвищення швидкості процесу обробки іоносферних даних.

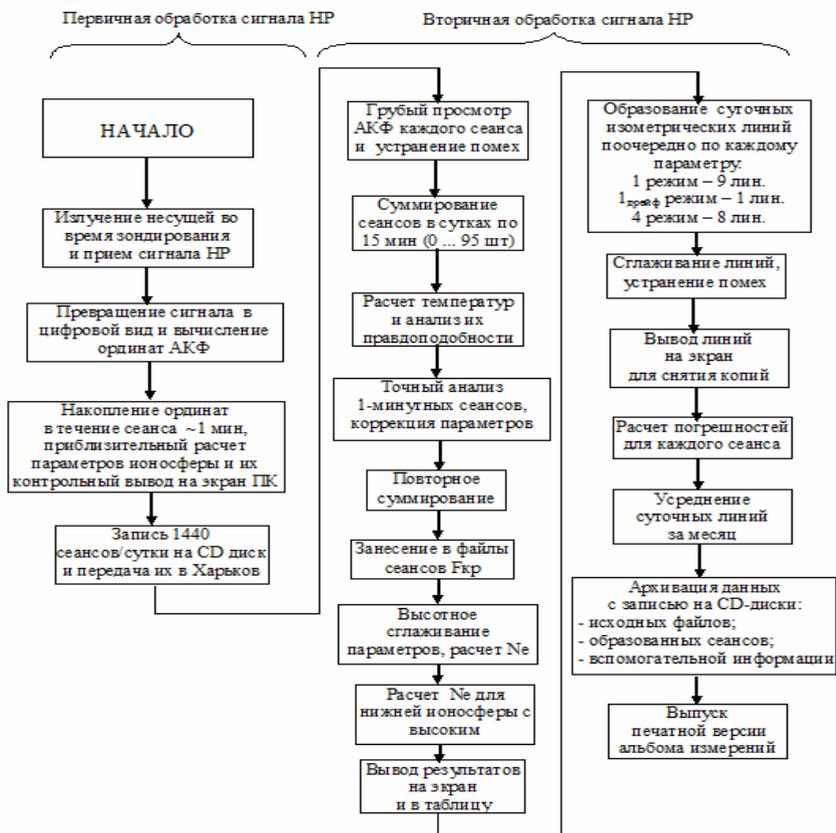


Рис. 1. Алгоритм процедуры обработки ионосферной информации с помощью радара НР и вычислительных систем

База данных радара некогерентного рассеяния. Для улучшения управления и повышения быстродействия обработки предлагается создание локальной базы для хранения экспериментальных данных харьковского радара НР, учитывая большую, до 10 Гбайт/сутки, плотность информационных потоков данной системы [3].

В целом, структура базы данных радара должна учитывать особенности использования метода НР (см. рис. 2). База предназначена для хранения радиотехнической информации, получаемой в процессе геофизических экспериментов, хранения измеренных высотно-временных зависимостей АКФ и спектров сигнала НР, вычисленных высотно-временных вариаций параметров ионосферы и результатов их анализа.

Организация базы данных подразумевает разработку компьютеризированной системы управления. Процесс формирования компонентов и их запись обычно является наиболее трудоемким и наименее автоматизированным из всех операций. Предлагается создать архив из файлов универсального формата, например, XML.

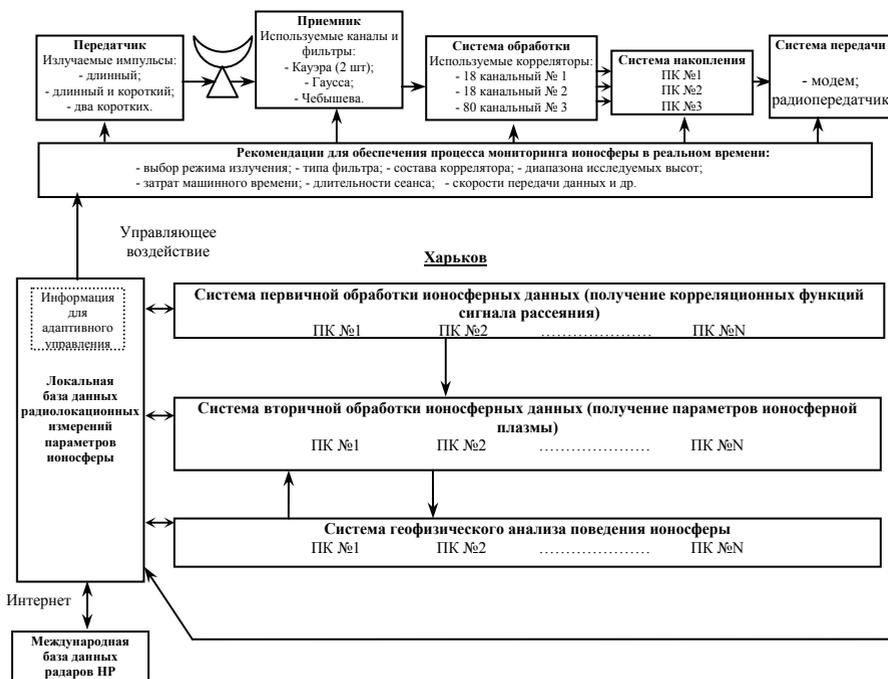


Рис. 2. Особенности использования локальной базы данных радиолокационных измерений

Формат XML. XML – текстовый формат, который используется для хранения структурированных данных и обмена информацией между программами. XML – это иерархическая структура, предназначенная для хранения любых данных. Визуально структура может быть представлена как дерево. Наиболее важное и обязательное синтаксическое требование заключается в том, чтобы документ имеет только один корневой элемент (альтернативно называемый элементом документа). Это означает, что текст или другие данные всего документа должны быть расположены между

единственным начальным корневым тегом и соответствующим ему конечным тегом [4].

Под XML подразумевается совокупность трех тесно связанных стандартов. Сюда входит сам XML как средство описания структуры документов, XSL как средство преобразования XML-документов для отображения, а также XLL – расширяемый язык связывания документов. Последний позволяет устанавливать многонаправленные ссылки и ссылаться не на весь документ, а на его конкретные его элементы.

XML, как основной формат, используется в офисных приложениях OpenOffice и MS Office 2007 и применяется для описания векторной графики SVG, формул MathML. Практически все современные системы управления базами данных поддерживают формат XML, а многие частично или полностью ориентированы на него.

Достоинства:

- 1) XML – язык разметки, позволяющий отобразить двоичные данные в текст, читаемый человеком и анализируемый компьютером;
- 2) XML поддерживает Юникод;
- 3) В формате XML могут быть описаны такие структуры данных как записи, списки и деревья;
- 4) XML – это самодокументируемый формат, который описывает структуру и имена полей так же, как и значения полей;
- 5) XML имеет строго определённый синтаксис и требования к анализу, что позволяет ему оставаться простым, эффективным и непротиворечивым. Одновременно с этим, разные разработчики не ограничены в выборе экспрессивных методов (например, можно моделировать данные, помещая значения в параметры тегов или в тело тегов, можно использовать различные языки и нотации для именования тегов и т. д.);
- 6) XML – формат, основанный на международных стандартах;
- 7) Иерархическая структура XML подходит для описания практически любых типов документов, кроме аудио и видео мультимедийных потоков, растровых изображений, сетевых структур данных и двоичных данных;
- 8) XML представляет собой простой текст, свободный от лицензирования и каких-либо ограничений;
- 9) XML не зависит от платформы;
- 10) XML является подмножеством SGML (который используется с 1986 г.). Накоплен большой опыт работы с языком и созданы специализированные приложения;
- 11) XML не накладывает требований на расположение символов в строке [5];
- 12) В отличие от бинарных форматов, XML содержит метаданные об именах, типах и классах описываемых объектов, по которым приложение может обработать документ неизвестной структуры (например, для динамического построения интерфейсов [4]);

13) XML имеет реализации парсеров для всех современных языков программирования [5];

14) XML поддерживается на низком аппаратном, микропрограммном и программном уровнях в современных аппаратных решениях. Основные достоинства формата XML следующие: он позволяет отобразить двоичные данные в текст, читаемый человеком и анализируемый компьютером; основан на международных стандартах; не зависит от платформы.

Недостатки:

1) Синтаксис XML избыточен;

2) Размер XML документа существенно больше бинарного представления тех же данных;

3) XML содержит мета-данные (об именах полей, классов, вложенности структур), и, одновременно, XML позиционируется как язык взаимодействия открытых систем. При передаче между системами большого количества объектов одного типа (одной структуры), передавать метаданные повторно нет смысла, хотя они содержатся в каждом экземпляре XML-описания.

Радиолокационные данные в формате XML. Пример ионосферных данных, для которых предлагается создать архив – выходные файлы системы четырёхканального коррелятора радара НР [2]. Эти файлы состоят из заголовка (дата, время и номер сеанса) и данных в формате четырёхбайтных целых чисел. Корреляционные функции НР сигнала хранятся в четырёх двумерных массивах (каждый 19 точек с 680 высотных участков в виде косинусной и синусной составляющих для двух каналов).

При создании архива ионосферных данных имеет смысл использовать интерфейс XML-RPC (XML Remote Procedure Call). XML-RPC – протокол вызова удалённых процедур, основанный на XML, отличается исключительной простотой применения. XML-RPC, как и любой другой интерфейс RPC, определяет набор стандартных типов данных и команд, которые программист может использовать для доступа к функциональности другой программы, находящейся на другом компьютере в сети [6].

Двоичные данные при включении в файл XML кодируются при помощи схемы base64. Base64 буквально означает – позиционная система счисления с основанием 64. Здесь 64 – это наибольшая степень двойки (2^6), которая может быть представлена с использованием печатных символов ASCII. Эта система широко используется в электронной почте для представления бинарных файлов в тексте письма (транспортное кодирование). Все широко известные варианты, известные под названием Base64, используют символы A-Z, a-z и 0-9, что составляет 62 знака, для остальных двух знаков в разных системах используются различные символы.

Результатирующие закодированные по base64 данные имеют длину, большую, чем исходный текст в соотношении 4:3, и напоминают по виду случайные символы. В частности можно использовать Radix-64 – разновидность кодирования Base64 двоичных данных в текстовый формат,

используемая в PGP. От Base64 отличается тем, что в конец добавляется контрольная сумма в 24 бита.

Дата и время сеанса хранятся в формате по стандарту ISO 8601. Формат ISO 8601 представляет собой международный стандарт, выданный организацией ISO, описывающий формат даты и времени.

Значения даты и времени расположены в порядке от более к менее значимому. Каждое число (год, месяц, день, время) записывается с фиксированным числом знаков и, при необходимости, должно быть дополнено до него ведущими нулями.

Кроме того, стандарт поддерживает добавление десятичной точки к наименьшей единице времени, когда требуется большая точность.

Существенный недостаток формата XML компенсируется ростом объёмов носителей информации.

Выводы. Предложен способ хранения данных радара НР в формате XML. Представление файлов ионосферных данных в формате XML позволит улучшить информационное обеспечение, повысить быстродействие процесса обработки ионосферных данных и создать функциональную базу данных, которая предоставит быстрый и удобный доступ к информации.

Список литературы: 1. Пуляев В.А. Инструкция и описание процедуры обработки данных радиолокатора НР с помощью компьютерных программ вторичной обработки. – Х.: Институт ионосферы, 2007. – 16 с. 2. Лысенко В.Н., Кононенко А.Ф., Черняк Ю.В. Корреляционная обработка сигнала некогерентного рассеяния // Вестник НТУ «ХПИ». Сборник научных трудов. Тематический выпуск «Радиофизика и ионосфера». – 2004. – № 23. – С. 49 – 62. 3. Козлов С.С. Организация базы данных харьковского радара НР // Технічна електродинаміка. Тематичний випуск “Силова електроніка та енергоефективність”. – 2009. – Ч. 2. – С. 113 – 114. 4. <http://www.xml.org/> 5. Хантер Д., Рафтер Дж. и др. XML. Базовый курс. – М.: Вильямс, 2009. – С. 1344. 6. Козлов С.С., Богомаз А.В., Пуляев В.А. О возможности применения формата XML для хранения ионосферных данных // Конференция молодых учёных “Дистанционное радиозондирование ионосферы (ИОН-2010)” (Харьков, Украина, 6 – 9 апреля 2010 г.). – Сборник тезисов. – 2010. – С. 38.

Поступила в редколлегию 31.05.2010

Д.А. СЛИНЬКО, бакалавр, НТУ “ХПИ”

В.А. ПУЛЯЕВ, д-р техн. наук, проф., Институт ионосферы НАН и МОН Украины

ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ИНФОРМАЦИИ В МНОГОКАНАЛЬНОМ БЛОКЕ АЦП РАДАРА НР

У статті розглядається приклад розробки системи управління блоком багатоканального АЦП, призначеного для реалізації режиму ідентичного перетворення інформації в процесі обробки радіолокаційних даних.

In article the example of system engineering of management by the block multichannel ADC is considered. He is intended for realization of a mode of identity of the information transformation in the course of processing of the radar data.

Постановка задачі. С целью автоматизации процесса обработки ионосферной информации, получаемой с помощью радиолокационных систем [1] некогерентного рассеяния (НР), необходима реализация такого устройства, которое бы использовалось в вычислительной системе радара для управления режимами работы многоканального аналого-цифрового преобразователя (АЦП). Его задача будет заключаться в отслеживании коэффициента усиления АЦП (представленного блоком из восьми преобразователей) и анализе сигналов на их выходах.

Эту функцию управления предложено осуществлять с помощью персонального компьютера (ПК), предназначенного для программного отслеживания идентичной работы всех преобразователей [2]. При этом будет учитываться случайный характер сигнала рассеяния и особенности его поведения при изменении концентрации электронов с высотой.

Целью данной статьи является рассмотрение возможности использования на радаре НР системы управления блоком, которым является многоканальный АЦП, для реализации режима синхронного преобразования данных в системе обработки ионосферной информации.

Анализ и решение проблемы. В связи со значительно возросшей в последнее время минитюаризацией радиоэлементов и появлением разветвленного программного обеспечения стала возможна реализация сложных устройств корреляционной обработки, входящих в состав радиолокационных систем. Так, на рис. 1 приведена схема многоканального коррелятора харьковского радара НР, где каждый канал скомпонован на базе микропроцессорных схем и предназначен для самостоятельной обработки нескольких квадратурных сигналов, поступающих с выходов приемного устройства.

Особенность режима данного коррелятора заключается в следующем. При обработке сигналов коррелятор рассчитывает комплексную автокорреляционную функцию сигнала НР вида

$$R(t, r) = \sqrt{R_{\text{Re}}(t, \tau)^2 + R_{\text{Im}}(t, \tau)^2} = \frac{1}{2} \sqrt{[R_{\text{xx}}(t, \tau) + R_{\text{yy}}(t, \tau)]^2 + [R_{\text{xx}}(t, \tau) - R_{\text{yy}}(t, \tau)]^2},$$

в которую входят как действительная, так и мнимая составляющие парных выборок оцифрованных отсчетов, относящихся к входным сигналам с одинаковыми значениями амплитуд. Таким образом, основной задачей при функционировании таких схем является контроль идентичности преобразования сигналов из аналоговой в дискретную форму.

В [1] показано, каким образом радар НР использует многоканальный блок АЦП, превращающий входные сигналы в цифровой (бинарный) код. Для обеспечения синхронной работы этих каналов необходима система управления, которая позволит регулировать размах входного напряжения. Она должна обеспечить управление коэффициентом передачи сигнала НР в диапазоне ± 1 В и доступ к нему со стороны многозарядного порта ПК, установленного на выходе общей шины, а также контроль информации на выходе всех преобразователей блока АЦП.

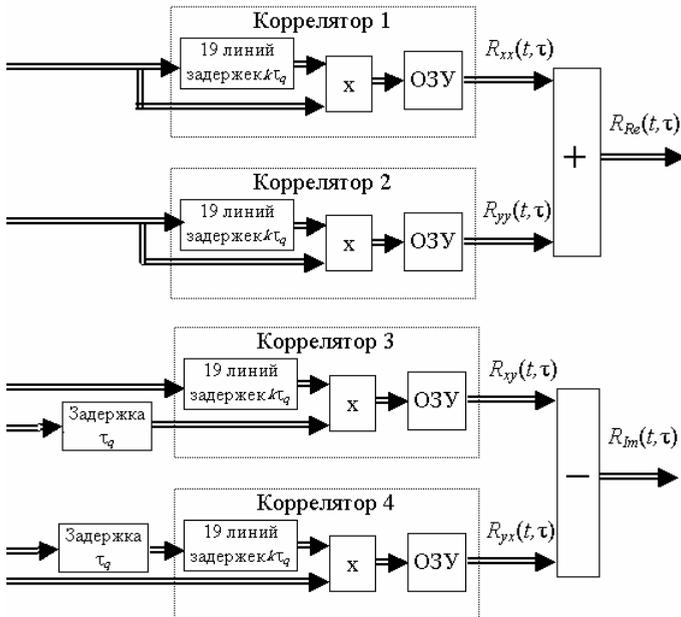


Рис. 1. Многоканальный коррелятор радара НР

Так как в данной статье предлагается пример разработки системы управления блоком, которая будет программироваться с помощью ПК, то

выбран один из вариантов подключения компьютера к этому устройству, а именно – с помощью системной шины.

На рис.1 показана функциональная схема той системы, которая может быть реализована на базе цифровых и аналоговых интегральных микросхем [3]. Реализация такой схемы позволяет достаточно точно устанавливать коэффициенты усиления внутри каждого из каналов и одновременно дает возможность осуществлять анализ сигналов, присутствующих на выходе любого из каналов во время их основной работы. Для этого на входе каждого АЦП устанавливается усилитель с регулируемым коэффициентом передачи информации, в качестве которого может быть использован ЦАП в сочетании с операционным усилителем на выходе.

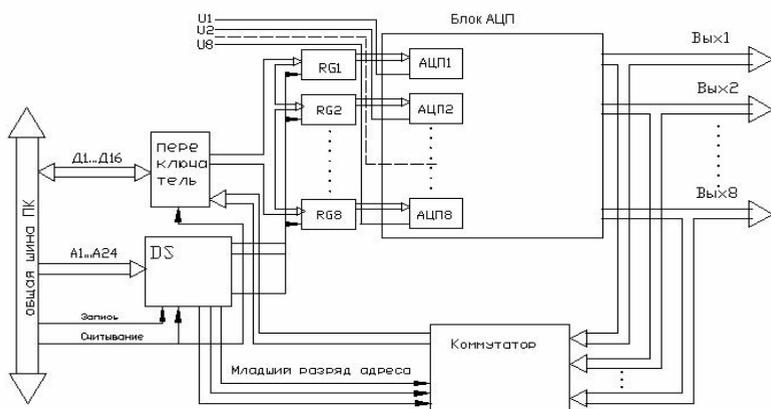


Рис. 2. Функциональная схема системы управления блоком АЦП

Принцип работы этой схемы с точки зрения записи и считывания информации следующий [4].

