

Частотно-угловое зондирование перемещающихся ионосферных возмущений в модели трехмерных волн плотности, распространяющихся в ионосферном слое

В. Г. Галушко, А. С. Кашеев

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

Статья поступила в редакцию 4 июля 2006 г.

Разработан метод частотно-углового зондирования перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ), основанный на измерении вариаций углов прихода и доплеровского смещения частоты отраженных от ионосферы КВ сигналов. Обратная задача решена для модели ПИВ в виде трехмерных волн плотности, распространяющихся в реальном ионосферном слое. Проведено компьютерное моделирование созданных диагностических алгоритмов, результаты которого свидетельствуют об эффективности метода.

Введение

Одним из перспективных направлений исследований физики ближнего космоса является создание глобальной системы диагностики перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ). Такая система позволит проводить непрерывные наблюдения динамических процессов в околоземном пространстве над всем земным шаром, которые являются очень важными как для расширения знаний о физических процессах в верхней атмосфере, так и для разработки концепции “космической погоды”. Это обусловлено тем, что ПИВ, представляющие собой квазипериодические возмущения электронной концентрации ионосферы, являются следствием распространения в ней атмосферно-гравитационных волн (АГВ) [1], которые, в свою очередь, играют важную роль в энергетическом обмене и взаимодействии различных областей верхней атмосферы. Кроме того, ПИВ являются своеобразным индикатором процессов, генерирующих АГВ, как естественного

(землетрясения, высыпания частиц в полярных широтах, мощные ураганы, цунами, солнечный терминатор и т. д.), так и искусственного (промышленные аварии, эксперименты по модификации ионосферы, мощные взрывы, химические выбросы и т. д.) происхождения. В связи с этим значительное внимание уделяется разработке новых, сравнительно недорогих и в то же время надежных и эффективных методов дистанционной диагностики такого класса ионосферных возмущений.

Один из таких методов был предложен в работах [2, 3]. Он основан на измерении траекторных параметров (углов прихода и доплеровского смещения частоты) пробных КВ сигналов на однокачковых наклонных радиотрассах. Одним из преимуществ данного метода является возможность использовать в качестве пробных сигналов излучения ширококвещательных станций, что позволяет снизить эксплуатационные затраты такой системы диагностики. Обратная задача решалась для модели ПИВ в виде взволнованной отражающей поверх-

ности. Такая модель является достаточно простой, наглядной и позволяет легко интерпретировать данные измерений. Как свидетельствуют результаты компьютерного моделирования [2], диагностические алгоритмы, которые разработаны для эффективной отражающей поверхности, позволяют восстанавливать эти параметры с высокой точностью. В начале 2001 г. метод был внедрен в систему DPS (Digisonde Portable Sounder) [4] и продемонстрировал свою эффективность во время пробных измерений одновременно с радаром некогерентного рассеяния (НР) Массачусетского технологического института (Милстоун Хилл, США) [5, 6]. Сравнение результатов восстановления параметров ПИВ, таких, как направление движения, длина волны и скорость распространения, по данным измерений НР и DPS также показало эффективность этого метода, однако некоторые трудности возникают при анализе амплитуд возмущений, которые связаны с использованием существенно упрощенной модели. В частности, вариации высот отражающей поверхности не могут быть непосредственно связаны с реальными флуктуациями электронной концентрации. Для устранения этого недостатка в настоящей работе предлагается метод наклонной диагностики ПИВ в более физической модели в виде трехмерных волн плотности плазменной компоненты, распространяющихся в реальном ионосферном слое.

Постановка задачи

Для решения задачи диагностики ПИВ необходимо получить систему уравнений, связывающих измеряемые параметры сигналов с характеристиками неоднородностей. Начнем с анализа прямой задачи распространения КВ сигналов в трехмерно-неоднородной ионосфере. Пусть передатчик, который расположен на поверхности Земли в начале декартовой системы координат (рис. 1), излучает квазимонохроматический сигнал на частоте f_0 . На расстоянии D_0 от него на оси x расположен приемный

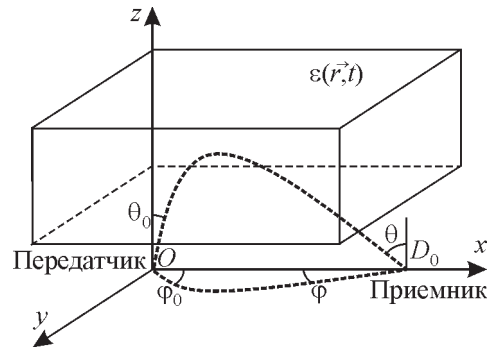


Рис. 1. Геометрия задачи

пункт, регистрирующий вариации траекторных параметров (углов прихода и доплеровского смещения частоты) пробных сигналов, отражающихся от ионосферы с диэлектрической проницаемостью $\epsilon(\vec{r}, t)$. Представим функцию $\epsilon(\vec{r}, t)$ в виде суммы двух составляющих

$$\epsilon(\vec{r}, t) = \epsilon_0(z) + \epsilon_1(\vec{r}, t), \quad (1)$$

где $\epsilon_0(z)$ – высотный профиль диэлектрической проницаемости невозмущенного ионосферного слоя, а $\epsilon_1(\vec{r}, t)$ – добавка, обусловленная влиянием крупномасштабных ионосферных возмущений.

Будем считать, что

$$\epsilon_0(z) = 1 - \alpha^2 F(z), \quad (2)$$

где $\alpha = f_{cr}/f_0$ – соотношение между критической частотой ионосферного слоя, f_{cr} , и частотой пробного сигнала, $F(z)$ – высотное распределение невозмущенной электронной концентрации ионосферы, а

$$\epsilon_1(\vec{r}, t) = \Phi(z)v(\vec{r}, t), \quad (3)$$

где $\Phi(z)$ – высотное распределение амплитуды возмущений, $v(\vec{r}, t)$ – функция возмущений.

