

УДК 523.62-726

## МЕЛКОМАСШТАБНЫЕ ФЛУКТУАЦИИ ПЛАЗМЫ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА В БЫСТРЫХ И МЕДЛЕННЫХ ПОТОКАХ

© 2019 г. М. О. Рязанцева<sup>1</sup>, \*, Л. С. Рахманова<sup>1</sup>, Г. Н. Застенкер<sup>1</sup>, Ю. И. Ермолаев<sup>1</sup>,  
И. Г. Лодкина<sup>1</sup>, Л. С. Чесалин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

\*orearm@gmail.com

Поступила в редакцию 18.04.2019 г.

После доработки 18.04.2019 г.

Принята к публикации 25.05.2019 г.

В работе проведено сравнение характеристик мелкомасштабных флуктуаций потока ионов по измерениям на космическом аппарате *СПЕКТР-Р* в медленных и быстрых потоках солнечного ветра. Отдельно рассматриваются быстрые квазистационарные течения и быстрые возмущенные потоки, связанные с транзитными явлениями в солнечной короне. Использование данных прибора *БМСВ* с высоким временным разрешением позволяет провести анализ плазменных флуктуаций в широком диапазоне масштабов, в том числе на малых масштабах, где значительный вклад могут вносить кинетические эффекты. В работе показано, что характер мелкомасштабных флуктуаций может существенно отличаться в быстрых потоках с одинаковой средней скоростью, но имеющих различную природу.

DOI: 10.1134/S0023420619060086

### ВВЕДЕНИЕ

Солнечный ветер (СВ) не однороден по своей структуре, в нем наблюдаются вариации различных пространственных и временных масштабов, которые в совокупности формируют каскад турбулентных флуктуаций [см. обзор 1]. При этом вариации, ассоциированные с крупномасштабными структурами в короне солнца, являются источниками энергии в каскаде (так называемые интегральные масштабы). Далее, в результате взаимодействия между структурами различных масштабов осуществляется энергетический обмен в системе на так называемых инерционных шкалах каскада (используется также термин магнитогидродинамические (МГД) масштабы). И затем на ионных и субионных шкалах начинают преобладать процессы диссипации энергии, приводящие к нагреву и ускорению частиц в плазме (так называемые диссипативные или кинетические масштабы). При этом согласно теоретическим подходам для развитой турбулентности на интегральных масштабах предсказывается спектр флуктуаций с наклоном  $-1$  [2], на инерционных масштабах — спектр с наклоном  $-5/3$  (так называемая колмогоровская турбулентность) [3], а на диссипативных масштабах — спектр с наклоном  $-7/3$  (согласно теории кинетической альфвеновской турбулентности) [4]. Однако экспериментальные наблюдения показывают, что течение в СВ часто

