УДК 537.877+523.6

ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ И ВОЛН ОКОЛОСОЛНЕЧНОЙ ПЛАЗМЫ ПО ДАННЫМ РАДИОПРОСВЕЧИВАНИЯ СИГНАЛАМИ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

О. И. Яковлев*

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, г. Фрязино, Россия

Представлены результаты исследования турбулентности околосолнечной плазмы методом радиопросвечивания сигналами космических аппаратов. Описаны статистические характеристики спектров флуктуаций амплитуды, фазы, частоты и угла фарадеевского поворота плоскости поляризации радиоволн, регистрируемые при гелиоцентрических расстояниях лучевой линии 3÷40 радиусов Солнца. Приведены сведения о спектрах турбулентности и даны зависимости спектрального индекса, а также внешнего и внутреннего масштабов турбулентности от гелиоцентрического расстояния. Обсуждается проявление влияния на измеряемые параметры плазменных волн и даны значения их периодов для разных расстояний от Солнца.

ВВЕДЕНИЕ

Первые теоретические оценки и опыты дальней космической связи показали, что представление о радиоволн в межпланетном и околосолнечном пространстве является ограниченным. Дело в том, что разреженная неоднородная плазма должна приводить к появлению значительного запаздывания, сильным флуктуациям частоты, фазы, амплитуды и уширению спектральной линии радиоволн. Эти эффекты тем сильнее, чем ближе лучевая линия к Солнцу и больше длина волны; они мешают траекторным измерениям и затрудняют выделение слабых сигналов из шумов. Космические аппараты, направляемые к планетам, и наземные центры дальней космической связи дали возможность осуществить уникальные эксперименты радиопросвечивания околосолнечной плазмы. При таких исследованиях центры космической связи использовались как сложные радиофизические установки, включающие большие параболические антенны, высокочувствительные приёмники, стандарты частоты, системы точного времени, устройства фильтрации, измерения и регистрации сигналов. Эти средства позволили получить подробные сведения о распространении радиоволн в околосолнечной плазме. Российская система дальней космической связи использовала радиоволны с длинами $\lambda_1 = 32$ см и $\lambda_2 = 5,07$ см, а в аналогичной системе США применялись радиоволны с длинами $\lambda_3 = 13$ см, $\lambda_4 = 3.6$ см и $\lambda_5 = 0.96$ см (соответствующие указанным длинам волн λ_i частоты будем обозначать как f_i). Для повышения надёжности связи с межпланетными аппаратами в России были созданы две приёмопередающие наземные станции: вблизи Евпатории и Уссурийска, а США построили четыре наземных комплекса: в Голдстоуне (штат Калифорния), Мадриде (Испания), Канберре и Новой Норции (Австралия). При радиопросвечивании околосолнечной плазмы лучевая линия AB, соединяющая аппарат A и наземный приёмный центр B, проходит на различном расстоянии от центра Солнца O, что позволяет измерять характеристики радиоволн в зависимости от гелиоцентрического расстояния r = OC (см. рис. 1). Расстояние r будем выражать в единицах радиуса Солнца a.

 $^{^{*}}$ oiy
117@ire216.msk.su



Рис. 1. Схема радиопросвечивания околосолнечной плазмы

Сначала, в 1967-1974 годах, миссии радиопросвечивания осуществлялись с целью изучения влияния плазмы на условия дальней космической связи и траекторных измерений. В этих экспериментах были изучены эффекты уширения спектральной линии, флуктуаций частоты, фазы и амплитуды дециметровых радиоволн и показано, что при r/a < 6 они становятся сильным мешающим фактором [1-5]. Для осуществления экспериментов радиопросвечивания выделялись сеансы связи с аппаратами длительностью по 20÷40 мин, когда излучались монохроматические радиоволны с высокой стабильностью частоты. Были получены надёжные сведения о флуктуациях дециметровых радиоволн при низкой солнечной активности; исследования околосолнечной плазмы при высокой солнечной активности были осуществлены с использованием и дециметровых, и сантиметровых радиоволн. В итоге был получен большой массив данных о флуктуациях амплитуды, фазы, частоты, уширении спектральной линии и запаздывании ра-

диоволн для разных r/a. Каждая миссия радиопросвечивания длится 2–3 месяца, когда лучевая линия сначала приближается, а затем удаляется от Солнца. Разные миссии будем обозначать названием космического аппарата и в скобках годом проведения измерений.

По данным о распространении радиоволн нужно решить сложную обратную задачу — определить характеристики околосолнечной плазмы. Для изучения характеристик турбулентности и волн плазмы используются экспериментальные данные о флуктуациях радиоволн и теория распространения радиоволн в статистически неоднородных средах. Применяя сложную технику экспериментов, методы статистической обработки флуктуирующих сигналов и результаты приближённой теории флуктуаций радиоволн, получают сведения о турбулентности и волнах околосолнечной плазмы. Задача определения характеристик статистических неоднородностей околосолнечной плазмы методом радиопросвечивания состоит в нахождении параметров спектра флуктуаций электронной концентрации по экспериментальным данным о флуктуациях амплитуды, фазы и частоты радиоволн. Цель этого обзора состоит в представлении итоговых сведений о характеристиках турбулентности околосолнечной плазмы, полученных по результатам анализа флуктуаций радиоволн для области основного ускорения солнечного ветра, где $r = (3 \div 40)a$.

1. О ТЕОРИИ ФЛУКТУАЦИЙ РАДИОВОЛН

В теории распространения электромагнитных волн в статистически неоднородной среде спектр флуктуаций коэффициента преломления $G_n(q)$ представляют соотношением

$$G_n(q) = C_N^2 (q_0^2 + q^2)^{-p/2} \exp\left(-\frac{q^2}{q_m^2}\right).$$
(1)

Здесь p — спектральный индекс, характеризующий режим турбулентности среды, $q = 2\pi/L$ — пространственное волновое число, соответствующее неоднородностям масштаба L, $q_0 = 2\pi/L_0$ —

волновое число для внешнего масштаба L_0 , $q_{\rm m} = 2\pi/L_{\rm m}$ — волновое число для внутреннего масштаба, $L_0 \leq L \leq L_{\rm m}$ [6]. Можно ожидать, что условный внешний масштаб неоднородностей среды L_0 в рассматриваемой задаче имеет порядок диаметра Солнца, а минимальный масштаб $L_{\rm m}$ около десятка километров и определяется процессом преобразования энергии турбулентности в нагрев среды. Было показано, что при конвективных явлениях, при дроблении вихрей турбулентности в земной атмосфере и даже при случайном перемешивании струйных структур плазмы или жидкости часто реализуется спектр Колмогорова, когда $p \approx 11/3$. Множитель C_N характеризует интенсивность неоднородностей среды, он связан с дисперсией флуктуаций электронной концентрации σ_N^2 . Если при экспериментальных исследованиях возможна регистрация неоднородностей среды с масштабами, меньшими L_0 и бо́льшими $L_{\rm m}$, то спектр флуктуаций коэффициента прелоки прессой формулой

$$G_n = C_N^2 q^{-p}. (2)$$

Необходимо отметить, что представление спектра $G_n(q)$ соотношением (1) выбрано по аналогии с рассмотрением турбулентности неионизованного газа, его использование для описания неоднородностей околосолнечной плазмы не имеет теоретического обоснования.

