

Импульсное частотно-угловое зондирование перемещающихся ионосферных возмущений

В. Г. Галушко, А. С. Кашеев

Радиоастрономический институт НАН Украины,
Украина, 61002, г. Харьков, ул. Краснознаменная, 4
E-mail: galushko@rian.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 16 января 2004 г.

Разработан метод импульсного частотно-углового зондирования перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ), основанный на измерении вариаций углов прихода, доплеровского смещения частоты и времени группового запаздывания КВ сигналов, отраженных от ионосферы. Обратная задача решена в статистической и динамической постановках для модели ПИВ в виде “взволнованной” эффективной отражающей поверхности, движущейся на ионосферных высотах. Проведено компьютерное моделирование созданных диагностических алгоритмов, результаты которого свидетельствуют об эффективности метода. Приведены результаты обработки данных измерений вариаций параметров КВ сигналов на наклонных и квазивертикальных трассах распространения, полученные с помощью разработанных алгоритмов. Определены наиболее вероятные значения характеристик ПИВ, наблюдавшихся во время экспериментов.

Розроблено метод імпульсного частотно-кутового зондування рухомих іоносферних збурень (РІЗ), що ґрунтується на вимірюванні варіацій кутів приходу, доплерівського зміщення частоти та часу групової затримки КХ сигналів, що відбиваються від іоносфери. Зворотню задачу вирішено в статистичному і динамічному наближеннях для моделі РІЗ як “збуреної” ефективною відбиваючою поверхні, що рухається на іоносферних висотах. Результати комп'ютерного моделювання створених діагностичних алгоритмів свідчать про ефективність метода. Наведено результати обробки даних вимірювань варіацій параметрів КХ сигналів на похилих та квазивертикальних трасах розповсюдження, отримані за розробленими алгоритмами. Визначені найвірогідніші значення характеристик РІЗ, що спостерігалися в експериментах.

Введение

Исследование перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ) является одной из задач физики ближнего космоса, важной для расширения знаний о динамике верхней атмосферы и создания концепции “космической погоды”. Это обусловлено тем, что ПИВ, представляющие собой квазипериодические возмущения электронной концентрации ионосферы, являются результатом распространения в ней атмосферно-гравитационных волн (АГВ), которые играют важную роль в энергообмене и взаи-

модействии различных областей верхней атмосферы. Кроме того, такие возмущения, являясь одним из основных агентов переноса энергии от поверхности Земли и нижних слоев атмосферы на ионосферные и магнитосферные высоты, а также в обратном направлении, служат своеобразным индикатором процессов их собственного возбуждения. Это могут быть источники как естественного (землетрясения, выпадения частиц в полярных широтах, погодные фронты, тайфуны, солнечный терминатор и т. д.), так и искусственного происхожде-

ния (химические выбросы, мощные взрывы, эксперименты по модификации ионосферы и т. д.). Поэтому исследованию этого класса ионосферных возмущений уделяется большое внимание, для чего используются различные диагностические средства: установки некогерентного рассеяния [1], доплеровские радары [2], спутниковые измерители полного электронного содержания [3] и т. д. Однако наиболее перспективным путем решения проблемы диагностики волновых возмущений представляется создание глобальной системы мониторинга ПИВ, что требует разработки эффективных, сравнительно дешевых и универсальных диагностических методов.

Один из таких методов был предложен в работах [4, 5]. Он основан на измерении траекторных параметров (углов прихода и доплеровского смещения частоты) пробных КВ сигналов на наклонных однокачковых радиотрассах с помощью цифровых ионозондов (Digital Portable Sounders, DPS) Центра атмосферных исследований Массачусетского университета (Лоуэлл, США) [6]. Обратная задача решалась для модели ПИВ в виде взволнованной отражающей поверхности в предположении о малости флуктуаций траекторных параметров. Разработанные алгоритмы позволяют не только восстанавливать основные параметры возмущений, но и визуализировать сами неоднородности, что является чрезвычайно важным для изучения их динамики. Одним из преимуществ предложенного метода является возможность использования в качестве пробных сигналов излучения широкоэмиттерных станций, что позволяет существенно снизить эксплуатационные затраты системы диагностики. В начале 2001 года метод был внедрен в DPS систему и продемонстрировал свою эффективность во время пробных измерений с одновременным использованием радара некогерентного рассеяния Массачусетского технологического института (Милстоун Хилл, США) [7, 8]. Таким образом, учитывая большое число КВ вещательных станций (более 6000) и наличие около 60 DPS систем в различных регионах земного шара, можно говорить о создании реальных предпосылок

для построения глобальной системы мониторинга ПИВ.

Вместе с тем при наклонном зондировании значительные области ионосферы непосредственно над приемными пунктами остаются вне зоны наблюдения. Это связано с тем, что для достаточно коротких, а тем более вертикальных трасс распространения нарушается условие малости флуктуаций азимутального угла прихода сигнала, и предложенная методика становится неприменимой. Целью настоящей работы является разработка диагностического метода, который бы не имел ограничений на длину радиотрассы и мог бы использоваться как для наклонного, так и вертикального зондирования волновых возмущений ионосферы. Эта задача решена при использовании данных стандартного импульсного режима работы DPS, когда, наряду с траекторными параметрами, производятся измерения времени группового запаздывания пробных сигналов.