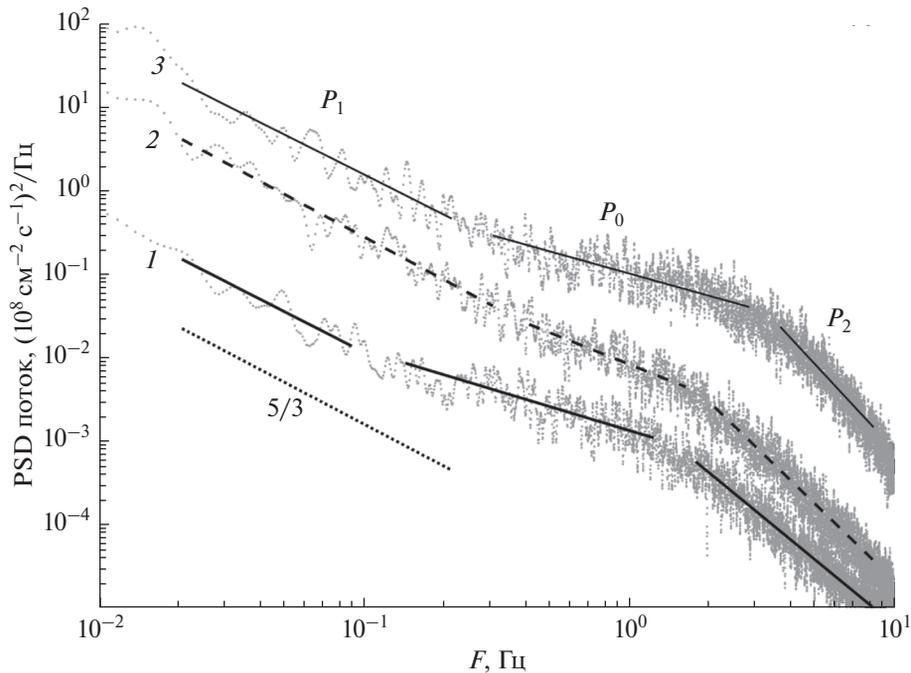
носит не стационарный характер и наблюдающиеся спектры флуктуаций параметров не всегда могут быть описаны в рамках общепринятых теоретических подходов. В частности, как правило, на диссипативных масштабах в эксперименте наблюдаются более крутые, чем это предсказывается в теориях, наклоны спектров флуктуаций  $\sim -2.8$  [см. обзор 5]. Близкие показатели наклона спектра  $-8/3$  предсказываются в подходах, учитывающих вклад нелинейного затухания Ландау [6] или влияние перемежаемости структур в плазме [7]. Тем не менее, все наблюдающееся разнообразие спектров флуктуаций объяснить в рамках этих моделей, пока не удастся. Кроме того, как правило, в упомянутых выше моделях рассматриваются только альфвеновские флуктуации и предполагается, что флуктуации параметров плазмы являются пассивно связанными с флуктуациями магнитного поля [4, 7], тогда как в эксперименте эта связь не прослеживается однозначно. Показатели наклонов спектров флуктуаций параметров СВ, наблюдающихся в экспериментах, могут сильно варьировать, и соответствуют модельным представлениям лишь в среднем [например 8, 9, 10]. На спектрах плазменных флуктуаций могут наблюдаться различные особенности в окрестности перехода между МГД и кинетическими масштабами [11, 12]. В работе [12] было показано, что спектры флуктуаций потока ионов, могут быть аппроксимированы в соответствии с традицион-

ными теоретическими представлениями линейными зависимостями на МГД и кинетических масштабах с четким изломом между ними не более чем в 50% случаев. При этом часто могут наблюдаться спектры с уплощением в окрестности излома (~20–30%) или с нелинейным укрупнением на кинетических масштабах (~5–10%). Отличия спектров флуктуаций от вида предсказанного классическими теориями могут появляться вследствие высокого уровня перемежаемости и сложной пространственной конфигурации структур СВ [7, 13, 14]. Свойства флуктуаций потока на малых масштабах зависят от крупномасштабных характеристик потока СВ, в котором они наблюдаются, при этом одним из важнейших факторов считается скорость потока. Так, в работе [15] показано, что в быстрых потоках наблюдается более высокий уровень флуктуаций модуля магнитного поля, при этом спектры флуктуаций спадают быстрее, чем в медленных потоках СВ. В работе [16] исследовались изменения спектров флуктуаций потока ионов в высокоскоростных течениях за фронтами межпланетных ударных волн. Авторами было показано, что за фронтом ударной волны уровень флуктуаций заметно возрастает, а наклон спектра резко укрупняется. Как правило, при подобном анализе производится селекция на медленные и быстрые потоки СВ по величине направленной скорости, но не уделяется внимание их происхождению. Однако ранее в работе [17] было показано, что характеристики спектров флуктуаций могут в большей степени зависеть от крупномасштабного типа течения СВ чем от локального значения параметров. В данной работе исследуются характеристики спектров флуктуаций СВ в быстрых квазистационарных потоках, и в быстрых возмущенных потоках, ассоциированных с транзиентными явлениями солнечной короны, а также проводится сравнение с аналогичными свойствами в медленных квазистационарных потоках СВ. Анализируются мощность и наклоны спектров флуктуаций потока ионов для широкого диапазона масштабов, а также их зависимость от скорости СВ. Следует отметить, что ранее большинство исследований спектров турбулентных флуктуаций проводились лишь по измерениям межпланетного магнитного поля ввиду ограниченности временного разрешения данных по плазме для большинства космических экспериментов [1, 5]. Отдельные прямые измерения параметров плазмы с высоким временным разрешением были доступны на нескольких КА [18–22], но носили не систематический характер. В связи с этим в данной работе особое внимание уделяется ионно-кинетическим масштабам, систематическое исследование которых по измерениям плазмы стало доступно по данным с КА *СПЕКТР-Р*.