Флуктуации радиоволны обусловлены влиянием статистических неоднородностей коэффициента преломления плазмы δn , которые для высоких частот f связаны с флуктуациями электронной концентрации δN соотношением

$$\delta n = -40.4 f [\Gamma \mathbf{u}]^{-2} \, \delta N[\mathbf{m}^{-3}]. \tag{3}$$

Из соотношения (3) следует, что пространственные спектры флуктуаций коэффициента преломления G_n и электронной концентрации G_N одинаковы. В монографии [6] дан общий теоретический анализ флуктуаций радиоволн в статистически неоднородной среде, а в работах [7–12] результаты этой теории применены к задаче о флуктуациях амплитуды, фазы и частоты радиоволн в статистически неоднородной плазме солнечного ветра. В этих работах учтено, что параметры спектра (1) зависят от гелиоцентрического расстояния r.

При теоретическом анализе рассматриваемой задачи сделано несколько существенных приближений. Предполагается, что неоднородности плазмы, расположенные на лучевой линии AB, можно представить относительно тонким «фазовым экраном» с центром в точке C, а значения параметров спектра $G_n(q)$ считать зависящими только от расстояния r между центром Солнца Oи точкой C. Считается, что затемнённая область среды на участке D_1D_2 , дающая основной вклад во флуктуации радиоволн, расположена на гелиоцентрическом расстоянии r, а толщина фазового экрана $L_e = D_1D_2 \approx r$ (см. рис. 1). Предполагается также, что неоднородности «вморожены» в поток плазмы и перемещаются вместе с ним со скоростью солнечного ветра V. Считается, что неоднородности плазмы изотропны, хотя известно, что они вытянуты в радиальном направлении.

Лучевая линия AB осуществляет «разрез» статистически неоднородной среды, движущийся со скоростью $V_1 = V \pm U$, где V — скорость солнечного ветра, а U = dr/dt — скорость приближения лучевой линии к Солнцу (заход аппарата за Солнце — знак плюс) или её удаления от Солнца (знак минус). При r/a > 8 обычно V > U и можно полагать $V_1 \approx V$. Неоднородности с масштабом L пересекаются лучевой линией за время $\Delta t = L/V_1$, поэтому частоту флуктуаций радиоволн F можно оценить по соотношению $F \approx V_1/L$. Низкочастотная часть спектра флуктуаций радиоволн обусловлена влиянием крупномасштабных неоднородностей плазмы со значениями L, примыкающими к внешнему масштабу, т. е. с $L \leq L_0$; высокочастотные флуктуации радиоволн обусловлены влиянием мелкомасштабных неоднородностей с $L > L_m$. В работах [7–12] показано, что флуктуации амплитуды радиоволн обусловлены в основном влиянием мелкомасштабных

неоднородностей плазмы с размерами порядка диаметра первой зоны Френеля L_{ϕ} , а частотный спектр флуктуаций амплитуды $G_{\rm a}(F)$ можно ограничить следующими пределами:

$$V_1/L_{\rm \Phi} \ge F > V_1/L_{\rm m},\tag{4}$$

где диаметр первой зоны Френеля

$$L_{\Phi} = 2 \left(\frac{\lambda l_1 l_2}{l_1 + l_2} \right)^{1/2}, \tag{5}$$

 λ — длина радиоволны, $l_1 = AC$ — расстояние от космического аппарата до области наибольшего приближения лучевой линии к Солнцу, $BC = l_2$ — расстояние от наземного приёмного пункта до этой области (см. рис. 1). Существенно, что теория флуктуаций амплитуды справедлива только для слабых флуктуаций, когда среднеквадратичное отклонение $\sigma_a < 0.6$. Флуктуации фазы φ и частоты f обусловлены в основном крупномасштабными неоднородностями плазмы при $L_m < L \leq L_0$, спектры флуктуаций фазы $G_{\varphi}(F)$ и частоты $G_f(F)$ имеют наибольшую интенсивность в низкочастотной области

$$V_1/L_0 > F \ge V_1/L_{\rm m}.$$
 (6)

Важно, что теория флуктуаций фазы и частоты справедлива как при интенсивных, так и при слабых флуктуациях f и $\varphi.$

Если экспериментальные спектры флуктуаций радиоволн $G_{a}(F)$, $G_{\varphi}(F)$ и $G_{f}(F)$ получены для частоты флуктуаций F, соответствующей условиям (4) и (6), то при теоретическом анализе этих спектров можно использовать простое представление (2) спектра неоднородностей коэффициента преломления $G_{n}(q)$. В работах [6–12] показано, что в этом случае спектры флуктуаций радиоволн будут степенны́ми функциями частоты флуктуаций:

$$G_{\rm a} = D_{\rm a} F^{-\chi_{\rm a}}, \qquad \chi_{\rm a} = p - 1; \tag{7}$$

$$G_{\varphi} = D_{\varphi} F^{-\chi_{\varphi}}, \qquad \chi_{\varphi} = p - 1; \tag{8}$$

$$G_f = D_f F^{-\chi_f}, \qquad \chi_f = p - 3.$$
 (9)

Здесь спектральные индексы флуктуаций амплитуды χ_a , фазы χ_{φ} и частоты χ_f зависят только от спектрального индекса флуктуаций электронной концентрации p. Множители D_a , D_{φ} и D_f зависят от частоты радиоволны f, спектрального индекса p и гелиоцентрического расстояния r. При исследованиях флуктуаций радиоволн в околосолнечной плазме можно получить экспериментальные спектры (7), (8) и (9), найти значения p и определить дисперсии флуктуаций амплитуды σ_a^2 , фазы σ_{φ}^2 и частоты σ_f^2 , которые находятся как интегралы от соответствующих спектральных плотностей:

$$\sigma^2 = \int_{F_{\min}}^{F_{\max}} DF^{-\chi} \,\mathrm{d}F. \tag{10}$$

Здесь F_{max} и F_{min} — наибольшая и наименьшая частоты флуктуаций радиоволн соответственно, для которых удалось получить экспериментальные спектры $G_{a}(F)$, $G_{\varphi}(F)$ и $G_{f}(F)$. Теоретические зависимости σ_{a} и σ_{f} от гелиоцентрического расстояния r/a и показателя p обсуждаются в разделе 4.

Из соотношений (1)–(9) следует, что для определения характеристик турбулентности плазмы необходимо получить экспериментальные спектры $G_{a}(F)$, $G_{\varphi}(F)$ и $G_{f}(F)$ и соответствующие дисперсии σ_{a}^{2} , σ_{φ}^{2} и σ_{f}^{2} для возможно большего интервала изменений частоты флуктуаций F при разных гелиоцентрических расстояниях.

