

УДК 523.62-726+53.08

МЕЛКОМАСШТАБНАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ МАГНИТОСЛОЯ ЗЕМЛИ*Ю. В. Токарев**

Научно-исследовательский радиофизический институт, г. Нижний Новгород, Россия

Представлены результаты экспериментов по приёму сигналов станда «Сура» в диапазоне 9 МГц на космическом аппарате «Wind». Предложена и реализована методика определения временного спектра неоднородностей электронной концентрации магнитослоя с пространственными масштабами, менее 100 км, на основе спектра мерцаний в рамках теории слабого рассеяния радиоволн. С учётом данных прямых измерений электронной концентрации на космических аппаратах с временным разрешением порядка 3 с установлено, что внутренний масштаб турбулентности магнитослоя меняется в пределах 10÷90 км со средним значением порядка 30 км.

ВВЕДЕНИЕ

При обтекании солнечным ветром магнитосферы Земли формируется магнитослой — область повышенной турбулентности между отошедшей ударной волной и магнитопаузой. Основные сведения о неоднородной структуре магнитослоя получены в исследованиях на космических аппаратах [1]. Из-за ограниченного временного разрешения плазменные неоднородности с размерами меньше 600÷900 км до последнего времени оставались мало изученными. Мелкомасштабные вариации параметров магнитослоя также плохо воспроизводятся существующими газодинамическими и магнитогидродинамическими моделями, предсказания которых до последнего времени ограничивались размерами порядка 0,1 радиуса Земли R_e (см., например, [2]).

Значительный интерес в этом плане представляет метод радиомерцаний, позволяющий исследовать неоднородности электронной концентрации N с размерами меньше характерного масштаба пространственного фильтра Френеля $l_0 \approx \sqrt{\pi\lambda Z}$, где λ — длина радиоволны, Z — эффективное расстояние до рассеивающего экрана. Единственные эксперименты такого рода были выполнены в ходе программы по приёму сигналов станда «Сура» в диапазоне 9 МГц на космическом аппарате «Wind» [3]. При характерном значении $Z = 12R_e$ основной флуктуирующий масштаб неоднородностей электронной концентрации ΔN магнитослоя в этом диапазоне составляет примерно 100 км, что в несколько раз меньше нижней границы изученных размеров неоднородностей в наиболее массовых на сегодняшний день прямых измерениях плотности плазмы магнитослоя на космических аппаратах с временным разрешением порядка 3 с.

В предыдущих работах по анализу экспериментов «Сура»—«Wind» была исследована зависимость индекса мерцаний от длины трассы просвечивания и её элонгации [4], а также от ориентации и величины межпланетного магнитного поля [5]. Было установлено также, что в сеансах с уверенно определяемым спектром мерцаний наклон последнего в области высоких частот мерцаний примерно на единицу больше, чем ожидается для колмогоровской турбулентности. Однако связь наблюдаемых характеристик мерцаний с параметрами рассеивающих неоднородностей магнитослоя до сих пор количественно не рассматривалась. При этом оставался в тени важный вопрос о согласовании с данными измерений неоднородностей ΔN на космических аппаратах.

Данная работа посвящена совместному анализу экспериментов по радиопросвечиванию и прямым измерениям концентрации N с целью получения дополнительной информации о мелкомасштабной плазменной турбулентности магнитослоя. В разделе 1 даётся краткое описание особенностей экспериментов «Сура»—«Wind»; приведены примеры типичных наблюдаемых спектров

* yuri.tokarev@nirfi.sci-nnov.ru

мерцаний, а также таблица основных параметров, характеризующих 28 сеансов эксперимента с наиболее чётко выраженным спектром межпланетных мерцаний. В разделе 2 выведены основные соотношения, используемые для анализа обсуждаемых экспериментов в рамках теории слабого рассеяния радиоволн в статистически неоднородной среде. В разделе 3 рассмотрена методика построения временных спектров $G_N(f)$ флуктуаций концентрации N по данным радиомерцаний с привлечением прямых измерений N на космических аппаратах. В разделе 4 представлены некоторые корреляционные зависимости, характеризующие мелкомасштабную турбулентность магнитослоя, выявленные на массиве рассмотренных сеансов. Полученные результаты кратко обсуждаются в разделе 5. В Заключение сформулированы основные результаты работы.

1. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ «СУРА»—«WIND»

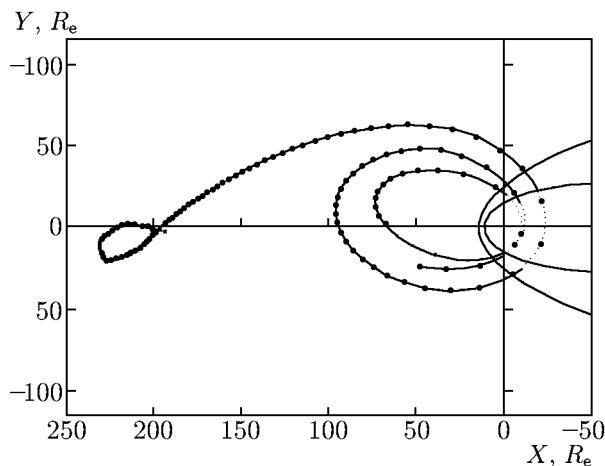


Рис. 1. Орбита аппарата «Wind» в плоскости эклиптики в период с 13.11.1996 по 14.05.1997. Ось X направлена на Солнце. Гиперболические кривые соответствуют головной ударной волне солнечного ветра и магнитопаузе [8]

При прохождении космического аппарата через диаграмму направленности передающей антенны стэнд непрерывно излучал монохроматический сигнал на одной из рабочих частот. Приёмник RAD2 переводился в режим фиксированной частоты со скоростью съёма данных 16 Гц и временем усреднения 20 мс. Запись велась с выхода 11-метровой дипольной антенны с осью вдоль оси вращения космического аппарата (Z -антенны). Сеансы длились 40÷60 мин.

Принятые сигналы сильно флуктуируют из-за рассеяния радиоволн на неоднородностях электронной концентрации вдоль трассы Земля—космический аппарат. В спектре мерцаний $P_I(f)$ можно выделить две компоненты: низкочастотную, монотонно спадающую в области частот $f \geq 10^{-2}$ Гц, и высокочастотную, характеризуемую квазиplateau, переходящим в наклонную ветвь вблизи частоты перегиба $f_i \approx 0,5 \div 3$ Гц (см. спектр сеанса 07.05.1998 на рис. 2). Видны также пики на частотах, кратных частоте вращения аппарата 0,33 Гц, возникающие из-за небольшого (порядка $1^\circ \div 2^\circ$) отклонения Z -антенны от оси вращения космического аппарата.

Первая компонента отвечает типичным для среднеширотной ионосферы минутным вариациям интенсивности и обусловлена ионосферными мерцаниями. Вторую компоненту естественно связать с рассеянием в межпланетной плазме, поскольку она возникает только при движении космического аппарата за пределами магнитосферы, а вариации интенсивности с временами $1/f_i \approx$

В качестве передатчика использовался радио-передающий комплекс НИРФИ «Сура» с диапазоном 4,6÷9,3 МГц в Васильсурске ($56,07^\circ$ с. ш., 46° в. д.) [6]; радиоволны принимались на космическом аппарате «Wind» с помощью приёмника RAD2 WAVES [7]. Аппарат «Wind» представляет собой стабилизируемый вращением аппарат с периодом вращения около 3 с и осью вращения, ориентированной на южный полюс эклиптики. Большую часть времени он движется вблизи плоскости эклиптики. Типичные эллиптические орбиты вытянуты в направлении от Земли на Солнце с апогеем $60 \div 90 R_e$ и перигеем $10 \div 15 R_e$ (см. рис. 1). В ходе экспериментов были реализованы также траектории с удалением от Земли до $1,5 \cdot 10^6$ км в дневном, вечернем и утреннем секторах.

При прохождении космического аппарата через диаграмму направленности передающей антенны стэнд непрерывно излучал монохроматический сигнал на одной из рабочих частот.

