

УДК 523.72

М. Р. ОлякРадиоастрономический институт Национальной академии наук Украины
61002, Харьков ГСП, ул. Червонопрапорна 4**О влиянии турбулентных течений в солнечном ветре
на мерцания в декаметровом диапазоне длин волн**

Для кросскорреляционных функций и спектров слабых межпланетных мерцаний получены выражения, учитывающие потоковую структуру солнечного ветра. Рассмотрено влияние крупномасштабных течений и мелкомасштабных флуктуаций скорости, распределенных по нормальному и логнормальному законам.

ПРО ВПЛИВ ТУРБУЛЕНТНИХ ПОТОКІВ У СОНЯЧНОМУ ВІТРИ НА МЕРЕХТІННЯ В ДЕКАМЕТРОВОМУ ДІАПАЗОНІ ДОВЖИН ХВИЛЬ, Оляк М. Р. — Для кроскореляційних функцій і спектрів слабких міжпланетних мерехтіннь отримано вирази, що враховують потокову структуру сонячного вітру. Розглянуто вплив великомасштабних течій і дрібномасштабних флуктуацій швидкості, розподілених за нормальним і логнормальним законами.

ON THE INFLUENCE OF SOLAR WIND TURBULENT FLOWS ON DECAMETER WAVELENGTH SCINTILLATIONS, by Olyak M. R. — The expressions for the cross-correlation functions and spectra of weak interplanetary scintillations are deduced taking into account the solar wind flow structure. The influence of large-scale currents and small-scale speed fluctuations, which are distributed under the normal and lognormal laws, is discussed.

ВВЕДЕНИЕ

Наличие неоднородностей распределения плотности и скорости плазмы солнечного ветра (СВ) установлено во время многочисленных наземных наблюдений [3, 10] и космических экспериментов [2, 8, 9, 12].

Используемый в большинстве исследований метод мерцаний позволяет описать рассеяние преимущественно на мелкомасштабных неоднородностях плазмы СВ с масштабами, не превышающими размер зоны Френеля для данной длины волны. В то же время, как показали наблюдения [7], во внешних областях гелиосферы при углах элонгации $\approx 90^\circ$ вклад в наблюдаемые мерцания в декаметровом диапазоне длин волн вносит протяженная (до 3—4 а. е.) область СВ на луче зрения. Это приводит к тому, что на характеристики принимаемого на Земле излучения влияет не только мелкомасштабная турбулентность, но и крупномасштабные структуры, связанные с наличием областей быстрого и медленного СВ. В связи с этим представляет интерес исследование распространения радиоизлучения в слоистой среде, моделирующей пересечение лучом зрения областей быстрого и медленного солнечного ветра. Анализ данных, полученных с помощью космических аппаратов, показал наличие вблизи орбиты Земли заметных флуктуаций скорости СВ [9], которые также могут оказывать влияние на наблюдаемые мерцания. Целью настоящей работы явилось получение выражений для кросс-корреляционных функций и спектров мерцаний в слоистой случайно-неоднородной среде и изучение влияния турбулентных течений и флуктуаций скорости СВ на спектры и дисперсионные зависимости фазовой скорости межпланетных мерцаний.