292



Рис. 2. Зависимости спектрального индекса неоднородностей плазмы *p* от гелиоцентрического расстояния



2. СПЕКТРАЛЬНЫЙ ИНДЕКС ПРОСТРАНСТВЕННОГО СПЕКТРА НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ПЛАЗМЫ

Экспериментальная зависимость спектрального индекса p от гелиоцентрического расстояния может указать на изменение режима турбулентности плазмы в области формирования солнечного ветра. Необходимо отметить, что заранее неизвестна возможность представления спектра неодностей плазмы формулой (2). Изображения короны, получаемые коронографом, содержат тонкие лучевые структуры, простирающиеся на большое расстояние, а не турбулентные образования. Если же турбулентность плазмы проявляется достаточно сильно, то спектры флуктуаций радиоволн можно описать соотношениями (7)–(9) и найти значение спектрального индекса p.

Возможность представления спектров $G_{a}(F)$ и $G_{f}(F)$ степенными зависимостями была выяснена по данным экспериментов радиопросвечивания с помощью аппаратов «Марс-2» (1972) и «Марс-7» (1974). Удалось показать, что эти спектры действительно соответствуют зависимостям (7) и (9) и оценить значения индекса p. Анализ зависимости p от расстояния r/a был осуществлён по данным радиопросвечивания с использованием аппарата «Венера-10» (1976), и было показано, что по спектрам $G_a(F)$, $G_f(F)$ для $r/a = 20 \div 55$ в пределах ошибок измерений индекс р соответствует индексу Колмогорова 11/3. По амплитудным данным и по эффекту размытия спектральной линии радиоволн отмечено уменьшение индекса p при r/a < 9. Определения спектрального индекса p, описанные в работах [4, 5], были осуществлены с использованием системы связи, работающей на длине волны λ_1 . Подробные определения p были реализованы двумя исследовательскими группами путём анализа спектров флуктуаций амплитуды и фазы и по размытию спектральной линии радиоволн в экспериментах просвечивания сигналами аппарата «Viking» (1976) с помощью системы космической связи с длиной волны λ_3 . Большое число сеансов радиосвязи и тщательный анализ флуктуирующих сигналов позволили получить достоверную зависимость p(r/a) [13, 14]. На рис. 2*a* по данным работы [13] приведена экспериментальная зависимость индекса пространственного спектра неоднородностей плазмы от гелиоцентрического расстояния. Аппараты «Венера-15» и «Венера-16» (1984) излучали радиоволны с длинами λ_1 и $\lambda_2,$ что позволило получить спектры амплитудных флуктуаций при изменени
иr/aот 3 до 60 и

определить зависимость p(r/a) по этим спектрам [15, 17]. Последняя приведена на рис. 26. Миссия радиопросвечивания «Galileo» (1999) позволила реализовать ещё одно определение функции p(r/a). На рис. 26 приведена полученная в работе [16] зависимость индекса p от гелиоцентрического расстояния. Эти данные найдены по результатам анализа спектров флуктуаций частоты радиоволн с длиной в окрестности λ_3 . В последующих миссиях радиопросвечивания [18–20] были получены аналогичные зависимости p(r/a).

Исследования спектров флуктуаций амплитуды, фазы, частоты и размытия спектральной линии показали, что при $r/a \ge 25$ значения спектрального индекса в точности соответствует индексу Колмогорова 11/3 \approx 3,66, а при $r/a = 3\div5$ среднее значение $p = 2,9 \pm 0,2$. Из рис. 2 следует, что основное изменение режима турбулентности плазмы наблюдается при $r/a = 5\div18$, где происходит основное ускорение плазмы; колмогоровский режим устанавливается при $r/a \approx 20$.

3. ВНЕШНИЙ И ВНУТРЕННИЙ МАСШТАБЫ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

Для определения внешнего масштаба неоднородностей плазмы L_0 необходимо получить экспериментальные спектры флуктуаций радиоволн для крайне низких частот F, что возможно при регистрации сигналов за длительные временные интервалы. Только регистрация флуктуаций частоты за такие интервалы позволяет находить достоверные низкочастотные спектры $G_f(F)$. В экспериментах с использованием аппаратов «Galileo» (1995) и «Ulysses» (1991) удалось осуществить непрерывную регистрацию флуктуаций частоты за время, большее 10 час, и получить спектры $G_f(F)$, достоверные для частотного интервала от 10^{-1} до $3 \cdot 10^{-5}$ Гц [21–24]. Характерной особенностью этих спектров является наличие максимального значения G_f для $F \approx 10^{-4}$ Гц и резкое уменьшение G_f для более низких частот флуктуаций частоты указывают на существование максимума $G_f(F)$ при очень низкой частоте флуктуаций [21]. Этот максимум соответствует частоте

$$F_0 = V_1 L_0^{-1} \left(\frac{2}{p-3}\right)^{1/2}.$$
(11)

Авторы публикаций [21–24] отмечают, что, согласно (11), по экспериментальному значению F_0 можно определить внешний масштаб L_0 , если известна скорость V_1 и показатель p. На рис. 3 по данным работ [22, 23] приведена найденная зависимость $L_0(r/a)$, точки соответствуют сигналам аппарата «Galileo» (1995), а квадраты — аппарата «Ulysses» (1991). Несмотря на большой разброс значений L_0 , всё же можно указать усреднённую зависимость $L_0(r/a)$:

$$L_0[\text{KM}] \approx 1.2 \cdot 10^6 (r/a).$$
 (12)

Пунктирная линия на рис. 3 соответствует соотношению (12). Видно, что пр
иr/a=10и 25 внешний масштаб равен $1.5\cdot 10^6$
и $3\cdot 10^6$ км соответственно.

При изучении мелкомасштабных неоднородностей плазмы необходимо получать экспериментальные спектры флуктуаций для достаточно высокой частоты F. Для определения внутреннего масштаба $L_{\rm m}$ использовались экспериментальные данные о спектрах флуктуаций амплитуды и частоты и о частотном размытии спектральной линии радиоволн, когда удалось зарегистрировать характеристики флуктуирующих сигналов при F > 10 Гц. Сначала определение $L_{\rm m}$ было осуществлено с использованием сигналов аппарата «Венера-10» (1976) при изучении размытия спектральной линии радиоволн с частотой в окрестности f_1 [24]. В этой работе показано, что форма спектральной линии при больши́х девиациях частоты δf_1 содержит информацию о мелкомасштабных неоднородностях плазмы. По наибольшему значению размытия спектральной линии

295





Рис. 3. Внешний масштаб турбулентности плазмы L_0 при разных r/a

Рис. 4. Внутренний масштаб турбулентности среды $L_{\rm m}$ в зависимости от r/a

 δf_1 можно найти соответствующее значение флуктуаций частоты $F_{\rm m}$ и оценить масштаб $L_{\rm m}$. Авторы использовали найденные в этой миссии значения скорости V_1 , соотношение $L_{\rm m} = V_1 F_{\rm m}^{-1}$ и нашли зависимость внутреннего масштаба $L_{\rm m}(r/a)$. На рис. 4 квадратами указаны значения $L_{\rm m}$, определённые по этой методике.

