

А. А. КАШИН, С. Ф. МИРКОТАН

ОБЪЕМНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВИЖЕНИЯ И ПАРАМЕТРОВ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ИОНОСФЕРЫ

Методом пространственно-частотно-разнесенного приема с применением объемного корреляционного анализа исследуются размеры, ориентация и движение мелко-масштабных неоднородностей ионосферы. Сравниваются результаты, полученные методом пространственно-частотно-разнесенного приема и методом пространственно-разнесенного приема.

Широко применяемый для исследования движений и параметров ионосферных неоднородностей ионизации метод пространственно-разнесенного приема [1, 2] позволяет судить о свойствах неоднородностей в предположении, что последние подвержены дрейфу и изменениям в плоскости горизонтального сечения. Однако исследуемые неоднородности являются объемными образованиями и возможно существование некоторой вертикальной составляющей дрейфа. Это может и должно оказать влияние на результаты исследования формы, ориентации, размеров и движения неоднородностей ионизации, полученные методом пространственно-разнесенного приема.

Для исследования объемных характеристик неоднородностей ионизации необходимы данные о каком-либо параметре отраженного от ионосферы сигнала не только в плоскости горизонтального сечения, но и с разных глубин ионосферного слоя. Такую возможность дает совмещение пространственно-разнесенного приема с частотно-разнесенным приемом [2] и применение для обработки данных метода объемного корреляционного анализа. Исследования подобного характера ранее были проведены на крупномасштабных неоднородностях ионизации в ионосфере [3, 4]. В настоящей работе идеи, развитые в [3, 4], применены для исследования мелко-масштабных неоднородностей, регистрируемых по быстрым вариациям амплитуды.

Обсуждаемые ниже результаты экспериментального исследования интерпретируются в предположении, что действие неоднородной ионосферы на распространяющуюся волну заменено действием некоторого плоского эффективного дифракционного экрана, расположенного в области отражения [5]. Известные аргументы в пользу подобного подхода содержатся в [6, 7]. При этом одновременное зондирова-

ние ионосферы на разных частотах рассматривается как отражение от двух плоских дифрагирующих экранов, смещенных по вертикали Z на расстояние ΔZ ($\Delta Z \ll Z$) (см. [8, 9]).

В этих условиях при определенных предположениях [8] данные, полученные способом пространственно-частотно-разнесенного приема с последующей корреляционной обработкой согласно [3, 4], могут рассматриваться как характеристики некоторых эффективных ионосферных неоднородностей (их формы, ориентации, движения и т. д.).

Естественно, что более строгая интерпретация результатов эксперимента возможна и желательна при установлении соответствия между флуктуациями среды и флуктуациями поля (амплитуды) в области отражения, а последних с флуктуациями амплитуды у поверхности земли с учетом соответствующей частотной селективности и пространственной структуры неоднородностей.

К сожалению, упомянутый выше более строгий подход ждет своего разрешения. Правда, подобное развитие теории, вероятно, не изменит существа эксперимента, а будет касаться его интерпретации. Поэтому терминология дальнейшего изложения не должна вызывать недоразумений.

Метод исследования

Исследование объемных характеристик движения и параметров мелкомасштабных неоднородностей ионизации в слое F_2 проводилось в феврале — июне 1968 г. на физическом факультете МГУ.

Пространственно-разнесенный прием отраженных от ионосферы сигналов осуществлялся на три приемные антенны типа «дельта», расположенные в вершинах прямоугольного треугольника с катетами 70 и 180 м. При этом использовалась двухчастотная ионосферная станция ручного управления [10]. На одной частоте прием осуществлялся с трех антенн измерительного треугольника, а на другой — с антенны, расположенной в вершине прямого угла. Замирания амплитуд этих четырех принятых сигналов фотографировались на непрерывно движущуюся (со скоростью 13 см/мин) 36-миллиметровую киноплёнку. Контроль за разностью излучаемых частот Δf осуществлялся специальным устройством. Разностная частота двух сигналов, получаемая на первом смесителе, поступает на второй смеситель, где она сравнивается со звуковой частотой. Момент совпадения частоты звукового генератора, определяющей заданную девиацию Δf , и разностной частоты определялся по нулевым биениям.