Получим систему уравнений, которые связывают измеренные параметры пробного сигнала (угла прихода в азимутальной, φ , и вертикальной, θ , плоскостях и доплеровское смещение частоты, F_D) с характеристиками возмущений. Для этого воспользуемся первым приближением метода малых возмущений для эйконала в предположении, что размер неоднородностей значительно больше первой зоны Френеля, а их амплитуда достаточно мала, т. е. $|\max \epsilon_1| \ll \epsilon_0$ в любой точке траектории сигнала. Тогда эйконал волны, L , может быть представлен в виде суммы регулярной (невозмущенной) составляющей L_0 и обусловленной возмущением добавки L_1 :

$$L = L_0 + L_1. \quad (4)$$

В дальнейшем при анализе мы ограничимся случаем односкачкового распространения. Тогда, согласно [7], можно записать:

$$L_0 = \int_0^{D_0/\sin\theta_0} \epsilon_0(z(\rho)) d\rho, \quad \text{и} \quad (5)$$

$$L_1 = \frac{1}{2} \int_0^{D_0/\sin\theta_0} \epsilon_1(\vec{r}(\rho), t) d\rho,$$

где интегрирование ведется вдоль невозмущенной лучевой координаты (группового пути) ρ . Для доплеровского смещения частоты можно записать

$$F_D = -\frac{1}{\lambda} \frac{\partial L_1}{\partial t}, \quad (6)$$

где λ – длина волны сигнала.

Чтобы получить выражения для флуктуаций углов прихода, представим проекции волнового вектора, \vec{k} , в точке D_0 в виде:

$$k_x = k \sin \theta \cos \varphi, \quad k_y = -k \sin \theta \sin \varphi \quad \text{и} \\ k_z = -k \cos \theta.$$

Принимая во внимание, что нормаль к фазовому фронту определяется как ∇L , можно записать:

$$\frac{\partial L}{\partial x} = \sin \theta \cos \varphi, \quad \frac{\partial L}{\partial y} = -\sin \theta \sin \varphi \quad \text{и} \\ \frac{\partial L}{\partial z} = -\cos \theta.$$

Здесь и далее все производные вычисляются в точке D_0 . Тогда для углов прихода имеем:

$$\sin \theta = \sqrt{\left(\frac{\partial L}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial L}{\partial y}\right)^2} \quad (7)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{\partial L}{\partial y} \left(\frac{\partial L}{\partial x}\right)^{-1} \quad \text{или} \quad (8)$$

$$\sin \varphi = -\frac{\frac{\partial L}{\partial y}}{\sqrt{\left(\frac{\partial L}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial L}{\partial y}\right)^2}}.$$

Исходя из (4), можно записать:

$$\frac{\partial L}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} (L_0 + L_1) = \frac{\partial L_0}{\partial x} + \frac{\partial L_1}{\partial \theta_0} \frac{\partial \theta_0}{\partial x} + \frac{\partial L_1}{\partial \varphi_0} \frac{\partial \varphi_0}{\partial x} \quad \text{и} \\ \frac{\partial L}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} (L_0 + L_1) = \frac{\partial L_0}{\partial y} + \frac{\partial L_1}{\partial \theta_0} \frac{\partial \theta_0}{\partial y} + \frac{\partial L_1}{\partial \varphi_0} \frac{\partial \varphi_0}{\partial y}.$$

Поскольку $\frac{\partial L_0}{\partial x} = \sin \theta_0$, $\frac{\partial \varphi_0}{\partial x} = 0$, $\frac{\partial \theta_0}{\partial x} = \left(\frac{dD}{d\theta_0}\right)^{-1}$ (здесь θ_0 соответствует углу выхода невозмущенной траектории), $\frac{\partial \theta_0}{\partial y} = 0$ и $\frac{\partial \varphi_0}{\partial y} = \frac{1}{D_0}$, окончательно имеем:

$$\frac{\partial L}{\partial x} = \sin \theta_0 + \frac{\partial L_1}{\partial \theta_0} \left(\frac{\partial D}{\partial \theta_0}\right)^{-1}, \quad \frac{\partial L}{\partial y} = \frac{1}{D_0} \frac{\partial L_1}{\partial \varphi_0}. \quad (9)$$

Подставив (9) в (7), получим

$$\sin \theta = \sin \theta_0 \left\{ 1 + \left(\frac{\partial L_1}{\partial \theta_0} \right)^2 \left(\sin \theta_0 \frac{\partial D}{\partial \theta_0} \right)^{-2} + 2 \left(\frac{\partial L_1}{\partial \theta_0} \right) \left(\sin \theta_0 \frac{\partial D}{\partial \theta_0} \right)^{-1} + \left(\frac{1}{D_0 \sin \theta_0} \frac{\partial L_1}{\partial \varphi_0} \right)^2 \right\}^{1/2}.$$

Будем считать, что $\left| \left(\frac{\partial L_1}{\partial \theta_0} \right) \left(\sin \theta_0 \frac{\partial D}{\partial \theta_0} \right)^{-1} \right| \ll 1$

и $\left| \frac{1}{D_0 \sin \theta_0} \frac{\partial L_1}{\partial \varphi_0} \right| \ll 1$. С физической точки зрения эти неравенства означают, что $\nabla_{x,y} L_1 \ll \nabla_x L_0$, т. е. флуктуации углов прихода являются малыми, а также что пункт наблюдения находится достаточно далеко от каустики. Тогда, записав $\theta = \theta_0 + \Delta\theta$ и пренебрегая величинами второго и высших порядков малости по параметру $\Delta\theta \ll 1$, для флуктуаций угла прихода в вертикальной плоскости имеем

$$\Delta\theta \approx \frac{1}{\cos \theta_0} \frac{\partial L_1}{\partial \theta_0} \frac{\partial D}{\partial \theta_0}. \quad (10)$$

Аналогично для азимутальных флуктуаций можно получить

$$\varphi \approx - \frac{1}{D_0 \sin \theta_0} \frac{\partial L_1}{\partial \varphi_0}. \quad (11)$$

(Напомним, что все функции и их производные вычисляются в точке расположения приемного пункта, т. е. при таких значениях φ_0 и θ_0 , которые обеспечивают попадание луча в точку наблюдения.)

Таким образом, объединяя (6), (10) и (11), можно записать систему уравнений для решения задачи восстановления параметров трехмерных ПИВ.

Решение обратной задачи

Обратную задачу удобно решать в спектральной области. Для этого перепишем уравнения (6), (10) и (11). Исходя из (3), представим (5) как

$$L_1 = \frac{1}{2} \int_0^{D_0/\sin \theta_0} \Phi(z(\rho)) v(\vec{r}(\rho), t) d\rho,$$

а $v(\vec{r}(\rho), t)$ запишем в виде фурье-образа:

$$v(\vec{r}(\rho), t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega e^{-i\Omega t} \int_{-\infty}^{\infty} d\vec{k} \dot{S}_v(\Omega, \vec{k}) e^{i\vec{k}\vec{r}(\rho)}.$$

Здесь Ω – круговая частота флуктуаций электронной концентрации; \vec{k} – волновой вектор возмущений с компонентами k_x , k_y и k_z ; \vec{r} – пространственный вектор. При этом будем считать, что функция $v(\vec{r}, t)$ является стационарной и статистически однородной, а $\langle v(\vec{r}, t) \rangle = 0$ (угловые скобки означают статистическое усреднение).