ИССЛЕДОВАНИЕ КРУПНОМАСШТАБНОЙ СТРУКТУРЫ ВНЕШНИХ ОБЛАСТЕЙ МЕЖПЛАНЕТНОЙ СРЕДЫ

Пусть на двух пространственно разнесенных антеннах принимается радиоизлучение от удаленного космического источника. Направим ось z из центра источника на центр вектора базы $\vec{b} = \vec{r}_a^{(1)} - \vec{r}_a^{(2)}$, где $\vec{r}_a^{(1)}, \vec{r}_a^{(2)}$ — радиусы-векторы центров антенн. Будем считать, что обе приемные антенны расположены в плоскости $z = \text{const}$, при этом $\vec{r}_a^{(1,2)} = \{r_a^{(1,2)}, z\}$, $\vec{b} = \{b^{(1)}, -b^{(2)}\}$. Будем также считать, что космическая среда, в которой распространяется радиоизлучение, состоит из n слоев случайно-неоднородной плазмы: 1 ($0 < z < L_1 = l_1$), 2 ($L_1 < z < L_2 = L_1 + l_2$), ..., n ($L_{n-1} < z < L_n = L_{n-1} + l_n$), и однородного полупространства $z > 0$. Слой с номером j характеризуется толщиной l_j , скоростью перемещения неоднородностей v_j и плотностью электронов $N_j(\vec{r}) = \bar{N}_j(\vec{r}) + \tilde{N}_j(\vec{r})$, где $\bar{N}_j(\vec{r})$ — средняя по ансамблю плотность электронов в j -м слое, $\tilde{N}_j(\vec{r})$ — флуктуации плотности электронов, \vec{r} — радиус-вектор точки на луче зрения. Предположим, что на границу $z=0$ первого слоя плазмы из полупространства $z > 0$ падает плоская монохроматическая волна с частотой ω . Для медленно изменяющейся комплексной амплитуды $U_j(\vec{r})$ поля в j -м слое можно записать параболическое уравнение

$$2ik \frac{U_j}{z} - U_j - k^2 [\dots] U_j - k^2 \dots U_j = 0, \quad (1)$$

$$k \dots / c, \quad \dots = 1 - 4 r_e N_j / k^2, \quad \dots = 4 r_e N_j / k^2,$$

где r_e — классический радиус электрона. На границе $z = L_j$ двух сред с номерами j и $j + 1$ выполняется условие $U_{j+1} = U_j$. Решение уравнения (1) для излучения на выходе из слоя с номером j можно записать, используя метод фейнмановских интегралов по траекториям [11]:

$$\begin{aligned} U_j(\vec{r}_j, L_j) &= d^{2\vec{r}_{j-1}} U_{j-1}(\vec{r}_{j-1}, L_{j-1}) G_j(\vec{r}_j, L_j; \vec{r}_{j-1}, L_{j-1}), \quad (2) \\ &= G_j(\vec{r}_j, L_j; \vec{r}_{j-1}, L_{j-1}) = \\ &= D\vec{s}_j(z) \exp \frac{ik}{2} \int_{L_{j-1}}^{L_j} dz [(d\vec{s}_j(z)/dz)^2 - \dots - 1] (\vec{s}_j(z), z, t). \end{aligned}$$

Здесь $G_j(\vec{r}_j, L_j; \vec{r}_{j-1}, L_{j-1})$ — функция Грина, $U_{j-1}(\vec{r}_{j-1}, L_{j-1})$ — поле на входе в j -й слой, $D\vec{s}_j(z)$ — дифференциал в пространстве непрерывных траекторий $\vec{s}_j(z)$. Интегрирование ведется по всем возможным траекториям с граничными условиями $\vec{s}_0(0) = \vec{r}_0$, $\vec{s}_j(L_j) = \vec{r}_j$, $\vec{s}_{j-1}(L_{j-1}) = \vec{s}_j(L_{j-1})$, $\vec{s}_n(L_n) = \vec{r}_n = \vec{r}_a$. На выходе из n -го слоя получим

$$U_n(\vec{r}_n, L_n) = \dots d^{2\vec{r}_0} d^{2\vec{r}_1} \dots d^{2\vec{r}_{n-1}} U_0(\vec{r}_0, 0) \prod_{j=1}^n G_j(\vec{r}_j, L_j; \vec{r}_{j-1}, L_{j-1}).$$