Приёмник RAD2 переводился в режим фиксированной частоты со скоростью съёма данных 16 Гц и временем усреднения 20 мс. Запись велась с выхода 11-метровой дипольной антенны с осью вдоль оси вращения космического аппарата (Z -антенны).

Сеансы длились 40÷60 мин. Принятые сигналы сильно флуктуируют из-за рассеяния радиоволн на неоднородностях электронной концентрации вдоль трассы Земля—космический аппарат. В спектре мерцаний $P_I(f)$ можно выделить две компоненты: низкочастотную, монотонно спадающую в области частот $f \geq 10^{-2}$ Гц, и высокочастотную, характеризуемую квазиplateau, переходящим в наклонную ветвь вблизи частоты перегиба $f_i \approx 0,5 \div 3$ Гц (см. спектр сеанса 07.05.1998 на рис. 2). Видны также пики на частотах, кратных частоте вращения аппарата 0,33 Гц, возникающие из-за небольшого (порядка $1^\circ \div 2^\circ$) отклонения Z -антенны от оси вращения космического аппарата.

Первая компонента отвечает типичным для среднеширотной ионосферы минутным вариациям интенсивности и обусловлена ионосферными мерцаниями. Вторую компоненту естественно связать с рассеянием в межпланетной плазме, поскольку она возникает только при движении космического аппарата за пределами магнитосферы, а вариации интенсивности с временами $1/f_i \approx$

$\approx 0,3 \div 2$ с характерны для рассеяния радиоволн на быстрых облаках солнечного ветра. Высоко-частотная особенность спектра хорошо проявляется, как правило, в условиях, когда электронная концентрация в набегающем солнечном ветре в $1,5 \div 3$ раза превышает среднестатистическое значение 5 см^{-3} . В условиях с пониженной концентрацией межпланетной плазмы уровень особенности заметно снижается, и ионосферная компонента доминирует в спектре вплоть до частоты Найквиста (8 Гц). Пример спектра «чисто» ионосферных мерцаний, наблюдавшегося в сеансе 7 мая 1998 года с аномально низкой плотностью ионов солнечного ветра, не превышающей $0,7 \text{ см}^{-3}$, приведён на рис. 2.

Ниже мы ограничимся рассмотрением сеансов с чётко выраженной высокочастотной особенностью в спектре мерцаний $P_I(f)$, когда уровень плато превышает уровень шумов обработки спектра $P_n \approx 7 \cdot 10^{-5} \text{ Гц}^{-1}$ не менее, чем в 30 раз. Сеанс включался в дальнейшее рассмотрение, если для него удавалось с достаточной степенью надёжности определить количественные параметры, характеризующие поведение модельного спектра межпланетных мерцаний (см. раздел 2). Из всей совокупности проведённых экспериментов было отобрано 28 таких сеансов. Параметры модельных спектров межпланетных мерцаний для отобранных сеансов представлены в табл. 1 вместе с некоторыми сведениями об условиях проведения экспериментов «Сура»—«Wind». В дальнейшем рассмотрении межпланетная плазма считалась квазинейтральной.

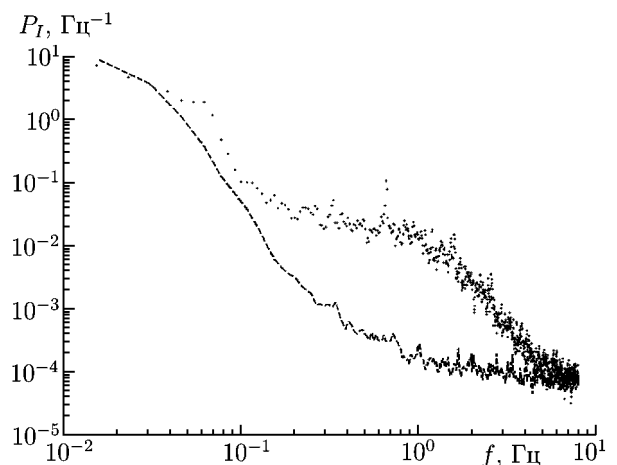


Рис. 2. Спектры мерцаний сигналов станда «Сура» в сеансах 18.07.2005 (точки) и 07.05.1998 (штриховая линия); следы гармоник вращения в сеансе 07.05.1998 удалены

2. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Как известно, флуктуации интенсивности принимаемого сигнала $I(t)$ обусловлены рассеянием излучения на движущихся неоднородностях электронной концентрации среды распространения. Ниже мы будем использовать наблюдаемый спектр флуктуаций $I(t)$ в точке наблюдения (спектр мерцаний $P_I(f)$) для определения одномерного временного спектра $G_N(f)$ флуктуаций концентрации $N(t)$. Оба этих спектра являются производными от квадратичного трёхмерного спектра $\Phi_N(\mathbf{q})$ разложения дисперсии флуктуаций концентрации ΔN по пространственной частоте \mathbf{q} ($\langle \Delta N^2 \rangle = \iiint \Phi_N(\mathbf{q}) d^3q$).

При рассеянии сферической волны от точечного источника на тонком фазовом экране для случая изотропных замороженных неоднородностей ΔN в режиме слабых мерцаний спектр $P_I(f)$ связан с $\Phi_N(\mathbf{q})$ линейным соотношением [10–13]:

$$P_I(f) = \frac{A\lambda^2}{V_{\perp} \Delta r} \int_{-\infty}^{+\infty} \sin^2 \{ [x^2 + (\omega/V_{\perp})^2] Z/(2k) \} \Phi_N \{ [x^2 + (\omega/V_{\perp})^2]^{1/2} \} dx. \quad (1)$$

Здесь Z — эффективное расстояние до экрана, Δr — толщина экрана, V_{\perp} — проекция скорости движения среды V на картинную плоскость, $\omega = 2\pi f$, $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны наблюдения, A — численный коэффициент. При выводе формулы (1) за основу взято соотношение (14)

для плоской волны из работы [10]. В соответствии с выводами [11] в случае сферической волны расстояние до фазового экрана Z записывается в виде $r(R-r)/R$, где r и R — расстояния от приёмника до рассеивающего экрана и источника радиоволн, соответственно; численный коэффициент уменьшен примерно на порядок. В численных расчётах ниже использовано значение $A = 3 \cdot 10^{-25}$ см², как в работе [12].

Для изотропных замороженных неоднородностей случайно-неоднородной среды одномерный спектр при измерениях на космическом аппарате связан с трёхмерным спектром соотношением [11]:

$$G_N(f) = \frac{4\pi^2}{V} \int_{2\pi f/V}^{\infty} \Phi_N(q) q \, dq. \quad (2)$$

Здесь учтено, что $G_N(f) = 2\pi G_N(\omega)$ и скорость космического аппарата много меньше скорости движения среды V .

Ниже мы ограничимся рассмотрением спектра $\Phi_N(q)$ вида $Cq^{-n} \exp[-ql_i/(2\pi)^2]$. Данный вид отражает основные априорные особенности пространственного спектра флуктуаций концентрации N — степенной характер в области крупных масштабов и увеличение наклона вблизи внутреннего масштаба турбулентности l_i . Выражение (1) при этом можно представить в виде $P_I(f) = P_0 J(p = f/f_{0\perp})$,

$$P_0[\Gamma_{\text{ц}}^{-1}] = \frac{2\pi A \lambda^2 \Delta r C}{V_{\perp}} \left(\frac{\lambda Z}{4\pi} \right)^{(n-1)/2}, \quad (3)$$

— масштабирующий коэффициент, не зависящий от f ,

$$J(p = f/f_{0\perp}) = p^{1-n} \int_1^{\infty} \frac{x^{1-n} \sin^2(x^2 p^2) \exp[-(xpd)^2]}{(x^2 - 1)^{1/2}} \, dx, \quad (4)$$

— безразмерный множитель, дающий частотную зависимость спектра мерцаний, аргумент $p = f/f_{0\perp}$, частота $f_{0\perp} = V_{\perp}/l_0$; длина $l_0 = \sqrt{\pi\lambda Z}$; отношение $d = l_i/l_0$.