С адресной шины компьютера подается код, который при помощи дешифратора преобразуется в 8-разрядное число, каждый разряд которого служит для стробирования соответствующего канала устройства. Таким образом, будет осуществлен выбор нужного канала блока АЦП. Затем на входные регистры выбранного канала с шины данных ПК поступает сигнал, который задает необходимый коэффициент передачи усилителя данного канала. В результате таким управлением можно выравнять размах сигналов внутри различных каналов устройства.

С выходов непосредственно самих преобразователей, где входные сигналы превращены в цифровой код, есть возможность с помощью коммутатора поочередно и считывать эти оцифрованные данные.

На рис. 3 приведены эпюры, характеризующие процедуру записи/считывания данных через систему управления. Если требуется

записать информацию в каналные усилители, то вначале задается адрес A системы, одновременно с этим устанавливаются сами данные D и затем вырабатывается импульс записи информации по выбранному адресу.

Если же требуется считать информацию, находящуюся на выходах преобразователей АЦП, то сначала задается адрес A канала, затем вырабатывается импульс считывания, а после этого принимается информация D , находящаяся по указанном адресу.

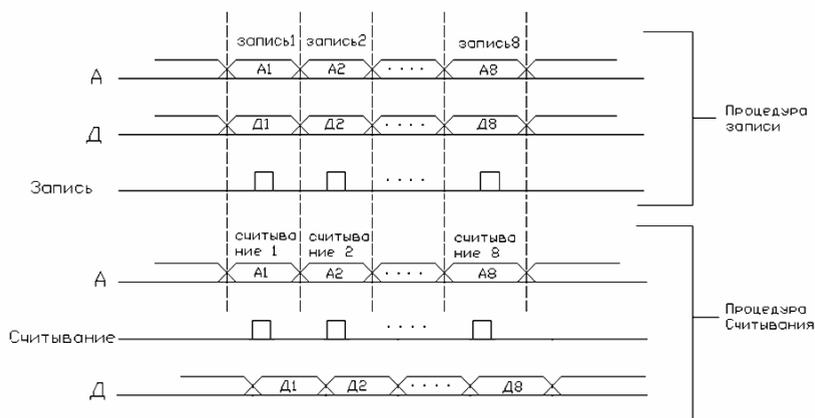


Рис. 3. Эпюры сигналов при обмене данными с ПК

Выводы. Таким образом, контроль информации с помощью ПК на выходах многоканального АЦП в реальном масштабе времени позволяет реализовать адаптивное управление и поддерживать идентичность работы преобразователей радиотехнической системы, обеспечивая тем самым высокую точность и эффективность обработки радиолокационных данных.

Список литературы: 1. Рогожкин Е.В., Пуляев В.А., Лысенко В.Н. Зондирующие сигналы для исследования ионосферы методом НР. Монография. – Х.: НТУ “ХПИ”, – 2008. – 256 с. 2. Федорков Б.Г., Телец В.А. Микросхемы ЦАП и АЦП: функционирование, параметры, применение. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 320 с. 3. Операционные усилители с быстрым установлением для параллельных АЦП // Ю.П. Кононенко, Г.В. Мокан, Е.А. Рябов, Д.В. Сотский // Методы и микросистемные средства цифрового преобразования и обработки случайных сигналов / Сборник тезисов, докладов, конференций. – Рига: ИЭ и ВТ АН Латв. ССР. – 1986. – С. 101 – 104. 4. Слинько Д.А., Пуляев В.А. Вопросы идентичности многоканального преобразования данных в радарах НР // Конференция молодых учёных “Дистанционное радиозондирование ионосферы (ИОН-2010)” (Харьков, Украина, 6 – 9 апреля 2010 г.). – Сборник тезисов. – 2010. – С. 21.

Поступила в редколлегию 01.06.2010

А.С. КОПТЯЕВА, бакалавр, НТУ “ХПИ”

В.А. ПУЛЯЕВ, д-р техн. наук, проф., Институт ионосферы НАН и МОН Украины

УЧЁТ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ АНАЛОГО-ЦИФРОВОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ СИГНАЛА НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЙНИЯ

Висвітлено питання про особливості представлення сигналу розсіяння цифровим кодом та про необхідність корекції результатів обчислень ординат кореляційних функцій цього сигналу у випадку появи похибок при такому перетворенні.

A question is reflected about the features of presentation of signal of dispersion by a digital code and about the necessity of correction of results of calculations of ordinates of functions of correlations of this signal in the case of appearance of errors at such transformation.

Постановка задачи. Расчет корреляционных функций сигнала, некогерентно рассеянного (НР) ионосферой, сопряжен с квантованием в аналого-цифровом преобразователе (АЦП) входного напряжения по уровню, причем величины шага и периода квантования задают структуру устройств коррелятора в радиолокаторе [1] и их возможность обработки данных в реальном масштабе времени. В настоящее время обработка производится с помощью быстродействующих вычислительных средств – микропроцессоров.

Главной особенностью обработки сигнала НР, на которую приходится обращать самое тщательное внимание, является то, что распределение мощности сигнала вдоль развертки дальности h_i (высоты) изменяется в широком диапазоне. Это обстоятельство определяет, в том числе, и выбор количества уровней квантования сигналов и сложность технической схемы цифровой обработки на выходе радиоприёмного устройства [2].

Цифровые микропроцессоры – коррелометры – использовались ранее и сейчас используются в системе обработки радара НР Института ионосферы НАН и МОН Украины. Но опыт их эксплуатации показывает, что требуется тщательный контроль ряда параметров, связанных с метрологическими характеристиками АЦП. Эти особенности определяют ряд эффектов, возникающих при квантовании входного сигнала, а именно – появление шумов квантования, несоответствие амплитуды сигнала разрядной сетке АЦП, изменение со временем величины уровней этой сетки и др. Именно последний случай, касающийся стабильности положения уровней внутри АЦП, и будет рассмотрен в данной статье.

Целью статьи является рассмотрение особенностей преобразования сигнала НР в цифровой вид, а также анализ и устранение возможной ошибки,

связанной с неточным позиционированием входного сигнала по отношению к динамическому диапазону АЦП

Анализ и решение проблемы. Аналого-цифровое преобразование сигнала [3] обычно сопровождается процедурой квантования – разбиения диапазона значений входной величины $U(t)$ на конечное число N уровней (на рис. 1 – по вертикали). Шаг квантования ΔU – это величина, характеризующая расстояние между двумя соседними уровнями. Каждому уровню присваивается n -разрядный двоичный код – номер уровня, записанный двоичным числом. Каждому отсчёту сигнала присваивается код того уровня, в который попадает значение напряжения этого отсчёта.

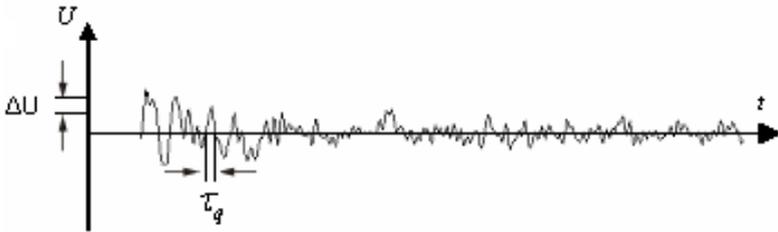


Рис. 1. Вид входного сигнала НР

От числа этих уровней зависит разрядность n данных на выходе АЦП, которая связана с числом уровней соотношением $N = 2^n$. Аналогично, период дискретизации τ_q – величина, в соответствии с которой сигнал $U(t)$ разбивается на дискретные значения вдоль оси времени t (на рис. 1 – по горизонтали).

Таким образом, в результате подобного преобразования аналоговый сигнал будет представлен последовательностью двоичных чисел, соответствующих величине сигнала в заданные моменты времени, то есть цифровым сигналом. Неточность преобразования [1] задает шум квантования, который соответствует величине ΔU шага квантования, или значению младшего разряда двоичного кода.

Структурная схема устройства параллельного типа, осуществляющего эти преобразования, приведена на рис. 2 [4]. Здесь входная аналоговая величина $U(t)$ после схемы усилителя (УС) подаётся для сравнения на N компараторов (КП), куда также подаются эталонные уровни, образованные делителями из резисторов равного сопротивления. Компараторы срабатывают, образуя на выходах единичный код (0 – нет превышения входного сигнала над эталоном, или 1 – есть превышение), который затем с помощью специального дешифратора (ДШ) преобразуется в двоичный выходной сигнал.

Для случая 10-разрядного АЦП ($N = 1024$) и при уровне питающих напряжений $U_0 = \pm 1$ В значение погрешности, связанной с шумами

квантования, равно $\Delta U = 2U_0/N \approx 2$ мВ. К ней добавляются погрешности резистивных делителей и погрешности компараторов.

Значительную роль могут играть при этом входные токи компараторов, если делитель недостаточно низкоомный.

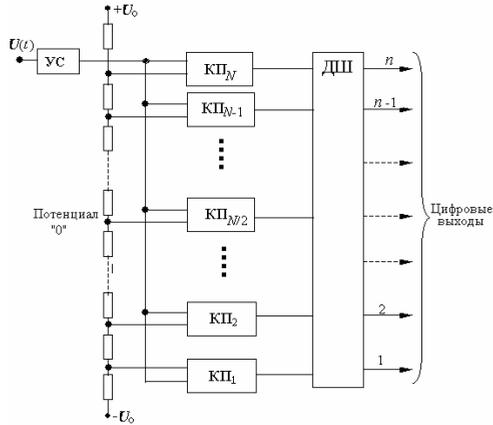


Рис. 2. Функциональная схема АЦП

Существует погрешность ещё одного рода, связанная с неточностью и нестабильностью эталонного напряжения $\pm U_0$. Она проявляется в неточном позиционировании центра входного двуполярного сигнала $U(h_i)$, которым является сигнал НР, по отношению к потенциалу “0” АЦП, который регулировкой напряжений устанавливается на центральном делителе (КП_{N/2}) преобразователя. В результате такого рассогласования на выходе АЦП будет присутствовать систематическая ошибка [5], сигнализирующая о несовпадении нулевых значений входного сигнала с нулевым уровнем преобразователя. В связи с такой особенностью существуют два варианта сведения к минимуму данной ошибки.

Первый вариант заключается в том, что до начала радиофизического эксперимента данный преобразователь тестируется. На его вход с помощью генератора шумоподобного сигнала подаётся сигнал, и регулировочными элементами в цепи питания $\pm U_0$ устанавливаются нулевые результаты на выходе АЦП.

Второй вариант состоит в учёте данного несовпадения непосредственно во время эксперимента. Для этого выделяется дополнительный корреляционный канал, который осуществляет статистическое усреднение на каждом высотном участке напряжения входного сигнала рассеяния.

Так, на рис. 3 приведены два примера высотного распределения мощности сигнала НР $U^2(h)$ (верхние части рисунков) и результат усреднения

вдоль развертки напряжений $\bar{U}(h)$ этого же сигнала (нижние части). Демонстрируются возможные варианты смещения “0” АЦП из-за нестабильности значений питающих напряжений.

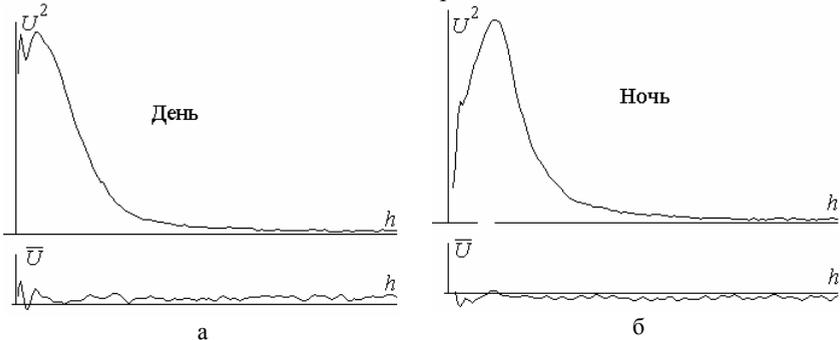


Рис. 3. Результаты расчетов мощности сигнала НР

Можно видеть, что в процессе эксперимента возможен “уход” нуля АЦП как в положительную (а), так и в отрицательную (б) полуплоскости. Суть же учёта полученных данных состоит в последующей коррекции автокорреляционной функции сигнала НР r_c на каждой высоте h_i по отношению к каждой k -й ординате согласно формуле

$$r_c^{\text{корр}}(k\tau_q, h_i) = r_c(k\tau_q, h_i) - U(h_i) \times U(h_i + c \frac{k\tau_q}{2}),$$

что позволяет скомпенсировать неточности позиционирования нулевой оси сигнала НР относительно центра динамического диапазона АЦП.

Выводы. С целью автоматизации процесса анализа радиофизической информации можно обеспечить решение задачи своевременного учета особенностей преобразования данных, в процессе которых могут возникать методические ошибки обработки данных ионосферных измерений.

Список литературы: 1. Рогожкин Е.В., Пуляев В.А. Система обработки некогерентно рассеянного сигнала // Вестник ХПИ. Исследование ионосферы методом некогерентного рассеяния. – 1989. – № 276, вып. 7. – С. 24 – 30. 2. Рогожкин Е.В., Пуляев В.А., Лысенко В.Н. Зондирующие сигналы для исследования ионосферы методом НР. Монография. – Х.: НТУ “ХПИ”, – 2008. – 256 с. 3. Гитис Э.И., Пискунов Е.А. Аналого-цифровые преобразователи. Учебное пособие для ВУЗов. – М.: Энергоатомиздат, – 1981. – 360 с. 4. Аналого-цифровое преобразование / <http://ru.wikipedia.org/wiki>. 5. Коптяева А.С., Пуляев В.А. Особенности цифрового преобразования ионосферных сигналов // Конференция молодых учёных “Дистанционное радиозондирование ионосферы (ИОН-2010)” (Харьков, Украина, 6 – 9 апреля 2010 г.). – Сборник тезисов. – 2010. – С. 18.

Поступила в редколлегию 01.06.10

А.Е. ЧАГАН, бакалавр, НТУ “ХПИ”

В.А. ПУЛЯЕВ, д-р техн. наук, проф., Институт ионосферы НАН и МОН Украины

ПЕРЕДАЧА ИОНОСФЕРНОЙ ИНФОРМАЦИИ ПО РАДИОКАНАЛУ

У статті розглядається приклад розробки системи передачі по радіоканалу цифрової інформації у вигляді радіолокаційних даних.

In article the example of system engineering of radio transmission of digital information for processing radar data.

Постановка задачі. С целью ускорения процесса обработки ионосферной информации, получаемой с помощью радиолокационных систем [1] некогерентного рассеяния (НР), необходима реализация такого специализированного устройства, которое бы использовалось для передачи принятых сигналов с территории расположения радара НР до места нахождения сервисных информационных систем. Его использование будет способствовать автоматизации процесса обработки данных внутри системы *on-line*, систематизации результатов в реальном времени, последующему оперативному обмену информацией с помощью Internet с целью принятия оперативных решений.

Расстояние от радара НР (г. Змиев) до потребителей (г. Харьков) в нашем случае равно 60 км, причем общепринятые средства связи (e-mail, Internet) с помощью модема не являются надежными, так как не позволяют вести надежный непрерывный многосуточный обмен данными. В свое время рассматривался вопрос организации на базе промышленного устройства аналогичного канала передачи данных [2] для потоковой обработки ионосферной информации, но, к сожалению, до последнего времени все еще продолжается осуществляться курьерская доставка данных, что вызывает значительную, до нескольких часов, задержку в обработке экспериментальных данных.

Целью данной статьи является рассмотрение возможности использования в составе радара НР Института ионосферы специализированной системы передачи данных, которые представляют собой результат измерения параметров ионосферы методом НР.

Анализ и решение проблемы. В настоящий момент к принятым и оцифрованным результатам на радиолокационном комплексе можно применять методы передачи данных, использующих бинарное кодирование параметров сигнала [3]. Поэтому предлагается свой радиомодем [4], состоящий из двух логически независимых частей – передающей и принимающей. Структурная схема передающей части показана на рис. 1.



Рис. 1. Структурная схема передающей части радиомодема

Так как скорость передачи данных по радиоканалу не превышает скорости последовательного порта RS232, то передатчик может быть подключен через него. В результате, передающая часть может состоять из генератора НЧ сигнала, управляемого выходом порта RS232, модулятора ВЧ колебаний, буферного каскада, умножителя частоты и оконечного каскада.

Генератор имеет возможность переключаться без сдвигов фаз по двум частотам. Оконечный каскад имеет мощность 10 Вт, а так как система использует частотную модуляцию, то усилитель будет реализован на одном транзисторе. Умножитель частоты имеет коэффициент умножения в 2 раза, т.к. он используется непосредственно перед оконечным каскадом.

Структура приемной части представлена на рис. 2.

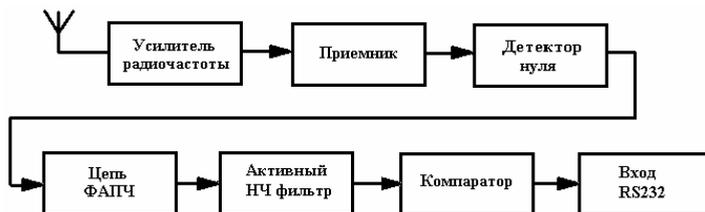


Рис. 2. Структурная схема приемной части радиомодема

Для упрощения принципиальной схемы, повышения надежности и уменьшения стоимости радиомодема, функциональные узлы приемной части предлагается реализовать в микросхемном исполнении. Для улучшения отношения сигнал/шум усилитель радиочастоты должен иметь малый уровень собственных шумов и быть выполнен на полевых транзисторах. Приемник включает в себя преобразователь частоты, усилитель и детектор. Для демодуляции принятого сигнала предлагается применить цепь фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ). Так как в цепь ФАПЧ необходимо подавать прямоугольный сигнал, то после приемника необходимо установить детектор нуля для преобразования синусоидального сигнала в прямоугольный. Для приведения сигнала с выхода цепи ФАПЧ к уровням сигналов порта RS232 используется компаратор.