Тогда

$$L_1 = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega e^{-i\Omega t} \int_{-\infty}^{\infty} d\vec{k} \dot{S}_v(\Omega, \vec{k}) \times \int_0^{D(\theta_0)/\sin \theta_0} d\rho \Phi(z(\rho)) e^{i\vec{k}\vec{r}(\rho)}. \quad (12)$$

Обозначим интеграл по ρ в (12) через $\dot{Q}(\vec{k}, \theta_0, \varphi_0)$,

$$\begin{aligned} \dot{Q}(\vec{k}, \theta_0, \varphi_0) &= \int_0^{D(\theta_0)/\sin \theta_0} d\rho \Phi(z(\rho)) e^{i\vec{k}\vec{r}(\rho)} = \\ &= \int_0^{D(\theta_0)/\sin \theta_0} d\rho \Phi(z(\rho)) e^{i\{k_x \rho \sin \theta_0 \cos \varphi_0 + k_y \rho \sin \theta_0 \sin \varphi_0 + k_z z(\rho)\}}. \end{aligned}$$

Как свидетельствуют результаты исследований [6, 8], ПИВ двигаются преимуще-

ственно горизонтально, т. е. можно положить $\kappa_z = 0$. В таком случае можно записать:

$$\operatorname{Re} \dot{Q}(\bar{\kappa}_\perp, \theta_0, \varphi_0) = G(\bar{\kappa}_\perp, \theta_0, \varphi_0) \cos \Psi(\bar{\kappa}_\perp, \theta_0, \varphi_0), \quad (13)$$

$$\operatorname{Im} \dot{Q}(\bar{\kappa}_\perp, \theta_0, \varphi_0) = G(\bar{\kappa}_\perp, \theta_0, \varphi_0) \sin \Psi(\bar{\kappa}_\perp, \theta_0, \varphi_0),$$

где $\bar{\kappa}_\perp$ – горизонтальная проекция волнового вектора ПИВ с компонентами κ_x и κ_y ,

$$G(\bar{\kappa}_\perp, \theta_0, \varphi_0) = \frac{\frac{1}{2} D(\theta_0)}{\sin \theta_0} \int_{\frac{1}{2} D(\theta_0)}^{\frac{1}{2} D(\theta_0)} d\rho \Phi(z(\rho)) \times \cos[\rho(\kappa_x \sin \theta_0 \cos \varphi_0 + \kappa_y \sin \theta_0 \sin \varphi_0)], \quad (14)$$

$$\Psi(\bar{\kappa}_\perp, \theta_0, \varphi_0) = \frac{1}{2} D(\theta_0) (\kappa_x \cos \varphi_0 + \kappa_y \sin \varphi_0). \quad (15)$$

Тогда (12) можно представить в виде:

$$L_1 = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega e^{-i\Omega t} \int_{-\infty}^{\infty} d\bar{\kappa}_\perp \dot{S}_v(\Omega, \bar{\kappa}_\perp) \times \{ \operatorname{Re} \dot{Q}(\bar{\kappa}_\perp, \theta_0, \varphi_0) + i \operatorname{Im} \dot{Q}(\bar{\kappa}_\perp, \theta_0, \varphi_0) \}.$$

Это позволяет получить явные выражения для временных спектров флуктуаций измеряемых параметров, которые в полярной системе координат ($\kappa_x = \kappa \cos \gamma$, $\kappa_y = \kappa \sin \gamma$) имеют вид:

$$\dot{S}_\theta(\Omega) = A_\theta \int_0^\infty d\kappa \int_0^{2\pi} d\gamma \dot{S}_v(\Omega, \gamma, \kappa) \frac{\partial}{\partial \theta_0} \times \{ \operatorname{Re} \dot{Q}(\kappa, \gamma, \theta_0, \varphi_0) + i \operatorname{Im} \dot{Q}(\kappa, \gamma, \theta_0, \varphi_0) \},$$

$$\dot{S}_\varphi(\Omega) = -A_\varphi \int_0^\infty d\kappa \int_0^{2\pi} d\gamma \dot{S}_v(\Omega, \gamma, \kappa) \frac{\partial}{\partial \varphi_0} \times$$

$$\times \{ \operatorname{Re} \dot{Q}(\kappa, \gamma, \theta_0, \varphi_0) + i \operatorname{Im} \dot{Q}(\kappa, \gamma, \theta_0, \varphi_0) \}, \quad (16)$$

$$\dot{S}_F(\Omega) = i A_F \int_0^\infty d\kappa \int_0^{2\pi} d\gamma \dot{S}_v(\Omega, \gamma, \kappa) \times$$

$$\times \{ \operatorname{Re} \dot{Q}(\kappa, \gamma, \theta_0, \varphi_0) + i \operatorname{Im} \dot{Q}(\kappa, \gamma, \theta_0, \varphi_0) \},$$

где $A_\theta = \left(2 \frac{\partial D}{\partial \theta_0} \cos \theta_0 \right)^{-1}$, $A_\varphi = \frac{1}{2 D_0 \sin \theta_0}$, $A_F = \frac{\Omega}{2\lambda}$. Следует также помнить, что θ_0 соответствует углу выхода невозмущенной траектории, а $\varphi_0 = 0$.

Таким образом, мы получили систему уравнений, которая в спектральной области связывает характеристики ПИВ с измеренными параметрами диагностического сигнала. Данная система позволяет формулировать обратную задачу в статистической и динамической постановках.