Единичный безразмерный спектр $J(p = f/f_{0\perp})$ из (4) представлен на рис. 3а как функция нормированной частоты $p = f/f_{0\perp}$ для нескольких значений параметра d при индексе $n = 3, 6$. В предельном случае $l_i \rightarrow 0$ пространственный спектр является степенным, $\Phi_N(q) = Cq^{-n}$. Для сравнения на рис. 3б приведены кривые $J(p = f/f_{0\perp})$ в случае $l_i = 0$ при разных наклонах n степенного трёхмерного спектра. В логарифмическом масштабе в каждой кривой $J(p = f/f_{0\perp})$ можно выделить квазиplateau, переходящее вблизи $p = 1$ в спадающую ветвь, показатель степени которой b растёт с ростом нормированной частоты. В случае $l_i = 0$ с ростом безразмерной частоты p показатель спектра мерцаний b на спадающем участке стремится к $n - 1$; в общем случае наклон b превышает асимптотическое значение $n - 1$ тем сильнее, чем больше отношение l_i/l_0 .

Временной спектр $G_N(f)$ для $\Phi_N(q) = Cq^{-n} \exp[-q^2 l_i^2 / (2\pi)^2]$ принимает вид

$$G_N(f) = \frac{\pi^2 C}{V} \left(\frac{2\pi f}{V} \right)^{2-n} \int_1^{\infty} x^{1-n} \exp[-(x l_i f / V)^2] \, dx. \quad (5)$$

На частотах $f \leq V/l_i$ спектр является степенным, f^a , с показателем $a = n - 2$, а на более высоких частотах его показатель неограниченно возрастает.

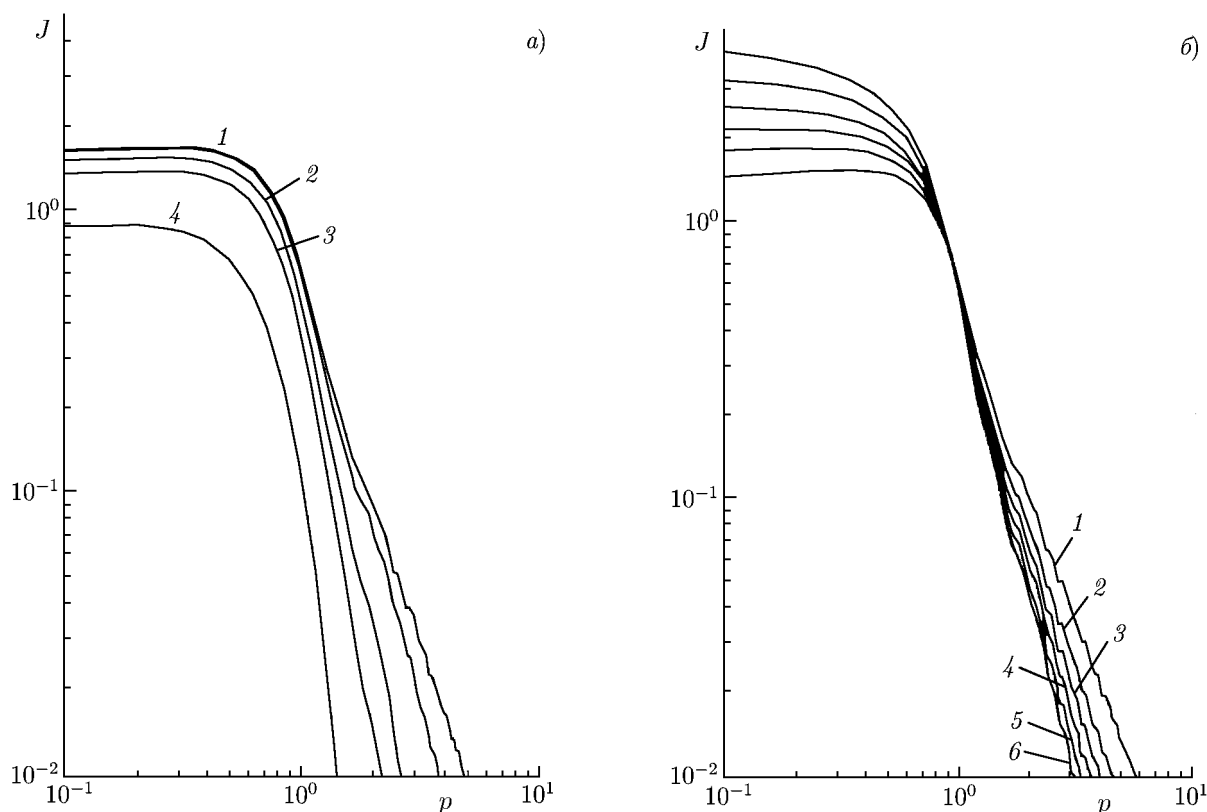


Рис. 3. Безразмерные спектры мерцаний $J(p)$ (см. выражение (4)): случай трёхмерного спектра с депрессией вблизи внутреннего масштаба турбулентности (а) для $d = 0,033; 0,1; 0,33; 0,5; 1,0$ (для кривых 1–4 соответственно) при $n = 3,6$ и случай степенного трёхмерного спектра (б) с $n = 3,3; 3,5; 3,7; 3,9; 4,1; 4,3$ (для кривых 1–6 соответственно)

В целом можно отметить, что в отличие от случая $\Phi_N(q) \propto q^{-n}$ показатель спектров $P_I(f)$ и $G_N(f)$ на высоких частотах в общем случае определяется не только величиной n , но и отношением $d = l_i/l_0$.

Приведём также выражение для дисперсии флуктуаций электронной концентрации $\langle dN^2 \rangle_{l_0} = 4\pi \int_{2\pi/l_0}^{\infty} \Phi(q) q^2 dq$ на масштабе l_0 . Для рассматриваемого трёхмерного спектра

$$\langle dN^2 \rangle_{l_0} = 4\pi C \left(\frac{l_0}{2\pi} \right)^{n-3} \int_1^{\infty} x^{2-n} \exp(-x^2 d^2) dx. \quad (6)$$

В предельном случае $l_i \rightarrow 0$ дисперсия $\langle dN^2 \rangle_{l_0} \rightarrow [4\pi/(n-3)] C [l_0/(2\pi)]^{n-3}$. Величина $\sqrt{\langle dN^2 \rangle_{l_0}}/N$ характеризует относительные флуктуации электронной концентрации с френелевским масштабом и обычно используется в работах по радиомерцаниям в качестве показателя возмущённости среды.

3. ПОСТРОЕНИЕ ВРЕМЕННОГО СПЕКТРА $G_N(f)$

Рассмотрим методику построения временного спектра $G_N(f)$ по данным радиопросвечивания. В её основе лежит определение параметров модельного спектра мерцаний $P_I(f)$ из его сопоставле-

ния с наблюдаемым спектром мерцаний. Результаты такого определения, вообще говоря, зависят от принятой модели трёхмерного спектра флуктуаций электронной концентрации.

3.1. Степенной трёхмерный спектр

Предположим, что пространственный спектр $\Phi_N(q)$ описывается степенным законом Cq^{-n} во всём рассматриваемом диапазоне волновых чисел. Показатель n при этом можно определить по наклону b наблюдаемого спектра в логарифмическом масштабе на частотах выше частоты перелома, исходя из асимптотики $P_I(f, n) \propto f^b$, где $b = n - 1$.

На практике, однако, такая процедура в сеансах с относительно невысоким уровнем плато P_0 может приводить к значительным неточностям из-за ограниченности временного окна анализа и наличия шумов записи. Лучшие результаты даёт совмещение модельного спектра, определяемого соотношением (4), с наблюдаемым спектром мерцаний $P_I(f)$ во всём доступном интервале частот мерцаний, начиная с частоты $f \approx 0,5$ Гц, где вклад ионосферной компоненты становится пренебрежимо малым, до частоты Найквиста 8 Гц. Полученные по этой методике значения n приведены в табл. 1. Среднее значение индекса n по всем рассмотренным сеансам составляет 4,1 с погрешностью 0,15. Эта величина на 0,5 меньше определённой в работах [4, 5] путём аппроксимации наблюдаемого спектра мерцаний прямой линией на частотах выше частоты перелома. Различие обусловлено тем, что на начальном участке спадающей ветви наклон спектра, как видно из рис. 3, больше асимптотического значения $b = n - 1$.