Постановка задачи и основные соотношения

Для решения задачи диагностики волновых возмущений необходимо получить систему уравнений, связывающих измеряемые параметры сигналов с характеристиками ПИВ. В качестве измеряемых параметров выберем стандартный набор выходных данных DPS системы, а именно, временные вариации углов прихода (азимута $\varphi(t)$ и угла места $\epsilon(t)$), доплеровского смещения частоты $F_D(t)$ и времени группового запаздывания $\tau_d(t)$. Рассмотрим в геометрооптическом приближении решение прямой задачи распространения радиоволн для модели ПИВ в виде эффективной отражающей поверхности вида $H(x, y, t) = H_0 [1 + h(x, y, t)]$, которая использовалась в работе [4]. Возмущение поверхности относительно ее средней высоты H_0 будем считать достаточно малым $|h| \ll 1$, а горизонтальный размер неоднородностей Λ – много больше первой зоны Френеля. Приемник находится в начале системы координат, а передатчик – на

оси X , на расстоянии D от него (см. рис. 1). Сферичностью Земли будем пренебрегать.

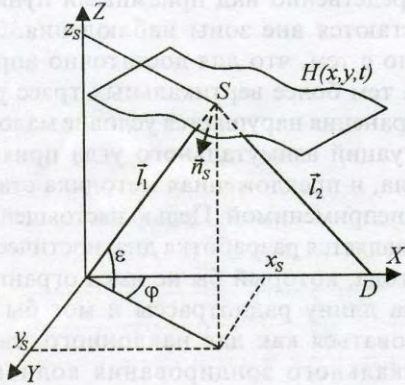


Рис. 1. Геометрия задачи

Зададим условия зеркального отражения от поверхности $z = H(x, y, t)$ в виде равенства единичных векторов рассеяния и нормали к поверхности в точке отражения S с координатами $\{x_s, y_s, z_s = H_s\}$

$$\frac{\vec{l}_1 - \vec{l}_2}{|\vec{l}_1 - \vec{l}_2|} = \vec{n}_s \quad (1)$$

Здесь \vec{l}_1, \vec{l}_2 и \vec{n}_s – векторы с компонентами $\{-x_s, -y_s, -H_s\}, \{(x_s - D), y_s, H_s\}$ и $\{\sin \alpha_x \cos \alpha_y, \cos \alpha_x \sin \alpha_y, -\cos \alpha_x \cos \alpha_y\}$, где α_x, α_y – углы наклона поверхности к соответствующим осям координат, т. е.

$$\operatorname{tg} \alpha_x = \frac{\partial H}{\partial x} \equiv \gamma_x \text{ и } \operatorname{tg} \alpha_y = \frac{\partial H}{\partial y} \equiv \gamma_y.$$

Полагая $|\gamma_x|, |\gamma_y| \ll 1$ и учитывая, что $l_1 + l_2 = l \equiv c\tau_d$ (c – скорость света, а τ_d – измеряемый параметр), уравнение (1) можно записать в виде:

$$\frac{l \cos \epsilon \cos \phi - D}{\sqrt{D^2 + l^2 - 2Dl \cos \epsilon \cos \phi}} = -\gamma_x, \quad (2)$$

$$\frac{l \cos \epsilon \sin \phi}{\sqrt{D^2 + l^2 - 2Dl \cos \epsilon \cos \phi}} = -\gamma_y, \quad (3)$$

где γ_x и γ_y вычисляются в средней точке радиотрассы. Таким образом, если из измеряемых параметров сформировать величины

$$X_s = \frac{l \cos \epsilon \cos \phi - D}{\sqrt{D^2 + l^2 - 2Dl \cos \epsilon \cos \phi}} \quad (4)$$

и

$$Y_s = \frac{l \cos \epsilon \sin \phi}{\sqrt{D^2 + l^2 - 2Dl \cos \epsilon \cos \phi}}, \quad (5)$$

то выражения (2) и (3) можно рассматривать как два уравнения для решения обратной задачи. Следует отметить, что они линейным образом связывают параметры X_s, Y_s с характеристиками отражающей поверхности γ_x, γ_y и не имеют ограничений на длину радиотрассы, как это было при использовании в качестве входных данных азимутальных вариаций [4].

Еще два независимых уравнения можно получить, записав выражения для вариаций группового пути l и доплеровского смещения частоты F_D :

$$l = l_1 + l_2 = \sqrt{x_s^2 + y_s^2 + H_s^2} + \sqrt{(D - x_s)^2 + y_s^2 + H_s^2},$$

$$F_D = -\frac{1}{\lambda} \frac{dl}{dt},$$

где λ – длина волны зондирующего сигнала.

При условии малости вариаций высоты и наклонов поверхности, пренебрегая членами второго порядка малости, можно получить:

$$\Delta l = l - l_0 = \frac{4H_0^2}{l_0} h, \quad (6)$$

$$F_D = -\frac{4H_0^2}{\lambda l_0} \frac{dh}{dt}. \quad (7)$$

Здесь $l_0 = \langle l \rangle = 2\sqrt{(D/2)^2 + H_0^2}$ – средний групповой путь (угловые скобки означают статистическое усреднение), откуда $H_0 = \frac{1}{2}\sqrt{l_0^2 - D^2}$, а h и dh/dt вычисляются в средней точке радиотрассы.

Таким образом, используя (2) – (7), можно записать систему уравнений:

$$X_s = -\gamma_x,$$

$$Y_s = -\gamma_y, \quad (8)$$

$$\Delta\tau_d = \frac{4H_0^2}{cl_0} h,$$

$$F_D = -\frac{4H_0^2}{\lambda l_0} \frac{dh}{dt},$$

связывающих измеряемые параметры с характеристиками эффективной отражающей поверхности. Система уравнений (8) позволяет формулировать обратную задачу диагностики ПИВ в статистической и динамической постановке. Рассмотрим вначале решение статистической обратной задачи.