Элементная база радиомодема должна обеспечивать выполнение заданных функций при возможно меньшей сложности аппаратуры, необходимой производительности и при простом соединении с портом RS232. Поскольку лучше использовать однополярное питание, то требуется, чтобы размах информационного сигнала находился в пределах 5 В, а значит, при построении канала целесообразно использовать микросхемы серии TTL. Представленным требованиям удовлетворяют распространенные серии K564, K1401 и K561, в составе которых есть микросхемы с необходимыми функциональными возможностями.

В радиомодеме применяется частотная манипуляция. Модулятор преобразует логические уровни сигнала DTR в двухчастотный НЧ сигнал, который поступает на вход передатчика. Сигнал с порта RS232 поступает на транзисторный ключ, который управляет частотой мультивибратора путем изменения емкости в цепи его обратной связи. Затем сдвиговой регистр формирует выходной синусоидальный НЧ сигнал. Низкий уровень сигнала DTR соответствует выходной частоте 4400 Гц, высокий – 2400 Гц.

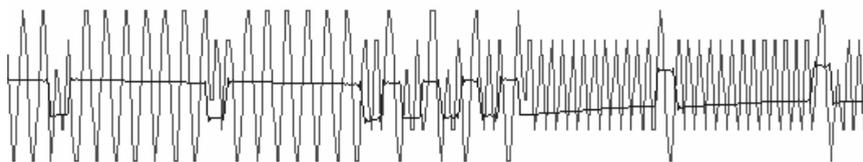


Рис. 3. Процесс частотного кодирования

На рис. 3 отображен процесс частотного кодирования. Так, с DTR будет поступать прямоугольный сигнал, синусоидальная же составляющая – частотный сигнал на выходе модулятора. Выход регистра подключен через инвертор к входу, что обеспечивает поочередное заполнение регистра нулями и единицами. К выходам регистра подключена резистивная цепочка, реализующая ЦАП. С выхода ЦАП сигнал через переменный резистор поступает на вход передатчика.

Передатчик состоит из 4-х каскадов: модулятора, буферного каскада, умножителя частоты и оконечного каскада. Низкочастотный сигнал с АЦП управляет модулятором. Сигнал с умножителя частоты поступает на оконечный каскад, где усиливается до необходимой мощности и подается на передающую антенну.

Приемник выполнен на микросхеме Motorola mc3362, внутри которой находятся два преобразователя частоты, усилитель-ограничитель и выходной усилитель НЧ сигнала. Входной каскад приемника выполнен по традиционной резонансной схеме. С выхода приемника сигнал поступает на вход демодулятора.

На входе демодулятора установлен детектор нуля, который пропускает входной сигнал при амплитуде, превышающей заданную на

делителе. Детектор нуля преобразует синусоидальный сигнал в сигнал прямоугольной формы, который подаётся на частотный детектор на микросхеме K564ГГ1.



Рис. 4. Преобразование детектором НЧ сигнала

На рис. 4 изображены сигналы на входе и выходе детектора. После детектора сигнал, преобразованный в прямоугольную форму, подается в цепь ФАПЧ, выполненную на микросхеме K564ГГ1. Встроенный в микросхему генератор синхронизируется входным сигналом. При отсутствии сигнала вырабатывается частота 3400 Гц. Форма сигнала – прямоугольная. При поступлении сигнала на выходе ФАПЧ возникнет сигнал автоподстройки, зависящий от частоты входного сигнала. Этот сигнал поступает на активный фильтр нижних частот. После фильтра сигнал преобразуется в цифровой код и поступает на вход порта RS232 компьютера. На рис. 5 изображены сигналы на входе и выходе демодулятора.

Дальнейшей обработкой принятой информации занимается пакетный драйвер модема.

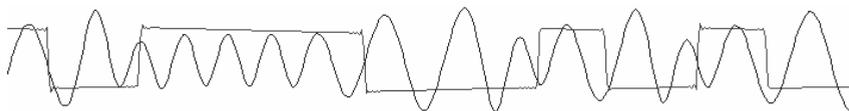


Рис. 5. Преобразование демодулятором ЧМ сигнала

Выводы. При использовании радиоканала путем автоматической и своевременной передачи ионосферных данных будет обеспечена высокая эффективность обработки ионосферной информации и принятия решений.

Список литературы: 1. Пуляев В.А. Автоматизированная система исследования параметров ионосферной плазмы на базе радара НР // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2003. – № 135. – С. 78 – 86. 2. Пуляев В.А., Лизогуб В.И., Галенин Е.П. Канал передачи данных для организации потоковой обработки ионосферной информации // Вестник НТУ “ХПИ”: Информатика и моделирование. – 2004. – № 34. – С. 153 – 156. 3. Чаган А.Е., Пуляев В.А. Цифровые методы обмена информацией между удаленными потребителями // Конференция молодых учёных “Дистанционное радиозондирование ионосферы (ИОН-2010)” (Харьков, Украина, 6 – 9 апреля 2010 г.). – Сборник тезисов. – 2010. – С. 40. 4. Чаган А.Е., Пуляев В.О. Розробка пристрою для передачі цифрових даних // XVIII Міжнародна науково-практична конференція: Інформаційні технології: наука, техніка, технологія, освіта, здоров’я. (Харків, Україна, 12 – 14 травня 2010 р.) Збірник тез доповідей. – Х.: НТУ “ХПІ”. – 2010. – С. 57.

Поступила в редколлегию 01.06.2010

Ф.В. КИВВА, д-р физ.-мат. наук, проф., Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины

В.Н. ГОРОБЕЦ, канд. физ.-мат. наук, Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины

Ю.В. ГОНЧАРЕНКО, канд. физ.-мат. наук, Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины

А.Л. КОВОРТНЫЙ, аспирант, Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины

С.И. РЫМАРЬ, преподаватель-стажер, НТУ “ХПИ”

МЕТОДИКА ЗАЩИТЫ ВАКУУМНЫХ НАСОСОВ, ПРИМЕНЯЕМЫХ В УСТАНОВКАХ ДЛЯ РЕГЕНЕРАЦИИ СОРБЕНТОВ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ, ОТ ВОДЯНЫХ ПАРОВ

Розглянутий метод захисту вакуумних насосів, що використовуються в установках для регенерації сорбентів в електромагнітному полі, від водяної пари.

The method of protecting vacuum pumps used in installations for the regeneration of the sorbents in the electromagnetic field from the water vapor is reviewed.

Введение. За последнее время количество технологий, основанных на взаимодействии электромагнитного поля с веществом, резко возросло и продолжает возрастать [1 – 3]. Это связано с рядом существенных преимуществ, возникающих, например, при сушке, стерилизации, пастеризации и других технологических процессах, широко применяемых в промышленности, сельском хозяйстве, медицине.

Одним из перспективных направлений применения технологий, основанных на взаимодействии электромагнитного поля с веществом, является регенерация сорбентов, используемых в электроэнергетике.

Анализ литературы. Энергетическая промышленность широко использует масляные трансформаторы, в которых в больших количествах содержится трансформаторное масло [4]. В процессе эксплуатации в трансформаторном масле образуются различные продукты, снижающие его эксплуатационные характеристики и подлежащие удалению (одной из наиболее опасных примесей в трансформаторном масле является вода, которая поглощается маслом, при контакте его с атмосферой). Удаление продуктов старения масла может производиться либо постоянно в процессе эксплуатации оборудования, либо периодически при достижении эксплуатационными характеристиками предельно допустимых значений [1 – 3]. Электрохимические и электрофизические свойства сорбентов, а также технологии их производства и регенерации рассмотрены в многочисленной

литературе, в том числе в статьях [1, 2] специальных отчетах [3], монографиях [4, 5] и патентах.

Для осушки трансформаторных масел широко применяются адсорберы, заполненные поверхностно-активным веществом – сорбентом [3]. Действие сорбента основано на процессах адсорбции, т.е. на поглощении вещества (адсорбата) поверхностью сорбента. Молекулы адсорбата испытывают притяжение со стороны поверхности сорбента и оседают на ней, покрывая эту поверхность слоем адсорбируемых молекул. При этом химической реакции не происходит и адсорбированные молекулы сохраняют свою индивидуальность. Адсорбционные силы имеют ту же природу, что и силы межмолекулярного взаимодействия, и начинают проявляться при приближении молекул адсорбата к поверхности сорбента на расстояние, соизмеримое с размерами молекул. Поэтому наибольшей эффективностью обладают сорбенты, имеющие пористую структуру с размерами пор, соизмеримыми с размерами молекул адсорбата.

Выбор сорбентов зависит от конкретной задачи. Для удаления воды применяются микропористые сорбенты, например, цеолиты. Масло, проходя через адсорбер, заполненный сорбентом, обезвоживается до тех пор, пока у сорбента не наступит фаза насыщения влагой. При этом необходимо заменить сорбент или регенерировать его.

Регенерация сорбентов в электромагнитном поле. Десорбция или удаление поглощаемого вещества (влаги) из сорбента является основной стадией при его регенерации [5]. Наиболее широкое применение в промышленности нашел метод термической десорбции с помощью специальных электронагревателей, которые представляют собой линейно распределенные источники тепла. Передача тепла от них происходит за счет теплопроводности в системе "сорбент-масло", которая очень низка. Недостатками такого метода является либо большое время регенерации (более 30 ч), либо локальный перегрев вблизи поверхности тепло-электронагревательных элементов, который приводит к коксованию сорбента.

Время регенерации сорбента определяется скоростью его нагрева. Качество регенерации сорбента определяется неизменностью необходимой температуры во всем объеме адсорбера [6].

Из этого следует, что при термической регенерации сорбента необходимо, как минимум, выполнить два условия – обеспечить оптимальную скорость нарастания температуры в адсорбере и создать равномерное температурное поле внутри всего объема адсорбера. Решить эту задачу можно путём применения технологии объемного нагрева сорбента с помощью электромагнитного поля (ЭМП) в адсорбере.

Степень и скорость нагрева сорбента в ЭМП определяется его частотой и подводимой мощностью. Выбор рабочей частоты ЭМП осуществляется из условия необходимой глубины проникновения ЭМП в сорбент, которая

зависит от комплексной диэлектрической проницаемости, а также от объема используемого адсорбера.

Экономичность адсорбционного процесса в значительной степени зависит от режима регенерации сорбента: времени, необходимого для регенерации определённого объёма сорбента и энергозатрат на единицу объёма сорбента.

Совершенствование технологии и сокращение времени проведения адсорбционно-десорбционного цикла сорбента, что ведет к общему сокращению времени регенерации трансформаторных масел и, следовательно, к уменьшению затрат на проведение профилактических работ по обслуживанию масляных трансформаторов.

Во всём радиодиапазоне, включая СВЧ и КВЧ, воздействие электромагнитного поля на вещество является неионизирующим. Основные эффекты воздействия обусловлены поляризацией вещества и рассеянием энергии ЭМП вследствие конечных значений мнимой части диэлектрической проницаемости ϵ'' . При таких условиях подводимая к веществу энергия ЭМП, вследствие объёмного рассеяния превращается в тепло, причём основному воздействию подвергается сорбент и влага, заполняющая поры сорбента. Передача тепла от сорбента к влаге происходит за счёт их теплопроводности. Нагрев поглощённой сорбентом влаги в электромагнитном поле КВ-диапазона также обусловлен наличием токов проводимости и поляризацией её молекул.

Нагреваясь до критических значений при заданном давлении, вода, кроме расширения, начинает испаряться, мигрируя по микропорам сорбента до его поверхности и далее в направлении потока, создаваемого вакуумным насосом.

Изложенные выше принципы заложены в основу работы установки по ускоренной регенерации сорбентов БПРС-1, которая широко применяется для регенерации сорбентов и подготовки их после длительного хранения.

Принцип действия установки БПРС-1. Энергия высокой частоты от генератора через коаксиальную линию поступает в адсорбер, который представляет для генератора ВЧ комплексную нагрузку. Если генератор и нагрузка согласованы, т.е. коаксиальная линия настроена на режим бегущей волны, то вся энергия электромагнитной волны рассеивается в нагрузке. Согласование генератора и нагрузки осуществляется с помощью согласующего устройства, реактивное сопротивление которого компенсирует реактивное сопротивление нагрузки, а активное согласуется с выходным сопротивлением генератора.

В результате испарения и удаления влаги из адсорбера диэлектрические свойства сорбента в течение сеанса регенерации меняются, а, следовательно, меняются и параметры нагрузки. Это требует периодической подстройки (согласования) выхода генератора и нагрузки.

Постановка задачи. Для уменьшения температуры испарения воды и повышения эффективности десорбции в адсорбере создаётся давление порядка 10000 Па. Разрежение создаётся с помощью вакуумного насоса (типа ВН-461М). Пары влаги через сильфонные металлические рукава поступают в теплообменник, где и происходит их конденсация. Далее сконденсированная вода поступает в сборник конденсата, в котором имеется мерная линейка для определения количества сконденсированной влаги.

Недостатком методики создания форвакуума, применяемой в установке БРПС-1, является тот факт, что пары влаги, поступающие в теплообменник, не полностью конденсируются. Несконденсированная часть паров вместе с воздухом через теплообменник попадает в вакуумный насос. Вакуумные насосы типа ВН – 461М или АВЗ-20Д критичны к наличию влаги в удаляемом воздухе. Влага, смешиваясь с вакуумным маслом, уменьшает плотность масла, что приводит к выходу из строя насоса.

Установка по ускоренной регенерации сорбентов БРПС-2. Установка БРПС-2 функционально состоит из четырёх частей: генератора высокой частоты (I), адсорбера (II), вакуумно-гидравлической системы (III) и пульта управления (IV). Функциональная схема установки приведена на рис. 1. Она состоит из следующих основных узлов: генератора высокой частоты 1 с блоком питания 2, адсорбера 3, индикатора визуального контроля 5, контрольного теплообменника 6, ресивера, конструктивно связанного с теплообменником, 7, блока управления 8 вакуумного насоса 11 и сборника конденсата 12, а также клапанов 4, 9, 10. Она предназначена для удаления влаги из адсорбера. Адсорбер функционально размещается или отдельно, как в макете установки, или же в составе МЦУ-7, как в установке БРПС-1.

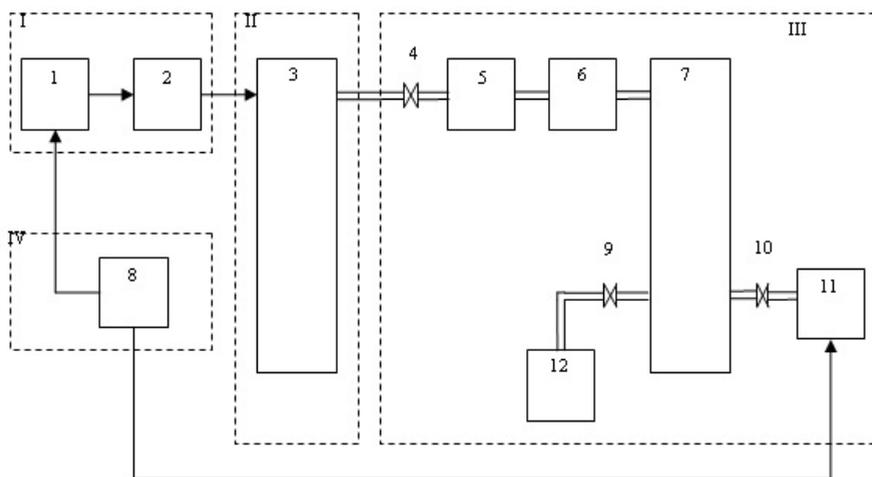


Рис. 1. Функциональная схема установки БРПС-2

Принцип действия установки БРПС-2 не отличается от принципа действия установки БРПС-1.

Защита вакуумного насоса от водяных паров. Для улучшения защиты вакуумного насоса от водяных паров предложена следующая методика.

Между насосом и теплообменником вводится промежуточный ресивер 7 (рис. 1), совмещённый с теплообменником, объём которого соизмерим с объёмом адсорбера. Ресивер подсоединён к адсорберу и насосу через входной 4 и выходной 10 вентиля. На первом этапе создания форвакуума в системе при закрытом входном и открытом выходном вентилях создаётся необходимое давление в ресивере. Затем, при закрытом выходном и открытом входном вентилях, а также закрытом вентиле 9, давление в адсорбере и ресивере выравнивается, в результате чего происходит отток паров влаги из адсорбера в теплообменник и их конденсация. Через некоторое время (1 – 2 мин), необходимое для полного окончания этого процесса, входной вентиль закрывается, и при открытом выходном вентиле повторяется процесс откачки воздуха из ресивера. Таким образом, в результате практически полной конденсации паров влаги в теплообменнике, пары в насос не поступают. Периодичность повторения этого цикла зависит от влажности сорбента и уточняется в процессе регенерации в каждом конкретном случае. Сконденсированная влага из теплообменника через вентиль 9 поступает в сборник конденсата 12, где осуществляется сбор и интегральный контроль испарённой влаги.

На рис. 2 приведен внешний вид ресивера, конструктивно связанного с теплообменником.



Рис. 2. Ресивер, совмещённый с теплообменником

Практические результаты. Усовершенствованная установка БРПС-2 разработана в двух модификациях: вариант 1 – установка предназначена для работы совместно с установкой для регенерации масла МЦУ-7 с двумя адсорберами вместимостью 35 кг каждый и вариант 2 – для работы с автономно установленным адсорбером вместимостью 150 кг. Эти варианты по исполнению отличаются только вакуумными насосами: в первом варианте установлен насос типа ВН-461М, в варианте 2 – АВЗ-20Д, который отличается от ВН-461М большей производительностью.

Выводы. Проведенные исследования и разработка действующего экспериментального образца установки для регенерации сорбентов с учетом предложенной методики защиты вакуумного насоса от водяных паров позволили решить конкретные практические вопросы в технологии регенерации сорбентов – увеличение надежности системы вакуумирования.

Список литературы: 1. Кивва Ф. В., Горобец В. Н., Зотов С. М. и др. Новые технологии обработки сорбентов // Новини енергетики. – 2003. – № 1 – 2. – С. 26 – 31. 2. Головки М.И., Гончаренко Ю.В., Горобец В.Н. и др. Установка для регенерации сорбентов в электромагнитном поле // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. – 2005. – № 5 (59). – С. 49 – 51. 3. Отчет по НИР «Октан». Разработка и изготовление устройства для ускоренной регенерации сорбента. – ИРЭ им. А.Я. Усикова НАН Украины, 2002. – с. 101. Научный руководитель д.ф.-м.н. Ф. Кивва. 4. Монастырский А.Е. Регенерация, сушка и дегазация трансформаторного масла. Учебное пособие. – С-Петербург, 1997. – с. 42. 5. Кельцев Н.В. Основы адсорбционной техники. – М.: Химия, 1984. – 592 с. 6. Лукин В.Д., Анципович И.С. Регенерация адсорбентов. – Л.: Химия, 1983. – 216 с.