В экспериментах радиопросвечивания плазмы с помощью аппарата «Nozomi» (2000) удалось осуществить измерения флуктуаций частоты f_3 при высокой частоте регистрации сигналов [23]. В результате были получены достоверные спектры $G_f(F)$ для высоких частот F и найдены значения $F_{\rm m}$. Авторы [23] используют значения V_1 , определённые в других миссиях, и находят масштаб $L_{\rm m}$. Значения $L_{\rm m}$, найденные в работе [23] по высокочастотным спектрам флуктуаций частоты, показаны на рис. 4 треугольниками. Другой метод определения масштаба $L_{\rm m}$ был применён при анализе флуктуаций амплитуды в экспериментах миссий «Венера-15» и «Венера-16» (1984) [17]. В этих исследованиях была осуществлена регистрация флуктуаций амплитуды радиоволн с длинами λ_1 и λ_2 . Существенно, что соотношение уровня сигналов и шумов было высоким, а амплитуда регистрировалась с высокой частотой отсчётов. Авторы работы [17] довольно произвольно приняли, что интенсивность спектра $G_{\rm a}$ при «наибольшей» достоверно регистрируемой частоте $F_{\rm m}$ в 100 раз меньше, чем при наибольшей интенсивности $G_{\rm a}$ для низкой частоты флуктуаций. Масштаб $L_{\rm m}$, найденный при использовании этого критерия, показан на рис. 4 точками.

Из рис. 4 следует, что разные методы определения масштаба $L_{\rm m}$ дали близкие значения внутреннего масштаба: при r/a = 10 и r/a = 20 масштаб $L_{\rm m}$ ориентировочно равен 11 и 26 км соответственно. Усреднённая зависимость $L_{\rm m}$ от гелиоцентрического расстояния отвечает такой же аппроксимации, что и в выражении (12):

$$L_{\rm m} \approx 1.3(r/a). \tag{13}$$

Зависимость (13) показана на рис. 4 пунктирной линией. Найденные значения $L_{\rm m}$ по порядку величины соответствуют гирорадиусу протона.

4. РАДИАЛЬНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ИНТЕНСИВНОСТИ ФЛУКТУАЦИЙ РАДИОВОЛН И НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ПЛАЗМЫ

Для понимания причины сильного разгона солнечного ветра важно выяснить зависимость относительной интенсивности неоднородности плазмы от гелиоцентрического расстояния.

Интенсивность флуктуаций радиоволн характеризуется среднеквадратичным отклонением флуктуаций амплитуды σ_a и частоты σ_f , а относительная интенсивность статистических неоднородностей плазмы — отношением среднеквадратичного отклонения электронной концентрации σ_N к концентрации плазмы $N: \gamma = \sigma_N/N$ (в дальнейшем будем называть величину γ просто относительной неоднородностью). Характеристики флуктуаций радиоволн σ_a , σ_f и флуктуаций электронной концентрации σ_N связаны между собой и зависят от гелиоцентрического расстояния.

Проанализируем экспериментальные зависимости σ_a и σ_f от r/a. При осуществлении радиопросвечивания плазмы всегда регистрируется частота (1 отсчёт в секунду) и в редких миссиях амплитуда (15÷30 отсчётов в секунду). По этим данным находятся значения σ_a и σ_f . В статьях [15, 17, 25–28] приведены результаты экспериментальных определений σ_a при различных гелиоцентрических расстояниях, а в публикациях [19, 20, 25, 29–34] представлены зависимости $\sigma_f(r/a)$. В данных некоторых миссий наблюдался сильный разброс значений флуктуаций радиоволн, связанный, по-видимому, с влиянием транзиентов — выбросов плазмы; по таким данным найти зависимость $\sigma_f(r/a)$ затруднительно. Авторы указанных работ аппроксимируют экспериментальные зависимости σ_a и σ_f от r/a степенными функциями,

Таблица 1. Значения α по флуктуациям амплитуды для различных миссий

Аппарат	λ , см	r/a	α
«Helios», (1975)	13,0	$11 \div 30$	$1,\!55$
«Yoyger», (1979)	3,6	$6{\div}17$	1,82
«Yoyger», (1997)	13,0	$12 \div 23$	$1,\!87$
«Yoyger», (1980)	13,0	$12 \div 30$	1,73
«Yoyger», (1980)	3,6	$12 \div 30$	$1,\!89$
«Венера», (1984)	$5,\!0$	$5 \div 27$	1,73

$$\sigma_{\rm a} = A(r/a)^{-\alpha},\tag{14}$$

$$\sigma_f = B(r/a)^{-\beta},\tag{15}$$

и находят значения параметров A, α и B, β . В табл. 1 и 2 приведены результаты определений параметров α и β по данным наиболее информативных миссий радиопросвечивания. Из табл. 1 следует, что для $r/a = 6 \div 30$ по амплитудным данным среднее значение $\alpha = 1.75 \pm 0.15$, а по частотным данным (см. табл. 2) для $r/a = 5 \div 40$ среднее значение $\beta = 1.70 \pm 0.17$.

Для определения радиальной зависимости относительной неоднородности плазмы $\gamma(r)$ необходимо найти распределение интенсивности флуктуаций электронной концентрации $\sigma_N(r)$. Определение этой зависимости возможно по флуктуациям амплитуды или по флуктуациям частоты. В работах [7–13, 34] дан теоретический анализ флуктуаций амплитуды и показано следующее. Определение $\sigma_N(r)$ по зависимости $\sigma_a(r)$ затруднительно, т. к. теория справедлива только при малых флуктуациях и для конкретной длины волны она ограничена узким диапазоном изменения расстояния r. Более информативны частотные данные $\sigma_f(r)$, они справедливы как при интенсивных, так и при слабых флуктуациях частоты, а следовательно, при большом диапазоне изменений r. Важно также, что экспериментальное определение $\sigma_f(r)$ осуществляется двумя методами: путём интегрирования спектров флуктуаций частоты по формулам (9) и (10) или по ширине размытия спектральной линии радиоволн $\Delta f \approx 2,5\sigma_f$. Для нахождения $\sigma_N(r)$ используем экспериментальную зависимость $\sigma_f(r)$ согласно (15) и теоретическое выражение для σ_f .