В качестве задающих генераторов высокой частоты в передатчике применялись генераторы типа ГСС-6. Стабильность использованных задающих генераторов (после соответствующего предварительного подогрева) оказалась такой, что в течение сеанса наблюдения (5—10 мин) уход выбранной девиации не превышал 5%. Оптимальный выбор разности излучаемых частот связан с исследованием частотной селективности замираний [8, 9]. В работах [9, 11] показано, что частотный радиус корреляции для мелкомасштабных неоднородностей ионизации слоя F_2 составляет $\Delta f_{0,5} = 15 \div 25$ кГц. В проведенных нами исследованиях $\Delta f_{0,5} = 20$ кГц, что хорошо видно из рис. 1, где изображена экспериментально найденная зависимость коэффициента корреляции сигналов, отличающихся по частоте на Δf . Точками показаны средние значения ρ , соответствующие девиации Δf , а крестиками — единичные отсчеты. Минимальное значение разности излучаемых частот выбиралось с учетом влияния длительности зон-

дирующего импульса на частотную селективность замирания [2]. Учет указанных факторов позволил определить возможные границы разности частот:

$$10 \text{ кгц} \leq \Delta f \leq 20 \text{ кгц}.$$

В предположении параболической аппроксимации слоя F_2 по высотно-частотным характеристикам для каждого сеанса рассчитывалась полутолщина слоя Z_m [12] и вертикальный размер, соответствующий разности $\Delta f = f_2 - f_1$:

$$\Delta Z_{\text{ист}} = \frac{Z_m}{f_k} (V \overline{f_k^2 - f_2^2} - V \overline{f_k^2 - f_1^2}), \quad (1)$$

где f_k — критическая частота слоя F_2 . Записи флуктуаций амплитуд, отраженных от ионосферы сигналов, подвергались объемному корреляционному анализу аналогично [4]. Ошибка за счет ограниченности

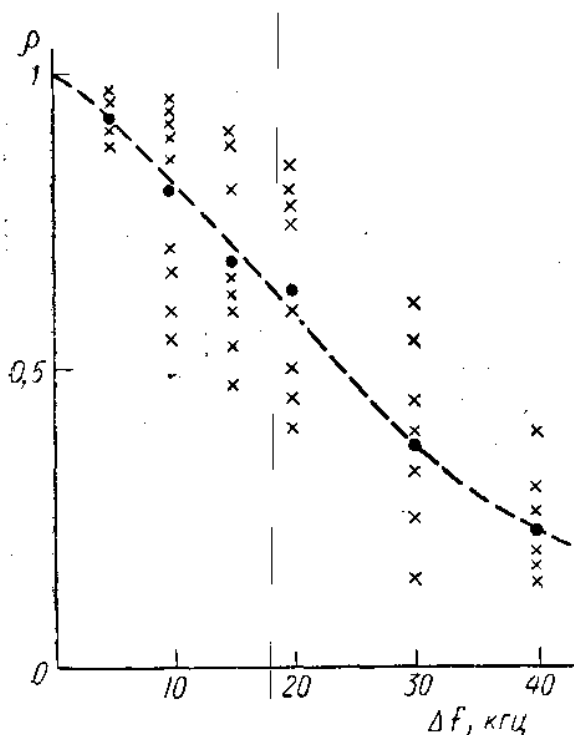


Рис. 1

объема выборки в области главных значений функций корреляции ($1 \geq \rho \geq 0,5$) не превышала 0,1. При этом длительность сеанса $T \sim 4-5$ мин, а среднее значение радиуса автокорреляции флуктуаций амплитуд $\tau_{0,5} \approx 2$ сек.