Предположим, что флуктуации диэлектрической проницаемости распределены в среде по нормальному закону, скорость перемещения неоднородностей внутри каждого слоя постоянна и направлена вдоль радиального направления от Солнца. Введем перпендикулярную к лучу зрения составную скорости переноса неоднородностей $\vec{v}_j(\vec{s}_j(z), z)$. Определим пространственно-временные кросс-корреляционные функции флуктуаций интенсивности радиоизлучения, распространяющегося в j -м слое как

$$\begin{aligned} B_j(\vec{r}_j^{(1)}, \vec{r}_j^{(2)}, t_1, t_2) &= \\ &= U_j(\vec{r}_j^{(1)}, t_1) U_j^*(\vec{r}_j^{(1)}, t_1) U_j^*(\vec{r}_j^{(2)}, t_2) U_j(\vec{r}_j^{(2)}, t_2) \\ &= U_j(\vec{r}_j^{(1)}, t_1) U_j^*(\vec{r}_j^{(1)}, t_1) U_j^*(\vec{r}_j^{(2)}, t_2) U_j(\vec{r}_j^{(2)}, t_2). \end{aligned}$$

Здесь U_j определяется представлением (2). Рассмотрим режим слабых мерцаний, при котором поперечный масштаб флуктуаций волнового фронта, на котором фаза изменяется на π , превышает размер зоны Френеля. В этом случае траектории лучей внутри каждого слоя практически не отличаются от невозмущенных траекторий $\vec{S}_j(z)$, определяемых уравнением Эйлера

$$\vec{S}_j(z) = \vec{r}_{j-1} + (\vec{r}_j - \vec{r}_{j-1})z/l_j,$$

где $z \in (L_{j-1}, L_j)$ [11]. Используя приближение квазистационарности, гипотезу локальной вмерзженности неоднородностей [4] и методику вычисления четвертых моментов поля [11], получим следующее выражение для кросскорреляционной функции флуктуаций интенсивности радиоизлучения на выходе из n -го слоя плазмы:

$$B(\vec{b}, \vec{v}_j) = \frac{4}{k} \frac{r_e^2}{l_{j-1}^2} d^{2n-1} d^{2n-1} l_j^{-1/2} N_j(\vec{r}_j, 0) \sin^2[\vec{r}_j \cdot \vec{v}_j / 2k] \exp[-\frac{1}{2} L_n^2 \vec{v}_j^2 / 2 - i \vec{r}_j \cdot (\vec{b} - \vec{v}_j)].$$

Здесь t_1, t_2 — угловой размер источника с гауссовым распределением радиояркости, трехмерный пространственный спектр неоднородностей электронной концентрации внутри j -го слоя $N_j(\vec{r}_j, 0)$ предполагаем степенным и изотропным.

Предположим, что перпендикулярная к лучу зрения составная скорости в j -м слое \vec{v}_j параллельна вектору базы \vec{b} , и введем кросс-спектры мерцаний на выходе из n -го слоя

$$W(\vec{b}, f) = B(\vec{b}, \vec{v}_j) \exp(2 i f \cdot d).$$

После интегрирования по пространственным волновым числам по аналогии с [5] получим

$$W(b, f) = \prod_{j=1}^n W_j(v_j, b, f),$$

где

$$W_j(v_j, b, f) = A^2 d \frac{l_j^2 N_j(\vec{r}_j)}{v_j^{p/2} u_j^{(p-1)/2}} \exp \frac{2 i f b}{v_j} \exp \frac{p/2 - 3/2}{2} \exp \frac{1}{2} u_j^2 g_j^2 W_j(u_j^2 g_j^2) - \text{Re } q_j^{p/2 - 3/2} \exp \frac{1}{2} u_j^2 q_j^2 W_j(u_j^2 q_j^2), \quad (3)$$

$$u_j = 2 f / v_j, \quad g_j = \frac{1}{2} L_n^2 \vec{v}_j^2,$$

$$q_j = [g_j^2 + i l_j / k]^{1/2}.$$

Здесь $W_j(v_j, b, f)$ — составляющая кросс-спектра, обусловленная мерцаниями на неоднородностях j -го слоя, $A = \text{const}$ — численный

коэффициент, пропорциональный плотности потока от радиоисточника на частоте ω и эффективной площади антенн, $W_j(x)$ — вырожденная гипергеометрическая функция Уиттекера [1], $\nu_j = 1/4 - p/4$, p — показатель степени трехмерного пространственного спектра неоднородностей в j -м слое, $N_{0j}^2(x)$ — дисперсия флуктуаций электронной концентрации вдоль луча зрения, l_{0j} и l_{0j} — соответственно внутренний и внешний масштабы турбулентности.