В работах [5, 7, 8, 10, 12] проведён подробный теоретический анализ и получены приближённые формулы для зависимости $\sigma_f(\sigma_N)$. Аналогичные, но более удобные выражения для σ_f представлены в работах [19, 33], где дана следующая связь σ_f и σ_N :

$$\sigma_f \propto \sigma_N \left[\left(\frac{\chi_f}{1 - \chi_f} \right)^{1/2} L_{\rm e}^{1/2} L_0^{-\chi_f/2} V^{(\chi_f + 1)/2} \right].$$
(16)

Здесь $L_{\rm e}$ — толщина условного фазового экрана, χ_f — показатель спектра флуктуаций частоты, $V_1 \approx V$ — скорость переноса неоднородностей плазмы через лучевую линию, L_0 — внешний масштаб неоднородностей. При анализе за-

Таблица 2. Значения
 β по флуктуациям частоты для различных миссий

Аппарат	$\lambda,$ см	r/a	β
«Helios», (1975)	13	$3 \div 50$	1,79
«Pioneer», (1975)	13	$7 \div 60$	$1,\!59$
«Viking», (1976)	13	$3 \div 27$	$1,\!87$
«Pioneer», (1981)	13	$15 \div 60$	$1,\!66$
«Венера», (1984)	32 и 5	$4 \div 40$	$1,\!65$
«Nozomi», (2000)	13	$5 \div 35$	$1,\!61$

висимостей $\sigma_N(r)$ и $\gamma(r)$ здесь и далее исключены громоздкие множители, не зависящие от расстояния r. Учтём, что $L_e \approx r$, $\chi_f = p - 3$, используем экспериментальные зависимости $L_0(r)$, $\sigma_f(r)$ и по формулам (12), (15) и (16) найдём зависимость $\sigma_N(r)$:

$$\sigma_N \propto r^{-\beta} \left[\left(\frac{p-3}{4-p} \right)^{-1/2} r^{(p-4)/2} V^{(2-p)/2} \right].$$
 (17)

Показатель пространственного спектра неоднородностей плазмы p согласно рис. 2 слабо зависит от расстояния: для $r/a = 5 \div 40$ имеем $p \approx 3,5$, а согласно табл. 2 среднее значение $\beta = 1,7$. С учётом этих значений p и β из соотношения (17) следует, что

$$\sigma_N \propto r^{-1,95} V^{-1,75}.$$
(18)

Это соотношение справедливо при определении σ_f по очень длинным реализациям флуктуаций частоты, когда согласно (12) $L_0 \propto r$. Если же σ_f находится по реализациям флуктуаций частоты за временной интервал около 20 или 30 мин, то зависимость L_0 от r не проявляется и следует положить $L_0 = \text{const. B}$ этом случае из (16) имеем

$$\sigma_N \propto r^{-2,2} V^{-1,75}.$$
 (19)

Для анализа зависимости относительной неоднородности плазмы от расстояния, $\gamma(r)$, необходимо знать радиальные распределения N(r) и V(r). В обзоре [35] показано, что справедливы следующие аппроксимации экспериментальных зависимостей скорости и концентрации плазмы от гелиоцентрического расстояния:

$$V = V_{\rm m} {\rm th}(x), \tag{20}$$

$$N = N_{\rm m} (215)^2 [(r/a)^2 \text{th}(x)]^{-1}.$$
(21)

Здесь $N_{\rm m}$ и $V_{\rm m}$ — концентрация и скорость плазмы вблизи орбиты Земли, x = 0.04r/a. По этим соотношениям в области установившегося солнечного ветра для r/a > 20 скорость V = const, а концентрация N убывает как r^{-2} . Поэтому из выражений (18) и (19) следует, что для $r/a = 15\div30$ относительная неоднородность среды γ остаётся почти постоянной. При определении $\gamma(r)$ в области основного ускорения солнечного ветра для $r/a = 6\div18$ необходимо по формулам (20) и (21) учитывать зависимости V(r) и N(r), а по данным рис. 2 — зависимость p(r). Численный анализ функции $\gamma(r)$, проведённый с учётом этих зависимостей, показал, что для области основного ускорения плазмы γ возрастает при увеличении r/a. Найденные по этой схеме приближённые зависимости $\gamma(r)$ соответствуют весьма условному среднему состоянию плазмы,





Рис. 5. Зависимость относительной неоднородности плазмы γ от r/a

Рис. 6. Относительная неоднородность плазмы в области основного ускорения солнечного ветра

когда справедливы соотношения (20) и (21), а $\beta = 1,7$. Из табл. 2 следует, что экспериментальные значения β , определённые по данным разных миссий, могут изменяться от 1,5 до 1,9. Поэтому, в соответствии с формулами (17), (20) и (21), могут реализоваться различные зависимости $\gamma(r)$, от почти постоянного значения до возрастания степени неоднородности плазмы при увеличении r/a.

В работах [17, 22, 26, 34, 36, 37] приведены оценки зависимости $\gamma(r)$, полученные в разные годы по данным о флуктуациях частоты $\sigma_f(r)$ и амплитуды $\sigma_a(r)$. Авторы этих работ задают разные приближённые выражения для N(r) и V(r), используют экспериментальные зависимости $\sigma_f(r)$ (или $\sigma_a(r)$) и анализируют степень неоднородности плазмы для большого диапазона изменения r/a. Необходимо отметить, что определения функции $\gamma(r)$ мало достоверны при r/a < 5, когда эффекты флуктуаций радиоволн велики, и при r/a > 40, когда они слишком малы. Это замечание подтверждается тем, что значения γ в разных публикациях для малых и больши́х r/a отличаются очень сильно. Проанализируем функцию $\gamma(r)$ для области $6 \leq r/a \leq 40$, где разброс значений степени неоднородности плазмы остаётся на приемлемом уровне. На рис.5 по данным [17, 26, 36] приведены зависимости γ от гелиоцентрического расстояния, полученные по измерениям сигналов аппаратов «Венера-15», «Венера-16» (1984) и «Akatsuki» (2011). На нём точки и треугольники соответствуют частотным и амплитудным данным сигналов аппаратов «Венера-15» и «Венера-16» соответственно, а крестики — частотным данным аппарата «Akatsuki». Видно, что при возрастании r/a величина γ растёт: среднее значение $\gamma = 0.08$ при $r/a = 6 \div 15$, а для $r/a = 20 \div 30$ получено $\gamma = 0.19$. На рис. 6 точками показаны значения γ , определённые по данным миссии «Венера-10» (1978) и квадратами — миссии «Galileo» (1997) [22, 34]. Из этого графика следует, что в пределах ошибок измерений степень неоднородности плазмы не зависит от гелиоцентрического расстояния, среднее значение $\gamma = 0.25$.

Для солнечного ветра характерна сильная изменчивость скорости V(r); различают «быстрый» и «медленный» солнечный ветер. В публикации [37] показано, что сильные изменения зависимости $\gamma(r)$, по-видимому, связаны с проявлением периодов преимущественного «быстрого» или «медленного» ветра.