Для нейтрализации нестационарности статистики применялся метод вычитания скользящего среднего [2]. Параметр усреднения μ в эксперименте составил 20—40 сек.

По вычисленным четырем автокорреляционным и шести взаимно корреляционным функциям определялись характеристические временные сдвиги, при этом вместо четырех автокорреляционных функций строилась одна усредненная. Характеристические временные сдвиги являются исходными данными для дальнейшего анализа и должны удовлетворять критериям примени-

мости корреляционного метода [13] для каждой плоскости сечения характеристического эллипсоида скоростей.

Данные каждого сеанса подвергались как объемному корреляционному анализу, т. е. определялись параметры неоднородностей согласно работам [3, 4], так и корреляционному анализу для плоскости горизонтального сечения. Это дало возможность оценить влияние объемного характера неоднородностей вертикальной составляющей дрейфа на результаты анализа данных в случае только пространственно-разнесенного приема.

В дальнейшем условимся называть исследование неоднородностей и их движения методом пространственно-разнесенного приема плоским случаем, а применение пространственно-частотно-разнесенного приема — объемным случаем.

Обсуждение результатов эксперимента

Основной экспериментальный материал получен при наблюдении за необыкновенным компонентом отраженного от слоя F_2 ионосферы сигнала на частоте 6,7—9 мГц. Для анализа было отобрано 28 сеансов. Остальные шесть отбракованы по причине низких макси-

