

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 99-05-64045, 99-01-01041).

#### Литература

1. Самойлов Б.И., Силаева Л.В. // Изв. РАН, ФАО. 1998. № 2. С. 274.
2. Шулейкин В.В. Физика моря М.: Наука, 1968. Гл. 4, § 10. С. 460.
3. Анисимова Е.П., Поборчая Л.В., Сперанская А.А. // Изв. АН СССР, ФАО. 1978. 14, № 10. С. 1110.
4. Дрижус М.Р., Марцинкус К.К. // Всес. конф. «Проблемы стратифицированных течений», Юрмала-88. ИФ АН Латв. ССР. 1988. Тез. докл. Т. 2. С. 13.
5. Еремينا Е.Р., Карлин Л.Н. // Интрузионные течения: Теория и эксперимент. Сб. научных трудов. Калининград, 1997. С. 30.
6. Лозовацкий И.Д., Озмидов Р.В. // Океанология. 1979. 19, № 6. С. 982.
7. Padman L. // J. Geophys. Res. 1994. C99, No. 11. P. 22, 491.
8. Bowden K.F. // Ocean Management. 1981. 6, No. 2/3. P. 117.
9. Jungclaus J.H., Backhaus J.O. // J. Geophys. Res. 1994. C99, No. 6. P. 12, 385.
10. Stacey M.W., Bowen A.J. // J. Geophys. Res. 1988. C93, No. 4. P. 3528.

Поступила в редакцию  
02.10.98

УДК 537.871.64

## МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ФАЗОВОЙ СКОРОСТИ ПЕРЕМЕЩАЮЩИХСЯ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

В. Д. Гусев, А. Г. Вологдин, Н. В. Карабанов, Д. В. Кирьянов

(кафедра физики атмосферы)

Теоретически обосновывается метод определения фазовой и групповой скорости перемещающихся ионосферных возмущений. Метод основан на спектральном анализе угломерно-доплеровских данных дистанционного радиозондирования ионосферы. Метод иллюстрируется на примере обработки экспериментальных данных.

Крупномасштабные неоднородности слоя  $F2$  ионосферы связывают с перемещающимися ионосферными возмущениями (ПИВ), которые имеют волновую природу и вызваны, согласно современным представлениям [1], распространяющимися в верхних слоях атмосферы акустико-гравитационными волнами. Характерные периоды таких неоднородностей составляют от единиц до десятков и сотен минут. Несмотря на накопленный за последние полвека обширный материал по ПИВ, на сегодняшний день открытыми остаются такие вопросы, как их дисперсионные свойства, соотношение фазовых и групповых скоростей, механизмы генерации и т.п. При этом если крупномасштабные движения ионосферы изучены довольно полно, то средне- и маломасштабные возмущения — совершенно недостаточно.

Наиболее широко применяемым методом экспериментального изучения ПИВ является наземное радиозондирование в коротковолновом диапазоне. Параметры зондирующего сигнала регистрируются, как правило, в нескольких пунктах наблюдения на поверхности Земли, т.е. пространственно-разнесенным приемом. Впервые задача определения фазовой скорости ПИВ по флуктуациям параметров рассеянного поля (например, амплитуды или доплеровского смещения частоты) была решена в работе [2] и предусматривала вычисление соответствующих кросс-спектров и анализ их мнимых составляющих. В дальнейшем данная методика была обобщена на случай пространственной анизотропии рассеяния радиоволн на ПИВ [3], а практическая реализация проводилась во многих работах (см., напр., [4]).

К ограничениям данного способа определения фазовой скорости относится необходимость организации большого числа пунктов наблюдения, в особенности при изучении разномасштабных ПИВ. В работе [5] предложен дифференциально-фазовый метод измерения, касающийся диагностики пространственной структуры ионосферных возмущений. Этим методом с помощью одной угломерно-доплеровской установки возможно исследование неоднородностей разного масштаба. В настоящей статье развиваются спектральные методы анализа ионосферного сигнала для определения групповых и фазовых скоростей ПИВ применительно к дифференциально-фазовой схеме измерения.

Определение скорости ионосферных возмущений по дифференциально-фазовым характеристикам радиосигнала, а именно углам прихода и доплеровскому смещению, составляет обратную задачу динамики ионосферных возмущений. Рассмотрим сначала прямую задачу рассеяния радиоволн в среде, характеризуемой показателем преломления  $n(x, y, z, t)$ , который моделирует распространяющееся в ионосфере ПИВ. Требуется определить доплеровское смещение и углы прихода зондирующего радиосигнала на выходе из ионосферы.