Поступила в редколлегию 31.05.2010

И.Ф. ДОМНИН, директор, д-р техн. наук, доц., Институт ионосферы НАН и МОН Украины

Л.А. ПОСПЕЛОВ, с.н.с., д-р техн. наук, проф., Институт ионосферы НАН и МОН Украины

А.Е. АНДРЕЕВ, ст. преподаватель, НТУ “ХПИ”

Я.Н. ЧЕПУРНОЙ, н.с., Институт ионосферы НАН и МОН Украины

В.В. ЛИЗОГУБ, канд. техн. наук, доц., НТУ “ХПИ”

Е.П. ГУРТОВАЯ, ст. преподаватель, НТУ “ХПИ”

С.И. РЫМАРЬ, аспирант, НТУ “ХПИ”

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ МОДИФИКАЦИИ СВОЙСТВ ДИССИПАТИВНЫХ СРЕД УГЛЕВОДОРОДОВ

Розглянута можливість аналізу високочастотних полів антен у ближній зоні при зміні параметрів навантаження на основі удосконаленого методу Кінгу при рішенні рівнянь Максвелла. Аналіз розподілу функції об'ємного тепловиділення у дисипативному середовищі дозволяє сформулювати принципи положення для розробки пристроїв розігріву вуглеводнів в електропровідних ємностях різного призначення. Наводяться результати моделювання розподілу таких полів при застосуванні антен спеціальної конфігурації та властивостей.

The possibility of analyzing high-frequency field of antennas in the near zone when changing the parameters of the load on the basis of an improved method for King to solve the equations of Maxwell. The analysis of the distribution function of the volume of heat in a dissipative medium has allowed to formulate the fundamental provisions of the development of devices for heating hydrocarbons in the electrically conductive containers for different purposes. Result of modeling the distributions of such fields in the applications of a special antenna configuration and properties.

Постановка задачі. Изучение параметров материальных сред, определяющих характеристики распространения электромагнитных волн в сильно диссипативных средах, имеет большое значение во многих областях применения электромагнитных технологий, так как эти параметры полностью описывают взаимодействие поля со средой на макроскопическом уровне. Такие эффекты, как нагрев материальных сред и диссипация энергии в них, являются функциями напряженности поля и проблема исследования распределения неионизирующего излучения имеет важное прикладное применение в таких отраслях промышленности, как силовая энергетика (сушка сорбентов), сельское хозяйство (сушка продукции), строительство (сушка древесины), нефтяная промышленность (очистка нефтедобывающих скважин и цистерн при транспортировке углеводородов). Для решения поставленной задачи необходимо разработать целый класс электродинамических систем, которые возбуждают поля в среде углеводородов, причем эти системы должны обеспечивать введение электромагнитного излучения без отражения и без создания недопустимого уровня паразитного излучения. Общеизвестная основная область применения

антенн относится к использованию их в системах передачи электромагнитной энергии на достаточно большие расстояния. Использование антенн высокочастотного диапазона с целью модификации свойств таких диссипативных сред, как углеводороды, наталкивались на противоречие, заключающееся в больших габаритах излучающих устройств при существенно меньших размерах нагреваемых объектов. Вследствие этого, разработчикам приходилось увеличивать рабочую частоту в сторону СВЧ, что приводит к существенному уменьшению величины скин-слоя относительно размеров объема изменяемой среды. Таким образом, видимое противоречие при стандартной методике решения этой задачи наталкивалось на практически непреодолимые трудности. Эту задачу необходимо решать комплексно: на основе новой физико-математической модели псевдостатического уравнения электромагнитного поля, которая дает возможность получить распределения поля в диссипативных средах, необходимо провести исследование распределение электромагнитных и тепловых полей в конкретных видах углеводородов и на его основании разработать принципы построения целого класса устройств, обеспечивающих решение поставленной задачи.

Анализ литературы. В [1] дан достаточно полный анализ применения линейных антенн в материальных средах. Проведенный теоретический анализ и экспериментальные исследования распределения полей антенн, работающих в поглощающих средах, убедительно показывает, что такие антенны обладают специфическими особенностями. При этом некоторые положения классической теории работы антенн в не диссипативных средах требуют корректировки, когда поглощением энергии в среде, окружающей антенну, пренебречь нельзя. Примером применения положений классической теории расчета полей таких антенн с целью улучшения их характеристик являются патенты [2, 3]. Огромное внимание практических исследователей направлено на модификацию свойств таких диссипативных сред, как углеводороды, в силу того, что в современных условиях вопросы экологии и энергосбережения приобретают остронасущный характер. Под модификацией свойств диссипативной среды авторы подразумевают целую группу следующих мероприятий. Во-первых, изменение химического состава углеводородов, представляющих собой сложную смесь окисленных углеводородов (смола, асфальтенов, парафина), солей, воды, различных химических реагентов, использующихся в процессе добычи товарной нефти. При хранении и транспортировке нефти происходит процесс испарения и дальнейшего окисления ее, формирование тяжелых остатков, состоящих из асфальто-смолистых веществ, не позволяющих свободную перекачку нефти при разгрузочно-погрузочных работах [4, 5]. Во-вторых, удаление асфальто-парафиновых или кристаллогидратных пробок при транспортировке углеводородов по нефтепроводах [6]. И, в-третьих, нагрев или поддержание технологических температур углеводородов в емкостях

различной конфигурации, например, в цистернах. Как показано в [7], различные фракции нефти имеют различное содержание воды, в результате чего имеется ярко выраженная зависимость тангенса угла диэлектрических потерь различных нефтепродуктов от частоты электромагнитного поля.

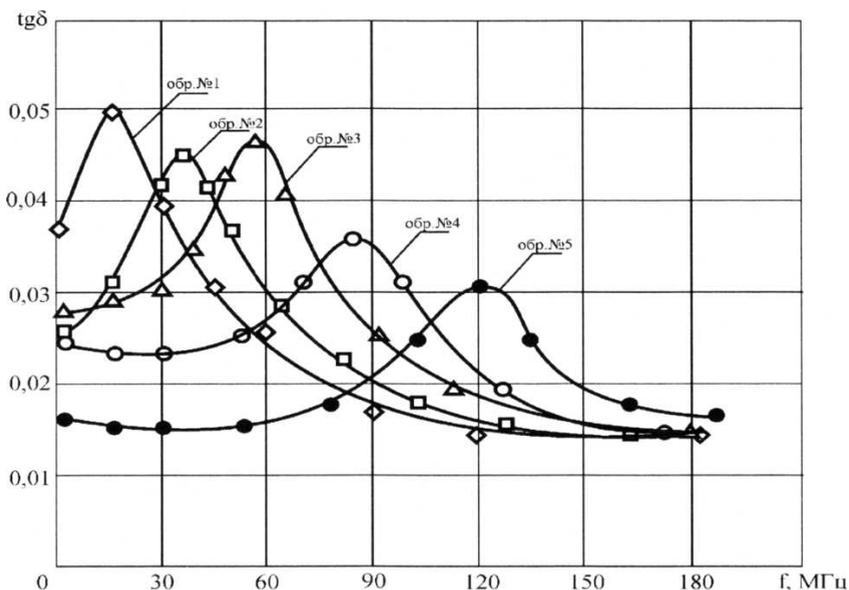


Рис. 1. Зависимость тангенса угла диэлектрических потерь для образцов нефтешлама от частоты ЭМП с различным содержанием воды в образцах: №1 – 72 %; №2 – 42 %; №3 – 28 %; №4 – 16 %; №5 – 3 %

Отсюда следует, что диссипация энергии электромагнитного поля в сильной степени зависит от химических свойств углеводородов, что позволяет эффективно использовать этот факт для тепловой модификации таких сред.

Цель работы. Целью настоящей статьи является поиск теоретических основ тепловой модификации характеристик таких сред, как например, углеводороды, показать эффективность новых методов исследования объемного распределения электромагнитных и тепловых полей в этих диссипативных средах и разработать принципы построения устройств, решающих задачу разогрева различных фракций углеводородов.

Особенностью разрабатываемой технологии является воздействие на модифицируемую среду неионизирующим электромагнитным полем во всех частотных диапазонах, начиная со статического и заканчивая сверхвысокочастотным (СВЧ). Такое взаимодействие сводится к поляризации и поляризационному поглощению поля в среде.

Поглощающаяся часть воздействия определяется величиной проводимости, зависящей от электрофизических свойств среды и рабочей частоты, как показано, например, на рис. 1. Анализ показывает, что ориентация разрабатываемых методов на диапазон СВЧ, традиционно используемых в технологиях разогрева углеводородов, может быть не оправдан в связи со сложным характером зависимости мнимой части диэлектрической проницаемости от частоты. Как показано в работах [1, 7], диссипация в диэлектриках проявляется вследствие поляризации, и наблюдается в различных частотных диапазонах. Важно отметить, что этот эффект достаточно чётко выражен в метровом диапазоне длин волн. Коротковолновый (ВЧ) диапазон является особенно перспективным для эффективного равномерного разогрева углеводородов в емкостях. Это обусловлено тем, что глубина скин-слоя электромагнитного поля (расстояние, на котором амплитуда напряжённости поля плоской волны уменьшается в e раз) в этих средах соответствует размерам используемых на практике ёмкостей (порядка десяти метров).

Электродинамическая теория для сильно диссипативных сред. Известно, что при высокочастотном нагреве нефтепродуктов комплексная диэлектрическая проницаемость

$$\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon'' \quad (1)$$

где ε' и ε'' действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости, в сильной степени зависит от соотношения мнимой и действительной части.

Поэтому в волновом уравнении для пространственного распределения напряженности E гармонического ($E \sim e^{-i\omega t}$) электромагнитного поля, записанного в виде:

$$\Delta \vec{E} + (\varepsilon' + i\varepsilon'') \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E} = 0 \quad (2)$$

необходимо сохранять и действительную и мнимую части диэлектрической проницаемости. Так как решение уравнения (2) в общем случае комплексно, то есть

$$\vec{E} = \vec{E}' + i\vec{E}'' \quad (3)$$

то целесообразно найти уравнения отдельно для величин E' и E'' . Они имеют такой вид:

$$(\Delta + \varepsilon')^2 \vec{E}' = \varepsilon''^2 \vec{E}' \quad (4)$$

$$\vec{E}'' = -\frac{1}{\varepsilon''}(\bar{\Delta} + \varepsilon')\vec{E}' \quad , \quad (5)$$

$$\bar{\Delta} \equiv \left(\frac{c}{\omega}\right)^2 \Delta$$

где введено обозначение:

Если первое слагаемое в (4) может быть больше второго, то это позволит пренебречь слагаемыми пропорциональными величине ε' в уравнениях (4) и (5). Это означает, что в приближении (1) уравнение (2) можно записать в виде:

$$\bar{\Delta}\vec{E} + \varepsilon''^2\vec{E}' = 0 \quad , \quad (6)$$

а уравнение (4) и соотношение (5) будут иметь вид:

$$\bar{\Delta}^2\vec{E}' = \varepsilon''^2\vec{E}' \quad , \quad (7)$$

$$\vec{E}'' = -\frac{1}{\varepsilon''}\bar{\Delta}\vec{E}' \quad . \quad (8)$$

Соотношения (7) и (8) составляют исходные уравнения в псевдостатическом приближении [8]. В векторном виде уравнения псевдостатического приближения оказываются удобными для решения задач электродинамики, когда предельные условия заданы для напряженности поля. Это относится к задачам исследования излучения электромагнитных волн антеннами разного типа.

Если рассматривается задача излучения электромагнитного излучения однородно заряженным электродом, когда задан потенциал на идеально проводящих электродах, тогда удобнее использовать уравнение, в котором искомым является не напряженность электрического поля, а его потенциал. Это уравнение можно получить таким способом.

Пренебрежение слагаемыми, содержащими ε' в уравнениях (2) и (4), физически означает, как и в известном квазистатическом приближении, пренебрежение фазовыми эффектами при анализе распространения электромагнитных волн. Из этого следует утверждение, что в выражении для поля через его потенциалы (скалярный φ и векторный \vec{A}):

$$\vec{E} = -\nabla\varphi - \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{A}}{\partial t} \quad , \quad (9)$$

другим слагаемым необходимо пренебречь, поскольку он существенно меньше первого. Следовательно, в псевдостатическом приближении справедливое соотношение:

$$\vec{E} = -\nabla\varphi, \quad (10)$$

как и в квазистатическом приближении. Тогда исходное уравнение псевдостатического приближения можно записать в скалярной форме:

$$\overline{\Delta}\varphi + \varepsilon''\varphi = 0. \quad (11)$$

Для действительной и мнимой части потенциала:

$$\varphi = \varphi' + i\varphi'' \quad (12)$$

будут справедливые следующие соотношения:

$$\overline{\Delta}^2 \varphi' = \varepsilon''^2 \varphi', \quad (13)$$

$$\vec{\nabla}\varphi'' = -\frac{1}{\varepsilon''} \overline{\nabla}\Delta\varphi', \quad (14)$$

которые являются скалярной разновидностью основного уравнения псевдостатического приближения.

Первый случай можно проиллюстрировать на примере задачи возбуждения в диссипативной среде электромагнитного поля высокочастотным зазором микрополосковой антенны, которая содержит открытый плоский прямоугольный резонатор площадью $a \times 2a$ заполненной диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ε_0 . Пусть в центре зазора шириной h приложено высокочастотное напряжение величины V_0 . Считаем, что зазор занимает часть площади, следующими условиями:

$$|z| \leq a, |x| \leq h/2, h \ll a, \quad (15)$$

а поле возбуждается в объеме $y \gg 0$, заполненном диссипативной средой с диэлектрической проницаемостью, которая соответствует условию (1).

Граничное условие для тангенциальной составляющей напряженности электрического поля при значении координаты $y = 0$ приближённо можно записать в виде:

$$E_x|_{y=0} = \left(\frac{V_0}{h} \right) \cos k_0 z, \quad (16)$$

где

$$k_0 \equiv \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0}. \quad (17)$$

В цилиндрических координатах напряженность электрического поля для области $\rho \geq 0$ будет иметь только одну азимутальную составляющую:

$$E_\psi = E(z, \rho), \quad (18)$$

не зависимо от угла ψ . При этом уравнение (7) принимает вид:

$$\left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) E'_\psi = \varepsilon''^2 E'_\psi, \quad (19)$$

где

$$\bar{z} \equiv z \frac{\omega}{c}. \quad (20)$$

Граничным условием для поля E_ψ будет соотношение (16), переписанное в виде:

$$E_\psi \Big|_{\rho=\frac{h}{2}} = \frac{V_0}{h} \cos k_0 z. \quad (21)$$

Можно показать, что решением этой задачи будет функция:

$$E_\psi(z, \rho) = E_0 \frac{K_0(\kappa \rho)}{K_0\left(\kappa \frac{h}{2}\right)} \cos k_0 z, \quad (22)$$

где используются обозначения:

$$E_0 \equiv V_0/h; \quad (23)$$

$$\kappa = (-\varepsilon_0 + \varepsilon'')^{1/2} c/\omega. \quad (24)$$

$K_0(\kappa \rho)$ – функция Бесселя 1-го рода 0-го порядка чисто мнимого аргумента.

Если считать критерием скорости спада электрического поля расстояние ρ_0 , на котором амплитуда напряженности поля уменьшается в e раз, тогда получим:

$$\rho_0 = \frac{c}{\omega} \frac{\alpha_0}{\sqrt{\varepsilon_0 + \varepsilon''}}, \quad (25)$$

где α_0 получаем из уравнения:

$$\frac{K_0(\alpha_0)}{K_0\left(\kappa \frac{h}{2}\right)} = \frac{1}{e}. \quad (26)$$

С учетом того, что из условия резонанса в резонаторе:

$$k_0 a = \frac{\pi}{2}, \quad (27)$$

соотношение (25) можно переписать в виде:

$$\rho_0 = 2 \frac{\alpha_0}{\pi} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\varepsilon''}{\varepsilon_0}}} a. \quad (28)$$

Отсюда получается, что при условии $\varepsilon_0 \gg \varepsilon''$, величина ρ_0 принимает значение:

$$\rho_{0\max} = 2 \frac{\alpha_0}{\pi} a \quad (29)$$

и не зависит от свойств среды, то есть, является параметром, характеризующим только аппаратное рассеивание поля. В обратном случае, когда $\varepsilon_0 \ll \varepsilon''$, величина ρ_0 определяет глубину скин-слоя и равняется следующей величине:

$$\rho_0 = 2 \frac{\alpha_0}{\pi} \frac{\sqrt{\varepsilon_0}}{\sqrt{\varepsilon''}} a. \quad (30)$$

Как второе применение основного уравнения псевдостатического приближения можно рассмотреть задачу описания электромагнитного поля, возбуждаемого электродом в виде эллипсоида вращения. Пусть радиус эллипсоида равняется a . Учитывая, что на поверхность идеально проводящего эллипсоида приложен потенциал $V = V_0 e^{-i\omega t}$ от внешнего

источника напряжения. Перейдём далее от декартовых координат (x, y, z) к эллипсоидным координатам (σ, ζ, ξ) .

При этом соотношение $\sigma(x, y, z) = \text{const}$ определяет систему расширяющихся эллипсов, а уравнение

$$\sigma(x, y, z) = 0 \quad (31)$$

поверхность электрода, $\zeta(x, y, z) = \text{const}$ и $\xi(x, y, z) = \text{const}$ определяют поверхности взаимно ортогональных и ортогональных к поверхностям эллипсоидов параболических и гиперболических конусов. Учитывая аксиальную симметрию электрода, можно провести разделение переменных в исходном уравнении (11) и получить уравнение:

$$\sigma(x, y, z) = 0, \quad (31)$$

$$\Delta_{\sigma}^2 \varphi' = \varepsilon'' \varphi', \quad (32)$$

а также соотношение:

$$\sigma(x, y, z) = 0 \quad (31)$$

$$\varphi'' = -\frac{1}{\varepsilon''} \Delta_{\sigma} \varphi', \quad (33)$$

в котором использовано следующее обозначение:

$$\Delta_{\sigma} \equiv \frac{1}{\sigma^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left\{ \left(\sigma^2 \pm 1 \right) \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{1}{\sigma^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\left(\sigma^2 \pm 1 \right) \frac{\partial}{\partial \sigma} \right] \right] \right\} \varphi \quad (34)$$

Знаки \pm относятся в соответствии к сильно сжатому и сильно вытянутому вдоль аксиальной оси симметрии эллипсоидов вращения.