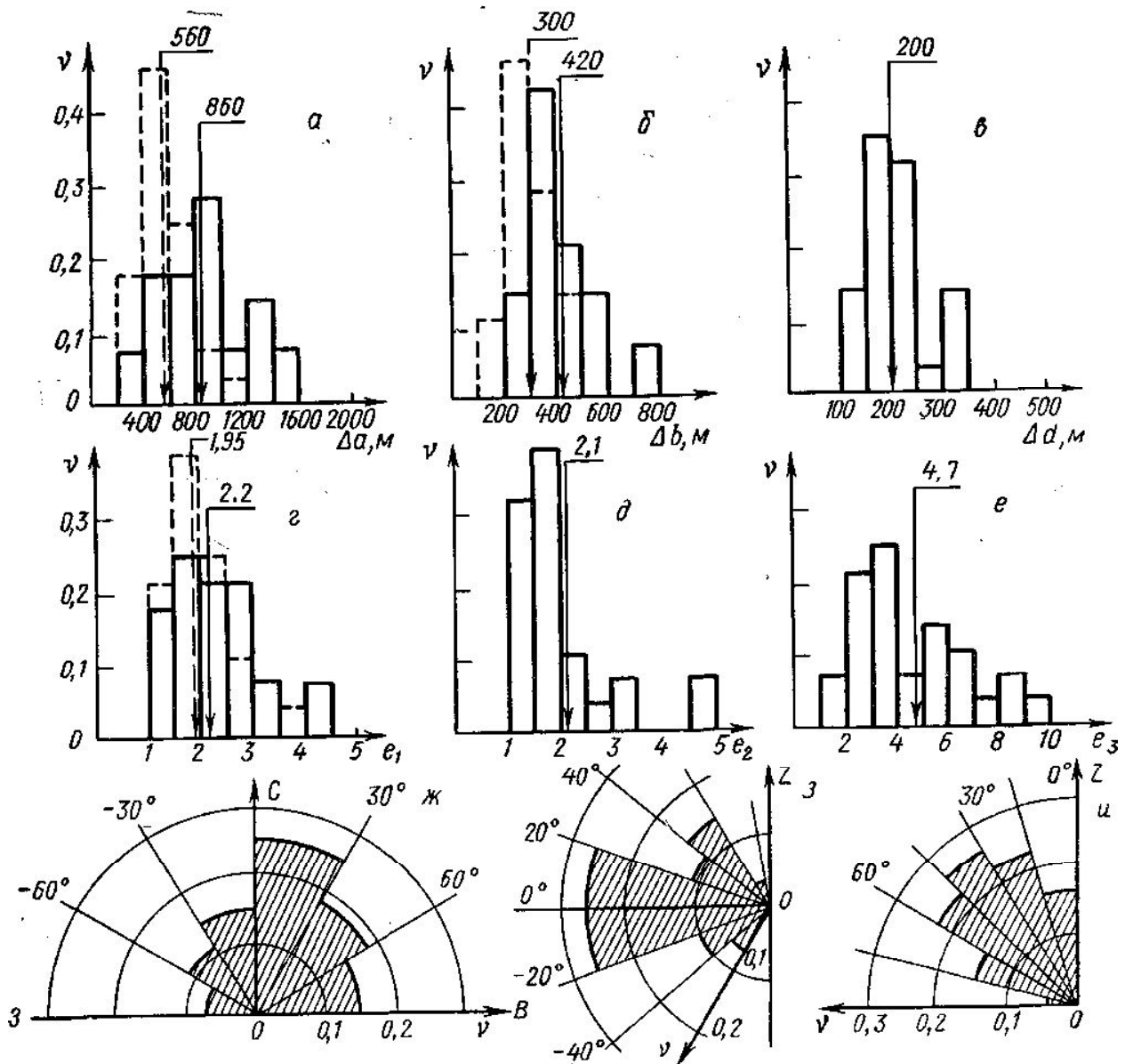


Рис. 2

мальных коэффициентов взаимно корреляционных функций ($\rho_{ij} < 0,3$). Из числа обработанных сеансов 13 относится к вечернему времени (19—21 час), а 15 — к дневному (10—19 час).

В квадратичном приближении неоднородности ионизации имеют вид эллипсоидов. На рис. 2, а, б, в сплошными линиями изображены гистограммы размеров главных осей эллипсоидов Δa , Δb и Δd , которые рассчитывались, например, для большой оси Δa по формуле

$$\Delta a = 2v'_{ca} \cdot \tau_{0,5}, \quad (2)$$

где v'_{ca} — характеристическая скорость дифракционной картины вдоль большой оси эллипсоида. Стрелками на рисунке показаны средние значения величин Δa , Δb и Δd в метрах. Наименьшей дисперсией характеризуется распределение размера малой оси Δd ($\sigma_{\Delta d} = 48$ м).

Обнаружено небольшое уменьшение средних значений Δa и Δb и увеличение Δd к вечеру. На рис. 2, *г*, *д*, *е* сплошными линиями показаны гистограммы отношений размеров главных осей эллипсоида, характеризующих степень анизотропии формы: $e_1 = \frac{\Delta a}{\Delta b}$ (*г*), $e_2 = \frac{\Delta b}{\Delta d}$ (*д*) и $e_3 = \frac{\Delta a}{\Delta d}$ (*е*). По оси ординат отложено относительное число случаев v . Как видим, неоднородности обладают существенной анизотропией со средним отношением главных осей эллипсоида:

$$\Delta a : \Delta b : \Delta d = 4,8 : 2,2 : 1.$$

Ориентацию неоднородностей в пространстве удобно характеризовать тремя углами. Азимутальный угол большой оси эллипсоида в горизонтальной плоскости α отсчитывается от направления на север по часовой стрелке (+) и против часовой стрелки (—). Угол места максимальной оси β отсчитывается от плоскости горизонта вверх (+) и вниз (—). Угол отклонения наименьшей оси ψ отсчитывается от вертикали.

На рис. 2, *ж*, *з*, *и* показаны гистограммы углов, характеризующих ориентацию главных осей в пространстве. Из рис. 2, *ж* видно, что большая ось имеет тенденцию к группировке около направления на север ($\bar{\alpha} \approx 25^\circ$). Среднее отклонение большой оси эллипсоида от плоскости горизонта близко к нулю, однако разброс β значителен — дисперсия $\sigma_\beta = 28^\circ$ (рис. 2, *з*). Малая ось эллипсоида отклонена от вертикали в среднем на $\bar{\psi} = 40^\circ$ и также имеет существенный разброс.