Рассмотрим возможность применения полученных выражений для изучения крупномасштабной структуры межпланетной среды. Следуя работе [4], определим фазовую скорость гармоники f кросс-спектра как

$$V(f) = \frac{2fb}{\arctg(\text{Im}W(b, f) / \text{Re}W(b, f))}. \quad (4)$$

Предположим, что на расстоянии l_S от Земли проходит высокоскоростной поток шириной l_F . При этом луч зрения пересекает три области: область медленного солнечного ветра с параметрами v_{S1} , N_{S1} , l_{S1} , простирающуюся от внешней границы рассеивающей области (в общем случае от границы гелиосферы) до внешней границы высокоскоростного потока, область быстрого солнечного ветра с параметрами v_F , N_F , l_F и прилегающую к Земле область медленного СВ с параметрами v_S , N_S , l_S . Как для медленного, так и для быстрого солнечного ветра входящие в выражения для кросс-корреляционных функций и спектров величины ν и N внутри каждого слоя являются плавными функциями координат и убывают с увеличением расстояния от точки на луче зрения до Солнца. Соответственно для $\nu_j(x)$ и $N_{0j}^2(x)$, входящих в выражение для кросс-спектра $W_j(\nu_j, b, f)$, по аналогии с [5] можно записать

$$\nu_j(x) = \frac{\nu_j \sin(\theta)}{R_j(x)/R_0},$$

$$N_{0j}^2(x) = \frac{N_{0j}^2}{[R_j(x)/R_0]^{2j}}.$$

Здесь $R_j(x) = [R_0^2 - 2R_0(l_j - L_{j-1})\cos(\theta) + (l_j - L_{j-1})^2]^{1/2}$, θ — угол элонгации, R_0 соответствует одной астрономической единице, N_{0j}^2 — дисперсия флуктуаций плотности электронов на уровне орбиты Земли, j принимает значения S, F, S_1 для медленного и быстрого солнечного ветра.

На рис. 1 приведены результаты численных расчетов нормированных спектров мерцаний $W(f) = W(0, f)/W(0, 0)$ и дисперсионных зависимостей фазовой скорости $V(f)$ при $b = 150$ км, $\nu_j = 1.5$, $\theta = 90^\circ$, $j = 2$ и несущей частоте 25 МГц для случаев, когда высокоскоростной поток СВ шириной $l_F = 1$ а. е. проходит вблизи