Для решения обратной задачи в статистической постановке запишем явные выражения для энергетических и взаимных спектров $S_{xy}(\Omega) = \langle \dot{S}_x(\Omega) \dot{S}_y(\Omega) \rangle$, где $x, y = \theta, \varphi, F$ флуктуаций параметров сигнала (для сокращения записи обозначим $\dot{Q}(\kappa, \gamma, \theta_0, \varphi_0)$ просто как \dot{Q}):

$$S_{\theta\theta}(\Omega) = A_\theta^2 \times \int_0^\infty d\kappa \int_0^{2\pi} d\gamma S_v^2(\Omega, \gamma, \kappa) \left[\left(\frac{\partial \operatorname{Re} \dot{Q}}{\partial \theta_0} \right)^2 + \left(\frac{\partial \operatorname{Im} \dot{Q}}{\partial \theta_0} \right)^2 \right],$$

$$S_{\varphi\varphi}(\Omega) = A_\varphi^2 \times \int_0^\infty d\kappa \int_0^{2\pi} d\gamma S_v^2(\Omega, \gamma, \kappa) \left[\left(\frac{\partial \operatorname{Re} \dot{Q}}{\partial \varphi_0} \right)^2 + \left(\frac{\partial \operatorname{Im} \dot{Q}}{\partial \varphi_0} \right)^2 \right],$$

$$S_{FF}(\Omega) = A_F^2 \int_0^\infty d\kappa \int_0^{2\pi} d\gamma S_v^2(\Omega, \gamma, \kappa) \left[(\operatorname{Re} \dot{Q})^2 + (\operatorname{Im} \dot{Q})^2 \right],$$

$$\operatorname{Re} S_{\theta\varphi}(\Omega) = -A_\theta A_\varphi \int_0^\infty d\kappa \int_0^{2\pi} d\gamma S_v^2(\Omega, \gamma, \kappa) \times$$

$$\begin{aligned} & \times \left(\frac{\partial \operatorname{Re} \dot{Q}}{\partial \theta_0} \frac{\partial \operatorname{Re} \dot{Q}}{\partial \varphi_0} + \frac{\partial \operatorname{Im} \dot{Q}}{\partial \theta_0} \frac{\partial \operatorname{Im} \dot{Q}}{\partial \varphi_0} \right), \\ \operatorname{Im} S_{\theta\varphi}(\Omega) &= A_\theta A_\varphi \int_0^\infty d\kappa \int_0^{2\pi} d\gamma S_v^2(\Omega, \gamma, \kappa) \times \\ & \times \left(\frac{\partial \operatorname{Re} \dot{Q}}{\partial \theta_0} \frac{\partial \operatorname{Im} \dot{Q}}{\partial \varphi_0} - \frac{\partial \operatorname{Im} \dot{Q}}{\partial \theta_0} \frac{\partial \operatorname{Re} \dot{Q}}{\partial \varphi_0} \right), \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} S_{\theta F}(\Omega) &= A_\theta A_F \int_0^\infty d\kappa \int_0^{2\pi} d\gamma S_v^2(\Omega, \gamma, \kappa) \times \\ & \times \left(\operatorname{Re} \dot{Q} \frac{\partial \operatorname{Im} \dot{Q}}{\partial \theta_0} - \operatorname{Im} \dot{Q} \frac{\partial \operatorname{Re} \dot{Q}}{\partial \theta_0} \right), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Im} S_{\theta F}(\Omega) &= -A_\theta A_F \int_0^\infty d\kappa \int_0^{2\pi} d\gamma S_v^2(\Omega, \gamma, \kappa) \times \\ & \times \left(\operatorname{Re} \dot{Q} \frac{\partial \operatorname{Re} \dot{Q}}{\partial \theta_0} + \operatorname{Im} \dot{Q} \frac{\partial \operatorname{Im} \dot{Q}}{\partial \theta_0} \right), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} S_{\varphi F}(\Omega) &= -A_\varphi A_F \int_0^\infty d\kappa \int_0^{2\pi} d\gamma S_v^2(\Omega, \gamma, \kappa) \times \\ & \times \left(\operatorname{Re} \dot{Q} \frac{\partial \operatorname{Im} \dot{Q}}{\partial \varphi_0} - \operatorname{Im} \dot{Q} \frac{\partial \operatorname{Re} \dot{Q}}{\partial \varphi_0} \right), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Im} S_{\varphi F}(\Omega) &= A_\varphi A_F \int_0^\infty d\kappa \int_0^{2\pi} d\gamma S_v^2(\Omega, \gamma, \kappa) \times \\ & \times \left(\operatorname{Re} \dot{Q} \frac{\partial \operatorname{Re} \dot{Q}}{\partial \varphi_0} + \operatorname{Im} \dot{Q} \frac{\partial \operatorname{Im} \dot{Q}}{\partial \varphi_0} \right). \end{aligned}$$

Предположим, что каждой частоте флуктуаций Ω соответствует одна пространственная гармоника (плоская волна), которая движется в направлении γ_0 , т. е.

$$S_v^2(\Omega, \gamma, \kappa) = S_v^2(\Omega) \delta(\kappa - \kappa(\Omega)) \delta(\gamma - \gamma_0(\Omega)). \quad (18)$$

Тогда, с учетом (13), систему (17) можно записать в виде:

$$S_{\theta\theta}(\Omega) = A_\theta^2 S_v^2(\Omega) \left[\left(\frac{\partial G}{\partial \theta_0} \right)^2 + G^2 \left(\frac{\partial \Psi}{\partial \theta_0} \right)^2 \right], \quad (19)$$

$$S_{\varphi\varphi}(\Omega) = A_\varphi^2 S_v^2(\Omega) \left[\left(\frac{\partial G}{\partial \varphi_0} \right)^2 + G^2 \left(\frac{\partial \Psi}{\partial \varphi_0} \right)^2 \right], \quad (20)$$

$$S_{FF}(\Omega) = A_F^2 S_v^2(\Omega) G^2, \quad (21)$$

$$\operatorname{Re} S_{\theta\varphi}(\Omega) = -A_\theta A_\varphi S_v^2(\Omega) \left(\frac{\partial G}{\partial \theta_0} \frac{\partial G}{\partial \varphi_0} + G^2 \frac{\partial \Psi}{\partial \theta_0} \frac{\partial \Psi}{\partial \varphi_0} \right), \quad (22)$$

$$\operatorname{Im} S_{\theta\varphi}(\Omega) = A_\theta A_\varphi S_v^2(\Omega) G \left(\frac{\partial G}{\partial \theta_0} \frac{\partial \Psi}{\partial \varphi_0} - \frac{\partial \Psi}{\partial \theta_0} \frac{\partial G}{\partial \varphi_0} \right), \quad (23)$$

$$\operatorname{Re} S_{\theta F}(\Omega) = A_\theta A_F S_v^2(\Omega) G^2 \frac{\partial \Psi}{\partial \theta_0}, \quad (24)$$

$$\operatorname{Im} S_{\theta F}(\Omega) = -A_\theta A_F S_v^2(\Omega) G \frac{\partial G}{\partial \theta_0}, \quad (25)$$

$$\operatorname{Re} S_{\varphi F}(\Omega) = -A_\varphi A_F S_v^2(\Omega) G^2 \frac{\partial \Psi}{\partial \varphi_0}, \quad (26)$$

$$\operatorname{Im} S_{\varphi F}(\Omega) = A_\varphi A_F S_v^2(\Omega) G \frac{\partial G}{\partial \varphi_0}. \quad (27)$$