В случае $\Phi_N(q) \propto q^{-n}$ временной спектр также является степенным, $G_N(f) \propto f^{2-n}$, и при $\langle n \rangle = 4,1$ его наклон должен составлять $\langle a \rangle = \langle n \rangle - 2 = 2,1$. Чтобы определить область допустимых значений наклона n пространственного спектра $\Phi_N(q)$, были проанализированы измерения неоднородностей ΔN на космическом аппарате «Themis» с временным разрешением $\delta t \approx 3$ с вблизи минимума 24-го цикла солнечной активности. Рассматривались пересечения космическим аппаратом магнитослоя при повышенной концентрации плазмы набегающего солнечного ветра $N_{sw} = 5 \div 15 \text{ см}^{-3}$, соответствующей сеансам, приведённым в табл. 1. Отбор необходимых периодов проводился по результатам измерений на космическом аппарате «Wind», который находился на расстояниях порядка $220R_e$ в солнечном направлении; при анализе использовались ресурсы [8, 9]. По четырём пересечениям магнитослоя аппаратом «Themis-B» в период 1–7 ноября 2007 года было установлено, что уровень турбулентности в разных областях магнитослоя неодинаков, однако частотный спектр флуктуаций концентрации в диапазоне $0,02 \div 0,20$ Гц в целом можно описать степенным законом $G_N(f) \propto f^a$ с показателем $a = 1,2 \div 1,8$ (см. рис. 4).

Таким образом, прямые измерения на космических аппаратах дают более пологие спектры флуктуаций электронной концентрации в магнитослое, чем анализ экспериментов по радиомерцаниям в предположении степенного трёхмерного спектра. Это свидетельствует о том, что пространственный спектр магнитослоя $\Phi_N(q)$ характеризуется увеличением наклона при переходе от области масштабов $l \geq 2V\delta t = 1\,200 \div 1\,800$ км (при $V \approx 200 \div 300$ км/с), определяющих флуктуации концентрации N в измерениях на космических аппаратах с разрешением $\delta t \approx 3$ с, к масштабам $l \leq \sqrt{\pi\lambda Z} \approx 100$ км, определяющим мерцания сигналов в экспериментах «Сура»—«Wind».

3.2. Трёхмерный спектр с мелкомасштабной депрессией

Рассмотрим теперь пространственный спектр вида $\Phi_N(q) = Cq^{-n} \exp[-q^2 l_1^2 / (2\pi)^2]$. Поведение спектра мерцаний $P_I(f) = P_0 J(p = f/f_{0\perp})$ при фиксированном n , как видно из формул (3) и (4), определяется спектральной плотностью плато P_0 , частотой перегиба $f_{0\perp}$ и отношением $l_1/l_0 = d$.

Таблица 1. Сведения об условиях проведения экспериментов [8, 9] и параметры модельных спектров. Время t_p соответствует времени прохождения аппарата «Wind» через максимум луча стенда «Сура». Здесь и далее R — расстояние от космического аппарата до Земли, R_{bs} — от космического аппарата до ударной волны, R_{mp} — от космического аппарата до магнитопаузы, e — угол элонгации, знак «-» относится к вечернему сектору. Концентрация плазмы N_{sw} и скорость V_{sw} солнечного ветра усреднены по периоду, предшествующему сеансу просвечивания с временным сдвигом $(R_{bs} + R_{mp}) \cos(e)/(2V_{sw})$ [9]

номер сеанса	Дата	t_p (UT), ч:мин	R/R_e ,	R_{bs}/R_e ,	R_{mp}/R_e ,	l_0 , км	e , градусы	N_{sw} , см ⁻³	V_{sw} , км/с	n	P_0 , Гц ⁻¹	$f_{0\perp}$, Гц	$d =$ $= l_i/l_0$
1	29.12.1996	15:24	33,1	4,7	15,9	68	-88,6	15,0	315	4,7	0,0060	3,4	1,00
2	28.04.1997	09:10	219,4	205,0	208,4	89	6,4	17,0	326	4,2	0,0110	1,0	0,30
3	29.04.1997	09:10	218,5	204,0	207,5	89	6,4	11,5	315	3,8	0,0040	1,0	0,20
4	06.07.1997	05:40	43,9	26,5	32,5	81	54,1	8,5	345	4,2	0,0023	2,7	0,50
5	07.07.1997	06:15	55,8	39,6	44,6	83	45,3	16,0	360	4,5	0,0100	2,0	0,30
6	09.07.1997	06:55	73,5	58,3	62,5	84	33,9	9,7	365	3,8	0,0020	1,8	0,20
7	19.07.1997	08:56	82,6	68,3	71,6	84	7,8	7,5	430	3,5	0,0020	1,5	0,14
8	29.07.1997	05:20	54,8	35,0	43,0	86	65,0	8,5	345	4,7	0,0050	2,9	0,50
9	30.07.1997	06:15	66,7	48,5	55,2	87	56,9	7,0	370	4,3	0,0030	2,5	0,30
10	12.08.1997	08:10	131,8	117,2	120,7	88	22,2	5,7	395	3,8	0,0030	1,2	0,20
11	13.08.1997	08:20	133,5	118,5	122,1	89	20,9	10,5	395	4,3	0,0070	1,7	0,30
12	14.08.1997	08:30	134,0	119,5	123,1	89	19,8	6,0	510	3,6	0,0080	1,5	0,10
13	19.08.1997	09:20	133,9	119,5	122,9	87	13,5	10,5	376	3,9	0,0070	1,0	0,30
14	19.06.1998	11:12	133,8	117,8	122,7	90	-28,9	9,5	450	3,6	0,0015	3,0	0,20
15	22.06.1998	11:24	117,1	100,5	106,0	90	-34,8	6,0	390	4,1	0,0035	2,4	0,50
16	23.06.1998	11:36	110,8	93,7	99,6	90	-37,0	10,5	370	5,2	0,0050	2,5	0,50
17	06.07.1998	09:15	60,4	46,1	49,4	81	2,5	10,0	640	3,8	0,0100	1,6	0,14
18	29.07.1998	08:30	69,6	55,3	58,6	83	15,0	13,0	350	3,7	0,0080	1,5	0,10
19	30.07.1998	08:38	76,8	62,5	65,8	84	11,0	9,0	375	3,9	0,0070	1,2	0,10
20	26.11.1999	04:51	53,8	30,5	41,1	89	76,9	4,0	440	3,9	0,0005	3,9	0,30
21	13.09.2000	03:45	225,3	191,7	212,0	118	82,2	7,0	430	4,2	0,0040	2,7	0,33
22	15.09.2000	03:45	232,0	198,3	218,9	118	82,8	7,0	330	4,1	0,0060	1,9	0,50
23	26.10.2001	03:04	48,1	17,1	29,2	102	97,1	10,0	385	4,6	0,0070	2,3	0,30
24	18.11.2001	02:50	61,5	27,7	41,5	100	97,5	5,5	400	4,8	0,0012	3,1	0,50
25	19.11.2001	03:20	69,3	37,2	54,8	101	92,8	7,0	390	5,0	0,0050	3,2	0,90
26	20.11.2001	03:40	75,2	44,6	61,2	102	89,2	13,0	490	3,6	0,0100	3,0	0,05
27	18.07.2005	09:10	264,7	250,4	253,7	89	4,9	10,5	430	4,6	0,0080	1,7	0,33
28	20.07.2005	09:10	264,4	250,1	253,4	89	4,9	9,7	480	3,6	0,0040	2,0	0,20