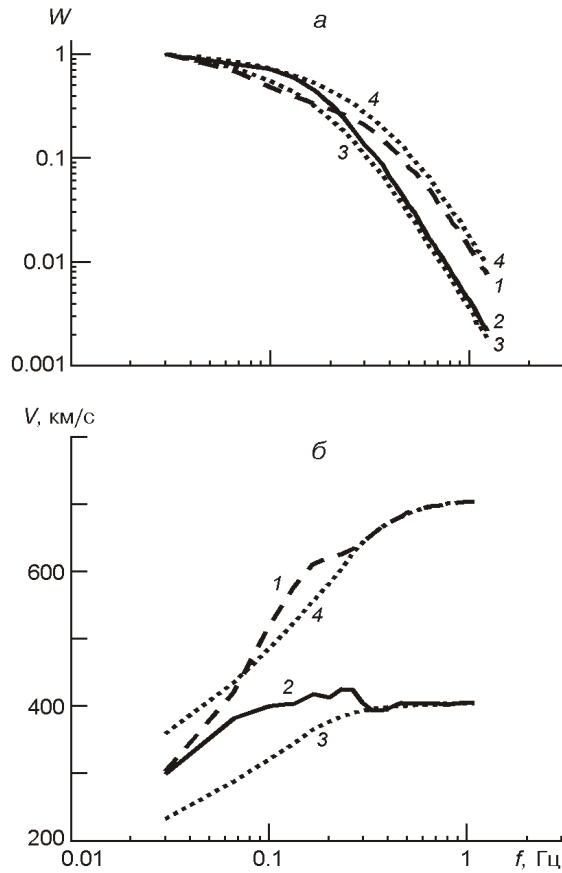


Рис. 1. Временные спектры мерцаний (а) и дисперсионные зависимости фазовой скорости (б) для потоковой (кривые 1, 2) и сферически-симметричной (кривые 3, 4) моделей СВ при $p_S = 3.7$, $v_S = 400$ км/с, $p_F = 3.7$, $v_F = 700$ км/с

Земли (кривые 1) и удален от нее на расстояние $l_S = 1$ а. е. (кривые 2). Для сравнения приведены графики $W(f)$ и $V(f)$ для сферически симметричной модели СВ со скоростями, соответствующими скоростям медленного (кривые 3) и быстрого (кривые 4) потоков. Как видно, спектры и дисперсионные кривые, полученные с учетом потоковой структуры СВ, отличаются от спектров и дисперсионных кривых для сферически-симметричного СВ. Также заметно отличаются результаты расчетов $W(f)$ и $V(f)$ для случаев, когда высокоскоростной поток проходит вблизи Земли и удален от нее. Если поток быстрого СВ проходит вблизи Земли, имеет место резкое увеличение наклона дисперсионной кривой на низких спектральных частотах, максимальное значение $V(f)$ определяется величиной $v_F = v_F \sin \theta$. Если же высокоскоростной поток пересекает луч зрения на расстоянии l_S от Земли, дисперсионный разброс скоростей $|V_{\max} - V(0)|$ может оказаться несколько меньше, чем для сферически-

симметричной модели СВ. Подобный эффект обусловлен тем, что наличие высокоскоростного потока увеличивает значение средней вдоль луча зрения проекции скорости \bar{v} (равной $V(0)$ [4]), в то время как максимальное значение $V(f)$ на высоких частотах в данном случае преимущественно определяется перпендикулярной составной скорости проходящего вблизи медленного потока v_s . Как показали расчеты, с увеличением ширины проходящего вблизи Земли высокоскоростного потока зависимости $W(f)$ и $V(f)$ приближаются к соответствующим зависимостям для быстрого сферически-симметричного СВ. По мере удаления высокоскоростного потока его влияние ослабевает, и при $l_s \gg 3$ а. е. зависимости $W(f)$ и $V(f)$ практически не отличаются от соответствующих зависимостей для медленного сферически-симметричного СВ.

ВЛИЯНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ СКОРОСТИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА НА СПЕКТРЫ И ДИСПЕРСИОННЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ФАЗОВОЙ СКОРОСТИ МЕРЦАНИЙ

Полученные выше выражения для $W(b, f)$ соответствуют движению неоднородностей межпланетной плазмы внутри каждого слоя с постоянной скоростью v_j . В действительности скорость v_j испытывает флуктуации, причем различные на разных участках траектории луча. Это приводит к тому, что картина распределения амплитуды принимаемого сигнала в плоскости $z = \text{const}$ движется не как единое целое и не с постоянной скоростью. Пусть в j -м слое на фоне одной характерной скорости $v_j^{(0)}$ установилось некое распределение скоростей с дисперсией σ_j . Пренебрегая эффектом перемежаемости, будем считать, что флуктуации скорости внутри слоя распределены по закону Гаусса

$$g(v_j, \sigma_j) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_j} \exp\left[-\frac{(v_j - v_j^{(0)})^2}{2\sigma_j^2}\right].$$

В этом случае выражение для кросс-спектра слабых межпланетных мерцаний примет вид

$$\bar{W}_g(b, f) = \int_{j=1}^n dv_j g(v_j, \sigma_j) W_j(v_j, b, f),$$

где $W_j(v_j, b, f)$ определяется выражением (3). Расчеты показали, что при флуктуациях скорости спектр мерцаний $\bar{W}_g(f)$ практически не изменяется, в то время как наклон дисперсионных кривых резко увеличивается.