При $\sigma \rightarrow 0$ псевдостатическое распределение потенциала переходит в решение φ_0 квазистатической задачи:

$$\Delta \varphi_0 = 0 \quad (35)$$

Используя это, можно найти предельные условия для функции φ . В обозначениях:

$$\begin{cases} \psi \equiv \phi/V_0 \\ \mu \equiv \sigma/a^2 \\ \alpha \equiv c/a \end{cases} \quad (36)$$

они имеют вид:

$$\begin{cases} \psi|_{\psi=0} = 1 \\ \frac{\partial \psi}{\partial \mu} \Big|_{\mu=0} = -\frac{1}{\sqrt{\alpha}} \\ \frac{\partial^2 \psi}{\partial \mu^2} \Big|_{\mu=0} = \frac{1}{2} \frac{1+\sqrt{\alpha}}{\sqrt{\alpha^5}} \\ \frac{\partial^3 \psi}{\partial \mu^3} \Big|_{\mu=0} = \frac{1}{4} \frac{\sqrt{\alpha^3}(3+4\sqrt{\alpha}) - 2(1+\sqrt{\alpha})^3}{\sqrt{\alpha^7}} \end{cases} \quad (37)$$

Уравнения (32) при граничных условиях (37) были решены численно для фиксированного набора значений параметра α и δ . Из анализа полученных результатов можно утверждать, что с ростом потерь эквипотенциали электрического поля приближаются к эллипсоидальному электроду, а при уменьшении потерь их зависимости приближаются к известным зависимостям, полученным для квазистатического приближения.

Проведенный анализ ведет к комплексным значениям распределений (в пространстве) потенциала $\Phi(\vec{r}, t)$, где \vec{r} – радиус-вектор точки наблюдения с началом в одной из точек на поверхности электрода. Поэтому с учетом гармоничной временной зависимости поля получим:

$$\Phi(\vec{r}, t) = \Phi'(\vec{r})e^{-i\omega t} + i\Phi''(\vec{r})e^{-i\omega t}. \quad (38)$$

Отсюда получим, что

$$\text{Re}\Phi(\vec{r}, t) = |\Phi| \cos(\chi(\vec{r}) - \omega t), \quad (39)$$

где

$$|\Phi| \equiv \sqrt{\Phi'^2 + \Phi''^2}. \quad (40)$$

$$\chi \equiv \operatorname{arctg} \frac{\varphi''}{\varphi'} \quad (41)$$

Из анализа этого соотношения можно сделать вывод о том, что влияние диссипации приводит не только к быстрому убыванию поля при отдалении точек наблюдения от положения источника его возбуждения, но и приводит к быстрому изменению его фазы в пространстве, что определяется характером функции $\chi(\vec{r})$.

Рассмотренные теоретические результаты могут быть использованы для высокочастотной модификации диссипационных сред. Первые попытки практического применения разработки новых видов технических систем для эффективного нагрева углеводородов реализованы в следующих патентах: [9 – 12].

Основы теории полосковой антенны, погруженной в среду.

В задачах гипертермии, как и при нагреве различных сильно диссипативных сред, например, таких как нефтепродукты, исходным конструктивным элементом для получения тепловых полей является высокочастотная антенна [13], например, полосковая антенна (ПА), анализируемая в настоящей работе. Геометрия ПА [14] характеризуется, в случае простейшей геометрии, высокочастотным зазором, расположенном в плоскости: $z = 0$; $-h/2 \leq y \leq h/2$; $-a \leq x \leq a$ и излучающими лепестками, расположенными в плоскости: $z = 0$; $-h/2 \leq y \leq h/2$; $-a \leq x \leq a$ (при их прямоугольной форме).

К высокочастотному зазору примыкает резонатор, рассчитанный на возбуждение собственных колебаний на заданной частоте ω . Поле в высокочастотном зазоре считаем заданным следующими функциями:

$$E_y = E_0 \cos_0 kx, \quad E_x = 0,$$

где $k_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0} / \sqrt{2}c$, c – скорость света в пустоте, ε_0 – диэлектрическая проницаемость керамики, накладываемой слоем толщиной h_0 в пространстве $0 \leq z \leq h_0$ на излучающие лепестки (и над высокочастотным зазором) для уменьшения их резонансных размеров

Известно, что вектор напряженности $\vec{E}(\vec{r})$ монохроматического поля связан с векторным потенциалом $\vec{A}(\vec{r})$ соотношением:

$$\vec{E} = \gamma \operatorname{rot}(\operatorname{rot} \vec{A}) = \gamma \partial / \partial \vec{r} \times (\partial / \partial \vec{r} \times \vec{A}(\vec{r})), \quad (42)$$

где \vec{r} – радиус-вектор произвольной точки в пространстве, $\gamma = -i / \varepsilon_0 \omega$; $i = \sqrt{-1}$.

Векторный потенциал \vec{A} в керамической накладке можно выразить через поверхностный ток, текущий по излучающим лепесткам ПА, с помощью теоремы Грина:

$$\vec{A}(r) = \frac{1}{c} \iint \vec{j}(\vec{r}_0) G(R) d\vec{r}_0, \quad (43)$$

где $G(R) = e^{ik_0 R} / 4\pi R$ – функция Грина для пространства занятого диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ϵ_0 , $R = (r_2 - r_0^2)^{1/2}$ – расстояние от точки \vec{r}_0 на поверхности лепестка до произвольной точки \vec{r} в керамике.

Применим далее разложение вектора напряженности электрического поля и функции Грина в ряд Фурье по пространственным гармоникам:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{1}{2\pi} \iiint \vec{E}(\vec{k}) e^{-i\vec{k}\vec{r}} d\vec{k}; \quad (44)$$

$$\vec{G}(r) = \frac{1}{2\pi} \iiint G(\vec{k}) \cdot e^{-i\vec{k}(\vec{r}-\vec{r}_0)} \cdot d\vec{k} \quad (45)$$

и подставим эти выражения в соотношение (42), в которое перед этим подставим выражение (43).

После проведения соответствующих выкладок с учётом преобразования Фурье, обратного разложениям (44) и (45), получим соотношение:

$$E(\vec{k}) = \gamma \cdot (\vec{k} \times (\vec{k} \times (j(\vec{k})))) \cdot G(\vec{k}) e^{-ik_z z}, \quad (46)$$

где
$$\vec{j}(\vec{k}) = \frac{1}{2\pi} \iint d\vec{r}_0 \vec{j}(\vec{r}_0) e^{i\vec{k}\vec{r}_0}.$$

Волновое уравнение для напряженности электрического поля ведёт к дисперсионному соотношению, которое для пространства, занятого керамикой, имеет вид: $k^2 = k_0^2$. С учётом соотношения $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$, получим значение величины k_z :

$$k_z^2 = k_0^2 - k_x^2 - k_y^2 \quad (47)$$

Раскладывая напряженность электрического поля и функцию Грина в ряд Фурье на плоскости идеально проводящих лепестков, получим выражение:

$$(\vec{k} \times \vec{j}(\vec{k})) = (\vec{k} \times \vec{E}_0) / \gamma G_0(\vec{k}), \quad (48)$$

где $\vec{E}_0(\vec{k})$ – образ Фурье от распределения напряжённости поля в плоскости $z = 0$, $G_0(R)$ – образ Фурье от функции Грина для точек, лежащих в этой же плоскости. Распределение же $\vec{E}_0(\vec{k})$ можно считать известным, поскольку оно может быть найдено как образ Фурье от функций, заданных соотношениями для $\vec{E}_0(\vec{r})$. Подставляя далее соотношение (48) в соотношение (46), получим выражение для спектра пространственных гармоник искомого вектора напряжённости электрического поля:

$$\vec{E}(\vec{k}) = \vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{E}_0(\vec{k})) e^{-ik_z z} / \gamma G_0(\vec{k}) \quad (49)$$

Подстановка этого выражения $\vec{E}(\vec{k})$ в соотношение (3) делает известным и величину вектора $\vec{E}(\vec{r})$:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{1}{2\pi k_0^4} \iiint d\vec{k} (\vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{E}_0(\vec{k}))) \frac{G(\vec{k})}{G_0(\vec{k})} e^{-i\vec{k}\vec{r}}.$$

Итак, задача поиска распределения поля сведена к табулированию заданных выражений путём численного счёта соответствующих кратных интегралов Фурье от известных функций.

В области диссипативной среды ($z \geq h_0$) диэлектрическая проницаемость имеет комплексный характер и для частот излучения, представляющих интерес для нагрева углеводородов можно получить следующие формулы для длины волны λ и глубины скин-слоя δ плоской электромагнитной волны:

$$\lambda = \sqrt{2c / \omega \epsilon''};$$

$$\delta / \lambda = 1 / 2\pi \ll 1.$$

На их основе можно сделать вывод о том, что фаза плоской волны излучения на расстоянии порядка глубины скин-слоя не успевает существенно измениться. А это означает, что в выражении

$$\vec{E} = -\nabla \varphi - 1/c \partial \vec{A} / \partial t$$

вторым слагаемым можно пренебречь, поскольку он существенно меньше первого. Следовательно, в этом (псевдостатическом) приближении справедливо соотношение: $\vec{E} = -\nabla \varphi$, как и в квазистатическом приближении. Тогда для скалярного потенциала: $\varphi = \varphi' + i\varphi''$, будет справедливо следующее уравнение: $\Delta \varphi + i\epsilon'' \varphi = 0$. Соответственно, для

действительной и мнимой части потенциала следуют следующие соотношения:

$$\Delta^2 \varphi' = \varepsilon''^2 \varphi'; \quad (50)$$

$$\varphi'' = -\Delta \varphi' / \varepsilon'' . \quad (51)$$

Заметим, кроме того, что граничные условия для напряжённости электромагнитного поля $\vec{E} = \vec{E}' + i\vec{E}''$ при переходе из керамики (не диссипативная среда) в сильно диссипативную среду (углеводород) будет иметь вид:

$$\varepsilon_0 \vec{E}_{1n} = (\varepsilon' + \varepsilon'') \vec{E}'_{2n}, \quad (52)$$

где индекс n отмечает, что соответствующая величина представляет нормальную к границе раздела сред составляющую вектора напряжённости поля. При выполнении этого условия электромагнитная волна станет удовлетворять уравнениям (50) и (51), что приведёт к требованию выполнения следующего дисперсионного соотношения:

$$k_z = i\bar{k} \cos \phi + \bar{k} \sin \phi, \quad (53)$$

где $\bar{k}^2 = \sqrt{k_\tau^4 + \varepsilon''^2}$, $\phi = \arctg(\varepsilon'' / k_\tau^2)$. Индекс τ обозначает тангенциальную по отношению к границе раздела сред составляющую вектора \bar{k} .

Таким образом, задача сведена к нахождению спектра поперечных гармоник в керамике и диссипативной среде, а также к нахождению волнового числа, характеризующего распространение излучения в рассматриваемых средах. Таким образом, решена принципиальная часть задачи, а именно, найдено общее выражение искомого поля в виде квадратуры от известных функций.

Анализ моделирования поля полосковой антенны. Антенна представляет собой высокочастотный резонатор, заполненный электрически высокопрочной керамикой, и полоскового вибратора, состоящего из двух излучающих лепестков и общим с резонатором высокочастотным зазором. Диэлектрическая проницаемость керамики, заполняющей резонатор и покрывающей полосковый вибратор, выбирается из условий обеспечения электрического резонанса в них. Диаметр лепестков составляет 0,1 м, толщина диэлектрика 0,006 м, ширина высокочастотного зазора 0,001 м. Обсуждены результаты расчета параметров упомянутой выше антенны. Показано, что величина резонансной частоты составляет значение порядка 50 МГц. На рис. 2 приведена зависимость амплитуды напряжённости поля от

частоты, полученная как результат моделирования указанного излучателя в среде CST Microwavestudio. Как видно из рис. 2, на частоте 49,05 МГц наблюдается ярко выраженный резонанс напряжения. На рис. 3 – 6 приведены результаты моделирования в трехмерном пространстве напряженности поля в виде изолиний напряженности электрического поля выбранной антенны в плоскостях X , Y , Z , при различных значениях (например, изолинии в X плоскости представлены для значений $-51,38$ и $96,98$ (см, рис. 3 и рис. 6, соответственно)). Эти результаты подтверждают эффективность использованного теоретического аппарата и создают предпосылки для дальнейших исследований в этом перспективном научно-техническом направлении.

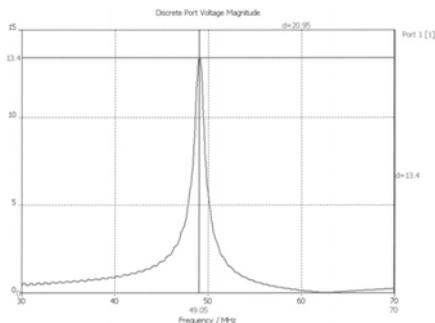


Рис. 2. Зависимость амплитуды напряжения в резонаторе излучателя от частоты

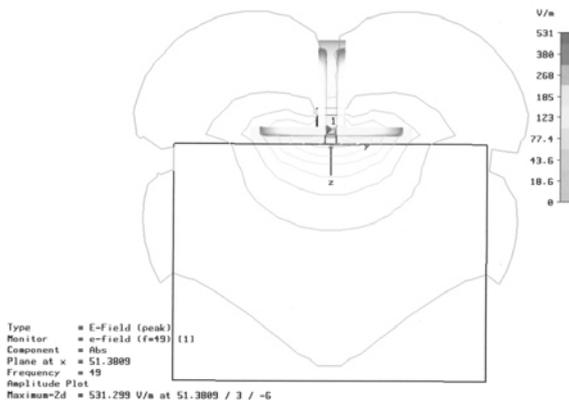


Рис. 3. Изолинии напряженности электрической компоненты электромагнитного поля на частоте 49 МГц плоскостью $y-z$ ($x = 51,38$)

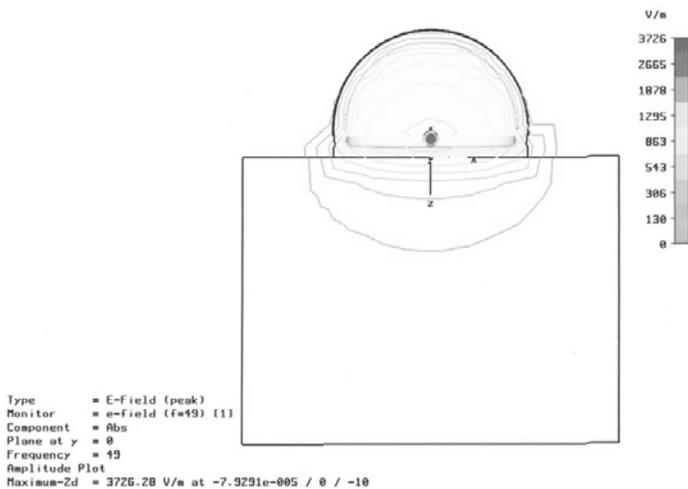


Рис. 4. Изолинии напряженности электрической компоненты электромагнитного поля плоскостью x - z ($y = 0$)

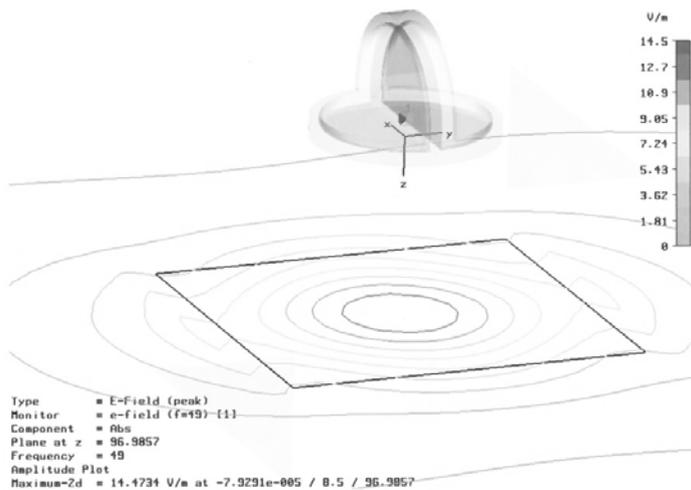


Рис. 5. Изолинии напряженности электрической компоненты электромагнитного поля плоскостью x - y

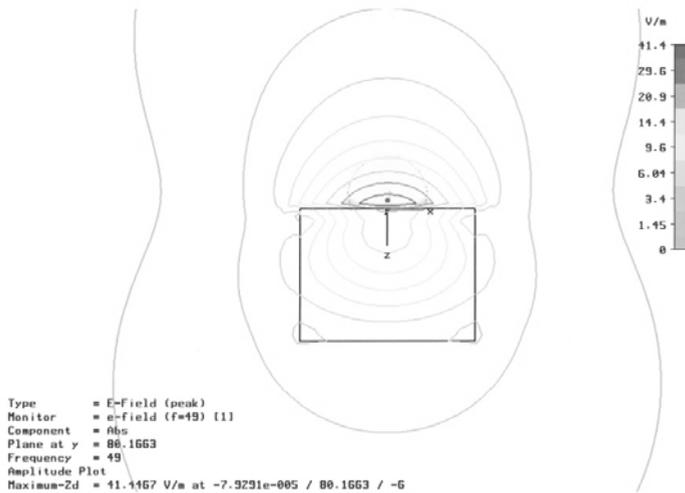


Рис. 6. Изолинии напряженности электрической компоненты электромагнитного поля плоскостью $x-z$ ($y = 80$)

Выводы. Изложены результаты построения новых основ теории распространения электромагнитных волн в сильно диссипативных средах.

Показано, что для этого случая теория приводит к новым уравнениям для напряжённости электрического поля, имеющим вид уравнений в частных производных четвёртого порядка, в которых содержится зависимость поля как от диэлектрической проницаемости, так и от проводимости среды. В тоже время, в этих уравнениях не сохраняется зависимость от фазы поля. Разработанное приближение и новые уравнения получили новое название – «псевдостатическое». На тестовых примерах показана эффективность применения этого приближения для решения конкретных задач электродинамики формирования полей излучающими системами в сильно диссипативных средах. Есть все основания считать, что изложенный математический аппарат будет эффективным для нагрева таких сред, как мазут и другие нефтепродукты, для высокочастотного диапазона электромагнитных волн.

Приведена также теория полосковых высокочастотных антенн, нагруженных электрически высокопрочными диэлектриками. При этом получено решение для электромагнитного поля, возбуждаемого полосковой антенной, в виде квадратур от известных функций. С помощью численного счёта рассмотрен тестовый пример в виде конкретной полосковой антенны, в котором получены и проанализированы распределения напряжённости поля, возбуждаемого этой антенной.