Восстановление параметров ПИВ в статистической постановке

Использование статистического подхода позволяет сформулировать обратную задачу диагностики ПИВ на уровне моментов флуктуаций относительной высоты поверхности $h(\vec{r}, t)$ и ее наклонов $\gamma_x(\vec{r}, t)$, $\gamma_y(\vec{r}, t)$. Пусть $h(\vec{r}, t)$ является

стационарной и статистически однородной, а $\langle h(\vec{r}, t) \rangle = \langle \gamma_x(\vec{r}, t) \rangle = \langle \gamma_y(\vec{r}, t) \rangle = 0$. Обратную задачу будем решать в спектральной области, для чего следует получить выражения для энергетических и взаимных спектров флуктуаций измеряемых параметров, $S_{XX}(\Omega)$, $S_{YY}(\Omega)$, $S_{\tau\tau}(\Omega)$, $S_{FF}(\Omega)$, $S_{XY}(\Omega)$, $S_{X\tau}(\Omega)$, $S_{XF}(\Omega)$, $S_{Y\tau}(\Omega)$, $S_{YF}(\Omega)$ и $S_{\tau F}(\Omega)$. Введем пространственно-временную корреляционную функцию поверхности $K_h(\vec{\rho}, \tau)$ в виде спектрального разложения:

$$K_h(\vec{\rho}, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega e^{-i\Omega\tau} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2\vec{\chi} \tilde{S}(\Omega, \vec{\chi}) e^{i\vec{\chi}\vec{\rho}},$$

где $\tilde{S}(\Omega, \vec{\chi})$ – пространственно-временной энергетический спектр вариаций поверхности, $\vec{\chi} = \{\chi_x, \chi_y\}$ – волновой вектор возмущения, $\vec{\rho} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$ – разность радиус-векторов двух произвольных точек поверхности. Переходя к полярным координатам $\chi = \sqrt{\chi_x^2 + \chi_y^2}$, $\theta = \arctg\left(\frac{\chi_y}{\chi_x}\right)$, можно записать:

$$K_h(\vec{\rho}, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega e^{-i\Omega\tau} \int_0^{\infty} d\chi \times \\ \times \int_0^{2\pi} d\theta \tilde{W}(\Omega, \chi, \theta) e^{i\chi(\rho_x \cos\theta + \rho_y \sin\theta)}, \quad (9)$$

где $\tilde{W}(\Omega, \chi, \theta) = \chi \tilde{S}(\Omega, \chi, \theta)$.

Пусть $H(\vec{r}, t)$ имеет такие дисперсионные свойства, что каждой пространственной частоте χ соответствует одна временная частота Ω ,

$$\tilde{W}(\Omega, \chi, \theta) = \tilde{W}(\Omega, \theta) (\delta\chi - \chi(\Omega)). \quad (10)$$

Тогда возможно получить явные выражения для энергетических и взаимных спектров измеряемых параметров:

$$S_{XX}(\Omega) = \frac{H_0^2 \chi^2(\Omega)}{2} \times \left[\int_0^{2\pi} d\theta \tilde{W}(\Omega, \theta) + \int_0^{2\pi} d\theta \tilde{W}(\Omega, \theta) \cos 2\theta \right], \quad (11)$$

$$S_{YY}(\Omega) = \frac{H_0^2 \chi^2(\Omega)}{2} \times \left[\int_0^{2\pi} d\theta \tilde{W}(\Omega, \theta) - \int_0^{2\pi} d\theta \tilde{W}(\Omega, \theta) \cos 2\theta \right], \quad (12)$$

$$S_{\tau\tau}(\Omega) = \left(\frac{4H_0^2}{cl_0} \right)^2 \int_0^{2\pi} d\theta \tilde{W}(\Omega, \theta), \quad (13)$$

$$S_{FF}(\Omega) = \left(\frac{4H_0^2 \Omega}{\lambda l_0} \right)^2 \int_0^{2\pi} d\theta \tilde{W}(\Omega, \theta), \quad (14)$$

$$S_{XY}(\Omega) = \frac{H_0^2 \chi^2(\Omega)}{2} \int_0^{2\pi} d\theta \tilde{W}(\Omega, \theta) \sin 2\theta, \quad (15)$$

$$S_{X\tau}(\Omega) = i \frac{4H_0^3 \chi(\Omega)}{cl_0} \int_0^{2\pi} d\theta \tilde{W}(\Omega, \theta) \cos \theta, \quad (16)$$

$$S_{XF}(\Omega) = -\frac{4H_0^3 \chi(\Omega) \Omega}{\lambda l_0} \int_0^{2\pi} d\theta \tilde{W}(\Omega, \theta) \cos \theta, \quad (17)$$

$$S_{Y\tau}(\Omega) = i \frac{4H_0^3 \chi(\Omega)}{cl_0} \int_0^{2\pi} d\theta \tilde{W}(\Omega, \theta) \sin \theta, \quad (18)$$

$$S_{YF}(\Omega) = -\frac{4H_0^3 \chi(\Omega) \Omega}{\lambda l_0} \int_0^{2\pi} d\theta \tilde{W}(\Omega, \theta) \sin \theta, \quad (19)$$

$$S_{\tau F}(\Omega) = i \left(\frac{4H_0^2}{l_0} \right)^2 \frac{\Omega}{\lambda c} \int_0^{2\pi} d\theta \tilde{W}(\Omega, \theta). \quad (20)$$