5. ПОИСК ВОЛНОВЫХ СТРУКТУР

При просвечивании околосолнечной плазмы, в которой распространяются волны плотности среды, должны наблюдаться квазипериодические вариации частоты радиосигналов. Этот эффект будет замаскирован случайными флуктуациями, обусловленными статистическими неоднородностями плазмы. Попытка обнаружения квазипериодических вариаций частоты в околосолнечной плазме была осуществлена с использованием сигналов аппаратов «Венера-15» и «Венера-16» (1984) путём анализа спектров флуктуаций частоты и соответствующих корреляционных функций [38]. Были изучены особенности изменений частоты радиоволн (с длиной в окрестности λ_1) при изменении r/a в пределах от 6 до 30. Для уверенного обнаружения квазипериодических вариаций частоты использовались результаты одновременных измерений сигналов в двух наземных пунктах. Исходный массив данных включал серии односекундных отсчётов частоты с длительностями по 20÷30 мин. Наличие квазипериодических вариаций частоты было обнаружено в большинстве проанализированных сеансов радиосвязи, однако за время конкретного сеанса наблюдалась сильная нестационарность, проявляющаяся в изменчивости интенсивности эффекта и периода Т вариаций частоты. Авторы [38] считают, что обнаруженные медленные вариации частоты обусловлены почти периодическими изменениями электронной концентрации на лучевой линии и отмечают, что для эффективной вариации частоты необходимо, чтобы лучевая линия радиоволны AB была параллельна равнофазной поверхности — фронту плазменной волны в точке С (см. рис. 1). Они делают вывод, что плазменная волна порождается источником, расположенным не у Солнца, а локально в околосолнечной плазме и предполагают, что зарегистрированные волны могут быть обусловлены плазменно-пучковой неустойчивостью, возникающей при взаимодействии потоков среды, имеющих разные скорости.

В публикациях [39, 40] представлены результаты подробных исследований квазипериодических колебаний частоты. В этих работах использовались данные регистраций приведённой разности частот Δf двух когерентных радиоволн с частотами f_3 и f_4 . Приведённая разность частот Δf пропорциональна скорости изменения интегральной электронной концентрации на трассе AB и не зависит от регулярного доплеровского изменения частоты, что позволяет более точно исследовать её квазипериодические вариации. Авторы использовали данные о разности Δf нескольких миссий («Ulysses» (1995), «Mars-Express» (2006), «Venus-Express» (2006) и «Rosetta» (2006)), зарегистрированные в четырёх наземных пунктах приёма сигналов.

Для более надёжного выявления периодических вариаций частоты и определения их периода Т применялись три метода обработки данных: определение автокорреляционной функции флуктуаций Δf , анализ спектра Δf и вейвлет-анализ. Был проведён тщательный поиск квазипериодических вариаций частоты, когда r/a изменялось от 3 до 38. Анализ показал, что в 20% случаев регистрируются квазипериодические вариации частоты, период которых изменяется случайным образом в пределах 2÷4 мин. Авторы также указывают на нестационарность этого явления: периодические вариации разности Δf сильно изменяются, они наблюдаются в течение нескольких десятков минут, а затем исчезают. Также отмечается, что вариации частоты с периодом T < 1 мин не могли быть зарегистрированы из-за сильного влияния случайных частотных флуктуаций. В работах [39, 40] указано, что квазипериодические колебания частоты при $T \approx 5$ мин соответствуют известным по оптическим данным колебаниям в нижней короне Солнца. Авторы полагают, что источником волн плотности плазмы являются мощные альвеновские волны, которые почти без поглощения распространяются на большое расстояние и порождают магнитно-звуковые волны, которые и обуславливают волны плотности плазмы. На рис. 7 показаны результаты определений периода волн плотности плазмы Т: квадраты соответствуют данным статей [39, 40], а точки — [38]. Видно, что период T для $r/a = 7 \div 35$ возрастает от 30 до 240 с.



Рис. 7. Характерные периоды вариаций частоты

Для $r/a = 3 \div 5$ период $T \approx 150 \div 300$ с, что близко к периоду акустических колебаний нижней короны.

Волновые вариации магнитного поля (альвеновские волны) не оказывают непосредственного влияния на концентрацию плазмы. Их наличие может быть обнаружено по эффекту Фарадея, что возможно, если применять радиоволны с линейной поляризацией. Для исследований вариаций магнитного поля методом регистрации эффекта Фарадея были использованы аппараты «Гелиос-1» и «Гелиос-2» (1975), которые позволили осуществить радиопросвечивания плазмы линейно поляризованными радиоволнами с частотой f_3 . Сигналы этих аппаратов принимались в нескольких центрах радиосвязи, где регистрировались изменения фарадеевского угла поляризации Ф. Эффект Фарадея описывается известным соотношением

$$\Phi(r,t)[\operatorname{rpad}] = Kf^{-2} \int_{A}^{B} N(\rho,t)H_l(\rho,t) \,\mathrm{d}l.$$
(22)

Здесь $K = 1,35 \cdot 10^{-8} \text{ M}\Gamma \text{q}^2$, dl — элемент длины на линии AB, H_l — проекция вектора магнитного поля на лучевую линию AB, ρ — расстояние от центра Солнца до произвольной точки C_1 на лучевой линии, интегрирование осуществляется вдоль лучевой линии AB (см. рис. 1). При сферически симметричном распределении электронной концентрации $N(\rho, t)$ и магнитного поля $H(\rho, t)$ угол Φ будет равен нулю, т. к. интегралы по частям лучевой линии CA и CB равны по модулю, но противоположны по знаку. Поразительным результатом измерений фарадеевского угла Φ при изменении r/a было обнаружение почти регулярной, хотя и изменчивой, усреднённой зависимости $\Phi(r)$, на которую наложены быстрые флуктуации угла $\delta\Phi(t)$. Быстрые квазипериодические вариации угла Φ могут указывать на наличие альвеновских волн. Эта мысль сформулирована в работе [41], где показано, что, наряду со случайными флуктуациями фарадеевского угла, наблюдаются почти периодические вариации Φ .

Авторы работы [41] провели анализ экспериментальных зависимостей $\Phi(t)$, полученных в сеансах поляризационного радиопросвечивания плазмы сигналами аппарата «Гелиос-2» (1976), когда параметр лучевой линии r/a был равен 2,8 и 3,4. Медленно изменяющаяся компонента $\Phi(t)$ исключалась методом скользящего среднего, после чего получалась экспериментальная реализация случайной функции $\delta\Phi(t)$ с нулевым средним значением и частотой отсчётов в 1 Гц. Для выделения квазипериодической компоненты $\delta\Phi$ определялась её корреляционная функция и соответствующий спектр. При такой обработке удалось выявить почти периодические изменения корреляционной функции и определить характерный период вариаций T. Для более надёжного определения характеристик периодических вариаций был проведён анализ флуктуаций $\delta\Phi(t)$, зарегистрированных одновременно в двух наземных приёмных пунктах, и показано, что эти флуктуации на разнесённых пунктах одинаковы. Медленные квазипериодические вариации фарадеевского угла наглядно проявляются при усреднении флуктуаций $\delta\Phi(t)$ за временны́е интервалы 20 с.