На рис. 2 приведены графики дисперсионных зависимостей $V(f)$ (4) для сферически-симметричной модели СВ с постоянной скоростью $v^{(0)}$ при $j = 1$, $\sigma = 90$, $\sigma = 1.5$ (кривая 1) и со случайным разбро-

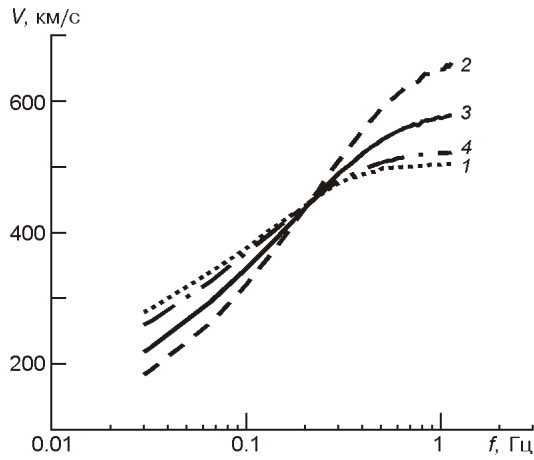


Рис. 2. Дисперсионные зависимости фазовой скорости мерцаний для сферически-симметричной модели СВ с постоянной скоростью (кривая 1) и с флуктуациями скорости, распределенными по нормальному (кривая 2) и логнормальному (кривые 3, 4) законам при $p = 3.7$, $v^{(0)} = 500$ км/с, $\sigma^2 = 0.6$, $\sigma^2 = 0.5, 0.9$ соответственно

сом скоростей при $v/v^{(0)} = 0.6$ (кривая 2). Видно, что при случайном разбросе скоростей дисперсионная кривая на высоких частотах продолжает подниматься, и после достижения максимального значения для сферически-симметричной модели с постоянной скоростью ($v^{(0)} \sin \theta$ при $\theta = 90^\circ$ [5]).

Анализ данных, полученных в последние годы с помощью космических аппаратов, показал, что при наличии эффекта перемежаемости в турбулентных потоках солнечного ветра мелкомасштабные (с временными масштабами менее суток) флуктуации параметров СВ распределены по логнормальному закону [9, 12]. Логнормальное распределение [6] имеет место, если число случайных факторов достаточно велико, воздействие каждого из них незначительно и носит мультипликативный характер. Рассмотрим влияние мелкомасштабных флуктуаций скорости на наблюдаемые характеристики мерцаний. С учетом эффекта перемежаемости функция распределения скоростей в слое примет вид [12]

$$f(v_j) = \int_0^{\infty} d v_j P(v_j) g(v_j, v_j),$$

где

$$P(v_j) = \frac{1}{v_j \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{\ln^2(v_j / v_j^{(0)})}{2\sigma_j^2} \right],$$

$g(v_j, v_j)$ — плотность вероятности нормального распределения с дисперсией σ_j^2 , $v_j^{(0)}$ — наиболее вероятное значение дисперсии флуктуаций скорости, $\sigma_j^2 = (\ln v_j)^2$ — ширина логнормального распределения. Для кросс-спектра мерцаний на выходе из n -го слоя получим

$$\bar{W}_l(b, f) = \int_{j=1}^n dv_j \int_0^{\infty} d v_j P(v_j) g(v_j, v_j) W_j(v_j, b, f).$$

На рис. 2 (кривые 3, 4) приведены графики дисперсионной зависимости фазовой скорости мерцаний для сферически-симметричной модели СВ с флуктуациями скорости, распределенными по лог-нормальному закону при $\sigma^2 = 0.5, 0.9$ соответственно. Как показали расчеты, при $\sigma^2 = 0.4$, что соответствует участкам со слабой перемежаемостью преимущественно во внутренней гелиосфере [12], дисперсионные кривые будут близки к зависимостям, характерным для нормального закона распределения флуктуаций скорости с дисперсией, равной σ^2 . По мере удаления от Солнца перемежаемость увеличивается [8], соответственно увеличивается и величина σ^2 , наклон дисперсионных кривых при этом уменьшается. Аналогичные эффекты могут иметь место и при наличии на луче зрения потоков быстрого и медленного СВ.