Рассмотрим возможность решения системы (19)–(27) относительно параметров возмущений, а именно: энергетического спектра $S_v^2(\Omega)$, волнового числа $\kappa(\Omega)$ и направления движения $\gamma_0(\Omega)$. Отметим, что последние два параметра входят в аргументы функций G и Ψ ((14) и (15)). Надо помнить также, что G представляет собой

интеграл вдоль невозмущенной траектории от высотного распределения амплитуды возмущений, $\Phi(z)$, с множителем, в аргументы которого входят $\kappa(\Omega)$ и $\gamma_0(\Omega)$. Таким образом, для решения обратной задачи надо знать параметры невозмущенного ионосферного слоя, что позволит вычислить невозмущенную траекторию, и функцию $\Phi(z)$. Что касается амплитуды ПИВ, то, как свидетельствуют результаты исследований [6], $\Phi(z)$ практически повторяет высотный профиль электронной концентрации невозмущенной ионосферы, который, в свою очередь, можно восстановить, например, по данным стандартного вертикального зондирования ионосферы. В то же время анализ полученной системы показал, что для восстановления $\kappa(\Omega)$ и $\gamma_0(\Omega)$ в рамках предложенной модели ПИВ эта информация не является необходимой. Действительно, разделив (24) и (26) на (21), получим соответственно

$$\frac{\operatorname{Re} S_{\theta F}(\Omega)}{S_{FF}(\Omega)} = \frac{A_{\theta}}{A_F} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta_0} \quad \text{и} \quad \frac{\operatorname{Re} S_{\varphi F}(\Omega)}{S_{FF}(\Omega)} = -\frac{A_{\varphi}}{A_F} \frac{\partial \Psi}{\partial \varphi_0}.$$

Исходя из (15), имеем:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \theta_0} = \frac{1}{2} \frac{\partial D}{\partial \theta_0} \kappa \cos \gamma_0 \quad \text{и} \quad (28)$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \varphi_0} = \frac{1}{2} D_0 \kappa \sin \gamma_0. \quad (29)$$

Тогда, с учетом выражений для A_{θ} , A_{φ} и A_F , можно записать:

$$\kappa \cos \gamma_0 = 2 \frac{\Omega}{\lambda} \cos \theta_0 \frac{\operatorname{Re} S_{\theta F}(\Omega)}{S_{FF}(\Omega)},$$

$$\kappa \sin \gamma_0 = -2 \frac{\Omega}{\lambda} \sin \theta_0 \frac{\operatorname{Re} S_{\varphi F}(\Omega)}{S_{FF}(\Omega)},$$

откуда легко видеть, что

$$\kappa(\Omega) = \frac{2}{S_{FF}(\Omega)} \frac{\Omega}{\lambda} \times \sqrt{(\operatorname{Re} S_{\theta F}(\Omega))^2 \cos^2 \theta_0 + (\operatorname{Re} S_{\varphi F}(\Omega))^2 \sin^2 \theta_0}, \quad (30)$$

$$\operatorname{tg} \gamma_0(\Omega) = -\operatorname{tg} \theta_0 \frac{\operatorname{Re} S_{\varphi F}(\Omega)}{\operatorname{Re} S_{\theta F}(\Omega)}. \quad (31)$$

Таким образом, для нахождения $\kappa(\Omega)$ и $\gamma_0(\Omega)$ нет необходимости знать невозмущенный профиль электронной концентрации. Достаточно оценить угол θ_0 , который в силу стационарности и статистической однородности возмущений равен $\theta_0 = \langle \theta \rangle$.

Согласно (21) для энергетического спектра ПИВ, $S_v^2(\Omega)$, можно записать

$$S_v^2(\Omega) = \frac{S_{FF}(\Omega)}{A_F^2 G^2}.$$

Итак, необходимо вычислить следующий интеграл (см. (14)):

$$G = \int_{-\frac{1}{2} \frac{D(\theta_0)}{\sin \theta_0}}^{\frac{1}{2} \frac{D(\theta_0)}{\sin \theta_0}} d\rho \Phi(z(\rho)) \cos(\rho \kappa \sin \theta_0 \cos \gamma_0). \quad (32)$$

Как уже было упомянуто, $\Phi(z)$ большей частью повторяет высотный профиль электронной концентрации, $N_e(z)$, невозмущенного ионосферного слоя, который мы считаем известным. Интеграл (32) можно вычислить или с помощью численных методов интегрирования лучевых траекторий, или аналитически при использовании достаточно простых моделей $N_e(z)$, например, линейной или параболической (более детально последняя будет рассмотрена ниже).

Таким образом, в рамках статистического приближения становится возможным

восстановить пространственно-угловой спектр возмущений плазменной компоненты ионосферного слоя. Отметим, что статистическая обратная задача была решена с привлечением лишь трех уравнений из системы (19)–(27). Остальные уравнения можно использовать для проверки устойчивости и достоверности решения при обработке данных реальных измерений с помощью разработанного алгоритма.

Для анализа возможности решения обратной задачи в динамической постановке снова обратимся к системе (16), которую в предположении о дисперсионных свойствах ПИВ, аналогичному (18), т. е.

$$\dot{S}_v(\Omega, \gamma, \kappa) = \dot{S}_v(\Omega) \delta(\kappa - \kappa(\Omega)) \delta(\gamma - \gamma_0(\Omega)),$$