Рассеяние волн в средах с плавно меняющимися свойствами описывается с помощью методов геометрической оптики. Фаза волны в среде выражается в виде интеграла по невозмущенной траектории:

$$\Phi = k \int n(x, y, z, t) d\sigma.$$

Поскольку фаза выражается линейным функционалом от показателя преломления среды, то и функция корреляции фазы будет обладать тем же свойством:

$$R_{\Phi}(\xi_0, \eta_0) = k_0^2 \iint R_n(\xi_0 + \xi, \eta_0 + \eta, \zeta) d\sigma_1 d\sigma_2, \quad (1)$$

где  $\xi = x(\sigma_1) - x(\sigma_2)$ ,  $\eta = y(\sigma_1) - y(\sigma_2)$ ,  $\zeta = z(\sigma_1) - z(\sigma_2)$ . В этом случае определяемые из эксперимента вторые моменты производных случайной составляющей фазы  $\Phi_1$ :

$$\begin{aligned} \overline{\left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial x}\right)^2} &= -\frac{\partial^2 R_{\Phi}}{\partial \xi_0^2} \Big|_{\substack{\xi_0=0 \\ \eta_0=0}}, & \overline{\left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial y}\right)^2} &= -\frac{\partial^2 R_{\Phi}}{\partial \eta_0^2} \Big|_{\substack{\xi_0=0 \\ \eta_0=0}}, \\ \overline{\left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial x} \frac{\partial \Phi_1}{\partial y}\right)} &= -\frac{\partial^2 R_{\Phi}}{\partial \xi_0 \partial \eta_0} \Big|_{\substack{\xi_0=0 \\ \eta_0=0}}. \end{aligned} \quad (2)$$

Свойства ПИВ должны быть заложены в функцию корреляции показателя преломления, поэтому используем ее двумерное представление в виде спектра плоских волн различного направления и длины ( $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ ):

$$R_n(\xi, \eta) = k_0^2 \iint G_n(\lambda_1, \lambda_2) e^{i\lambda_1 \xi + i\lambda_2 \eta} d\lambda_1 d\lambda_2$$

и для получения пространственно-временной функции корреляции введем дрейф каждой частотной составляющей со своей фазовой скоростью  $\mathbf{V}$ :

$$\begin{aligned} R_n(\xi, \eta, \tau) &= \\ &= k_0^2 \iint G_n(\lambda_1, \lambda_2) e^{i\lambda_1(\xi - V_x \tau) + i\lambda_2(\eta - V_y \tau)} d\lambda_1 d\lambda_2. \end{aligned}$$

Для упрощения дальнейших выкладок перейдем от системы координат  $(x, y)$  к системе, где одна из координатных осей параллельна скорости дрейфа (соответствующие проекции обозначены индексами  $V$  и  $-$ ):

$$R_n(\xi_V, V_-, \tau) = k_0^2 \iint A d\lambda_V d\lambda_-,$$

где  $A = G_n(\lambda_V, \lambda_-) e^{i\lambda_V(\xi_V - V\tau) + i\lambda_- \xi_{\perp}}$ .

Подставив это выражение для  $R_n$  в (1), получим основное уравнение для анализа экспериментальных данных:

$$R_{\Phi}(0, 0, \tau) = k_0^2 \iint d\sigma_1 d\sigma_2 \iint A d\lambda_V d\lambda_-. \quad (3)$$

В системе координат, связанной с вектором скорости, в соответствии с (2) получим

$$\overline{\left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial x_V}\right)^2} \equiv R_V \theta_V^2 = k_0^2 \iint d\sigma_1 d\sigma_2 \iint \lambda_V^2 A d\lambda_V d\lambda_-,$$

$$\overline{\left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial x_-}\right)^2} \equiv R_- \theta_-^2 = k_0^2 \iint d\sigma_1 d\sigma_2 \iint \lambda_-^2 A d\lambda_V d\lambda_-,$$

$$\overline{\left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial x_V} \frac{\partial \Phi_1}{\partial x_-}\right)} \equiv R_{V-} \theta_V \theta_- =$$

$$= k_0^2 \iint d\sigma_1 d\sigma_2 \iint \lambda_V \lambda_- A d\lambda_V d\lambda_- \quad (4)$$