Изложенные и проанализированные выше теоретические исследования могут рассматриваться в качестве научной основы построения новых видов антенных систем для тепловой модификации диссипативных сред углеводородов в ВЧ диапазоне и построения излучающих систем типа полосковой антенны, позволяющих создавать компактные устройства в высокочастотном диапазоне электромагнитных волн. Эффективность предложенного метода теории подтверждается модельными расчетами распределения электрических полей и рядом новых технических решений, защищенных Патентами Украины.

Список литературы: 1. *Кинг Р., Смит Г.* Антенны в материальных средах. – М.: Мир, 1984. 2. Патент РФ RU № 2120160. Галецкий Ф.П. и др. Антенна. – 1998. – Бюл. №1. 3. А.С. SU №1788540 Тарасов Н.П. и др. Микрополосковая антенна. – 1993. – Бюл. №2. 4. *Сысоев С.М., Кислицын А.А.* Моделирование теплопереноса в нефтесодержащем пласте под воздействием СВЧ электромагнитного излучения // Вестник Тюменского государственного университета. – 2009. – №6. – С. 119. 5. *Ковалева Л.А., Миннигалимов Р.З., Зинатуллин Р.Р.* Об эффективности утилизации нефтяных шламов высокочастотным электромагнитным полем // Нефтегазовое дело. – 2008. 6. *Балакирев В.А., Сотников Г.В., Ткач Ю.В., Яценко Т.Ю.* Разрушение асфальто-парафиновых отложений в нефтяных трубопроводах движущимся источником высокочастотного электромагнитного излучения // Журнал технической физики. – 2001. – 71, вып. 9. – С. 1. 7. *Ковалева Л.А., Галимбеков А.Д.* Влияние высокочастотного электромагнитного поля на физико-химические процессы в многокомпонентных средах // Вестник ОГУ. – 2004. – №1. – С. 144. 8. *Драницев Ф.Ю., Поспелов Л.А.* Псевдостатическое приближение в электродинамической ВЧ-гипертермии // Радиотехника. Всеукраинский межведомственный научно-технический сборник. – 2007. – Вып. 149. – С. 140. 9. *Поспелов Л.А.* ПАТЕНТ на корисну модель. № 22780. ПРИСТРІЙ ДЛЯ НАГРІВУ ВЯЗКОГО ПРОДУКТУ В РЕЗЕРВУАРІ. 10. *Поспелов Л.А.* ПАТЕНТ на корисну модель. № 22784. СПОСІБ НАГРІВУ ВЯЗКОГО ПРОДУКТУ В РЕЗЕРВУАРІ. 11. *Поспелов Л.А., Драницев Ф.Ю.* ПАТЕНТ на корисну модель. № 22784. СПОСІБ НАГРІВУ ВЯЗКОГО ПРОДУКТУ В РЕЗЕРВУАРІ. 12. *Поспелов Л.А., Драницев Ф.Ю.* ПАТЕНТ на корисну модель. № 22842. ПРИСТРІЙ НАГРІВУ ВЯЗКОГО ПРОДУКТУ В РЕЗЕРВУАРІ. 13. *EddJ. F., Davalos R.V.* Mathematical Modeling of Irreversible Electroporation for Treatment Plannig // Tehnology in Canser and Treatment. – 2007. – 6, N. 4. 14. *Bahl I.J., Bhartia P.* Microstrip Antenna. – Dedham, MA: ArtechHause, 1980.

Поступила в редколлегию 07.06.2010

В.Ф. ТИХОНОВ, с.н.с., канд. техн. наук, ННЦ “ХФТИ”

ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА И СПЕКТР ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ МОДЕЛИ АТОМА ВОДОРОДА

Не выходячи за рамки класичних уявлень, показана самодостатність поляризаційної моделі атома водню. В результаті поляризації протона відбувається виникнення потенційного бар'єра, який перешкоджає вільному електрону зближенню з протоном на відстані, менших п'ятдесяти розмірів радіуса протона. Вчислені всі 39 ліній спектру атома водню (серія Лаймана) дав похибку менше, ніж $5 \cdot 10^{-4}$ % для 80% ліній спектру і не гірше, ніж $1.6 \cdot 10^{-3}$ % лише для 6 ліній.

Within frameworks of a classic view, self-sufficiency of the polarization model of a hydrogen atom is presented. As a result of a proton polarization the potential barrier appears and prevents free electron approaching to a proton in the distance, less than fifty sizes of a proton radius. Calculated all of 39 spectral lines of a hydrogen atom (spectral lines of a series of Lajman) make the error less than $5 \cdot 10^{-4}$ % for 80% of spectrum lines and no more, than $1.6 \cdot 10^{-3}$ % for 6 lines only.

Настоящая работа является итоговым этапом по созданию физической поляризационной модели атома водорода. В результате взаимодействия зарядов протона (конечных геометрических размеров) с внешним точечным электроном (рис. 1) происходит поляризация протона. Степень поляризации зависит от взаимного расстояния электрона и протона. [1,2,3]. Исследования показали, что геометрические размеры протона при этом не изменяются.

Введём обобщённую цилиндрическую систему координат (см. рис. 1):

$$X = \frac{d}{2} \rho \sin(\varphi), Y = \frac{d}{2} \rho \cos(\varphi), Z = \frac{d}{2} u; \quad (1)$$

$$0 \leq \rho \leq 1, 0 \leq \varphi \leq 2\pi, -1 \leq u \leq 1;$$

где d – диаметр протона.

Протон поляризуется на хорде АВ линии NnN, проходящей через текущую точку М (X, Y, Z) внутри протона и точку N(0, 0, r), в которой находится внешний электрон (r – расстояние между электроном e^- и позитроном e^+ , находящемся в центре протона p). На линии поляризации плотность заряда протона dq представим в отличие от [4] в виде:

$$dq = \delta q \cos\left(\kappa \frac{MsN}{d} + \frac{2\pi MsM}{AB}\right) \frac{(1+\rho)}{\rho}, \quad (2)$$

где – тригонометрическая функция обеспечивает зарядовую ориентацию dq ; δq – амплитуда распределения заряда; κ – линейная частота; $\frac{2\pi MsM}{AB} = \alpha$ – сдвиг фазы; A(X1, Y1, Z1), B(X2, Y2, Z2) – точки пересечения линии NnN со

$$f(x) = \frac{p_1 + p_2 x^{p_3} + p_4 x^{p_5} + p_6 x^{p_7} + p_8 x^{p_9}}{p_{10} + p_{11} x^{p_{12}} + p_{13} x^{p_{14}} + p_{15} x^{p_{16}}}. \quad (5)$$

Здесь Nm – количество электронно-позитронных пар, входящих в протон, $f(x)$, fm – соответственно функция поляризации и её максимальное значение, p -вектор неизвестных параметров.

Методика определения параметров модели атома водорода, расчёта его спектра, вычисление диаметра неполяризованного протона описаны в работе [2].

В результате нелинейной оптимизации значения параметров модели Nm , k , d , p составили (все вычисления выполняются в среде MATLAB):

$$Nm = 931, k = 0.1478301, d = 11,12 \cdot 10^{-11} \text{ м}$$

$$\begin{aligned} p_1 &= 4.3362016, p_2 = 1.19270612, p_3 = 1.519966581, \\ p_4 &= 2.8963811 \cdot 10^3, p_5 = 1.34552811, p_6 = 2.68705642 \cdot 10^7, \\ p_7 &= -3.77672852, p_8 = 255.245409, p_9 = 1.00546032 \cdot 10^{-4}, \\ p_{10} &= 1.00206805, p_{11} = 1.8836275 \cdot 10^{-3}, p_{12} = 1.44425104, \\ p_{13} &= 8.93236655 \cdot 10^{-11}, p_{14} = 3.55287788, \\ p_{15} &= 9.07209751 \cdot 10^{-3}, p_{16} = 1.06650482 \cdot 10^{-5} \end{aligned}$$

При этих параметрах функция поляризации имеет вид, представленный на рис. 2.

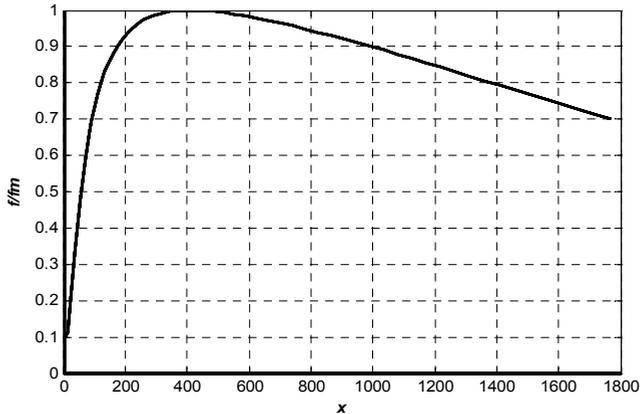


Рис. 2. График функции поляризации

Так как количество электронно-позитронных пар $Nm > 920$ то из этого следует, что масса протона меньше суммы масс электронов и позитронов в свободном их состоянии.

Разница между массой электронно-позитронных пар, которые находятся в свободном состоянии, и массой созданных из них протона составляет дефект массы протона Δm . Наличие дефекта массы протона непосредственно определяет его устойчивость, которая характеризуется энергией связи $W_{св}$:

$$W_{св} = \Delta mc^2 = (2Nmm_e - m_p)c^2, \quad (6)$$

где m_e – масса электрона; m_p – масса протона; c – скорость света.

Так как $m_p = 1836m_e$ и $m_e c^2 = 0,511 \text{ МэВ}$, то оценка энергии связи протона в первом приближении даёт значение 13.3 МэВ.

Полученная величина диаметра протона d находится в согласии со значением величины среднего диаметра протона $10,566 \cdot 10^{-11} \text{ м}$, представленной в работе [5].

Характер энергии взаимодействия электрона с протоном (рис. 3.) объясняет, почему электрон при сближении с протоном не образуют нейтральную элементарную частицу. Что же касается энергии взаимодействия электрона с протоном при сверхмалых расстояниях между ними, то этот вопрос требует дальнейших исследований.

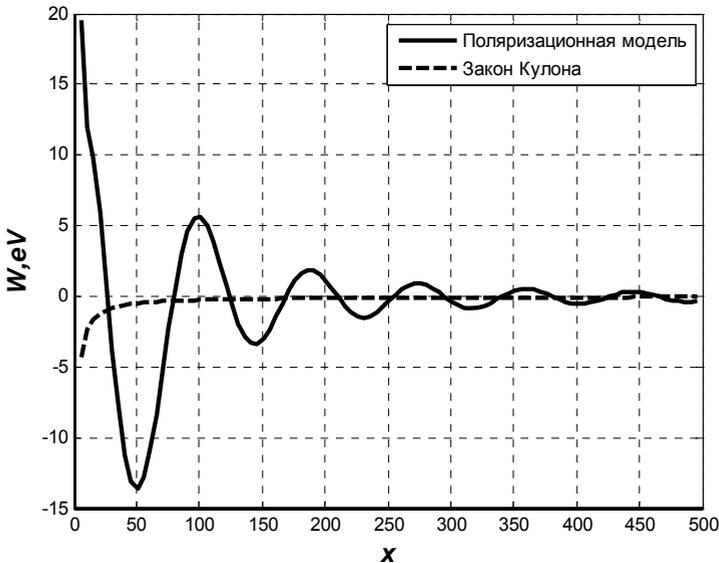


Рис. 3. Энергия взаимодействия электрона с протоном

Расчётные $\lambda_{j,1}$ и экспериментальные $\lambda_{0,j,1}$ [6] значения спектральных линий серии Лаймана, а также их относительные отклонения

$$\delta\lambda_{j,1} = \frac{\lambda_{j,1} - \lambda_{0,j,1}}{\lambda_{0,j,1}}$$

представлены в таблице 1.

Как видно, абсолютные относительные отклонения находятся в пределах: $5 \cdot 10^{-5} \% < |\delta\lambda_{j,1}| \leq 5 \cdot 10^{-4} \%$ для 14 линий, $5 \cdot 10^{-4} \% < |\delta\lambda_{j,1}| \leq 1 \cdot 10^{-3} \%$ для 20 линий и $1 \cdot 10^{-3} \% < |\delta\lambda_{j,1}| < 1,55 \cdot 10^{-3} \%$ только для 5 линий. Эти результаты являются убедительным доказательством достоверности поляризационной модели атома водорода.

Таблица 1

Экспериментальные и расчётные величины спектра атома водорода

J	$\lambda_{0,j,1}$, нм	$\lambda_{j,1}$, нм	$\delta\lambda_{j,1}$, $10^{-4}\%$	J	$\lambda_{0,j,1}$, нм	$\lambda_{j,1}$, нм	$\delta\lambda_{j,1}$, $10^{-4}\%$
2	121.5672	121.5671	-0.823	22	91.3641	91.3633	-8.76
3	102.5722	102.5725	2.925	23	91.3480	91.3472	-8.76
4	97.2537	97.2542	5.14	24	91.3339	91.3331	-8.78
5	94.9743	94.9732	-10.16	25	91.3215	91.3207	-8.76
6	93.7803	93.7794	-9.60	26	91.3104	91.3100	-4.38
7	93.0748	93.0745	-3.22	27	91.3006	91.3001	-5.48
8	92.6226	92.6229	3.24	28	91.2918	91.2914	-4.38
9	92.3150	92.3158	8.67	29	91.2832	91.2836	4.38
10	92.0963	92.0972	9.77	30	91.2768	91.2767	-1.10
11	91.9352	91.9361	9.79	31	91.2703	91.2704	1.10
12	91.8129	91.8137	8.71	32	91.2645	91.2647	2.19
13	91.7181	91.7186	5.45	33	91.2592	91.2600	8.77
14	91.6429	91.64325	3.82	34	91.2543	91.2548	5.48
15	91.5824	91.5825	1.09	35	91.2499	91.2505	6.575
16	91.5329	91.5328	-1.0825	36	91.2458	91.2466	8.77
17	91.4919	91.4916	-3.28	37	91.2420	91.2430	11.0
18	91.4576	91.4571	-5.47	38	91.2385	91.2397	13.15
19	91.4286	91.4280	-6.5625	39	91.2353	91.2366	14.25
20	91.4039	91.4031	-8.75	40	91.2324	91.2338	15.3
21	91.3826	91.38175	-9.30				

Для уточнения процесса поляризации введём обобщённую цилиндрическую систему координат (см. рис. 1).

$$X = ar \cos(\varphi), Y = ar \sin(\varphi), Z = bu;$$

$$0 \leq \rho \leq 1, 0 \leq \varphi \leq 2\pi, -1 \leq u \leq 1; \quad (7)$$

$$a = f1(r) \frac{d}{2}, b = f(r) \frac{d}{2},$$

где a, b – соответственно, малая и большая полуось эллипсоида протона; d – диаметр свободного протона; r – расстояние между позитроном e^+ ,

находящемся в центре протона p , и электроном e^- ; $f_1(r)$, $f(r)$ – функции, учитывающие деформацию протона при поляризации.

Из условия постоянства объёма протона следует, что функции $f_1(r)$ и $f(r)$ связаны соотношением:

$$f_1(r) = \frac{1}{\sqrt{f(r)}} \quad (8)$$

Положим, что протон поляризуется вдоль линий, параллельных оси цилиндра, т.е. оси $Z(u)$. Тогда на линии АВ плотность заряда δ при поляризации протона представим в виде:

$$\delta(r, u) = \Delta(r) \cos\left(\frac{2\pi Z}{AB} + \alpha(r)\right) = \Delta(r) \cos\left(\frac{\pi u}{\sqrt{1-\rho^2}} + \alpha(r)\right), \quad (9)$$

где $\Delta(r)$ – амплитуда распределения заряда, $\alpha(r)$ – начальная фаза.

И так как $AB = 2b((1-\rho^2))^{1/2}$, то

$$\delta(r, u) = \Delta(r) \cos\left(\frac{\pi u}{\sqrt{1-\rho^2}} + \alpha(r)\right)$$

По определению величина заряда Q совместно с (7) равна:

$$Q(r) = \int_0^1 J \rho d\rho \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-\sqrt{1-\rho^2}}^{\sqrt{1-\rho^2}} \delta(r, u) du, \quad (10)$$

где

$$J_0 = f_1^2(r) f(r) \frac{d^3}{8}. \quad (11)$$

Из (8) и (9) следуют соотношения:

$$Q(r) = 0, \quad (12)$$

$$Q(r) = Q_+(r) + Q_-(r), \quad (13)$$

где

$$Q_+(r) = \int_0^1 J \rho d\rho \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-\frac{\sqrt{1-\rho^2}}{2}}^{\frac{\sqrt{1-\rho^2}}{2}} \delta(r, u) du = \frac{1}{6} \cos(\alpha(r)) \Delta(r) f_1^2(r) f(r) d^3, \quad (14)$$

$$Q_-(r) = \int_0^1 J \rho d\rho \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-\frac{\sqrt{1-\rho^2}}{2}}^{\frac{\sqrt{1-\rho^2}}{2}} \delta(r, u) du + \int_0^1 J \rho d\rho \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\frac{\sqrt{1-\rho^2}}{2}}^{\frac{\sqrt{1-\rho^2}}{2}} \delta(r, u) du = \frac{1}{6} \cos(\alpha(r)) \Delta(r) f_1^2(r) f(r) d^3 \quad (15)$$

Как видно из (14) и (15), основное свойство заряда $Q_+ = Q_-$ рассматриваемой модели протона выполняется при любом расстоянии r между электроном и протоном.

Из (14) следует: $Q_1(r) = Q_0(r) \cos(\alpha(r))$, где

$$Q_0(r) = 2J\Delta(r), \quad (16)$$

Представив $Q_0(r)$ как произведение числа частиц $N(r)$ и величины элементарного положительного заряда q , находим

$$\Delta(r) = \frac{N(r)q}{2J}. \quad (17)$$

Энергия кулоновского взаимодействия $W(r)$ электрона с зарядами протона равна

$$W(r) = W_q(r) + W_\delta(r), \quad (18)$$

где

$$W_q(r) = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (19)$$

$$\begin{aligned} W_\delta(r) &= -\frac{q}{4\pi\epsilon_0} \int_0^1 J \rho d\rho \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^1 \frac{\delta(r,u)}{MN} du = \\ &= -\int_0^1 J \rho d\rho \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^1 \frac{\delta(r,u)}{\sqrt{\left(f1(r)\frac{d}{2}\right)^2 + \left(r-f2(r)\frac{d}{2}\right)^2}} du. \end{aligned} \quad (20)$$

Здесь $W_q(r)$ – энергия взаимодействия между электроном и позитроном (между электроном и протоном в общепринятой модели атома водорода); $W_\delta(r)$ – энергия взаимодействия электрона с распределённым зарядом протона; q – величина заряда позитрона.