Таким образом, если решение системы (11) – (20) позволит найти $\chi(\Omega)$ и $\tilde{W}(\Omega, \theta)$, то задача восстановления параметров ПИВ в статистической постановке будет решена. Отметим, что взаимные спектры $S_{XY}(\Omega)$, $S_{XF}(\Omega)$ и $S_{YF}(\Omega)$ являются действительными, а $S_{X\tau}(\Omega)$, $S_{Y\tau}(\Omega)$ и $S_{\tau F}(\Omega)$ – мнимыми величинами. Кроме того, выражения (13), (14) и (20), а также (16), (17) и (18), (19) являются линейно зависимыми. Таким образом, можно получить систему из шести линейно независимых уравнений для определения параметров поверхности. В качестве таких уравнений выберем соотношения (11) – (13), (15), (16) и (18), а остальные будем использовать для анализа устойчивости и достоверности решения. Необходимость таких проверок связана, во-первых, с заменой неоднородной ионосферы эффективной поверхностью, а во-вторых, с наличием случайных ошибок измерения параметров сигналов. Это может приводить к тому, что решение системы уравнений будет определяться с некоторой погрешностью. Следует отметить, что уменьшить эту погрешность можно путем использования методов регуляризации [9], что является возможным, поскольку система избыточна.

Прежде чем приступить к определению параметров поверхности, преобразуем исходную систему уравнений. Обратим внимание на то, что спектральная плотность $\tilde{W}(\Omega, \theta)$ является периодической функцией θ с периодом 2π . Тогда

$$\tilde{W}(\Omega, \theta) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos n\theta + b_n \sin n\theta),$$

где $a_n(\Omega) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} d\theta \tilde{W}(\Omega, \theta) \cos n\theta$,
 $b_n(\Omega) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} d\theta \tilde{W}(\Omega, \theta) \sin n\theta$. Таким образом,
 систему уравнений для решения обратной
 задачи можно записать в таком виде:

$$S_{XX}(\Omega) = \frac{\pi H_0^2 \chi^2(\Omega)}{2} [a_0(\Omega) + a_2(\Omega)],$$

$$S_{YY}(\Omega) = \frac{\pi H_0^2 \chi^2(\Omega)}{2} [a_0(\Omega) - a_2(\Omega)],$$

$$S_{\tau\tau}(\Omega) = \pi \left(\frac{4H_0^2}{cl_0} \right)^2 a_0(\Omega), \quad (21)$$

$$S_{XY}(\Omega) = \frac{\pi H_0^2 \chi^2(\Omega)}{2} b_2(\Omega),$$

$$S_{X\tau}(\Omega) = i \frac{4\pi H_0^3 \chi(\Omega)}{cl_0} a_1(\Omega),$$

$$S_{Y\tau}(\Omega) = i \frac{4\pi H_0^3 \chi(\Omega)}{cl_0} b_1(\Omega).$$

Из этой системы легко получить выраже-
 ние для $\chi(\Omega)$:

$$\chi(\Omega) = \frac{4H_0}{cl_0} \sqrt{\frac{S_{XX}(\Omega) + S_{YY}(\Omega)}{S_{\tau\tau}(\Omega)}}. \quad (22)$$

Функцию $\tilde{W}(\Omega, \theta)$ мы можем восстановить
 только до вторых гармоник ряда Фурье:

$$a_0(\Omega) = \frac{1}{\pi} \left(\frac{cl_0}{4H_0^2} \right)^2 S_{\tau\tau}(\Omega), \quad (23)$$

$$a_1(\Omega) = -i \frac{cl_0}{4\pi H_0^3 \chi(\Omega)} S_{X\tau}(\Omega), \quad (24)$$

$$a_2(\Omega) = \frac{S_{XX}(\Omega) - S_{YY}(\Omega)}{\pi H_0^2 \chi^2(\Omega)}, \quad (25)$$

$$b_1(\Omega) = -i \frac{cl_0}{4\pi H_0^3 \chi(\Omega)} S_{Y\tau}(\Omega), \quad (26)$$

$$b_2(\Omega) = \frac{2}{\pi H_0^2 \chi^2(\Omega)} S_{XY}(\Omega). \quad (27)$$

Таким образом, для модели отражающей
 поверхности удастся определить закон дис-
 персии $\chi(\Omega)$, а также нулевую и первые две
 гармоники частотно-углового энергетичес-
 кого спектра флуктуаций ее высоты.

Кроме вышеописанного подхода к реше-
 нию обратной задачи, возможен другой, с
 использованием физически обоснованной
 модели $\tilde{W}(\Omega, \theta)$. При этом $\chi(\Omega)$, как и рань-
 ше, определяется выражением (22), посколь-
 ку оно получено при произвольном виде
 $\tilde{W}(\Omega, \theta)$. Рассмотрим, например, модель час-
 тотно-углового спектра поверхности вида:

$$\tilde{W}(\Omega, \theta) = \tilde{W}_0(\Omega) + \tilde{W}_1(\Omega) \delta(\theta - \theta_0(\Omega)). \quad (28)$$