и корреляции углов рассеяния с доплеровским сдвигом частоты:

$$\begin{aligned} \overline{\left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial t} \frac{\partial \Phi_1}{\partial x_-}\right)} &\equiv R_{\Omega-} \theta_{\Omega} \theta_- = \\ &= -k_0^2 \iint d\sigma_1 d\sigma_2 \iint \lambda_V \lambda_- V(\lambda_V) A d\lambda_V d\lambda_-, \\ \overline{\left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial t} \frac{\partial \Phi_1}{\partial x_V}\right)} &\equiv R_{\Omega-} \theta_{\Omega} \theta_V = \\ &= -k_0^2 \iint d\sigma_1 d\sigma_2 \iint \lambda_V^2 V(\lambda_V) A d\lambda_V d\lambda_-. \end{aligned} \quad (5)$$

Теперь необходимо перейти к спектрам мощности углов прихода  $G_V$ ,  $G_-$ ,  $G_{V-}$  и их ко-спектрам  $G_{V\Omega}$ ,  $G_{-\Omega}$  с доплеровским смещением. Для этого умножим все соотношения (4)–(5) на  $e^{i\Omega\tau}$  и проинтегрируем их по  $\tau$ , учтя равенство

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i[\Omega - V(\lambda_V)\lambda_V]\tau} d\tau = \delta(\Omega - V(\lambda_V)\lambda_V),$$

где  $\delta(\cdot)$  —  $\delta$ -функция Дирака. При этом получим спектры мощности путем интегрирования левой части (4), (5):

$$G_V(\Omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R_V \theta_V^2 e^{i\Omega\tau} d\tau.$$

Остальные соотношения полностью аналогичны.

Теперь, используя фильтрующие свойства  $\delta$ -функции, можно осуществить интегрирование по  $\lambda_V$ . Имея в виду, что по определению групповой скорости  $V_g = d(\lambda_V V)/d\lambda_V$ , из (4), (5) получаем

$$G_V(\Omega) = \frac{k_0^2 \Omega^2}{V_g V^2(\Omega)} \iint d\sigma_1 d\sigma_2 \int B d\lambda_-,$$

$$G_-(\Omega) = \frac{k_0^2}{V_g} \iint d\sigma_1 d\sigma_2 \int \lambda_-^2 B d\lambda_-,$$

$$G_{-V}(\Omega) = \frac{k_0^2 \Omega^2}{V_g V(\Omega)} \iint d\sigma_1 d\sigma_2 \int \lambda_- B d\lambda_-,$$

$$G_{V\Omega}(\Omega) = -\frac{k_0^2 \Omega^2}{V_g V(\Omega)} \iint d\sigma_1 d\sigma_2 \int B d\lambda_-,$$

$$G_{-\Omega}(\Omega) = -\frac{k_0^2 \Omega^2}{V_g} \iint d\sigma_1 d\sigma_2 \int \lambda_- B d\lambda_-,$$

где  $B = G(\Omega/V(\Omega), \lambda_-) e^{i\lambda_{\perp} \xi_{\perp}}$ . Отсюда следует выражение для фазовой скорости:  $V_{ph}(\Omega) \equiv V(\Omega) = -G_{V\Omega}(\Omega)/G_V(\Omega)$ . Знак «минус» определяется ориентацией координатной оси вдоль вектора скорости.

Основная система координат связана с геометрией измерительной установки. Переходя к этой системе координат, необходимо совершить поворот на угол  $\varphi_V$  между вектором скорости и осью  $x$  координат:

$$\xi_V = \xi \cos \varphi_V - \eta \sin \varphi_V, \quad \xi_- = \xi \sin \varphi_V + \eta \cos \varphi_V.$$

Тогда, подставляя эти выражения в (3) и (2) и проводя ту же процедуру, что и с (4), т. е. умножение на  $e^{i\Omega\tau}$  и интегрирование, получим связь между спектрами в разных координатах:

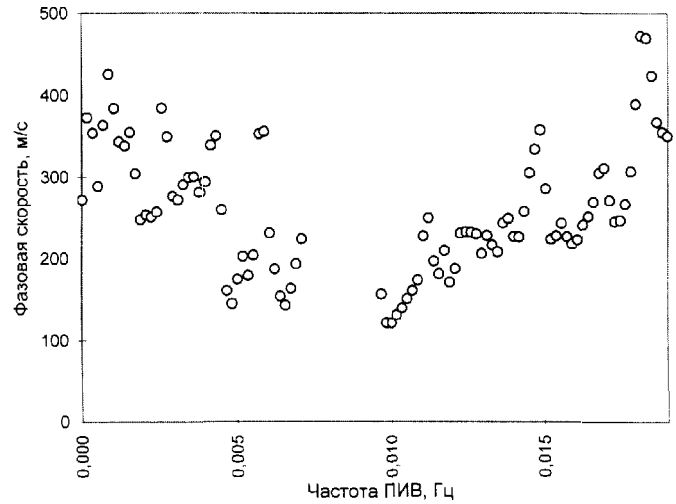
$$\begin{aligned} G_x &= G_V \cos^2 \varphi_V + G_- \sin^2 \varphi_V - G_{V-} \sin 2\varphi_V, \\ G_y &= G_V \sin^2 \varphi_V + G_- \cos^2 \varphi_V + G_{V-} \sin 2\varphi_V, \\ G_{xy} &= (G_V - G_-) \sin \varphi_V \cos \varphi_V + G_{V-} (\cos^2 \varphi_V - \sin^2 \varphi_V), \\ G_{\Omega x} &= V_{ph} (G_V \cos \varphi_V - G_{V-} \sin \varphi_V), \\ G_{\Omega y} &= V_{ph} (G_V \sin \varphi_V + G_{V-} \cos \varphi_V). \end{aligned}$$

Отсюда несложно получить связь спектров в координатах измерительной системы:

$$\begin{aligned} G_{\Omega x} &= V_{ph} (G_x \cos \varphi_V + G_{xy} \sin \varphi_V), \\ G_{\Omega y} &= V_{ph} (G_y \sin \varphi_V + G_{xy} \cos \varphi_V). \end{aligned} \quad (6)$$

Следует подчеркнуть, что приведенные выкладки (в случае частотной дисперсии) справедливы в условиях постоянства скорости для каждой частотной составляющей в ионосферном слое без учета зависимости от высоты и времени (использованная нами модель ионосферного рассеяния радиоволн обсуждалась в работе [6]). В противном случае корреляционная функция (1) будет зависеть от времени, и процесс будет нестационарным.

Приведем пример определения фазовой скорости ПИВ, т. е. решения обратной задачи. В 1995–1997 гг. был организован эксперимент по наклонному зондированию ПИВ согласно изложенной методике. С помощью радиопеленгационной установки, созданной на физическом факультете [7], измерялись углы прихода и доплеровское смещение частоты. Затем методом Блекмана–Тьюки [8] вычислялись спектры, входящие в (6). В соответствии с этой формулой были вычислены дисперсионные зависимости абсолютного значения и направления фазовой скорости от частоты ПИВ. Типичные результаты обработки наблюдений приведены на рисунке. Видны две четко различающиеся области: одна — с нормальной (фазовая скорость уменьшается с увеличением частоты), другая — с аномальной дисперсией.



Суммируя сказанное, можно утверждать, что метод определения фазовой скорости ПИВ по частотной зависимости спектров мощности углов прихода и доплеровского смещения полностью обоснован. Соотношение (6) решает задачу определения фазовой скорости ПИВ по угломерно-доплеровским данным. Экспериментальные результаты подтверждают действенность предложенного метода. В настоящее время проводятся регулярные натурные наблюдения, использующие результаты данной работы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 98-02-16831).

#### Литература

1. Физика верхней атмосферы Земли / Под редакцией К.О. Хайнса и др. Л., 1971.
2. Briggs B.N. // J. Atm. Terr. Phys. 1968. 30. P. 1777.
3. Гусев В.Д., Раджабов Т.С. // Геомагнетизм и аэрономия. 1989. 29, № 5. С. 849.
4. Дробязев В.И. и др. // Геомагнетизм и аэрономия. 1991. 31, № 3. С. 423.
5. Гайлит Т.А., Гусев В.Д., Иванов М.И., Перекалина Е.О. // Там же. 1982. 22, № 5. С. 753.
6. Гусев В.Д., Вологдин А.Г. // Там же. 1998. 38, № 5. С. 178.
7. Гусев В.Д., Карabanов Н.В., Кирьянов Д.В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1996. № 2. С. 35 (Moscow University Phys. Bull. 1996. No. 2. P.32).
8. Бат М. Спектральный анализ в геофизике. М.: Наука, 1980.

Поступила в редакцию  
23.12.98