О. И. Яковлев

300

В работе [42] приведены примеры подобных вариаций $\delta \Phi(t)$. Показано, что сначала на фоне регулярного увеличения в течение 10 мин наблюдаются колебания с периодом 2,6 мин, а затем на двадцатиминутном интервале регистрируются колебания с периодом 3,9 мин. Амплитуда колебаний $\delta \Phi$ достигает $\pm 2^{\circ}$, что свидетельствует о нерегулярном наличии интенсивных альвеновских волн. При интерпретации этих данных возникла необходимость сравнивать вклад в вариации

 $\delta \Phi(t)$ влияния изменений электронной концентрации δN и магнитного поля δH . Из соотношения (22) следует, что

$$\delta\Phi(r,t) = Kf^{-2} \int_{A}^{B} \delta N(\rho,t) H_l(\rho,t) \,\mathrm{d}l + Kf^{-2} \int_{A}^{B} N(\rho,t) \,\delta H_l(\rho,t) \,\mathrm{d}l, \tag{23}$$

где первое слагаемое отражает влияние на эффект Фарадея изменения электронной концентрации, а второе — вариации магнитного поля. Авторы [41, 42] полагают, что обнаруженные квазипериодические вариации $\delta\Phi$ обусловлены быстрыми периодическими изменениями магнитного поля на трассе радиосвязи, т. е. они соответствуют второму слагаемому формулы (23). На основе этого делается вывод о регистрации эффекта влияния альвеновских волн на линейно поляризованные радиоволны.

В работах [43, 44] приводятся дополнительные сведения о случайных и периодических вариациях фарадеевского угла и определяется их спектр $G_{\phi}(F)$. Оказалось, что информативная часть спектра $G_{\phi}(F)$ для частот флуктуации 3 мГц > F > 1,7 мГц может быть представлена степенной зависимостью $G_{\phi} \propto F^{-\chi_{\phi}}$, где χ_{ϕ} — спектральный индекс. Для каждого спектра находят характерную частоту квазипериодических вариаций $F_{\phi} = T_{\phi}^{-1}$. В результате тщательного анализа спектров G_{ϕ} , полученных при разных значениях r/a, определяют три характеристики: спектральный индекс χ_{ϕ} , характерную частоту F_{ϕ} и дисперсию σ_{ϕ}^2 . Авторы [43, 44] нашли, что в 25% случаев явно выделяется характерная частота F_{ϕ} и соответствующий период T_{ϕ} . В указанных работах также приведены зависимости G_{ϕ}^2 и χ_{ϕ} от гелиоцентрического расстояния для $r/a = 3\div 8$. Несмотря на то, что экспериментальные значения этих величин имеют большой разброс, всё же удалось выяснить их зависимость от r/a. Было показано, что для дисперсии G_{ϕ}^2 можно использовать следующую аппроксимацию:

$$\sigma_{\phi}^2 \approx M_1 (r/a)^{-m_1} + M_2 (r/a)^{-m_2}, \tag{24}$$

где $M_1 = 3,7 \cdot 10^5$, $m_1 = 8$, $M_2 = 42$, $m_2 = 2,8$. Спектральный индекс χ_{ϕ} зависит от расстояния, для $r/a = 3 \div 4$ он равен 1,9, а для $r/a = 6 \div 10$ в среднем он равен 1,2. Период вариаций фарадеевского угла T_{ϕ} при $r/a = 3 \div 10$ изменяется в пределах $80 \div 300$ с.

В работах [42, 43] описаны результаты анализа флуктуаций $G_{\Phi}(t)$, зарегистрированных одновременно в двух разнесённых на большое расстояние наземных пунктах. Это позволило получить кросскорреляционную функцию для $G_{\Phi}(t)$ и найти время запаздывания τ , соответствующее разности расстояний лучевых линий до Солнца $r_1 - r_2$. Далее по соотношению $V_{\phi} = (r_1 - r_2)\tau^{-1}$ определялась скорость V_{ϕ} . Оказалось, что для $r/a \approx 5,6$ в течение часа наблюдаются больши́е вариации скорости от 100 до 1 000 км/с. Согласно работе [35], скорость солнечного ветра при $r/a = 5 \div 6$ не превосходит 100 км/с. Поэтому регистрируемые в течение нескольких десятков минут значения $V_{\phi} = 600 \div 1000$ км/с не являются скоростью солнечного ветра, они соответствуют альвеновским волнам. Более подробный анализ роли магнитогидродинамических волн в задаче радиопросвечивания околосолнечной плазмы дан в статье [45].

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проанализированы результаты определения параметров спектра неоднородностей околосолнечной плазмы, полученных методом радиопросвечивания. Полученные величины спектрального индекса p, внешнего L_0 и внутреннего L_m масштабов достаточно надёжны. Разные исследования степени неоднородности плазмы γ дают сильно отличающиеся значения, найденные ориентировочные зависимости γ от безразмерного гелиоцентрического расстояния r/a требуют уточнения. Сведения о проявлении волн околосолнечной плазмы являются предварительными. В обзоре [35] были приведены результаты анализа динамических характеристик солнечного ветра и даны экспериментальные зависимости скорости, ускорения, мощности и концентрации плазмы от r/a. В результате осуществления многих миссий радиопросвечивания околосолнечной плазмы получен общирный экспериментальный материал о параметрах солнечного ветра. Экспериментальные зависимости характеристик плазмы от r/a представлены аппроксимирующими функциями, справедливыми в области основного ускорения при $r/a = 3\div40$ для гелиошироты, меньшей 60°.

Солнечный ветер — грандиозное по своим масштабам явление: Солнцем выбрасывается около миллиона тонн вещества в секунду. Плазма ускоряется до сверхзвуковой скорости, пронизывает солнечную систему и уходит в межзвёздное пространство. Было высказано предположение, что ускорение солнечного ветра обусловлено дополнительной передачей энергии плазме интенсивными альвеновскими волнами, генерируемыми Солнцем. Эти волны, распространяясь на большое расстояние, могут возбуждать магнито-звуковые волны, которые диссипируют и передают энергию плазме. Подтверждение или критика этой гипотезы возможна на базе сравнения выводов теории с общирными экспериментальными данными. К сожалению, до сих пор нет развёрнутого изложения теории, соответствующей этой гипотезе.