Здесь $\tilde{W}_0(\Omega)$ – изотропная, а $\tilde{W}_1(\Omega)$ – “на-
 правленная” (распространяющаяся под
 углом $\theta_0(\Omega)$ к радиолинии) компоненты
 спектра неоднородностей. Для этой моде-
 ли коэффициенты ряда Фурье имеют вид:

$$a_0(\Omega) = 2\tilde{W}_0(\Omega) + \frac{1}{\pi}\tilde{W}_1(\Omega), \quad (29)$$

$$a_1(\Omega) = \frac{1}{\pi}\tilde{W}_1(\Omega)\cos\theta_0, \quad (30)$$

$$a_2(\Omega) = \frac{1}{\pi}\tilde{W}_1(\Omega)\cos 2\theta_0, \quad (31)$$

$$b_1(\Omega) = \frac{1}{\pi}\tilde{W}_1(\Omega)\sin\theta_0, \quad (32)$$

$$b_2(\Omega) = \frac{1}{\pi}\tilde{W}_1(\Omega)\cos 2\theta_0, \quad (33)$$

а связь $a_1(\Omega)$ и $b_1(\Omega)$ со спектрами флуктуаций измеряемых параметров определяется отношениями (23) – (27). Эта система уравнений позволяет найти $\theta_0(\Omega)$,

$$\theta_0(\Omega) = \arctg \frac{b_1(\Omega)}{a_1(\Omega)}.$$

Поскольку (28) содержит три неизвестных функции, а всего уравнений пять, то два из них (например, (31) и (33)) можно использовать для еще одной проверки. Из (30) и (32) имеем

$$\tilde{W}_1(\Omega) = \pi\sqrt{a_1^2(\Omega) + b_1^2(\Omega)},$$

а из (29) –

$$\tilde{W}_0(\Omega) = \frac{1}{2}\left[a_0(\Omega) - \sqrt{a_1^2(\Omega) + b_1^2(\Omega)}\right].$$

Итак, все параметры поверхности, энергетический спектр которой задан выражением (28), найдены. Следует отметить, что

предложенная методика позволяет восстановить параметры и более сложных моделей спектра поверхности, например, следующих:

$$\tilde{W}(\Omega, \theta) = \tilde{W}_0(\Omega) + \tilde{W}_1(\Omega)\delta(\theta - \theta_0(\Omega)) + \tilde{W}_2(\Omega)\delta(\theta - \theta_0(\Omega) - \pi) \quad \text{или}$$

$$\tilde{W}(\Omega, \theta) = \frac{1}{\Delta(\Omega)}\tilde{W}_1(\Omega)e^{-\left[\frac{\theta - \theta_0(\Omega)}{\Delta(\Omega)}\right]^2} + \frac{1}{\Delta(\Omega)}\tilde{W}_2(\Omega)e^{-\left[\frac{\theta - \theta_0(\Omega) - \pi}{\Delta(\Omega)}\right]^2}.$$

Таким образом, статистический подход к определению связи между измеряемыми траекторными параметрами сигнала и характеристиками зеркально отражающей поверхности позволяет однозначно решить обратную задачу и найти частотно-угловой спектр корреляционной функции поверхности для широкого класса моделей.

Решение динамической обратной задачи

Проанализируем возможность решения обратной задачи в рамках динамического подхода. Как было показано выше, статистическая обработка результатов измерений углов прихода, доплеровского смещения частоты и времени группового запаздывания позволяет восстанавливать пространственно-временной спектр корреляционной функции поверхности. С другой стороны, возникает возможность визуализации ПИВ в реальном времени для некоторых моделей частотно-углового спектра самой поверхности, а не ее пространственно-временной корреляционной функции. Для этого представим $h(\vec{r}, t)$ в виде, аналогичном (9):

$$h(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega e^{-i\Omega t} \int_0^{2\pi} d\chi \int_0^{2\pi} d\theta \tilde{h}(\Omega, \chi, \theta) \times \exp[i\chi(x \cos \theta + y \sin \theta)]. \quad (34)$$

Далее, используя предположение, аналогичное (10), и подставляя (34) в (8), получаем комплексные спектры измеряемых параметров:

$$S_X(\Omega) = -iH_0\chi(\Omega)a_1(\Omega), \quad (35)$$

$$S_Y(\Omega) = -iH_0\chi(\Omega)b_1(\Omega), \quad (36)$$

$$S_\tau(\Omega) = \frac{4H_0^2}{cl_0}a_0(\Omega), \quad (37)$$

$$S_F(\Omega) = i\frac{4H_0^2\Omega}{\lambda l_0}a_0(\Omega), \quad (38)$$

где $a_0(\Omega) = \int_0^{2\pi} d\theta \tilde{h}(\Omega, \theta)$, $a_1(\Omega) = \int_0^{2\pi} d\theta \tilde{h}(\Omega, \theta) \cos \theta$ и $b_1(\Omega) = \int_0^{2\pi} d\theta \tilde{h}(\Omega, \theta) \sin \theta$.

Рассматривая равенства (35) – (38) как систему уравнений относительно неизвестных параметров отражающей поверхности, можно увидеть, что она является недоопределенной, т. к. выражения (37) и (38) линейно зависимы. Таким образом, мы имеем только три независимых уравнения для нахождения четырех неизвестных $\chi(\Omega)$, $a_0(\Omega)$, $a_1(\Omega)$, $b_1(\Omega)$. Если допустить, что дисперсионная характеристика поверхности $\chi(\Omega)$ нам известна (например, из решения статистической обратной задачи), можно легко получить выражение для нулевой и первой гармоник частотно-углового спектра поверхности $\tilde{h}(\Omega, \theta)$. Используем для этого уравнения (35) – (37), откуда

$$a_0(\Omega) = \frac{cl_0}{4H_0^2}S_\tau(\Omega),$$

$$a_1(\Omega) = \frac{iS_X(\Omega)}{H_0\chi(\Omega)},$$

$$b_1(\Omega) = \frac{iS_Y(\Omega)}{H_0\chi(\Omega)}.$$

Очевидно, что это неполная информация об отражающей поверхности. Однако если задать конкретные модели спектра $\tilde{h}(\Omega, \theta)$, то можно определить их параметры. Допустим, что каждая пространственная гармоника поверхности на частоте Ω представляет собой плоскую волну с волновым числом $\chi(\Omega)$, которая движется в направлении $\theta_0(\Omega)$,

$$\tilde{h}(\Omega, \theta) = \tilde{h}(\Omega)\delta(\theta - \theta_0(\Omega)).$$