## 1. ДАННЫЕ И МЕТОДИКА АНАЛИЗА

Анализ, приведенный в работе, основан на плазменных измерениях прибора БМСВ [23, 24] в рамках эксперимента ПЛАЗМА-Ф на борту КА *СПЕКТР-Р* [25]. Прибор позволяет проводить измерения параметров плазмы в СВ и магнитослое с временным разрешением 31 мс. Это дает возможность систематически проанализировать плазменные флуктуации в широком диапазоне масштабов в том числе на ионно-кинетических масштабах, что ранее не было доступно по данным других КА (см. Введение). В данной работе для исследования мелкомасштабных флуктуаций используются измерения потока ионов СВ доступные с максимальным временным разрешением полное время работы прибора. Полный набор плазменных параметров  $N_p$ ,  $V_p$ ,  $T_p$ ,  $N_a/N_p$  доступен с временным разрешением 3 с и определяется из полных энергетических распределений, измеренных прибором БМСВ. В связи с отсутствием на борту КА измерений по магнитному полю используются соответствующие измерения прибора MFI с КА *WIND* [26] из базы данных CDAWeb (<https://cdaweb.sci.gsfc.nasa.gov>), сдвинутые на время распространения плазмы между аппаратами. Для анализа были выбраны интервалы в СВ с длительностью не менее 3 ч, и с ориентацией прибора максимально ориентированной на Солнце. Отобранные интервалы были разделены на подинтервалы длительностью  $\approx 17$  мин для последующего анализа, причем каждый последующий интервал по времени перекрывал предыдущий на половину его длительности. На каждом интервале вычислялись фурье-спектры флуктуаций потока ионов СВ и определялись их основные характеристики. В работах [9, 27] было показано, что спектры флуктуаций потока ионов, измеренных прибором БМСВ, имеет смысл рассматривать на частотах не более  $\sim 10$  Гц, так как на больших частотах приборный шум может вносить заметный вклад. Однако, в случаях, где наблюдается низкий уровень потока ионов, соотношение сигнал шум может снижаться, и предельные частоты будут смещаться в область более низких значений. В связи с этим, для подобных случаев в данной работе предельная частота спектра определялась автоматически по характерному уплощению спектра на высоких частотах связанному с повышением уровня шума. Случаи, где предельная частота снижается до значений 4 Гц и менее, исключались из рассмотрения.

Для вычисления наклонов спектров флуктуаций на МГД и кинетических масштабах проводилась линейная аппроксимация спектров в соответствующих диапазонах частот. Как было сказано выше во введении, спектры флуктуаций параметров плазмы в СВ не всегда могут быть аппроксимированы двумя линейными функциями на МГД



**Рис. 1.** Сравнение спектров флуктуаций потока ионов для интервалов (снизу вверх) в медленном СВ 23.V.2014 02:35–02:52, аппроксимация сплошной толстой черной линией (1), в быстром СВ 2.VIII.2012 18:50–19:07, аппроксимация толстой пунктирной черной линией (2), и в магнитном облаке МС 17.VI.2012 02:16–02:33, аппроксимация тонкой черной линией (3). Величины наклонов спектров на МГД масштабе  $P_1$ , на кинетическом масштабе  $P_2$ , и в области уплощения между этими масштабами  $P_0$  приведены в табл. 1. Тонкой пунктирной линией изображен характерный наклон т.н. колмогоровского спектра.