Используя (9), (10), (17), (19), (20) и введя безразмерную величину расстояния ρ посредством замены $r = \rho d$, получим соотношение для энергии взаимодействия $W(\rho)$ (выраженную в эВ) в виде:

$$W(\rho) = -\frac{Ak}{d} \left(\frac{1}{\rho} + \frac{\int_{-1}^1 \frac{\sqrt{1-\rho^2} N(\rho) \cos\left(\frac{\pi u}{\sqrt{1-\rho^2}} + \alpha(\rho)\right) \rho du d\rho}{-\sqrt{1-\rho^2} \sqrt{\rho^2 + f(\rho)(f(\rho)u - 2\rho)^2}} \right), \quad (21)$$

где $Ak = q(4\pi\epsilon_0)$.

Представим неизвестные функции $N(x)$, $f(x)$, $\alpha(x)$ соотношениями:

$$N(x) = \frac{N \max fN(x)}{fN \max}, \quad f(x) = k \left(1 + \frac{p_1(x-x_0)^{p_2}}{1+p_3(x-x_0)^{p_4}} \right), \quad \alpha(x) = p_5(x-x_0), \quad (22)$$

где

$$fN(x) = \frac{1 + p_6(x-x_0)^{p_7} + p_8(x-x_0)^{p_9} + p_{10}(x-x_0)^{p_{11}}}{1 + p_{12}(x-x_0)^{p_{13}} + p_{14}(x-x_0)^{p_{15}}}, \quad x_0 = \frac{k}{2}; \quad (23)$$

p_i , $i = 1, 2, \dots, 15$ – элементы вектора ρ неизвестных параметров модели; $fN \max$ – максимальное значение функции $fN(x)$; k – коэффициент,

определяющий геометрические размеры свободного протона; N_{\max} – максимальное число электронно-позитронных пар.

В результате оптимизации (по трём спектральным линиям серии Лаймана) значения параметров модели p составили:

$$p_1 = 3,302868266 \cdot 10^{-4}; p_2 = 1,131433454; p_3 = 6,902031929 \cdot 10^{-6};$$

$$p_4 = 9,630091684 \cdot 10^{-1}; p_5 = 0,035; p_6 = -1,183447769 \cdot 10^{-1};$$

$$p_7 = 1,001666818; p_8 = 3,049549194; p_9 = 7,977595044 \cdot 10^{-3};$$

$$p_{10} = 1,392328128; p_{11} = 6,629697611 \cdot 10^{-1}; p_{12} = 2,6447764838;$$

$$p_{13} = -1,080067296; p_{14} = 4,356227738 \cdot 10^{-8}; p_{15} = 2,425221334;$$

При этом максимальное число электронно-позитронных пар, участвующих в поляризации, диаметр неполяризованного протона и коэффициент k соответственно равны $N_{\max} = 1188$, $d = 4,71 \cdot 10^{-12}i$, $k = 1,18$.

Оценка энергии связи протона даёт значение 276 МэВ. Расчётные $\lambda_{j,1}$ и экспериментальные $\lambda_{0,j,1}$ значения спектральных линий серии Лаймана, а также их относительные отклонения $\delta\lambda_{j,1}$ представлены в таблице 2.

Таблица 2

Экспериментальные и расчётные величины спектра атома водорода с оптимизацией

J	$\lambda_{0,j,1}$, нм	$\lambda_{j,1}$, нм	$\delta\lambda_{j,1}$, %
	121,5670	121,5661	$-9,36 \cdot 10^{-4}$
3*	102,5720	102,5722	$3,90 \cdot 10^{-5}$
4*	97,2537	97,2518	$-1,95 \cdot 10^{-3}$
5	94,9743	95,1235	$1,57 \cdot 10^{-1}$
6	93,7803	94,0804	$3,20 \cdot 10^{-1}$
7	93,0748	93,4844	$4,40 \cdot 10^{-1}$
8	92,6226	93,1024	$5,18 \cdot 10^{-1}$
9	92,3150	92,8363	$5,65 \cdot 10^{-1}$
10	92,0963	92,6393	$5,90 \cdot 10^{-1}$
11	91,9352	92,4868	$6,00 \cdot 10^{-1}$
12	91,8129	92,3647	$6,01 \cdot 10^{-1}$
13	91,7181	92,2646	$5,96 \cdot 10^{-1}$
14	91,6429	92,1807	$5,87 \cdot 10^{-1}$
15	91,5824	92,1093	$5,75 \cdot 10^{-1}$

* – линии спектра, по которым проводилась оптимизация.

Как видно, экспериментальные и расчётные спектры отличаются по

абсолютной величине в пределах от 0,02% до 0,4% .

На рис.4 представлены графики степени деформации, учитывающие изменение геометрических размеров протона при поляризации. На рис.5 представлен график функции поляризации, описывающей изменение количества электронно-позитронных пар при поляризации протона [4].

На рис.6 представлены графики энергий $W(r)$ и $W_q(r)$ кулоновского взаимодействия электрона соответственно с зарядом ядра рассматриваемой модели атома водорода и протоном общепринятой модели.

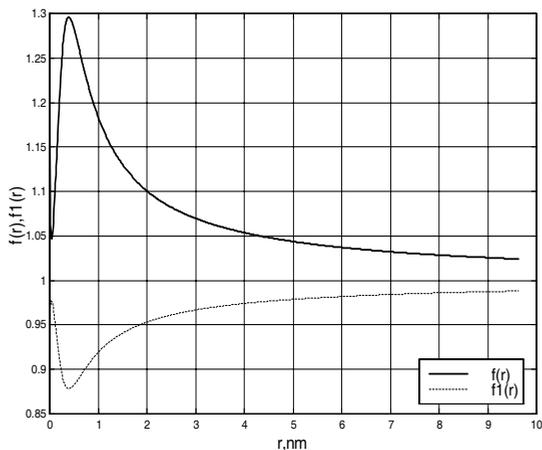


Рис. 4. График степени деформации

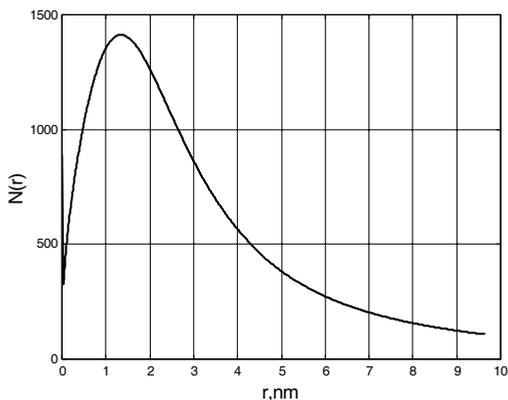


Рис. 5. График степени поляризации

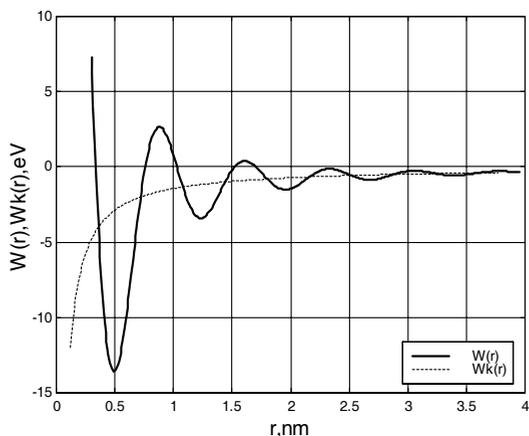


Рис. 6. График энергии взаимодействия электрона с протоном

Существенным обстоятельством является то, что в рассматриваемой модели энергия взаимодействия $W(r)$ при $r > 0,5$ нм описывается непрерывной периодической кривой, а при $r < 0,5$ нм, принимая положительное значение, непрерывно возрастает при приближении электрона к границам протона. Последнее говорит о том, что, начиная с $r < 0,5$ нм, между электроном и протоном существует только сила отталкивания, которая препятствует дальнейшему сближению электрона с протоном. Полученные результаты свидетельствуют о том, что поляризационная модель атома водорода является самодостаточной.

Тихонов Владимир Федорович (1939 – 2009) – старший научный сотрудник ННЦ «ХФТИ», кандидат технических наук. Защитил диплом инженера-физика по специальности ФИЗИКА на физико-математическом факультете ХГУ в 1961г. Научные интересы связаны с методами сепарации изотопов, математическим моделированием физических процессов.

Список литературы: 1. *Tihonov V.F.* Polarization model of hydrogen atom // Spacetime & Substance. – 2001. – 2, № 4(9). – P. 189 – 191. 2. *Тихонов В.Ф.* Использование компьютерных технологий при создании поляризационной модели атома водорода // Вестник НТУ "ХПИ". Тематический выпуск «Радиофизика и ионосфера». – 2002. – 5, № 9. 3. *Tihonov V.F.* Volumetric polarization model of hydrogen atom // Spacetime & Substance. – 2004. – 5, № 4(24). – P. 177 – 179. 4. *Tichonov V.F.* All-sufficient polarizing model of hydrogen atom // Spacetime & Substance. – 2004. – 5, № 4(24). – P. 182 – 185. 5. Журнал теоретической диалектики-физики-математики. – 2005. – С. 201. 6. Таблицы физических величин. – М.: Атомиздат, 1976. – с. 1006.

Поступила в редколлегию 01.10.10

А.Ю. МИХАЙЛОВ, аспірант, ХНУРЕ

УДОСКОНАЛЕННЯ НЕЙРОМЕРЕЖЕВОЇ МЕТОДИКИ РОЗПІЗНАВАННЯ ОСНОВНИХ ТЕКСТУР ПОВЕРХНІ ЗЕМЛІ

Разработана методика распознавания изображений с использованием искусственных нейронных сетей, позволяющая решать проблемы определения параметров различных поверхностей. В разработанном подходе получены существенные улучшения производительности за счет использования среды разработки нейронных сетей MATLAB, использования метода Левенберга-Марквардта оптимизации целевой функции, использования зашумленных изображений при обучении.

A method of image recognition using artificial neural networks, which allows us to solve the problem of determining the parameters of different surfaces. The approach which was developed has great performance improvements due to: using the MATLAB neural networks development environment, using Levenberg-Marquardt learning algorithm, using noisy examples for neural network learning.

Постановка задачі. Серед методів, які застосовують у вирішенні задач обробки та розпізнавання зображень, є багато різних методів, які використовують різні математичні підходи. Одним з таких методів є метод нейронних мереж, заснований на принципах функціонування мозку людини. Поєднуючи знання в області медицини та нейрофізіології зокрема з наявними розробками та ідеями в галузі інформатики, вчені виділили основні функціональні та структурні одиниці, які забезпечують розумову діяльність людини (будова клітин, які передають нервові імпульси, принципи утворення цих імпульсів, способи їх передачі по нервовим волокнам). Ці знання стали основою для створення такого потужного інструменту, як штучні нейронні мережі. На даний момент нейронні мережі задіяні в досить широкому спектрі галузей наукової діяльності, вони застосовуються при обробці та розпізнаванні образів, у статистиці та чисельних методах, біології. Рішення задач розпізнавання та класифікації текстур є дуже важливою задачею, яку необхідно вирішувати при розробці різних робототехнічних комплексів, зокрема мобільних роботів. Рішення цієї задачі дозволяє вирішити проблему визначення параметрів різних поверхонь з метою визначення можливості руху по ним мобільного робота; можна вирішити задачу автоматизації контролю якості матеріалів; задачу автоматизації сортування різних виробів на основі параметрів їх поверхні; в задачах обробки та векторизації аерофотознімків.

На базі цих знань можливо розробити методика, яка буде забезпечувати високу якість та малий час розпізнавання основних текстур поверхні Землі, та алгоритм розпізнавання зображень за використанням методів нейронних мереж для вирішення проблеми визначення параметрів різноманітних поверхонь.

Аналіз літератури. Під час досліджень було проведено аналіз літератури, що існує на поточний момент, з метою пошуку найкращих рішень, які можна використовувати для покращення алгоритму та програмного засобу, які вирішують проблему розпізнавання основних текстур земної поверхні та текстур взагалі. З теорії чисельних методів оптимізації відомо, що найбільш широко вживані алгоритми навчання нейронної мережі, а саме – градієнтний метод оптимізації та метод Ньютона, характеризуються порівняно малою швидкістю збіжності [1]. Градієнтний метод характеризується лінійною швидкістю збіжності, а метод Ньютона характеризується квадратичною швидкістю збіжності. Крім того, градієнтний метод суттєво залежить від функції, для якої виконуються обчислення. Тому було вирішено покращити швидкість алгоритму розпізнавання за рахунок використання алгоритмів оптимізації цільової функції із більшою швидкістю збіжності. Дуже високу швидкість збіжності мають методи зв'язаного градієнту: метод Флетчера-Рівса, метод Полака-Рібьєра та метод Левенберга-Марквардта [1]. Останній з них і було використано нами для навчання нейронної мережі. На момент створення алгоритму розпізнавання 4 роки тому не було знайдено ефективної реалізації алгоритму навчання нейронної мережі жодним з цих методів. Сьогодні, навпаки, метод Левенберга-Марквардта набув високої популярності. Його було ефективно реалізовано у бібліотеці MATLAB Neural Toolbox, яку і було використано нами для нової програмної реалізації алгоритму розпізнавання текстур. Було проведено аналіз методів, які дозволяють зменшити вплив проблеми забування нейронною мережею попередньо вивченої інформації [2, 3, 4]. У результаті було проведено досліді по навчанню нейронної мережі за допомогою зображень при наявності зашумлень.

Мета статті. Для дослідження удосконалення нейромережевої методики розпізнавання основних текстур поверхні необхідно розв'язати наступні задачі:

- удосконалити методику розпізнавання зображень текстур з використанням методів нейронних мереж та розробити програмну реалізацію методу, який дозволяє ефективно класифікувати образи текстур;
- розробити технологію розпізнавання зображень текстур з використанням методів нейронних мереж, яка буде забезпечувати високу якість розпізнавання;
- провести тестування алгоритму, перевірити його можливості з використанням зображень реальних текстур.

Рішення задач та результати досліджень. Процес розпізнавання складається з наступних основних етапів: сегментація, нормалізація виділених об'єктів, розпізнавання.

Серед методів розпізнавання зображень, таких, як шаблонні методи, статистичні, нейромережеві, нормалізація, кореляційно-ознаковий метод, кореляційний, найбільш зручним методом для вирішення задачі

розпізнавання текстур є метод нейронних мереж, оскільки, використовуючи його, можливо побудувати навчальну систему, яка буде навчатися на основі заданого набору текстур, а потім здійснювати розпізнавання та подальше навчання. Таким чином, можливо розробити досить універсальну систему розпізнавання текстур.

Як відомо, задача навчання нейронної мережі може бути представлена як задача багатовимірної оптимізації функції $F(1)$.

Раніше при розпізнаванні текстур для оптимізації використовувалися градієнтний метод та метод Ньютона. Ці методи характеризуються низкою швидкістю збіжності, тому зроблено припущення, що можна отримати кращі результати за допомогою методів, які характеризуються високою швидкістю збіжності. В якості одного із цих методів було обрано метод Левенберга-Марквардта [5].

Метод Левенберга-Марквардта (2-5) – метод оптимізації, спрямований на вирішення задач про найменші квадрати.

Цей метод є альтернативою методу Гауса-Ньютона, тому може розглядатися як комбінація останнього з методом градієнтного спуску. Алгоритм був сформульований Левенбергом (1944) та Марквардтом (1963).

Нехай є задача про найменші квадрати виду:

$$F(\vec{x}) = \|\vec{f}(\vec{x})\|^2 = \sum_{i=1}^m f_i^2(\vec{x}) = \sum_{i=1}^m (\varphi_i(\vec{x}) - F_i)^2 \rightarrow \min. \quad (1)$$

Ця задача відрізняється особливим видом градієнту та матриці Гессе:

$$\nabla F(\vec{x}) = 2J^T(\vec{x})f(\vec{x}), \quad (2)$$

$$H(\vec{x}) = J^T(\vec{x})J(\vec{x}) + Q(\vec{x}), \quad (3)$$

$$Q(\vec{x}) = \sum_{i=1}^m f_i(\vec{x})H_i(\vec{x}), \quad (4)$$

$$J^T(\vec{x})J(\vec{x})\vec{p} = -J^T(\vec{x})f(\vec{x}), \quad (5)$$

де $J(\vec{x})$ – матриця Якобі вектор-функції $\vec{f}(\vec{x})$; $H_i(\vec{x})$ – матриця Гессе для її компоненти $f_i(\vec{x})$.

Тоді згідно методу Гауса-Ньютона у припущенні домінуючої ролі доданого $J^T(\vec{x})J(\vec{x})$ над $Q(\vec{x})$ (а саме, якщо норма $\|f(x)\|$ значно менша максимального власного значення матриці $J^T(\vec{x})J(\vec{x})$), наступний напрямок \vec{p} визначається за формулою (5).

Таким чином, коли норма $\|Q(x)\|$ близька до нуля, а матриця $J(x)$ має напрямок p , метод мало відрізняється від ньютонівського (з урахуванням $Q(x)$), та метод може досягати квадратичної швидкості збіжності, хоча другі похідні не враховуються.

Поліпшенням методу є алгоритм Левенберга-Марквардта, заснований на евристичних міркуваннях.

Напрямок пошуку Левенберга-Марквардта визначається за формулою:

$$[J^T(\vec{x}_k)J(\vec{x}_k) + \lambda_k I] \vec{p}_k = -J^T(\vec{x}_k)f(\vec{x}_k), \quad (6)$$

де λ_k – деяка від’ємна константа, яка для кожного кроку власна; I – одинична матриця.

$$\vec{x}_{k+1} = \vec{x}_k + \vec{p}_k. \quad (7)$$

Вибір λ_k можливо здійснювати, роблячи його достатнім для монотонного спуску по функції неув’язки $F(\vec{x})$, тобто збільшувати параметр до того моменту, поки не буде досягнута умова, коли:

$$F(\vec{x}_{k+1}) < F(\vec{x}_k). \quad (8)$$

Також параметр λ_k можливо встановлювати, виходячи з відношення між фактичними змінами функції $\vec{f}(\vec{x})$, досягнутими у результаті пробних кроків, та очікуваними величинами цих змін при інтерполяції. Подібну процедуру побудував Флетчер.

Також можливо показати, що \vec{p}_k задовольняє умові:

$$\vec{p}_k = \arg \min_{\|\vec{p}\| \leq \Delta} \|J(\vec{x}_k)\vec{p} + \vec{f}(\vec{x}_k)\|, \quad (9)$$

де Δ – параметр, який зв’язаний з λ_k .