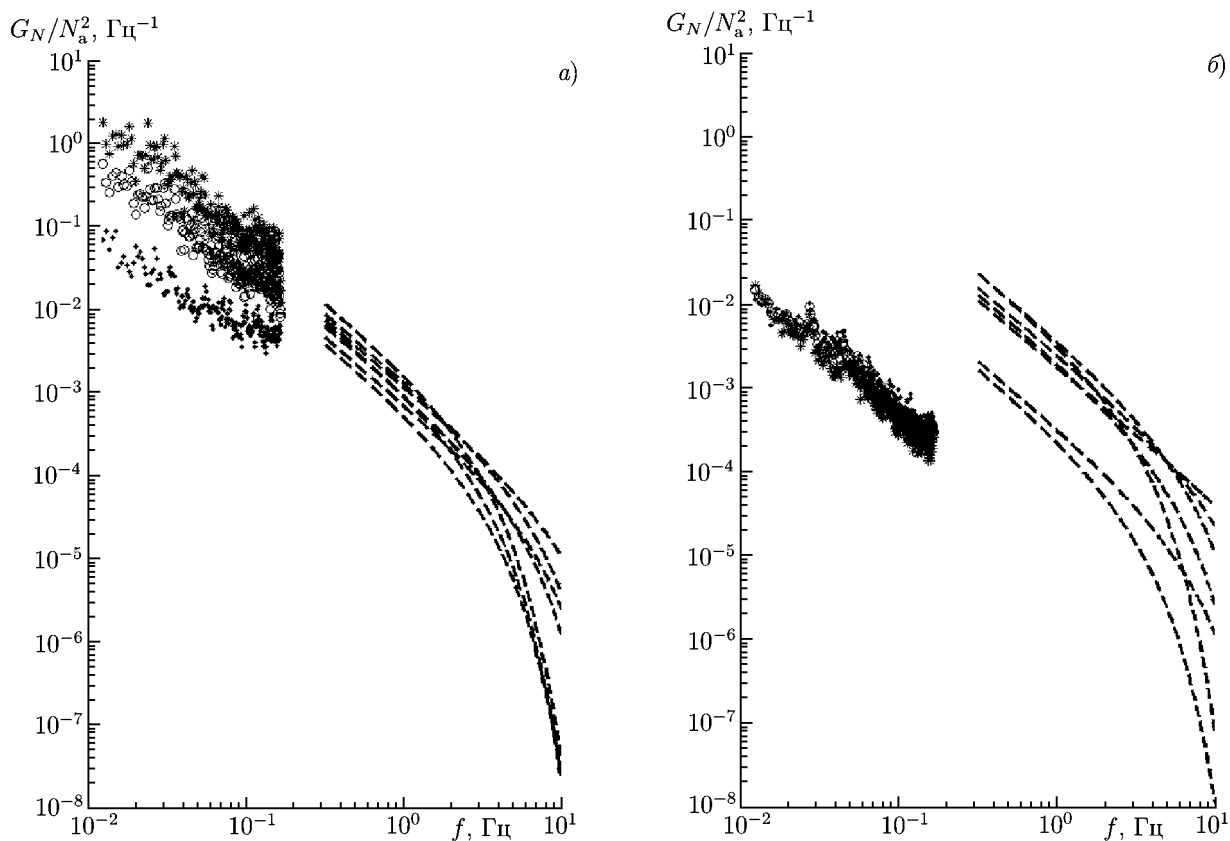


Рис. 4. Нормированные частотные спектры флуктуаций концентрации ΔN в диапазоне $0,01 \div 10$ Гц для магнитослоя (а) и межпланетной плазмы (б). Символами представлены результаты прямых измерений на космическом аппарате с временным разрешением $\delta t \approx 3$ с, штриховыми линиями — реконструкции высокочастотной ветви спектра $G_N(f)/N_a^2$ по методике данной работы

Численные оценки этих величин можно получить на основе согласования модельного и наблюдаемого спектров мерцаний. Исключая затем неизвестный коэффициент C пространственного спектра в выражении (5) с помощью (3), находим

$$G_N(f) = \frac{\pi V_{\perp} P_0}{2VU^2} \int_{f/f_0}^{\infty} x^{1-n} \exp(-x^2 d^2) dx, \tag{7}$$

где $U^2 = A\lambda^2 \Delta r l_0 / 2\pi$, $f_0 = V/l_0 = f_{0\perp} V/V_{\perp}$, Δr — толщина экрана (см пояснения к формулам (1)–(4)).

Полученная формула позволяет выразить модельный временной спектр $G_N(f)$ через ключевые параметры спектра мерцаний P_0 , f_0 , d и известные из данных о траектории аппарата величины l_0 и Δr . В формулу (7) входит также отношение $V_{\perp}/V = \sin \alpha$, где α — угол между средним направлением скорости движения неоднородностей в магнитослое и лучом зрения на космический аппарат. Последний угол, вообще говоря, неизвестен, и для построения спектра $G_N(f)$ по данным радиомерцаний необходимо привлекать дополнительные соображения, основанные, например, на моделях магнитослоя.

Примеры такого построения приведены на рис. 4а для семи сеансов «Сура»—«Wind» (сеансы 20–26 в табл. 1) с элонгациями $77^{\circ} \div 98^{\circ}$ (штриховые кривые на рис. 4а). Чтобы уменьшить дисперсию, связанную с вариациями концентрации от сеанса к сеансу, рассматривались нормированные

спектры $G_N(f)/N_a^2$, где N_a — средняя электронная концентрация магнитослоя вдоль трассы просвечивания. Для расчёта параметров N_a и $V_{\perp}/V = \sin \alpha$ в магнитослое использовалась модель Спрейтера [14]. Принималось в частности, что для рассматриваемых фланговых элонгаций скачок концентрации при переходе через ударную волну $N/N_{sw} = 2,6$, а $\sin \alpha = 0,8$. Концентрация плазмы в набегающем солнечном ветре N_{sw} в каждом из сеансов бралась по одновременным измерениям на аппарате «Wind» из табл. 1. Символами на рис. 4а представлены типичные временные спектры относительных флуктуаций $\Delta N/N$ на утреннем фланге магнитослоя, вычисленные в рамках данной работы по данным прямых измерений на аппарате «Themis-B» в период 02–03.11.2007 [9]. Как видно из рис. 4а, расчётные спектры $G_N(f)/N_a^2$ при реалистичных предположениях о величинах N/N_{sw} и $\sin \alpha$ хорошо согласуются с результатами прямых измерений с учётом значительной дисперсии последних.

Аналогичные реконструкции спектра $G_N(f)$ можно сделать и для сеансов с промежуточными и малыми элонгациями. Конкретные результаты этих вычислений здесь не приводятся. Отметим лишь, что скачки концентрации при переходе через ударную волну, необходимые для согласования высокочастотной (по радиомерцаниям) и низкочастотной (по прямым измерениям) ветвей нормированного спектра $G_N(f)/N_a^2$, укладываются в интервал $N/N_{sw} = 3 \div 4$, соответствующий газодинамической модели Спрейтера.

До сих пор мы связывали наблюдаемые в экспериментах «Сура»—«Wind» межпланетные мерцания с магнитослоем, пренебрегая вкладом «невозмущённого» солнечного ветра. Рассмотрим справедливость этого предположения, опираясь на предложенную выше методику. На рис. 4б представлены спектры $G_N(f)/N_a^2$, требуемые для объяснения экспериментов «Сура»—«Wind» в предположении, что наблюдаемые спектры мерцаний формируются в «невозмущённом» солнечном ветре на всём пути между космическим аппаратом и отошедшей ударной волной (штриховые кривые). Расчёты проводились с помощью формулы (7) при тех же значениях наблюдаемых параметров P_0 , $f_{0\perp}$ и d , но в предположении, что экран занимает всю толщу межпланетной среды между космическим аппаратом и ударной волной ($\Delta r = R - R_{bs}$). Символами представлены типичные временные спектры относительных флуктуаций $\Delta N/N$ по результатам измерений на аппарате «Themis-C» в июле–августе 2011 года, когда аппарат совершал квазикруговые облёты Земли на расстоянии порядка 50 радиусов Земли [9]; рассматривались спокойные периоды, когда концентрация и скорость солнечного ветра были в пределах $6 \div 8 \text{ см}^{-3}$ и $330 \div 360 \text{ км/с}$ соответственно.