и кинетических масштабах соответственно, в частности достаточно часто могут наблюдаться спектры с уплощением в окрестности излома между масштабами. В связи с этим, изначально каждый спектр аппроксимировался тремя линейными функциями в предположении наличия уплощения между МГД и кинетическим интервалами. В случае если второй (промежуточный) наклон оказывался достаточно близким к первому (разница показателей наклонов составляла не более 10%) или область уплощения не была ярко выражена (имела ширину менее 0.1 Гц по частотам) то проводилась повторная аппроксимация двумя линейными функциями. При этом область возможной линейной аппроксимации на частотном диапазоне определялась автоматически по минимальному отклонению экспериментальных точек от линейной функции, а условие минимального отклонения от линейных функций должно было соблюдаться сразу для всех трех исследуемых диапазонов частот. Примеры подобной аппроксимации можно видеть ниже на рис. 1, подробно обсуждаемым в разделе 2. По полученным линейным аппроксимациям определялись наклоны спектров на соответствующих масштабах, а также частоты пересечений соответствующих линейных функций. Сравнение мощности спектра флуктуаций PSD (Power Spectral Density)

проводилось для удобства в фиксированных диапазонах частот: 0.02–0.08 и 3–4 Гц заведомо лежащих внутри МГД и кинетического масштабов соответственно.

Каждому рассмотренному интервалу ставились в соответствие значения средних параметров плазмы и модуля магнитного поля на интервале, а также крупномасштабный тип СВ, в котором он наблюдался. Селекция интервалов по типу течения проводилась с помощью каталога крупномасштабных явлений СВ (<ftp://ftp.iki.rssi.ru/pub/omni/>) описанного в работе [28]. В соответствие с приведенным каталогом отобранные интервалы были разделены на следующие типы: медленный СВ (квазистационарные медленные потоки из корональных стримеров), быстрый СВ (квазистационарные быстрые потоки из корональных дыр), межпланетные проявления корональных выбросов массы ЕЈЕСТА и МС (магнитные облака), области компрессии SHEATH перед ЕЈЕСТА и МС и области компрессии плазмы между высокоскоростными и низкоскоростными потоками CIR. В задачи данной работы входило сравнение характеристик турбулентности в наиболее быстрых потоках СВ, поэтому ниже мы будем рассматривать 3 типа обладающих максимальными средними значениями скорости в отобранных нами интервалах: быстрый СВ, МС и SHEATH перед МС (во

**Таблица 1.** Средние значения параметров плазмы и магнитного поля для рассмотренных интервалов в различных крупномасштабных типах течения СВ

	$N$ , шт.	$\langle V_p \rangle$ , км/с	$\langle F_p \rangle$ , $10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$	$\langle N_p \rangle$ , $\text{см}^{-3}$	$\langle T_p \rangle$ , эВ	$\langle  B  \rangle$ , нТл	$\beta_p$
Медленный СВ	1092	$369 \pm 1.5$	$4.5 \pm 0.1$	$11.4 \pm 0.2$	$6.4 \pm 0.2$	$7.6 \pm 0.2$	$0.80 \pm 0.03$
Быстрый СВ	295	$471 \pm 1.5$	$4.0 \pm 0.1$	$8.1 \pm 0.3$	$12.1 \pm 0.6$	$7.7 \pm 0.2$	$0.95 \pm 0.08$
МС	289	$483 \pm 2$	$4.7 \pm 0.2$	$8.0 \pm 0.3$	$4.9 \pm 0.2$	$8.5 \pm 0.3$	$0.57 \pm 0.05$
SHEATH МС	191	$451 \pm 5$	$7.7 \pm 0.2$	$16.7 \pm 0.6$	$11.8 \pm 0.6$	$9.4 \pm 0.2$	$0.98 \pm 0.06$