Применение объемного корреляционного анализа позволяет определить полный вектор скорости дрейфа и его вертикальную составляющую. На рис. 3, *а* приведена гистограмма величины скорости дрейфа V_d , а на рис. 3, *б* — проекция этого вектора на горизонтальную плоскость $V_{дху}$. Скорость дрейфа изменяется от 20 до 100 м/сек при среднем значении 47 м/сек. Гистограмма направления вектора скорости дрейфа в вертикальной плоскости показана на рис. 3, *г*. Величина углового отклонения вектора от плоскости горизонта определялась из соотношения

$$\gamma = \arctg \frac{V_{dz}}{V_{дху}}, \quad (3)$$

где V_{dz} — вертикальная составляющая дрейфа. По данным эксперимента $\bar{V}_{dz} = 20$ м/сек с дисперсией $\sigma V_{dz} = \sqrt{\overline{V_{dz}^2}} = 14$ м/сек. Днем вертикальная составляющая дрейфа направлена в основном вверх, ее среднее значение +6 м/сек. В вечернее время вертикальная составляющая дрейфа направлена вниз и ее среднее значение равно 18 м/сек. Гистограммы V_{dz} в дневное и вечернее время суток показаны на рис. 3, *д* и *е*.

Скорость хаотической изменчивости для направления вдоль вектора дрейфа:

$$V_c = \frac{1}{2} \sqrt{V_{сд}^2 - V_{дк}^2}, \quad (4)$$

где $V_{сд}$ — характеристическая скорость вдоль направления вектора скорости, а $V_{дк}$ — дрейф дифракционной картины. Со скоростью хао-

тической изменчивости связан параметр τ_c — «время жизни» неоднородностей, который вдоль направления дрейфа определяется из выражения

$$\tau_c = \tau_{0,5} \frac{V'_{сд}}{V_c}. \quad (5)$$

Гистограммы V_c и τ_c показаны на рис. 4, а и б. Другой наглядной характеристикой хаотической изменчивости может служить показа-