запишем в виде:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \dot{S}_\theta(\Omega) &= \\ &= A_\theta \left[\operatorname{Re} \dot{S}_v(\Omega) \frac{\partial \operatorname{Re} \dot{Q}}{\partial \theta_0} - \operatorname{Im} \dot{S}_v(\Omega) \frac{\partial \operatorname{Im} \dot{Q}}{\partial \theta_0} \right], \quad (33) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Im} \dot{S}_\theta(\Omega) &= \\ &= A_\theta \left[\operatorname{Im} \dot{S}_v(\Omega) \frac{\partial \operatorname{Re} \dot{Q}}{\partial \theta_0} + \operatorname{Re} \dot{S}_v(\Omega) \frac{\partial \operatorname{Im} \dot{Q}}{\partial \theta_0} \right], \quad (34) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \dot{S}_\varphi(\Omega) &= \\ &= -A_\varphi \left[\operatorname{Re} \dot{S}_v(\Omega) \frac{\partial \operatorname{Re} \dot{Q}}{\partial \varphi_0} - \operatorname{Im} \dot{S}_v(\Omega) \frac{\partial \operatorname{Im} \dot{Q}}{\partial \varphi_0} \right], \quad (35) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Im} \dot{S}_\varphi(\Omega) &= \\ &= -A_\varphi \left[\operatorname{Im} \dot{S}_v(\Omega) \frac{\partial \operatorname{Re} \dot{Q}}{\partial \varphi_0} + \operatorname{Re} \dot{S}_v(\Omega) \frac{\partial \operatorname{Im} \dot{Q}}{\partial \varphi_0} \right], \quad (36) \end{aligned}$$

$$\operatorname{Re} \dot{S}_F(\Omega) = -A_F \left[\operatorname{Re} \dot{S}_v \operatorname{Im} \dot{Q} + \operatorname{Im} \dot{S}_v(\Omega) \operatorname{Re} \dot{Q} \right], \quad (37)$$

$$\operatorname{Im} \dot{S}_F(\Omega) = A_F \left[\operatorname{Re} \dot{S}_v \operatorname{Re} \dot{Q} - \operatorname{Im} \dot{S}_v(\Omega) \operatorname{Im} \dot{Q} \right]. \quad (38)$$

Анализ системы (33)–(38) показывает, что схема ее решения почти не отличается от той, которая была предложена для статистической задачи. Так, с учетом (13)–(15) и (28), (29), уравнения (33), (35) и (37) позволяют записать:

$$\begin{aligned} \kappa \cos \gamma_0 &= 2 \frac{\Omega}{\lambda} \cos \theta_0 \times \\ &\times \frac{\operatorname{Re} \dot{S}_\theta(\Omega) \operatorname{Re} \dot{S}_F(\Omega) + \operatorname{Im} \dot{S}_\theta(\Omega) \operatorname{Im} \dot{S}_F(\Omega)}{|\dot{S}_F(\Omega)|^2}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \kappa \sin \gamma_0 &= -2 \frac{\Omega}{\lambda} \sin \theta_0 \times \\ &\times \frac{\operatorname{Re} \dot{S}_\theta(\Omega) \operatorname{Re} \dot{S}_F(\Omega) + \operatorname{Im} \dot{S}_\theta(\Omega) \operatorname{Im} \dot{S}_F(\Omega)}{|\dot{S}_F(\Omega)|^2}. \end{aligned}$$

Откуда легко получить:

$$\begin{aligned} \kappa(\Omega) &= \frac{2}{|\dot{S}_F(\Omega)|^2} \frac{\Omega}{\lambda} \left\{ \left[\operatorname{Re} \dot{S}_\theta(\Omega) \operatorname{Re} \dot{S}_F(\Omega) + \right. \right. \\ &+ \left. \operatorname{Im} \dot{S}_\theta(\Omega) \operatorname{Im} \dot{S}_F(\Omega) \right]^2 \cos^2 \theta_0 + \\ &+ \left[\operatorname{Re} \dot{S}_\varphi(\Omega) \operatorname{Re} \dot{S}_F(\Omega) + \right. \\ &+ \left. \operatorname{Im} \dot{S}_\varphi(\Omega) \operatorname{Im} \dot{S}_F(\Omega) \right]^2 \sin^2 \theta_0 \left. \right\}^{1/2}, \quad (39) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \gamma_0(\Omega) &= -\operatorname{tg} \theta_0 \times \\ &\times \frac{\operatorname{Re} \dot{S}_\varphi(\Omega) \operatorname{Re} \dot{S}_F(\Omega) + \operatorname{Im} \dot{S}_\varphi(\Omega) \operatorname{Im} \dot{S}_F(\Omega)}{\operatorname{Re} \dot{S}_\theta(\Omega) \operatorname{Re} \dot{S}_F(\Omega) + \operatorname{Im} \dot{S}_\theta(\Omega) \operatorname{Im} \dot{S}_F(\Omega)}. \quad (40) \end{aligned}$$

Итак, как и при решении статистической обратной задачи, для восстановления волнового числа, $\kappa(\Omega)$, и направления движения, $\gamma_0(\Omega)$, неоднородностей нет необхо-

димости знать параметры невозмущенного ионосферного слоя.

Согласно (37) и (38), с учетом (13), для комплексного спектра флуктуаций электронной концентрации имеем:

$$\operatorname{Re} \dot{S}_v(\Omega) = \frac{\operatorname{Im} \dot{S}_F(\Omega) \cos \Psi - \operatorname{Re} \dot{S}_F(\Omega) \sin \Psi}{A_F G}, \quad (41)$$

$$\operatorname{Im} \dot{S}_v(\Omega) = -\frac{\operatorname{Im} \dot{S}_F(\Omega) \sin \Psi + \operatorname{Re} \dot{S}_F(\Omega) \cos \Psi}{A_F G},$$

где, как следует из (15) при $\varphi_0 = 0$ (трасса ориентирована вдоль оси x), $\Psi = \frac{1}{2} D_0 \kappa \cos \gamma_0$.

Таким образом, мы снова столкнулись с необходимостью вычисления G , т. е. интеграла (32). Как уже отмечалось, это можно сделать, используя численные методы, или в аналитической форме для некоторых модельных профилей электронной концентрации невозмущенного ионосферного слоя. Рассмотрим вторую возможность для параболической модели ионосферы, которая чаще всего используется для описания высотного распределения электронной концентрации $N_e(z)$ в слое F ,

$$N_e(z) = \begin{cases} N_m \left[1 - (z - z_m)^2 / y_m^2 \right], & |z - z_m| \leq y_m, \\ 0, & |z - z_m| > y_m, \end{cases} \quad (42)$$

где N_m – электронная концентрация в максимуме слоя, z_m – высота максимума, y_m – полутолщина регулярной ионосферы.

Согласно [7] лучевое уравнение можно представить в гамильтоновой форме как

$$\frac{d^2 z}{d\rho^2} = \alpha^2 \frac{z - z_m}{y_m^2}, \quad (43)$$

где $\alpha = f_{cr} / f$.

Будем отсчитывать ρ от точки отражения луча от ионосферы. Тогда, учитывая, что $\left. \frac{dz}{d\rho} \right|_{\rho=\rho_{\text{вх}}} = \cos \theta_0$ и $\left. \frac{dz}{d\rho} \right|_{\rho=0} = 0$ ($\rho_{\text{вх}}$ соответствует точке падения луча на ионосферу), решением уравнения (43) является

$$z - z_m = -\sqrt{y_m^2 - (\cos \theta_0 / \beta)^2} \cosh(\beta \rho),$$

где $\beta = \alpha / y_m$.