Видно, что, в отличие от рис. 4а, расчётные спектры $G_N(f)/N_a^2$ лежат существенно выше высокочастотной экстраполяции частотного спектра относительных флуктуаций плотности солнечного ветра по результатам прямых измерений. Если в случае магнитослоя уровень расчётных нормированных спектров $G_N(f)/N_a^2$ можно регулировать амплитудой скачка концентрации N/N_{sw} , то для солнечного ветра такой возможности, очевидно, нет. Даже в сеансах 21 и 22 из табл. 1 с максимальным удалением космического аппарата от Земли (две нижние кривые рис. 4б) различие указанных спектров в области сшивки составляет более порядка по оси ординат. Это означает, что уровень относительных флуктуаций концентрации солнечного ветра по прямым измерениям не достаточен, чтобы объяснить наблюдаемые спектры мерцаний рассеянием в межпланетной плазме. Таким образом, использованное нами предположение о доминировании магнитослоя в наблюдаемых эффектах рассеяния в экспериментах «Сура»—«Wind» является обоснованным.

4. СТАТИСТИЧЕСКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Статистические закономерности для исследуемых величин представлены на рис. 5. В табл. 1 приведены величины P_0 , $f_{0\perp}$ и d , полученные для всех рассмотренных сеансов при $n = 3,5$ опти-

мальным согласованием модельного и наблюдаемого спектров мерцаний с учётом шумов записи в доступной области частот $0,5 \div 8$ Гц.

По данным, приведённым в табл. 1, легко определить внутренний масштаб турбулентности магнитослоя $l_i = l_0 d$. На рис. 5а представлена гистограмма распределения сеансов по масштабам l_i . Гистограмма имеет асимметричную форму: дефицит сеансов с малыми значениями l_i и длинный «хвост». При этом максимальный масштаб порядка 90 км втрое превышает среднее значение $\langle l_i \rangle = 30$ км. Гистограммы такого сорта типичны для логнормального закона распределения вероятностей.

Таблица 1 позволяет также исследовать некоторые представляющие интерес корреляции. Рассмотрим сначала влияние параметров набегающего солнечного ветра на интенсивность межпланетных мерцаний. На рис. 5б представлена диаграмма величин P_0 и $N_{sw}/\langle N_{sw} \rangle$, где $\langle N_{sw} \rangle = 9,5 \text{ см}^{-3}$ для сеансов табл. 1. Данная диаграмма иллюстрирует статистическую зависимость высоты плато P_0 в спектре мерцаний от концентрации плазмы солнечного ветра N_{sw} . Коэффициент корреляции для этой зависимости довольно высок: он составляет 68 % для всех 28 сеансов и повышается до 76 % после исключения трёх сеансов со скоростью потока $V_{sw} \geq 490$ км/с. Уравнение регрессии $P_0 = -0,00053 + 0,0059 N_{sw}/\langle N_{sw} \rangle$ показывает, что для выполнения критерия $P_0/P_n > 30$, использованного при отборе сеансов в табл. 1 (см. раздел 1), необходимо выполнение неравенства $N_{sw} > 4,2 \text{ см}^{-3}$.

Положительная корреляция имеет место также между величиной N_{sw} и флуктуациями электронной концентрации в магнитослое ΔN . Выведем рабочую формулу для расчётов флуктуаций ΔN по данным радиомерцаний. Исключая в выражении (6) с помощью формулы (3) неизвестный коэффициент C пространственного спектра, нетрудно получить

$$\langle dN^2 \rangle_{l_0} = \frac{4\pi P_0 f_{0\perp}}{U^2} \int_1^{\infty} x^{2-n} \exp(-x^2 d^2) dx, \quad (8)$$

где $U^2 = A\lambda^2 \Delta r l_0 / (2\pi)$. Как видно из формулы (8), дисперсия флуктуаций ΔN на масштабе l_0 однозначно определяется с помощью входящих в табл. 1 величин P_0 , $f_{0\perp}$, d , l_0 , R_{bs} и R_{mp} с учётом того, что $\Delta r = R_{mp} - R_{bs}$.

Коэффициент корреляции среднеквадратичных флуктуаций $dN_0 = (\langle dN^2 \rangle_{l_0})^{1/2}$ с концентрацией N_{sw} для всех рассматриваемых сеансов составляет 48 %. Статистическая взаимосвязь флуктуаций ΔN с концентрацией плазмы солнечного ветра становится более значимой, если в качестве факторного признака вместо N_{sw} использовать плотность потока плазмы $F_{sw} = N_{sw} V_{sw}$. Коэффициент корреляции при этом возрастает до 68 % для всех сеансов и до 72 % после исключения трёх сеансов со скоростью $V_{sw} \geq 490$ км/с. Корреляционная диаграмма величин dN_0 и $F_{sw}/\langle F_{sw} \rangle$ по данным табл. 1 представлена на рис. 5д. Упомянутые выше сеансы с высокими скоростями солнечного ветра характеризуются большими (больше среднеквадратичной ошибки) отклонениями от регрессионной прямой $dN_0[\text{см}^{-3}] = 0,08 + 2,52 (F_{sw}[\text{км/с} \cdot \text{см}^{-3}]/3732) \pm 0,92$.

В рассматриваемых сеансах угол e между направлениям с Земли на Солнце и космический аппарат (элонгация) менялся по модулю в пределах $2,5^\circ \div 97,5^\circ$, что позволяет исследовать особенности флуктуаций ΔN от носа к флагам переходной области. Рисунки 5б, г, е иллюстрируют угловые зависимости исследуемых параметров от модуля e . На рис. 5б представлен угловой профиль отношения $f_{0\perp} l_0 / V_{sw}$ по данным табл. 1. Следует отметить высокий коэффициент корреляции (около 90 %) величины $f_{0\perp} l_0 / V_{sw}$ с углом $|e|$. Пунктирной линией на рис. 5б приведена зависимость от элонгации среднего по лучу зрения отношения скорости плазмы в магнитослое V к скорости солнечного ветра V_{sw} , построенная по результатам расчётов в газодинамической модели Спрейтера [14]. Видно, что оба рассматриваемых отношения в целом увеличиваются