Тогда для коэффициентов $a_0(\Omega)$, $a_1(\Omega)$, $b_1(\Omega)$ имеем:

$$a_0(\Omega) = \tilde{h}(\Omega),$$

$$a_1(\Omega) = \tilde{h}(\Omega) \cos \theta_0(\Omega),$$

$$b_1(\Omega) = \tilde{h}(\Omega) \sin \theta_0(\Omega),$$

а для спектров флуктуаций соответственно –

$$S_X(\Omega) = -iH_0\chi(\Omega)\tilde{h}(\Omega) \cos \theta_0(\Omega),$$

$$S_Y(\Omega) = -iH_0\chi(\Omega)\tilde{h}(\Omega) \sin \theta_0(\Omega), \quad (39)$$

$$S_\tau(\Omega) = \frac{4H_0^2}{cl_0}\tilde{h}(\Omega).$$

Легко видеть, что решением системы (39) является

$$\tilde{h}(\Omega) = \frac{cl_0}{4H_0^2}S_\tau(\Omega),$$

$$\operatorname{tg}\theta_0(\Omega) = \frac{S_y(\Omega)}{S_x(\Omega)},$$

$$\chi(\Omega) = \frac{4H_0}{cl_0} \sqrt{\frac{|S_x(\Omega)|^2 + |S_y(\Omega)|^2}{|S_r(\Omega)|^2}}.$$

Таким образом, в рамках использованной модели ПИВ удастся полностью восстановить ее параметры, а следовательно, визуализировать форму эффективной отражающей поверхности.

Результаты компьютерного моделирования и реальных измерений

С целью проверки возможности реконструкции ПИВ в модели взволнованной отражающей поверхности с помощью разработанных алгоритмов, а также анализа устойчивости решения обратной задачи была проведена серия компьютерных экспериментов. Схема экспериментов была следующей. С помощью специально созданной программы численного интегрирования лучевых траекторий в неоднородной среде рассчитывались углы прихода, доплеровское смещение частоты и время группового запаздывания сигналов для заданных параметров радиотрассы и модельных неоднородностей. Возмущения моделировались набором гармоник флуктуаций высоты отражающей поверхности

$$H(x, y, t) = H_0 \times \left[1 + \sum_{i=1}^N h_{0i} \cos(k_{xi}x + k_{yi}y - \Omega_i t + \Psi_i) \right],$$

где h_{0i} , $\vec{k}_i(k_{xi}, k_{yi}, k_{zi})$, Ω_i и Ψ_i – соответственно амплитуда, волновой вектор, круговая частота и начальная фаза i -й гармоники ПИВ.

Рассчитанные вариации параметров сигналов использовались в качестве входных данных для решения обратной задачи в соответствии с предложенным алгоритмом.

Результаты восстановления сравнивались с исходными параметрами возмущений.

Всего было проведено около 50-ти численных экспериментов для разных длин радиотрасс D и высот невозмущенной поверхности H_0 , а также длин волн Λ , амплитуд $H_0 h$, направлений θ_0 и скоростей V движения ПИВ. В качестве примера в таблице приведены исходные и восстановленные параметры модельных возмущений для случая вертикального зондирования ($D = 0$ км). Видно, что основные характеристики возмущения восстанавливаются с достаточно высокой точностью. Анализ всех результатов компьютерного моделирования показал, что погрешность определения амплитуды, скорости перемещения и длины волны ПИВ не превышает $1 \div 2\%$, а направление движения неоднородностей восстанавливается с точностью $1 \div 2$ градуса, что свидетельствует о высокой эффективности предложенного метода диагностики ионосферных возмущений.

После компьютерного моделирования разработанного диагностического метода он был применен для обработки данных реальных экспериментов. Измерения проводились, в основном, на двух радиотрассах, а именно наклонной Москва–Граково ($D \approx 640$ км) и квазивертикальной Гайдары–Граково ($D \approx 40$ км). В первом случае в качестве источника пробных сигналов использовалась станция службы точного времени и частоты РВМ (Московская область), во втором – импульсное передающее устройство Харьковского национального университета им. Каразина (пос. Гайдары, Харьковская область). Приемный пункт располагался на территории Радиоастрономической обсерватории РИ НАН Украины (пос. Граково, Харьковская область). Временная синхронизация корреспондирующих пунктов осуществлялась с помощью сигналов GPS (Global Positioning System). Вариации параметров пробных сигналов регистрировались с помощью когерентного приемно-измерительного комплекса, аналогичного описанному в работе [10]. Углы прихода и доплеровское смещение частоты сигналов

Таблица. Пример восстановления параметров ПИВ при вертикальном зондировании

Параметры ПИВ	Заданный ПИВ	Восстановленный ПИВ
Длина волны, Λ , км	500	492.6
Скорость, V , м/с	104.16	102.6
Азимут, θ_0 , °	-30	-30.4
Амплитуда, hN_0 , км	1	0.98