Будем считать, что высотное распределение амплитуды ПИВ повторяет профиль электронной концентрации $N_e(z)$, который задан уравнениям (42). Тогда, поскольку траектория является симметричной относительно точки отражения, в которой $\rho = 0$, интеграл (32) можно записать как

$$G = 2\alpha^2 \int_0^{\rho_{\text{вх}}} d\rho \left\{ 1 - \left[1 - (\cos \theta_0 / \alpha)^2 \right] \cosh^2 \beta \rho \right\} \times \times \cos(\kappa \rho \sin \theta_0 \cos \gamma_0),$$

$$\text{где } \rho_{\text{вх}} = \frac{1}{2\beta} \ln \frac{\alpha + \cos \theta_0}{\alpha - \cos \theta_0}.$$

Легко видеть, что это выражение представляет собой сумму трех интегралов, каждый из которых сводится к табличному [9]. Затем имеем

$$G = \frac{4\alpha^2}{4\alpha^2 + y_m^2 \xi^2} \left\{ (\cos^2 \theta_0 + \alpha^2) \frac{\sin(\rho_{\text{вх}} \xi)}{\xi} - - y_m \cos \theta_0 \cos(\rho_{\text{вх}} \xi) \right\}, \quad (44)$$

где $\xi = \kappa \sin \theta_0 \cos \gamma_0$.

Таким образом, схема решения динамической обратной задачи для параболического профиля электронной концентрации невозмущенного ионосферного слоя явля-

ется следующей. Сначала спектры вариаций измеренных параметров сигналов используются для восстановления по формулам (39) и (40) соответственно волнового числа и направления движения неоднородностей. Потом для восстановленных k и γ_0 и заданных параметров невозмущенной компоненты плазменного слоя с помощью (44) вычисляется параметр G , который подставляется в (41) для оценки реальной и мнимой частей пространственно-временного спектра ПИВ. В случае более сложного профиля $N_e(z)$, который не позволяет получить G в аналитической форме, надо воспользоваться численными методами интегрирования лучевых уравнений.

Следует отметить, что для решения динамической обратной задачи пока было задействовано только три уравнения из шести, составляющих систему (33)–(38), т. е. оставшиеся могут быть использованы для проверки устойчивости и достоверности решения.

Результаты компьютерного моделирования

Предложенный алгоритм был проверен с помощью компьютерного моделирования. Схема экспериментов была следующей. С помощью специально созданной программы численного интегрирования лучевых траекторий в неоднородной среде рассчитывались углы прихода и доплеровское смещение частоты сигналов для заданных параметров радиотрассы и модельных неоднородностей. Профиль электронной концентрации невозмущенной ионосферы описывался параболической моделью (см. (42)), а амплитуда возмущений задавалась в процентах относительно фоновой электронной концентрации.

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 30 экспериментов для разных параметров ионосферы и неоднородностей, результаты которых свидетельствуют об эффективности предложенного диагностического метода. В качестве примера в таблице представлены параметры исходного и восстановленного с помощью разработанного алгоритма ПИВ для одного из экспериментов. Видно, что метод обеспечивает высокую точность восстановления параметров модельных ПИВ. Так, например, погрешность восстановления скорости движения, длины волны и амплитуды ПИВ не превышает 3 %, а направления движения $1 \div 2^\circ$.

На рис. 2 для этих же модельных параметров изображены исходное и восстановленное распределение возмущенной компоненты электронной концентрации в горизонтальной плоскости на высоте максимума невозмущенного ионосферного слоя. Легко видеть, что представленные распределения практически одинаковы.

Аналогичные результаты были получены для вертикального сечения ионосферы вдоль оси x (см. рис. 3).

Таким образом, сравнение восстановленных параметров ПИВ с исходными для компьютерного моделирования показало высокую эффективность и надежность разработанного метода диагностики ПИВ в модели трехмерных волн плотности плазменной компоненты в ионосферном слое.

Таблица. Результаты восстановления параметров ПИВ в модели трехмерных волн плотности плазменной компоненты

Параметры ПИВ	Исходное ПИВ	Восстановленное ПИВ
Скорость движения, м/с	100	99.4
Длина волны, км	300	298
Направление движения, градусы	30	29.97
Амплитуда, $\delta N_e / N_e$, %	3	2.98

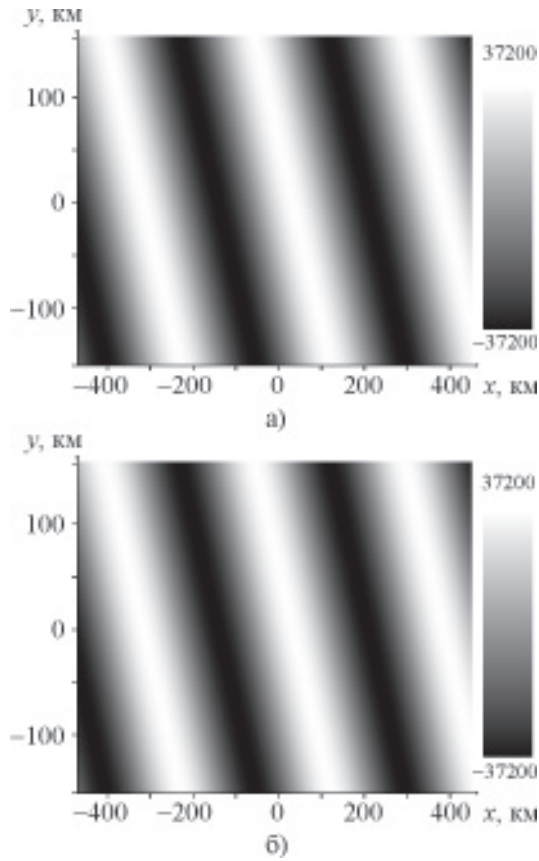


Рис. 2. Исходное (а) и восстановленное (б) распределение возмущенной компоненты электронной концентрации в горизонтальной плоскости на высоте максимума невозмущенного ионосферного слоя для параметров модельных ПИВ из таблицы. Плотность плазменной компоненты представлена в условных цветах. Горизонтальная, x , и вертикальная, y , оси приведены в километрах относительно средней точки радиотрассы $x, y = 0$