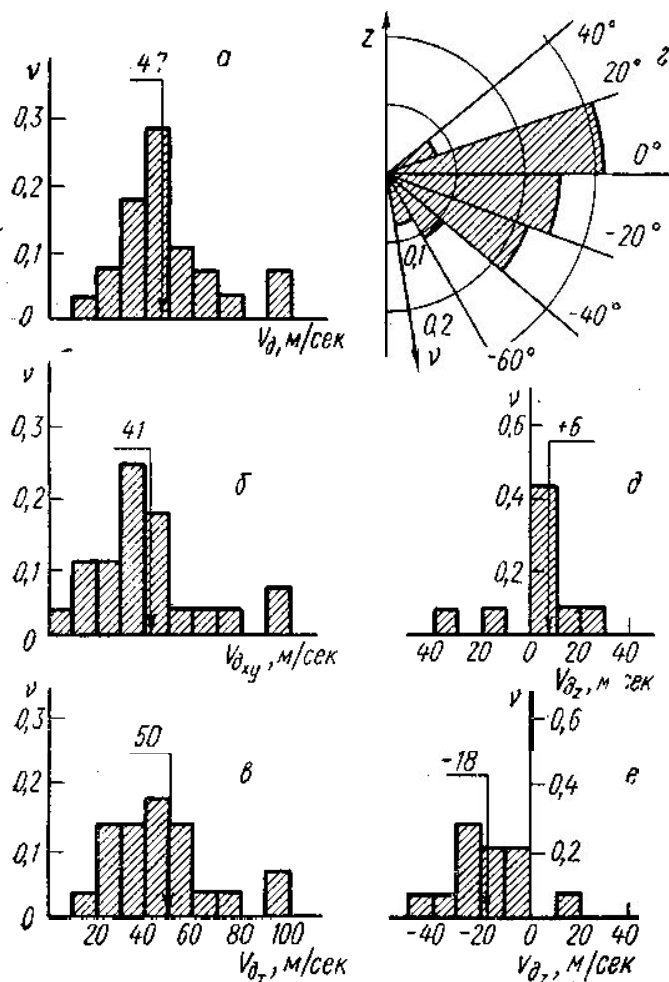


Рис. 3

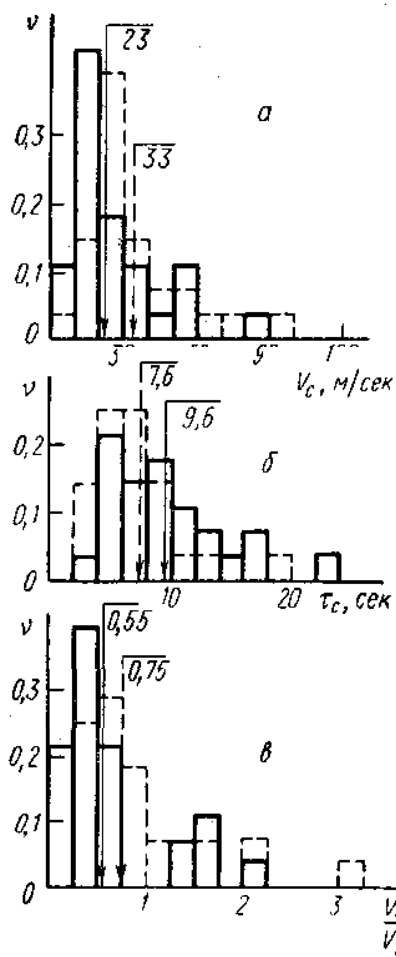


Рис. 4

тель структурной изменчивости, который определяется как отношение $\frac{V_c}{V_d}$. Скорость хаотической изменчивости в отдельных случаях

превосходит скорость дрейфа, а среднее значение $\left(\frac{\bar{V}_c}{V_d}\right) = 0.55$.

Анализ приведенных результатов показывает, что главные плоскости сечения эллипсоидов отклонены от плоскости горизонта и, кроме того, обнаружена значительная вертикальная составляющая дрейфа. Все это должно отразиться на результатах обработки данных, полученных методом пространственно-разнесенного приема, т. е. в плоском случае¹.

Для проверки этого положения записи каждого сеанса обрабатывались параллельно по методике объемного и плоского корреляционного анализа.

¹ Результаты эксперимента, полученные в плоском случае, в дальнейшем будут отмечаться индексом т.

На рис. 2, а, б и в пунктиром изображены гистограммы размеров и отношения осей характеристического эллипса для плоского случая. Размеры осей $\overline{\Delta a_T}$ и $\overline{\Delta b_T}$ на 30—35% меньше, а среднее значение анизотропии $\left(\frac{\overline{\Delta a_T}}{\overline{\Delta b_T}}\right)$ на 15% меньше по сравнению с результатами объемного корреляционного анализа.

Значительный разброс угла отклонения малой оси от вертикали и вариации угла β существенно влияют на степень анизотропии неоднородностей в горизонтальном сечении.

Изменение углов β и ψ приводит к изменению разности азимутальных углов в объемном и плоском случаях $\Delta\alpha = \alpha - \alpha_T$. В частности, среднее значение $\overline{\Delta\alpha} \approx 0$, однако $\sigma_{\Delta\alpha} = 32^\circ$. Наличие вертикальной составляющей скорости дрейфа в первую очередь отражается на результатах расчета скорости дрейфа в плоском случае. На рис. 3, б и в приведены гистограммы проекций полного вектора скорости дрейфа на горизонтальную плоскость — $V_{дху}$ и скорости дрейфа в плоском случае — $V_{дт}$. Хорошо видно, что наиболее вероятные и средние скорости $V_{дт}$ больше $V_{дху}$ (в среднем на 25%).

Это связано с тем, что плоскость горизонта часто не является главным сечением и простое соотношение $V_{дт} = V_{ст}^2 / V_T'$ в плоском случае, вообще говоря, не справедливо [4].