оценивались методом фазовой пеленгации с доплеровской фильтрацией (доплеровской интерферометрии) [11], для чего использовалась приемная антенная система в виде трех пространственно-разнесенных вертикальных вибраторов. Вибраторы располагались в вершинах равностороннего треугольника со сторонами около 60 метров, что обеспечивало точность измерения углов прихода не менее 0.5 градуса в диапазоне частот 5 ÷ 25 МГц. Погрешность оценки доплеровского смещения частоты не превышала 0.03 Гц. Время группового запаздывания определялось как разность между моментами излучения и прихода переднего фронта импульсного сигнала. Для этого в приемный комплекс был добавлен широкополосный канал с амплитудным детектором. Его полоса пропускания составляла 50 кГц, что позволяло оценивать время группового запаздывания с точностью ± 5 мкс. Всего было проведено около 300 ч измерений, в большинстве из которых наблюдались волнообразные ионосферные возмущения. В качестве примера на рис. 2 приведена запись вариаций угла места, времени группового запаздывания, азимута и доплеровского смещения частоты сигнала, полученная 26.02.03 на трассе Гайдары–Граково на частоте 7970 кГц. Как видно, все параметры демонстрируют квазипериодические вариации, что свидетельствует о наличии волнообразных ионосферных возмущений. Обработка таких данных с помощью предложенного диагностического метода позволила оценить

основные параметры ПИВ и визуализировать сами возмущения. Фрагмент эффективной отражающей поверхности, восстановленный по результатам измерений 26.02.03 (см. рис. 2), представлен на рис. 3. Результаты

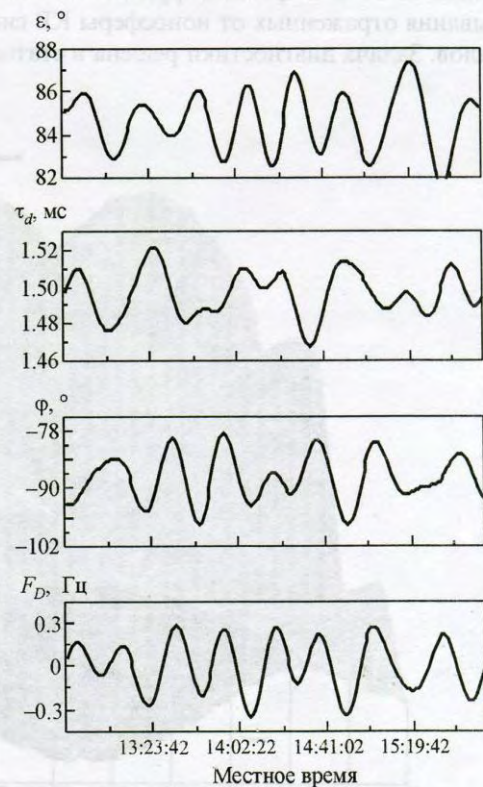


Рис. 2. Вариации параметров сигналов на частоте 7970 кГц, полученные 26.02.03 на трассе Гайдары–Граково

ты обработки всего массива данных измерений показали, что наиболее вероятный период ПИВ равнялся $20 \div 30$ мин при амплитуде $2 \div 10$ км, скорости движения неоднородностей лежали в интервале $150 \div 500$ м/с, а горизонтальный размер (длина волны) составлял $200 \div 1000$ км. Отметим, что такие значения параметров волнообразных возмущений не противоречат литературным данным [2, 12].

Выводы

Таким образом, в работе получена дальнейшее развитие технология частотно-углового зондирования перемещающихся ионосферных неоднородностей, предложенная в [4]. В частности, разработан метод импульсной диагностики, основанный на измерении вариаций углов прихода, доплеровского смещения частоты и времени группового запаздывания отраженных от ионосферы КВ сигналов. Задача диагностики решена в статис-

тической и динамической постановках для модели ПИВ в виде “взволнованной” эффективной отражающей поверхности, движущейся на ионосферных высотах. Создан пакет прикладных программ для восстановления основных характеристик волнообразных возмущений (амплитуда, длина волны, скорость и направление движения) и их визуализации. Использование в качестве входных параметров не только углов прихода и доплеровского смещения частоты, как это было ранее [4], но и времени группового запаздывания позволило снять ограничения на длину радиотрассы и применять методику как для наклонного, так и вертикального зондирования ионосферных возмущений. Проведен ряд компьютерных экспериментов, результаты которых свидетельствуют об эффективности предложенных алгоритмов диагностики. С помощью разработанных алгоритмов обработаны данные реальных измерений вариаций параметров КВ сигналов на трассах