Таким образом, наличие неоднородностей распределения скорости СВ оказывает заметное влияние на наблюдаемые характеристики мерцаний. При этом наличие на луче зрения крупномасштабных структур с различными скоростями приводит к изменению как спектров, так и дисперсионных зависимостей фазовой скорости. В то же время влияние мелкомасштабных флуктуаций скорости на спектры незначительно, но при не слишком выраженной перемежаемости приводит к заметному увеличению наклона дисперсионной кривой. Совместный анализ спектров и дисперсионных зависимостей фазовой скорости межпланетных мерцаний позволит определить местонахождение потоков СВ с различными скоростями и учесть разброс скоростей внутри потоков.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программы фундаментальных исследований НАН Украины «Разработка теории, методов и информационных технологий комплексного изучения солнечно-земных связей как основы прогнозирования космической погоды» и гранта INTAS 03-5727. Автор благодарит рецензента за полезные замечания.

1. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. — М.: Наука, 1971.—1094 с.
2. Иванов К. Г., Романец Е. П. Некоторые типичные и необычные явления солнечно-земной физики в январе — июне 1999 г. // Геомагнетизм и аэронаука.—2000.—**40**, № 5.—С. 15—24.
3. Лотова Н. А., Обридко В. Н., Владимирский К. В. Три типа течения в структуре потоков солнечного ветра // Астрон. журн.—2002.—**79**, № 4.—С. 377—384.
4. Лотова Н. А., Чашиной И. В. Тонкая структура скорости солнечного ветра в модели степенного спектра неоднородностей // Геомагнетизм и аэронаука.—1975.—**15**, № 5.—С. 769—776.
5. Оляк М. Р. О возможности изучения тонкой структуры внешних областей солнечного ветра в декаметровом диапазоне радиоволн // Кинематика и физика небес. тел.—2006.—**22**, № 5.—С. 340—345.

6. *Pao C. P.* Линейные статистические методы и их применение. — М.: Наука, 1968.—547 с.
7. *Фалькович И. С., Коноваленко А. А., Калининко Н. Н. и др.* Первые результаты дисперсионного анализа межпланетных мерцаний в декаметровом диапазоне длин волн // Радиофизика и радиоастрономия.—2007.—**12**, № 4.— С. 350—356.
8. *Bruno R., Bavassano B., Pietropaolo E., et al.* Effects of intermittency on interplanetary velocity and magnetic field fluctuations anisotropy // *Geophys. Res. Lett.*—1999.—**26**, N 20.—P. 3185—3188.
9. *Burlaga L. F., Lazarus A. J.* Lognormal distributions and spectra of solar wind plasma fluctuations: Wind 1995—1998 // *J. Geophys. Res.*—2000.—**105**, N A2.— P. 2357—2364.
10. *Hayashi K., Kojima M., Tokumaru M., et al.* MHD tomography using interplanetary scintillation measurement // *J. Geophys. Res.*—2003.—**108**, N A3.— P. 1102—1123.
11. *Kukushkin A., Olyak M.* Propagation effects in the radio interferometry of polarized radiation // *Waves in Random Media.*—1994.—**4**, N 1.—P. 59—81.
12. *Sorriso-Valvo L., Carbone V., Vettri P., et al.* Intermittency in the solar wind turbulence through probability distribution functions of fluctuations // *Geophys. Res. Lett.*—1999.—**26**, N 13.—P. 1801—1804.

Поступила в редакцию 22.07.08