Выводы

В данной работе дальнейшее развитие получила технология частотно-углового зондирования перемещающихся ионосферных возмущений, предложенная ранее в [2, 3]. В частности, разработан метод частотно-углового зондирования ПИВ, позволяющий восстанавливать параметры ПИВ в виде трехмерных волн плотности, распространяющихся в реальном ионосферном слое. Метод основан на измерении вариаций

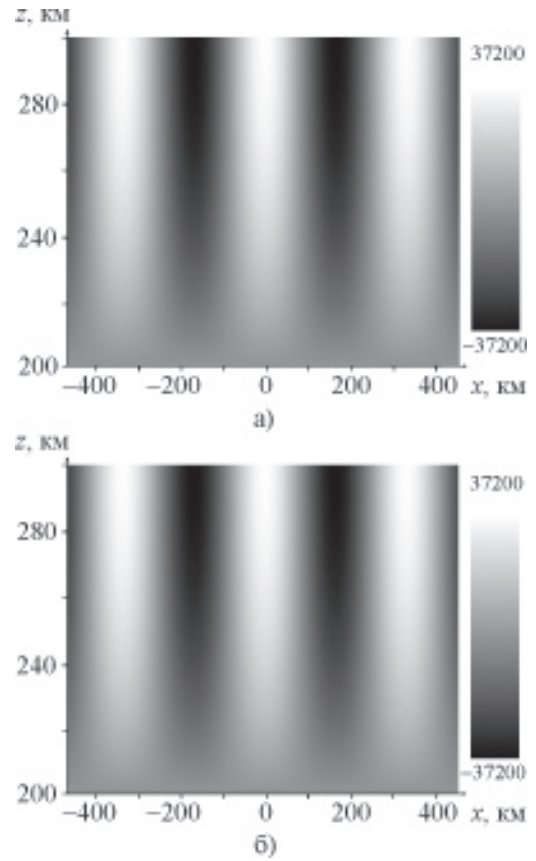


Рис. 3. Исходное (а) и восстановленное (б) распределение возмущенной компоненты электронной концентрации в вертикальном сечении ионосферного слоя вдоль оси x для параметров модельных ПИВ из таблицы. Плотность плазменной компоненты представлена в условных цветах. Вертикальная, z , и горизонтальная, x , оси приведены в километрах. Координата $x = 0$ соответствует средней точке радиотрассы

углов прихода и доплеровского смещения частоты отраженных от ионосферы КВ сигналов. Задача восстановления параметров ПИВ решена в статистической и динамической постановках, что позволяет восстанавливать их изменение во времени, а также визуализировать сами возмущения. Разработан пакет прикладных программ для решения прямой задачи моделирования траекторных параметров сигналов, распространяющихся в реальном ионосферном слое, и восстановления параметров

и визуализации возмущений. Проведено компьютерное моделирование, которое показало высокую эффективность и надежность разработанного метода, что дает реальные предпосылки для использования его в системе глобальной диагностики ПИВ.

Авторы признательны Ю. М. Ямпольскому (РИ НАН Украины) за полезные замечания и советы, а также А. В. Колоскову (РИ НАН Украины) за помощь в компьютерном моделировании.

Литература

1. P. J. Williams. Tides, Atmospheric Gravity Waves and Travelling Disturbances in the Ionosphere. In: Modern Ionospheric Science. H. Kohl, R. Ruster, K. Schlegel (Eds). – EGS, Katlenburg-Lindau, FRG, 1996. – P. 136-180.
2. V. S. Beley, V. G. Galushko and Y. M. Yampolski. Traveling ionospheric disturbance diagnostics using HF signal trajectory parameter variations // Radio Sci. – 1995. – Vol. 30, No. 6. – P. 1739-1752.
3. V. S. Beley, V. G. Galushko, D. Paznukhov, B. W. Reinisch, and Y. M. Yampolski. HF Radar Sounding of TIDs with the Use of the DPS System and Signals from Broadcasting Stations // Proc. PIRS-2000, July 5-14. – Cambridge, Mass. (USA). – 2000. – P. 603.
4. B. W. Reinisch. Modern ionosondes. In: Modern Ionospheric Science. H. Kohl, R. Ruster, K. Schlegel (Eds). – EGS, Katlenburg-Lindau, FRG, 1996. – P. 440-458.
5. V. G. Galushko, Y. M. Yampolski, V. S. Beley, J. C. Foster, P. J. Erickson, B. W. Reinisch and V. V. Paznukhov. HF/VHF Multisite Radar Diagnostics of Ionospheric Disturbances // Proc. PIRS-2002, July 1-5. – Cambridge, Mass. (USA). – 2002. – P. 171.
6. 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. Frequency-and-Angular HF Sounding and VHF ISR Diagnostics of TIDs // Radio Sci. – 2003. – Vol. 38, No. 6. – P. 10-1 – 10-9.
7. Ю. А. Кравцов, Ю. И. Орлов. Геометрическая оптика неоднородных сред. – М.: Наука, 1980. – 394 с.
8. V. G. Galushko, V. V. Paznukhov, Y. M. Yampolski, and J. C. Foster. Incoherent scatter radar

observations of AGW/TID events generated by the moving solar terminator // Ann. Geophysicae. – 1998. – Vol. 16. – P. 821-827.

9. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм и произведений. – М.: Физматгиз, 1962. – 1100 с.

Частотно-кутове зондування рухомих іоносферних збурень у моделі тривимірних хвиль щільності, що поширюються в іоносферному шарі

В. Г. Галушко, А. С. Кашеєв

Розроблено метод частотно-кутового зондування рухомих іоносферних збурень (РІЗ), котрий ґрунтується на вимірюванні варіацій кутів приходу і доплерівського зсуву частоти відбитих від іоносфери КХ сигналів. Зворотню задачу розв'язано для моделі РІЗ у вигляді тривимірних хвиль щільності, що поширюються у реальному іоносферному шарі. Виконано комп'ютерне моделювання створених діагностичних алгоритмів, результати якого свідчать про високу ефективність методу.

Frequency-and-Angular Sounding of Traveling Ionospheric Disturbances in the Model of 3D Electron Density Waves Propagating in a Real Ionospheric Layer

V. G. Galushko and A. S. Kascheev

A frequency-and-angular sounding technique is suggested for diagnostics of traveling ionospheric disturbances (TID) based on measurements of arrival angles and Doppler frequency shift variations of HF radio signals reflected from the ionosphere. The respective inverse problem was solved for a TID model in the form of 3D electron density waves propagating in a real ionospheric layer. The developed diagnostic algorithms were tested through computer simulation whose results demonstrate a high efficiency of the technology suggested.