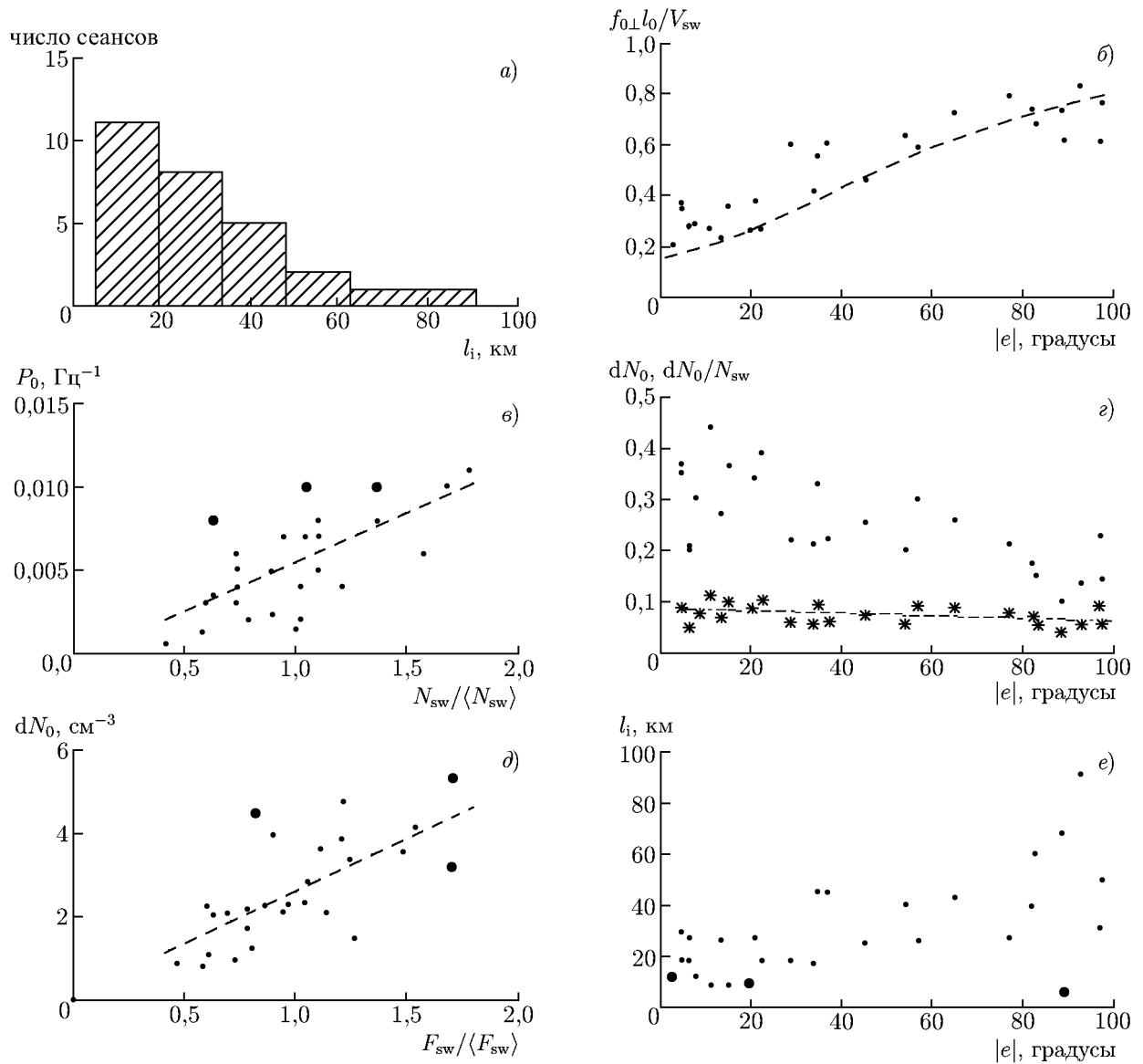


Рис. 5. Статистические закономерности для исследуемых параметров: гистограмма распределения внутреннего масштаба турбулентности (а), диаграммы высоты плато в спектре P_0 и концентрации солнечного ветра N_{sw} (с), флуктуаций dN_0 и плотности потока солнечного ветра $F_{sw} = N_{sw}V_{sw}$ (д), статистические угловые профили величин $f_{0\perp}l_0/V_{sw}$ (б), dN_0/N_{sw} (z, точки), dN_0/N (z, звёздочки) и масштаба l_i (е). Штриховая линия на панели (б) соответствует отношению V/V_{sw} в газодинамической модели Спрейтера [14], штриховые линии на панелях (с, z, д) — регрессионным прямым по методу наименьших квадратов для соответствующего массива точек, крупные точки на панелях (с, д, е) — сеансам со скоростью потока $V_{sw} \geq 490$ км/с

с ростом элонгации, хотя в диапазоне $|e| < 45^\circ$ модельная кривая V/V_{sw} проходит на 30÷40% ниже массива эмпирических точек $f_{0\perp}l_0/V_{sw}$.

На рис. 5z представлены диаграммы величин dN_0/N_{sw} и $|e|$, а также dN_0/N и $|e|$ по 25 сеансам со скоростями $V_{sw} < 490$ км/с. Оценки отношения dN_0/N_{sw} (точки на рис. 5z) целиком основаны на наблюдательных данных без привлечения дополнительных сведений. Видно, что статистическая зависимость dN_0/N_{sw} от угла $|e|$ характеризуется чётко выраженной отрицательной

корреляцией. Вторая диаграмма (звёздочки) позволяет получить важную новую информацию об угловых вариациях относительных флуктуаций dN_0/N концентрации в магнитослое. Для оценок неизвестной концентрации N здесь, однако, необходимо задать амплитуду скачка концентрации N/N_{sw} . При использовании модели Спрейтера [14], в которой угловая зависимость N/N_{sw} хорошо аппроксимируется выражением $4,1 \exp[-\sin(0,47 |e|^{1,85})]$, статистическая зависимость dN_0/N от угла $|e|$ оказывается довольно слабой. Регрессионная прямая $dN_0/N = 0,084 - 0,00023 |e|$ показывает, что относительные флуктуации концентрации плазмы от носа к флангам магнитослоя в среднем уменьшаются менее чем на треть.

Рисунок 5е иллюстрирует угловую зависимость внутреннего масштаба турбулентности l_i . Полученные по массиву сеансов табл. 1 данные позволяют сделать вывод о тенденции роста масштаба l_i с удалением от носа к флангам магнитослоя. Так, если в группе сеансов с элонгацией $|e| < 20^\circ$ медианное значение l_i составляет 20 км, то для сеансов с $|e| = 80^\circ \div 98^\circ$ эта величина равна 50 км. Сеанс 26 из табл. 1 с повышенной скоростью потока $V_{sw} = 490$ км/с выпадает из отмеченной тенденции.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Вопрос о построении одномерного спектра $G_N(f)$ по данным радиомерцаний поднимался в литературе ранее в связи с возможностью описания турбулентности межпланетной плазмы единым пространственным спектром флуктуаций концентрации во всей области наблюдаемых масштабов [15]. Для магнитослоя такое рассмотрение проводится здесь впервые. Отличается и сама предлагаемая методика. В частности, при выводе выражения (7) для спектра $G_N(f)$ рассматривалась не только высокочастотная часть спектра мерцаний после выхода на асимптоту $P_I(f) \propto f^{n-1}$ (см. формулу (4)), но и весь спектр, включая плато. Это увеличивает число условий согласования модельного и наблюдаемого спектров $P_I(f)$ и позволяет уменьшить погрешность определяемых параметров.

Экспериментальные оценки внутреннего масштаба турбулентности магнитослоя l_i в настоящее время практически отсутствуют. Существующие теоретические представления дают значительный разброс в оценках его величины от значений $300 \div 500$ км [5], до масштабов порядка гирорадиуса электрона [16]. Результаты представленных экспериментов вносят определённую ясность в этот вопрос (см. рис. 5а и е). На базе 28 сеансов зондирования, выполненных в целом в условиях спокойного солнечного ветра, установлено, что величина l_i меняется от сеанса к сеансу в пределах $10 \div 90$ км со средним значением порядка 30 км. Эти оценки существенно короче гирорадиуса ионов, что даёт определённое основание исключить ионно-циклотронную неустойчивость из механизмов, лежащих в основе диссипации мелкомасштабной турбулентности магнитослоя.

Недавно по данным измерений на спутнике «Спектр-Р» с высоким временным разрешением 0,03 с появились указания на то, что временной спектр флуктуаций плотности потока ионов в солнечном ветре испытывает излом при переходе от интервала $0,01 \div 1$ Гц к интервалу $1 \div 10$ Гц с увеличением наклона в логарифмическом масштабе от 1,5 до 3 [17]. Граница между этими областями на сравнительно небольшой статистической выборке приблизительно равна $1,4 \pm 0,6$ Гц. На основе результатов данного исследования можно сказать, что в магнитослое наклон временного спектра флуктуаций концентрации начинает заметно увеличиваться на частотах $f \geq 2$ Гц (см. рис. 4а). Таким образом, укрупнение спектра $G_N(f)$ на частотах флуктуаций порядка $1 \div 2$ Гц не является исключительным признаком магнитослоя или солнечного ветра и свидетельствует, скорее, о единстве физических процессов в быстро движущихся замагниченных облаках межпланетной плазмы. Вместе с тем в магнитослое отсутствует выраженный излом спектра; здесь наклон плавно, квазиэкспоненциально увеличивается с ростом частоты f . Кроме того, в раз-

ных условиях высокочастотная депрессия происходит с разной скоростью, поскольку величина l_1 характеризуется целым набором масштабов. Учитывая ограниченность экспериментального материала, пока ещё рано делать более определённое сравнение процессов диссипации в солнечном ветре и магнитослое.