Метод Левенберга-Марквардта – метод нелінійної оптимізації, який використовує для пошуку мінімуму комбіновану стратегію – лінійну апроксимацію та градієнтний спуск.

Переключення з одного методу на інший відбувається в залежності від того, чи була успішною лінійна апроксимація.

Для навчання мережі та вимірювання якості розпізнавання використовують найпоширенішу в теорії нейронних мереж функцію середньоквадратичної помилки (СКО, MSE) [6]:

$$E^P = \frac{1}{2} (D^P - O(I^P, W))^2. \quad (10)$$

У формулі (10) E^P – це помилка розпізнавання для пари, яка навчас; D^P – бажаний вихід мережі; $O(I^P, W)$ – вихід мережі, що залежить від входу та вагових коефіцієнтів W , куди входять ядра згортки, зміщення, вагові коефіцієнти S - та F -.

Для зменшення функції помилки E^P до мінімуму застосуємо градієнтний метод.

Вагу, при якій значення функції помилки буде мінімальним, можливо обчислити з наступного виразу:

$$W_{\min} = W_c \left(\frac{d^2 E(W_c)}{dW^2} \right)^{-1} \frac{dE(W_c)}{dW}, \quad (11)$$

де E – та ж сама функція помилки; W_c – деяке початкове значення ваги.

Оптимальна вага обчислюється, як поточна мінус похідна функції помилки за вагою, поділена на другу похідну функції помилки.

Для багатовимірнього випадку (тобто для матриці ваг) все також, тільки перша похідна перетворюється на градієнт (вектор приватних похідних), а друга похідна перетворюється на Гессіан (матрицю других приватних похідних).

Якщо опустити другу похідну, то виходить алгоритм найшвидшого градієнтного спуску. Якщо все ж таки враховувати другу похідну, то неможливо буде порахувати повний Гессіан. Тому зазвичай Гессіан замінюють чимось більш простим. Метод Левенберга-Марквардта замінює Гессіан його апроксимацією за допомогою квадратного Якобіана.

Але саме важливе, що потрібно знати про ці два методи, так це те, що алгоритм Левенберга-Марквардта вимагає обробки всієї навчальної вибірки, тоді як алгоритм градієнтного спуску може працювати з кожною окремо взятою навчальною вибіркою.

При програмній реалізації системи розпізнавання текстур з використанням нейронних мереж використовувалися наступні технології програмування:

- технологія COM з метою застосування компонентної методології розробки;
- мова програмування C# для реалізації графічного інтерфейсу [7];
- інструментарій розробки MATLAB Neural Toolbox для побудови нейронних мереж та нейромодельовання.

Програма зроблена, як самостійний виконуючий модуль та працює під керуванням Windows 2000 та більш нових операційних систем. Для коректної роботи на комп'ютері потрібен встановлений програмний пакет MATLAB версії 7.0 або вище. Пакет MATLAB фірми “The MathWorks” надає можливість працювати з нейронними мережами всіх типів.

Neural Toolbox-пакет прикладних програм, які містять засоби для побудови нейронних мереж, що базуються на поведінці математичного аналога нейрона.

Пакет може бути використаний для дослідження та й застосування нейронних мереж до таких задач, як обробка сигналів, нелінійне керування й фінансове моделювання.

Є можливість генерації переносного C-коду за допомогою Real Time Workshop. Для керованих мереж можливо вибрати пряму або рекурентну архітектуру, використовуючи велику кількість навчальних правил та методів проектування, таких як, перцептрон, зворотне розповсюдження, зворотне

розповсюдження Левенберга [5], мережі з радіальним базисом та рекурентні мережі.

Саме завдяки пакету Neural Toolbox, в якому дозволяється легко змінювати будь-які архітектури, що навчають, правила або перехідні функції, додавати нові, можна розглянути можливість показувати моделювання навчання системи розпізнавання засобами MATLAB.

Опис швидкості навчання для досягнення заданої точності розпізнавання для основних алгоритмів (при потрібній $\varepsilon = 10^{-1}$), наведено у таблиці 1 [8].

Таблиця 1

Швидкість навчання для основних алгоритмів оптимізації

Алгоритм	Помилка	Кількість епох
Алгоритм зворотного поширення помилки з оптимізацією квазі-Ньютона	0.0944526	12
"Класичний" алгоритм зворотного поширення помилки	0.0997834	674
Алгоритм зворотного поширення помилки з моментом	0.0993434	1005
Алгоритм зворотного поширення Левенберга-Марквардта	0.0034274	4
Алгоритм еластичного зворотного поширення	0.0504801	17

З таблиці 1 бачимо, що найбільш швидким алгоритмом навчання нейронної мережі є алгоритм зворотного поширення Левенберга-Марквардта.

При навчанні нейронної мережі по даному алгоритму точність досягла значення $\varepsilon \approx 0.003$ (при необхідній 0.1) менш, ніж за 4 епохи (циклу) навчання. Повільніше всього навчання нейронної мережі проходило за алгоритмом градієнтного спуску по поверхні помилки з моментом – 1005 епох (циклів навчання) [9, 6]. Це відповідає результатам, отриманим у попередній роботі [10].

Таким чином, ми досягли значного поліпшення швидкості навчання системи за допомогою застосування більш досконалого алгоритму зворотного поширення помилки.

Розробимо графік, на якому засобами MATLAB показане моделювання навчання системи розпізнавання (рис. 1).

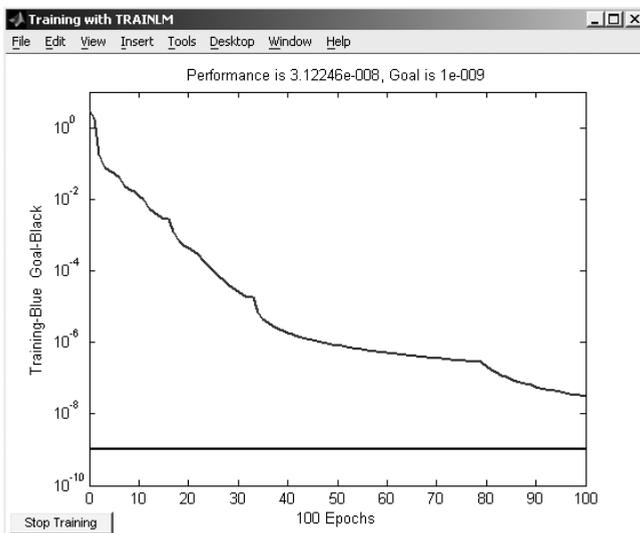


Рис. 1. Графічний інтерфейс системи розпізнавання. Навчання нейронної мережі

Цей графік повністю показує, наскільки швидко проходить навчання із застосуванням алгоритму Левенберга-Марквардта.

Для наочності порівняємо алгоритм навчання з іншим досить швидким алгоритмом навчання – квазі-Ньютоновським методом.

Зміна сумарної квадратичної помилки в процесі навчання нейронної мережі для досліджуваних алгоритмів *trainbfg* (функція, що реалізує алгоритм зворотнього поширення помилки з оптимізацією квазі-Ньютона) та *trainlm* (функція, що реалізує алгоритм зворотнього поширення Левенберга-Марквардта, можна простежити на рис. 2).

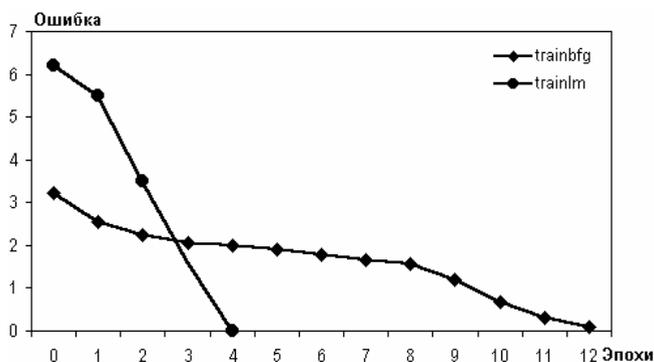


Рис. 2. Зміна сумарної квадратичної помилки в процесі навчання нейронної мережі

Також у ході роботи був поставлений цікавий експеримент по навчанню системи розпізнавання попередньо зашумленими зображеннями. Інформація про навчання мереж за допомогою зашумлених зображень є у роботах [2 – 4, 11]. Отримані результати показано на рис. 3 и 4.

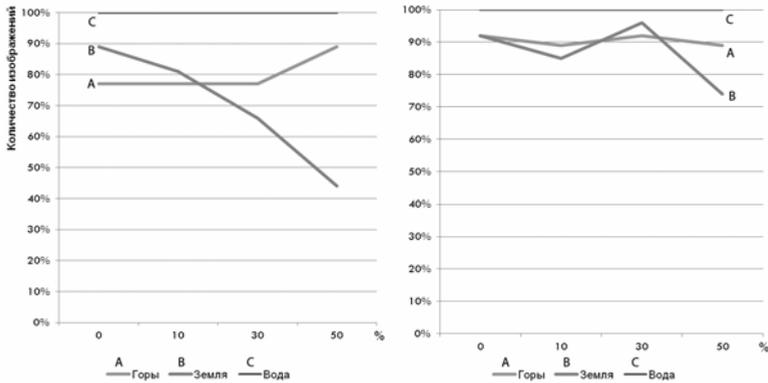


Рис. 3. Залежність якості навчання від навчальної вибірки для текстур 64×64 з нормальною навчальною вибіркою та зашумленою навчальною вибіркою (рівномірне зашумлення)

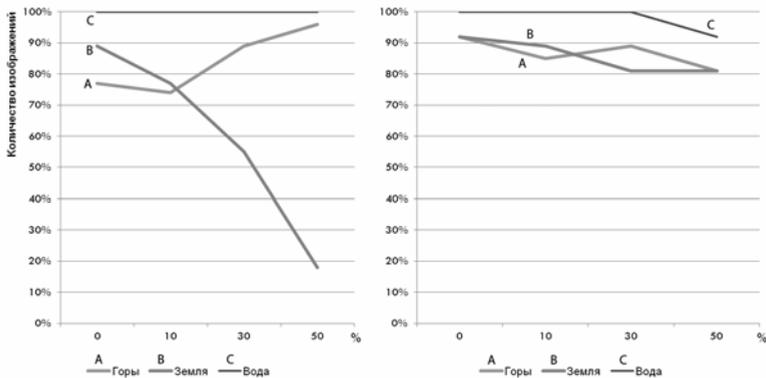


Рис. 4. Залежність якості навчання від навчальної вибірки для текстур 64×64 з нормальною навчальною вибіркою та зашумленою навчальною вибіркою (нормальне зашумлення)

Як бачимо, при певному підборі рівня зашумлення, якість розпізнавання може бути поліпшено. Цей факт вимагає подальшого вивчення, оскільки він є досить цікавим.

Висновки. У результаті проробленої роботи при вирішенні задачі оптимізації нейронної мережі був застосований метод Левенберга-Марквардта, котрий вимагає обробки всієї навчальної вибірки.

1. Було порівняно інші методи з методом Левенберга-Марквардта, та доведено, що найбільш швидким алгоритмом навчання нейронної мережі є алгоритм зворотного поширення Левенберга-Марквардта.

2. Виявлено, що пакет прикладних програм Neural Toolbox, що був задіяний при програмній реалізації системи розпізнавання текстур з використанням нейронних мереж, являє собою дуже вигідний інструментарій для побудови нейронних мереж та нейромоделювання.

3. З метою експериментальної перевірки працездатності технології навчання зашумленими зображеннями було взято вибірку зашумлених зображень текстур та проведено навчання системи. Далі навчена система отримувала різні зображення не з контрольної вибірки та здійснювала розпізнавання. Якість розпізнавання збільшилась в середньому на 5%. Навчання нейронної мережі завідомо зашумленими зразками текстур підвищує якість розпізнавання (наприклад, при нульовій зашумленості текстур «Земля» – з 89% до 92%, «Гори» – з 77 до 92%). За рахунок цього методу додатково збільшується швидкість навчання мережі.

Список літератури: 1. *Пантелеев А.В., Летова Т.А.* Методы оптимизации в примерах и задачах. – М.: Высшая школа, 2005. – 544 с. 2. *Angluin D., Laird P.* Learning from noisy examples // Machine Learning. – 1988. – 2, № 4 – P. 343 – 370. 3. *Kearns M., Li M.* Learning in the presence of malicious errors. (Technical Report TR-03-87). Cambridge, MA: Harvard University, Center for Research, in Computing Technology. 4. *Kearns M., Vazirani U.* An Introduction to Computational Learning Theory. MIT Press, 1994. – 221 p. 5. *Хаган М.Т., Менхай М.* Обучение сетей с прямой передачей сигналов алгоритмом Марквардта. – 1994. – 5, № 6. – С. 989 – 993. 6. *LeCun Y., Bottou L., Orr G., Müller K.* Efficient BackProp / Neural Networks: Tricks of the trade (G. Orr and K. Müller, eds.), Springer Lecture Notes in Comp. Sci. 1524, 1998. – P. 5 – 50. 7. *Троелсен Э.* С# и платформа .NET. Библиотека программиста. – СПб.: Apress, 2004. – 796 с. 8. *Савенкова О.А.* Исследование алгоритмов обучения модели нейронной сети при распознавании речевых сигналов // Сборник докладов Первой и Второй Международных научных конференций «Нейросетевые технологии и их применение». – Краматорск. – 2003. 9. *Саймон Хайкин.* Нейронные сети: полный курс. – М.: Вильямс, 2006. – 1104 с. 10. *Липанов А.В., Михайлов А.Ю.* Алгоритм распознавания изображений текстур с использованием моментных признаков и методов нейронных сетей // Системы обработки информации. – 2007. – Вып. 3 (61) – С. 49 – 52. 11. *Valiant L.G.* Learning disjunctions of conjunctions // Proceedings of the 9th International Joint Conference of Artificial Intelligence. – Los Angeles, CA: Morgan Kaufmann, – 1985. – P. 560 – 566.

Поступила в редколлегию 01.10.2010

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Дзюбанов Д.А., Ляшенко М.В., Мирошников А.Е.</i> Моделирование диффузионного переноса в среднеширотной области F ионосферы.....	3
<i>Живолуп Т.Г.</i> Вариации относительной концентрации ионов атомарного кислорода в зависимости от уровня солнечной активности и ее влияние на формирование слоя F1 ионосферы	8
<i>Гринченко С.В.</i> Определение скорости переноса плазмы в области F2 ионосферы по температурам ионов и электронов и электронной концентрации, измеренным методом некогерентного рассеяния.....	16
<i>Пазюра С.А.</i> Особенности поведения среднеширотной ионосферы европейского региона во время сильных магнитных бурь.....	24
<i>Ляшенко М.В.</i> Сезонные вариации концентрации электронов в геокосмической плазме на разных фазах 23-го цикла солнечной активности	28
<i>Розуменко В.Т., Харитонова С.В.</i> Перенос энергии в слабоионизированной плазме на высотах мезосферы	36
<i>Котов Д.В., Клейносов Ю.В., Мирошников А.Е.</i> Моделирование влияния неучёта наличия ионов гелия на точность оценивания параметров ионосферной плазмы методом некогерентного рассеяния.....	42
<i>Котов Д.В., Ляшенко М.В.</i> Аппроксимация данных региональной модели ионосферы с помощью ортогональных функций.....	46
<i>Лизунов Г.В., Леонтьев А.Ю.</i> О вертикальном распространении АГВ в атмосфере Земли	50
<i>Лизунов Г.В., Кузьмич А.А.</i> Спектральный анализ спутниковых измерений атмосферных гравитационных волн.....	57
<i>Белозёров Д.П., Рогожкин Е.В.</i> Формирование ФМ-сигналов для тестирования радиолокаторов некогерентного рассеяния	64
<i>Богомаз А.В.</i> Моделирование некогерентно рассеянного сигнала и высотного распределения его параметров	72
<i>Скворцов Т.А., Фисун А.В.</i> Способ измерения абсолютного значения электронной концентрации в ионосфере радаром некогерентного рассеяния.....	77
<i>Барабаш В.В.</i> Разработка комплекса цифрового преобразования для автоматической станции вертикального зондирования «Базис»	83
<i>Бубнов И.Н., Никулина Е.Н.</i> Радиоастрономический метод определения эффективной площади антенных решёток.....	87
<i>Приходько В.Д.</i> О повышении точности ионосферных измерений методом некогерентного рассеяния при импульсном зондировании	92

Козлов С.С. Хранение данных радара некогерентного рассеяния в формате XML.....	96
Слинько Д.А., Пуляев В.А. Вопросы идентичности преобразования информации в многоканальном блоке АЦП радара НР.....	102
Коптяева А.С., Пуляев В.А. Учёт функциональных особенностей аналого-цифрового преобразования сигнала некогерентного рассеяния.....	106
Чаган А.Е., Пуляев В.А. Передача ионосферной информации по радиоканалу.....	110
Кивва Ф.В., Горобец В.Н., Гончаренко Ю.В., Коворотный А.Л., Рымарь С.И. Методика защиты вакуумных насосов, применяемых в установках для регенерации сорбентов в электромагнитном поле, от водяных паров.....	114
Домнин И.Ф., Андреев А.Е., Поспелов Л.А., Чепурной Я.Н., Лизогуб В.В., Гуртовая Е.П., Рымарь С.И. Электромагнитные технологии модификации свойств диссипативных сред углеводородов.....	120
Тихонов В.Ф. Основные свойства и спектр поляризационной модели атома водорода.....	138
Михайлов А.Ю. Удосконалення нейромережевої методики розпізнавання основних текстур поверхні Землі.....	140

ДЛЯ ЗАМЕТОК

НАУКОВЕ ВИДАННЯ

ВІСНИК

Національного технічного університету
“Харківський політехнічний інститут”

Збірник наукових праць
Тематичний випуск
Радіофізика та іоносфера
№ 48

Науковий редактор: проф. Пуляєв В.О.
Технічний редактор: Ляшенко М.В.
Відповідальний за випуск: Луньова В.М.

Об. вид. № 173-10

Підписано до друку 16.11.2010 р. Формат 60x90 1/16.
Папір офсетний. Друк – ризографія. Гарнітура Times New Roman.
Умовн. друк. арк.10. Наклад 300 прим. Зам. № 028432

НТУ “ХПІ”, 61002, Харків, вул. Фрунзе, 21

Надруковано у СПДФО Ізраїлев Є.М.
Свідоцтво № 24800170000040432 від 21.03.2001р.
61002, м. Харків, вул. Фрунзе, 16