Автор выражает благодарность А.И. Ефимову за плодотворные дискуссии, способствовавшие улучшению этой статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Hollweg J. V., Harrington J. V. // J. Geophys. Res. 1968. V. 73, No. 23. P. 7 221.
- 2. Goldstein R. // Science. 1969. V. 166, No. 3 905. P. 598.
- 3. Яковлев О.И., Трусов Б.П., Ефимов А.И. и др. // Космич. исслед. 1974. Т. 12, № 4. С. 600.
- Яковлев О. И., Молотов Е. П., Круглов Ю. М. и др. // Радиотехника и электроника. 1977. Т. 22, № 2. С. 260
- 5. Колосов М. А., Яковлев О. И., Рогальский В. И., Ефимов А. И. // Докл. АН. 1978. Т. 241, № 3. С. 555.
- 6. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 2. М.: Мир, 1981. 325 с.
- 7. Armand N. A., Efimov A. I., Yakovlev O. I. // Astron. Astrophys. 1987. V. 183. P. 135.
- 8. Яковлев О.И. Космическая радиофизика. М.: Научная книга-РФФИ, 1998. 496 с.
- 9. Woo R., Yang F. C., Yip K., Kendall W. B. // Astrophys. J. 1976. V. 210. P. 568.
- 10. Woo R. // Astrophys. J. 1978. V. 219. P. 727.
- 11. Bird M. K., Volland H., Howard R. A., et al. // Solar Phys. 1985. V. 98, No. 2. P. 341.
- 12. Ефимов А. И., Яковлев О. И. Электромагнитные волны в атмосфере и космическом пространстве. М.: Наука, 1986. 171 с.
- 13. Armstrong J. W., Woo R. // Astron. Astrophys. 1981. V. 103. P. 415.

О. И. Яковлев

302

- 14. Tyler G. L., Vesecky J. F., Plume M. A., Howard H. T. // Astrophys. J. 1981. V. 249. P. 318.
- Ефимов А. И., Яковлев О. И., Рубцов С. Н. // Радиотехника и электроника. 1987. Т. 32, № 10. С. 2025.
- 16. Efimov A. I., Chashei I. V., Bird M. K., et al. // Adv. Space Res. 2005. V. 36, No. 8. P. 1448.
- 17. Яковлев О.И., Ефимов А.И., Рубцов С.Н. // Астрон. журн. 1988. Т. 65, № 6. С. 1 290.
- 18. Chashei I. V., Efimov A. I., Samoznaev L. N., et al. // Adv. Space Res. 2005. V. 36, No. 8. P. 1454.
- Ефимов А. И., Луканина Л. А., Самознаев Л. Н. и др. // Радиотехника и электроника. 2010. Т. 55, № 11. С. 1 343.
- 20. Ефимов А. И., Имамура Т., Ояма К. И. и др. // Астрон. журн. 2010. Т. 87, № 11. С. 1 120.
- 21. Ефимов А. И., Чашей Н. В., Самознаев Л. Н. и др. // Астрон. журн. 2002. Т. 79, № 7. С. 640.
- 22. Chashei I. V., Efimov A. I., Bird M. K. // Astron. Astrophys. Trans. 2007. V. 26, No. 6. P. 611.
- 23. Ефимов А. И., Луканина Л. А., Самознаев Л. Н. и др. // Астрон. журн. 2010. Т. 87, № 5. С. 492.
- 24. Разманов В. М., Ефимов А. И., Яковлев О. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1979. Т. 22, № 9. С. 1051.
- 25. Колосов М. А., Яковлев О. И., Ефимов А. И. и др. // Радиотехника и электроника. 1978. Т. 23, № 9. С. 1829.
- 26. Рубцов С. Н., Яковлев О. И., Ефимов А. И. // Космич. исслед. 1987. Т. 25, № 4. С. 620.
- 27. Ефимов А.И., Арманд Н.А., Луканина Л.А. и др. // Радиотехника и электроника. 2008. Т. 53, № 10. С. 1 257.
- 28. Яковлев О.И., Ефимов А.И., Молотов Е.П. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1988. Т. 31, № 1. С. 3.
- 29. Efimov A. I., Samoznaev L. N., Andreev V. E., et al. // Adv. Space Res. 2002. V. 30, No. 3. P. 453.
- Арманд Н. А., Ефимов А. И., Яковлев О. И. и др. // Радиотехника и электроника. 1988. Т. 33, № 8. С. 1574.
- 31. Ефимов А. И., Луканина Л. А., Рудаш В. К. и др. // Космич. исслед. 2013. Т. 51, № 1. С. 17.
- 32. Efimov A. I., Lukanina L. A., Samoznaev L. N., et al. // Solar Phys. 2014. V. 289, No. 5. P. 1715.
- 33. Efimov A. I., Samoznaev L. N., Bird M. K., et al. // Adv. Space Res. 2008. V. 42, No. 2. P. 117.
- 34. Ефимов А. И., Яковлев О. И., Разманов В. М. и др. // Космич. исслед. 1978. Т. 16, № 3. С. 419.
- 35. Яковлев О.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2014. Т. 57, № 5. С. 347.
- 36. Imamura T., Tokumaru M., Hiroaki I., et al. // Astrophys. J. 2014. V. 788, No. 2. P. 117.
- 37. Woo R., Armstrong J. W., Bird M. K., Patzold M. // Geophys. Res. Lett. 1995. V. 22, No. 4. P. 329.
- 38. Якубов В. П., Яковлев О. И., Ефимов А. И. и др. // Космич. исслед. 1989. Т. 27, № 5. С. 772.
- Ефимов А. И., Луканина Л. А., Рогашкова А. И. и др. // Радиотехника и электроника. 2011. Т. 56, № 12. С. 1433.
- 40. Efimov A. I., Lukanina L. A., Samoznaev L. N., et al. // Adv. Space Res. 2012. V. 49, No. 3. P. 500.
- 41. Ефимов А. И., Чашей И. В., Шишов В. И., Берд М. К. // Письма в Астрон. журн. 1993. Т. 19, № 2. С. 143.
- 42. Ефимов А. И., Луканина Л. А., Рогашкова А. И. и др. // Радиотехника и электроника. 2013. Т. 58, № 9. С. 916.
- 43. Efimov A. I., Lukanina L. A., Rogashkova A. I., et al. // Solar Phys. 2015. V. 290, No. 9. P. 2 397.
- 44. Ефимов А.И., Андреев В.Е., Самознаев Л.Н. и др. // Астрон. журн. 1999. Т. 76, № 4. С. 312.
- 45. Miyamoto M., Imamura T., Tokumaru M., et al. // Astrophys. J. 2014. V. 797. P. 51.

Поступила в редакцию 25 февраля 2016 г.; принята в печать 18 мая 2016 г.

PROPERTIES OF THE CIRCUMSOLAR PLASMA TURBULENCE AND PLASMA WAVES ACCORDING TO THE RADIO SOUNDING BY SPACECRAFT SIGNALS

O. I. Yakovlev

We report on the results of studying the circumsolar plasma turbulence according to the coronal sounding experiments using spacecraft signals. Statistical characteristics of the temporal fluctuation spectra of the amplitude, phase, frequency, and Faraday rotation angle of the radio-wave polarization plane are described for the solar offset distances of the ray path in the range between 3 and 40 solar radii. Information on the turbulence spectra is given and the spectral index, as well as the outer and inner turbulence scales, as functions of the heliocentric distance are presented. The effect on the measured parameters of the plasma waves is discussed and typical values of the wave periods for different distances from the Sun are given.