В предыдущем разделе были выявлены статистически значимые корреляционные зависимости спектральной плотности плато P_0 в спектре мерцаний от концентрации плазмы солнечного ветра N_{sw} , среднеквадратичных флуктуаций dN_0 электронной концентрации магнитослоя по данным радиомерцаний от плотности потока ионов солнечного ветра, а также отношений $f_{0\perp}l_0/V_{sw}$ и dN_0/N_{sw} от элонгации космического аппарата. Эти зависимости наглядно свидетельствуют о связи наблюдаемой высокочастотной особенности спектра мерцаний с условиями в набегающем солнечном ветре и геометрией трассы рассеяния излучения стенда «Сура» в магнитослое. Их анализ позволяет также выявить некоторые интересные особенности мелкомасштабной турбулентности магнитослоя.

Обратимся, в частности, к диаграмме величин $f_{0\perp}l_0/V_{sw}$ и $|e|$ (рис. 5б). Как уже отмечалось в разделе 4, в диапазоне $|e| < 45^\circ$ кривая V/V_{sw} по модели Спрейтера, описывающей ламинарное течение плазмы в магнитослое, проходит ниже массива эмпирических точек $f_{0\perp}l_0/V_{sw}$. Вместе с тем, поскольку величина $f_{0\perp}l_0 = V_{\perp} < V$, должно выполняться обратное соотношение. Это может свидетельствовать либо о менее эффективном замедлении замагниченной плазмы солнечного ветра по сравнению с газодинамическими расчётами, либо о наличии в скорости движения неоднородной среды магнитослоя наряду с гладкой (ламинарной) составляющей макроскопических вихревых смещений. В последнем случае обе компоненты в носовой части магнитослоя по порядку величины сопоставимы между собой.

Установленная в предыдущем разделе корреляция флуктуаций dN_0 с плотностью потока солнечного ветра $N_{sw}V_{sw}$ показывает, что динамическое давление солнечного ветра является существенным фактором возбуждения мелкомасштабной турбулентности магнитослоя. Вопросы, связанные с ориентацией межпланетного магнитного поля, а также влиянием разрывов, остаются за рамками данной работы. Отметим лишь, что сеансы с высокими скоростями солнечного ветра ($V_{sw} \geq 490$ км/с) в целом выпадают из обнаруженных статистических закономерностей (см. рис. 5в, д и е). Для более детального анализа влияния условий в набегающем солнечном ветре на мелкомасштабную турбулентность магнитослоя требуются дополнительные исследования.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлен анализ экспериментов по радиопросвечиванию среды на трассе Земля—космический аппарат в диапазоне 9 МГц с использованием радиопередающего комплекса НИРФИ «Сура» и космического аппарата NASA «Wind». Разработана методика вычисления усреднённого одномерного частотного спектра $G_N(f)$ флуктуаций электронной концентрации ΔN в магнитослое на основе наблюдаемого спектра мерцаний $P_I(f)$. В отличие от аналогичной методики, рассмотренной в работе [15] для солнечного ветра, учитывалась не только высокочастотная степенная асимптотика, но и наличие плато в спектре $P_I(f)$, что повышает надёжность восстановления спектра $G_N(f)$. Показано, что магнитослой вносит доминирующий вклад в наблюдаемые в экспериментах «Сура»—«Wind» межпланетные мерцания вплоть до максимальных удалений космического аппарата от Земли порядка $1,5 \cdot 10^6$ км.

Рассчитана высокочастотная ветвь спектра $G_N(f)$ и показано, что в рамках существующих крупномасштабных газодинамических моделей магнитослоя она удовлетворительно согласуется с одномерным спектром флуктуаций концентрации ΔN в диапазоне $0,02 \div 0,2$ Гц по прямым измерениям на космическом аппарате. Поведение спектра $G_N(f)$ на частотах флуктуаций

$f > 0,5$ Гц свидетельствует о том, что в неоднородностях с масштабами менее 100 км начинается диссипация — переход кинетической энергии турбулентности магнитослоя в тепловую.

Внутренний масштаб турбулентности l_i в зависимости от условий меняется в широком диапазоне 10÷90 км со средним значением порядка 30 км. Имеется тенденция увеличения масштаба l_i с ростом элонгации, свидетельствующая, возможно, об усилении диссипации с удалением от лобовой части магнитослоя.

Выявлена корреляция флуктуаций электронной концентрации магнитослоя с плотностью потока набегающего солнечного ветра. При этом относительные флуктуации $\Delta N/N$ с масштабом порядка 100 км в среднем по магнитослою составляют 0,07 с незначительным, в пределах 30 %, уменьшением от носа к флангам магнитослоя.

Результаты экспериментов «Сура»—«Wind» могут быть использованы для уточнения моделей мелкомасштабной плазменной турбулентности магнитослоя.

Автор выражает благодарность М. Кайзеру за предоставление данных наблюдений на инструменте RAD2 космического аппарата NASA «Wind», Г. П. Комракову за организацию сеансов радиоизлучения стенда «Сура», Г. Н. Бойко и Н. В. Муравьёвой за подготовку программ первичной обработки данных, а также Ю. И. Белову за постоянный интерес к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Плазменная гелиофизика. Т. 2 / Под ред. Л. М. Зелёного, И. С. Веселовского. М.: Физматлит, 2008. 560 с.
2. El-Alaoui M., Ashour-Abdalla M., Goldstein M. L., et al. // American Geophysical Union Fall Meeting, 2007. Abstract no. SM12B-05.
3. Токарев Ю. В., Кайзер М. Л., Белов Ю. И. и др. // Астрон. вестник. 2000. Т. 34, № 2. С. 1.
4. Токарев Ю. В. // Труды конф. СНГ и стран Балтии «Актуальные проблемы физики солнечной и звёздной активности», Нижний Новгород, 2–7 июня 2003 г. С. 191.
5. Бархатов Н. А., Беллюстин Н. С., Бужере Ж.-Л. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2001. Т. 44, № 12. С. 993.
6. Беликович В. В., Грач С. М., Караштин А. Н. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2007. Т. 50, № 7. С. 545.
7. Bougeret J. L., Kaiser M. L., Kellogg P. J., et al. // Space Sci. Rev. 1995. V. 71, No. 1. P. 231.
8. <http://sscweb.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/Locator.cgi>.
9. http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/istp_public/.
10. Власов В. И., Чашей И. В., Шишов В. И., Шишова Т. Д. // Геомагнетизм и аэрономия. 1979. Т. 19, № 3. С. 401.
11. Прохоров А. М., Бункин Ф. В., Гочелашвили К. С., Шишов В. И. // УФН. 1974. Т. 114, № 3. С. 415.
12. Пынзарь А. В., Шишов В. И. // Астрон. журн. 1980. Т. 57, № 6. С. 1187.
13. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978. С. 29.
14. Spreiter J. R., Summers A. L., Alksne A. Y. // Planet Space Sci. 1966. V. 14. P. 223.
15. Cronyn W. M. // Astrophys. J. 1972. V. 171. P. L101.
16. Song P., Russell C. T., Huang C. Y. // J. Geophys. Res. 1993. V. 98. P. 5907.
17. Рязанцева М. О., Застенкер Г. Н., Чугунова О. М. и др. // Сб. тез. 8-й конф. «Физика плазмы в солнечной системе», Москва, ИКИ РАН, 4–8 февраля 2013 г. С. 145.

Поступила в редакцию 12 сентября 2013 г.; принята в печать 7 ноября 2013 г.

SMALL-SCALE TURBULENCE OF THE EARTH'S MAGNETOSHEATH

Yu. V. Tokarev

We present the results of experiments on reception of the Sura facility signals in the 9-MHz range using the WIND spacecraft. The technique of determining the temporal spectrum of the Earth's magnetosheath plasma irregularities with less than 100-km scales based on the radio scintillation spectrum in terms of the weak scattering theory is proposed and implemented. Using the *in situ* measurements of the electron number density onboard spacecraft with a temporal resolution of about 3 s it has been found that the internal scale of the magnetosheath turbulence varies within 10–90 km with a mean value of about 30 km.