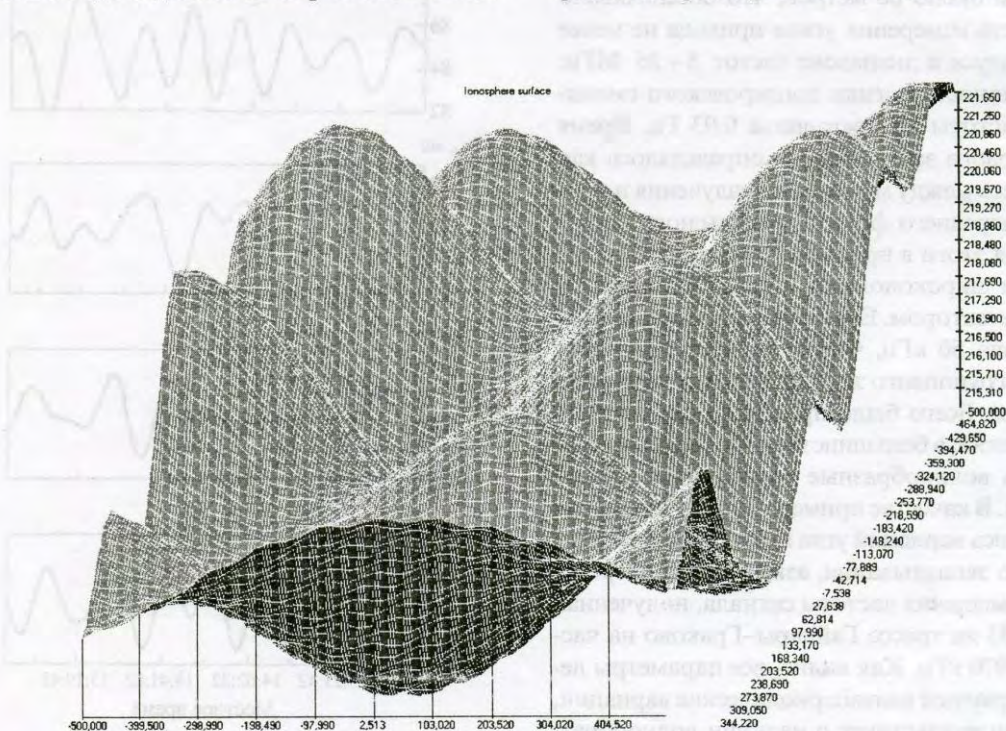


Рис. 3. Фрагмент эффективной отражающей поверхности, восстановленный по данным импульсного частотно-углового зондирования 26.02.03 на трассе Гайдары–Граково

наклонного и квазивертикального распространения. Определены наиболее вероятные значения параметров ПИВ, наблюдавшихся во время измерений. Так, периоды возмущений составляли интервал $20 \div 30$ мин при амплитуде $2 \div 10$ км, скорости движения неоднородностей – $150 \div 500$ м/с, а их горизонтальный размер (длина волны) равнялся $200 \div 1000$ км, что соответствует как полученным нами ранее данным [8, 12], так и результатам исследований других авторов [2].

В заключение отметим, что внедрение разработанной технологии в цифровые ионозонды Центра атмосферных исследований Массачусетского университета (Лоуелл, США) можно рассматривать как реальную предпосылку для организации глобальной системы мониторинга перемещающихся ионосферных возмущений. Создание такой системы является очень важным для изучения динамики верхней атмосферы и разработки концепции “космической погоды”.

Авторы признательны Ю. М. Ямпольскому (РИ НАН Украины) за полезные замечания и советы, а также И. И. Пикулику, С. Б. Кашееву (РИ НАН Украины) и Л. С. Кострову (Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина) за помощь в проведении измерений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Украинского научно-технологического центра (УНТЦ), в рамках Проектного соглашения № 827с.

Литература

1. K. Hocke and K. Schlegel. *Ann. Geophysicae*. 1996, **14**, pp. 917-940.
2. R. W. Lewis et al. *J. Atmos. Terr. Phys.* 1996, **58**, pp. 807-820.
3. R. Leitinger. Tomography. In: *Modern Ionospheric Science*. H. Kohl, R. Ruster, K. Schlegel (Eds). EGS, Katlenburg-Lindau, FRG, 1996, pp. 346-371.
4. V. S. Beley, V. G. Galushko and Y. M. Yampolski. *Radio Science*. 1995, **30**, No. 6, pp. 1739-1752.
5. V. S. Beley, V. G. Galushko, D. Paznukhov, B. W. Reinisch, and Y. M. Yampolski. *PIERS-2000, Proceedings*, July 5-14, 2000, Cambridge, Massachusetts, USA, p. 603.
6. B. W. Reinisch. *Modern ionosondes*. In: *Modern Ionospheric Science*. H. Kohl, R. Ruster, K. Schlegel (Eds). EGS, Katlenburg-Lindau, FRG, 1996, pp. 440-458.
7. V. G. Galushko, Y. M. Yampolski, V. S. Beley, J. C. Foster, P. J. Erickson, B. W. Reinisch and V. V. Paznukhov. *PIERS-2002, Proceedings*, July 1-5, 2002, Cambridge, Massachusetts, USA, p. 171.
8. V. G. Galushko, V. S. Beley, A. V. Koloskov, Yu. M. Yampolski, B. W. Reinisch, V. V. Paznukhov, J. C. Foster, and P. J. Erickson. *Radio Science*. 2003, **38**, No. 6, pp. 10-1 – 10-9.
9. А. Н. Тихонов, В. Я. Арсенин. *Методы решения некорректных задач*. Москва, Наука, 1986, 288 с.
10. И. И. Пикулик, С. Б. Кашеев, В. Г. Галушко, Ю. М. Ямпольский. *Український антарктичний журнал*. 2003, №1, с. 61-69.
11. Э. Л. Афраймович. *Интерференционные методы радиозондирования ионосферы*. Москва, Наука, 1982, 200 с.
12. V. G. Galushko, V. V. Paznukhov, Y. M. Yampolski, and J. C. Foster. *Ann. Geophysicae*. 1998, **16**, pp. 821-827.

Pulsed-Mode Frequency-and-Angular Sounding of Traveling Ionospheric Disturbances

V. G. Galushko and A. S. Kashcheev

A pulsed-mode technique is suggested for frequency-and-angular sounding of traveling ionospheric disturbances (TID), based on measurements of variations in the angles of arrival, Doppler frequency shifts and group time delays of HF signals reflected from the ionosphere. The inverse problem has been solved in the statistical and dynamic approaches for the TID model in the form of a perturbed effective reflecting surface that moves at ionospheric heights. The created diagnostic algorithms have been tested through computer simulation whose results demonstrate a high efficiency of the technique suggested. Results of applying the algorithms to processing the data on HF signal parameter variations measured at oblique and quasivertical propagation paths are presented. The most probable magnitudes of the TID parameters observed in the measurements have been estimated.