Кроме того, влияние вертикальной составляющей дрейфа проявляется при определении скорости хаотической изменчивости $V_{ст}$, а также при нахождении времени жизни $\tau_{ст}$. За счет ухода неоднородностей в вертикальном направлении из области отражения происходит уменьшение их времени жизни $\tau_{ст}$ по сравнению с τ_c (объемный случай). Из рис. 4, где показаны гистограммы V_c , τ_c и $\frac{V_c}{V_d}$

сплошными линиями и $V_{ст}$, $\tau_{ст}$ и $\left(\frac{V_c}{V_d}\right)_T$ пунктиром, видно, что среднее значение $\overline{V_{ст}} = 33$ м/сек и на 40% больше $\overline{V_c}$; $\overline{\tau_{ст}} = 7,6$ сек и на 20% меньше $\overline{\tau_c}$, а $\left(\frac{\overline{V_c}}{V_d}\right)_T = 0,75$ и на 30% больше $\left(\frac{\overline{V_c}}{V_d}\right)$.

Существование $V_{дз}$ и отличие от нуля углов β и ψ приводит к изменению направления скорости дрейфа в случае пространственно-разнесенного приема Φ_T относительно направления проекции полного вектора скорости дрейфа на горизонтальную плоскость Φ . Среднее значение $\overline{\Delta\Phi} = \overline{\Phi - \Phi_T}$ близко к нулю, хотя существует значительный разброс $\Delta\Phi$ около среднего значения $\sigma = 28^\circ$.

Проведенное сравнение результатов одновременной обработки фединговых записей методом плоского и объемного корреляционного анализа позволяет утверждать, что объемный характер неоднородностей ионизации и их произвольная ориентация в пространстве, а также существование вертикальной составляющей дрейфа искажают результаты, полученные в случае пространственно-разнесенного приема, и указывает на необходимость учета погрешностей, присущих этому методу.

Кроме того, применение частотно-пространственно-разнесенного метода и объемного корреляционного анализа дает дополнительные сведения о параметрах мелкомасштабных неоднородностей ионизации и сведения о вертикальной составляющей скорости дрейфа.

В заключение авторы благодарят Нгуен Тхань Туена за помощь при подготовке данных к счету.

ЛИТЕРАТУРА

1. Веупон W. J., Вроуп G. M. Ann. JGY 3, No. 5, 81, 1956.
2. Миркотан С. Ф., Кушнеревский Ю. В. «Ионосферные исследования», № 12, 1964.
3. Гусев В. Д., Миркотан С. Ф. В сб.: «Исследование неоднородностей в ионосфере», № 4. М., Изд-во АН СССР, 1960, стр. 7.
4. Миркотан С. Ф. В сб.: «Исследование неоднородностей в ионосфере», № 4. М., Изд-во АН СССР, 1960, стр. 20.
5. Booker H. G., Ratcliffe I. A., Shinn D. H. Philos. Trans. Roy. Soc. (London), 242, 679, 1950.
6. Денисов Н. Г. «Изв. вузов», радиофизика, № 2, 208, 1960.
7. Pitteway M. L. Proc. Roy. Soc., A254, 86, 1960.
8. Миркотан С. Ф. Реферат канд. диссертации. МГУ, 1955.
9. Гусев В. Д., Миркотан С. Ф. «Радиотехника и электроника», № 1, 743, 1956.
10. Неровня Л. К., Кашин А. А., Андреев Е. Г. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 1, 121, 1966.
11. Дробжев В. И. «Геомagnetизм и аэрономия», 6, № 6, 1122, 1966.
12. Альперт Я. Л. Распространение радиоволн и ионосфера. М., Изд-во АН СССР, 1960.
13. Кияновский М. П. В сб.: «Исследование неоднородностей в ионосфере», № 4. М., Изд-во АН СССР, 1960, стр. 92.

Поступила в редакцию
10.11 1969 г.

Кафедра
волновых процессов