всех трех наблюдалась скорость в среднем более 450 км/с). Для сравнения со спокойными условиями также были рассмотрены интервалы в медленном спокойном СВ. В табл. 1 представлено распределение рассмотренных в работе интервалов по крупномасштабным типам СВ, перечисленным выше, а также средние значения параметров СВ и модуля межпланетного магнитного поля в каждом типе. Значения параметров, представленные в таблице, в среднем соответствуют значениям в каталоге крупномасштабных потоков [28], однако наблюдаются и локальные отличия. Эти отличия связаны с тем, что в текущей работе средние параметры определяются на сравнительно коротких интервалах, тогда как в каталоге крупномасштабных явлений усреднения проводятся по длительным многочасовым интервалам за многие годы наблюдений. Так в работе [28] показано, что в течениях СВ ассоциированных с МС наблюдаются скорости в среднем ниже, чем в потоках быстрого СВ из корональных дыр, однако по выборке представленной в данной работе (см. табл. 1) максимальная средняя скорость наблюдается внутри МС. В итоге в рассмотренных выше типах течения СВ в сумме было выделено 1867 интервалов (количество интервалов в каждом типе СВ представлено в табл. 1).

## 2. СРАВНЕНИЕ ЧАСТОТНО-СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ФЛУКТУАЦИЙ ПОТОКА ИОНОВ НА ПРИМЕРАХ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПОТОКОВ РАЗЛИЧНОЙ ПРИРОДЫ

Во введении отмечалось, что характеристики турбулентного каскада могут существенно изменяться в высокоскоростных потоках СВ. Однако ниже будет показано, что эти изменения в большей степени характерны для быстрых потоков, ассоциированных с транзитными явлениями. На рис. 1 представлены примеры спектров флуктуаций потока ионов для интервалов в медленном спокойном СВ, быстром квазистационарном СВ (ветер из корональных дыр), и быстром потоке

внутри магнитного облака МС (см. обозначения в подписи к рис. 1). Для наглядности сравнения были отобраны спектры с уплощением в окрестности излома, достаточно часто наблюдающиеся в СВ [11, 12], и, согласно работе [29], являющиеся результатом комбинации альфвеновской и кинетической альфвеновской турбулентности. В табл. 2 представлены средние значения параметров СВ для рассмотренных примеров на рис. 1, значение RSD относительного стандартного отклонения величины потока ионов на интервалах, а также значения характеристик спектров флуктуаций на соответствующих масштабах: наклоны  $P_1$  – на МГД масштабе,  $P_2$  – на кинетическом масштабе,  $P_0$  – в области уплощения спектра между МГД и кинетическим масштабами; и значения частот излома спектров  $F_1$  – частота перехода между линейной частью спектра с наклоном  $P_1$  и линейной частью спектра с наклоном  $P_0$ ,  $F_2$  – частота перехода между линейной частью спектра с наклоном  $P_0$  и линейной частью спектра с наклоном  $P_2$ .

На рис. 1 видно, что практически на всем диапазоне масштабов мощность спектра флуктуаций PSD в быстрых потоках СВ в несколько раз превышает мощность спектра в медленном СВ, что соответствует наблюдениям в работах предшественников [15]. Однако, следует отметить, что максимальная спектральная мощность наблюдается в интервале внутри МС, при этом для кинетического масштаба мощность спектра флуктуаций внутри МС более чем на порядок превышает мощность спектра в высокоскоростном потоке из корональной дыры. При этом, как видно из табл. 2, средняя скорость потока в рассматриваемом интервале в МС (3-я строка) не значительно превышает скорость потока в быстром потоке из корональной дыры, также показанном в табл. 2 (2-я строка). Изменение уровня флуктуаций в целом на рассмотренных интервалах также можно наглядно показать по величине параметра RSD (см. табл. 2). Уровень RSD на интервале внутри МС почти вдвое превышает уровень RSD в быстром СВ, и в 4 раза превышает уровень RSD в мед-

**Таблица 2.** Значения параметров СВ и спектральных индексов для примеров на рис. 1

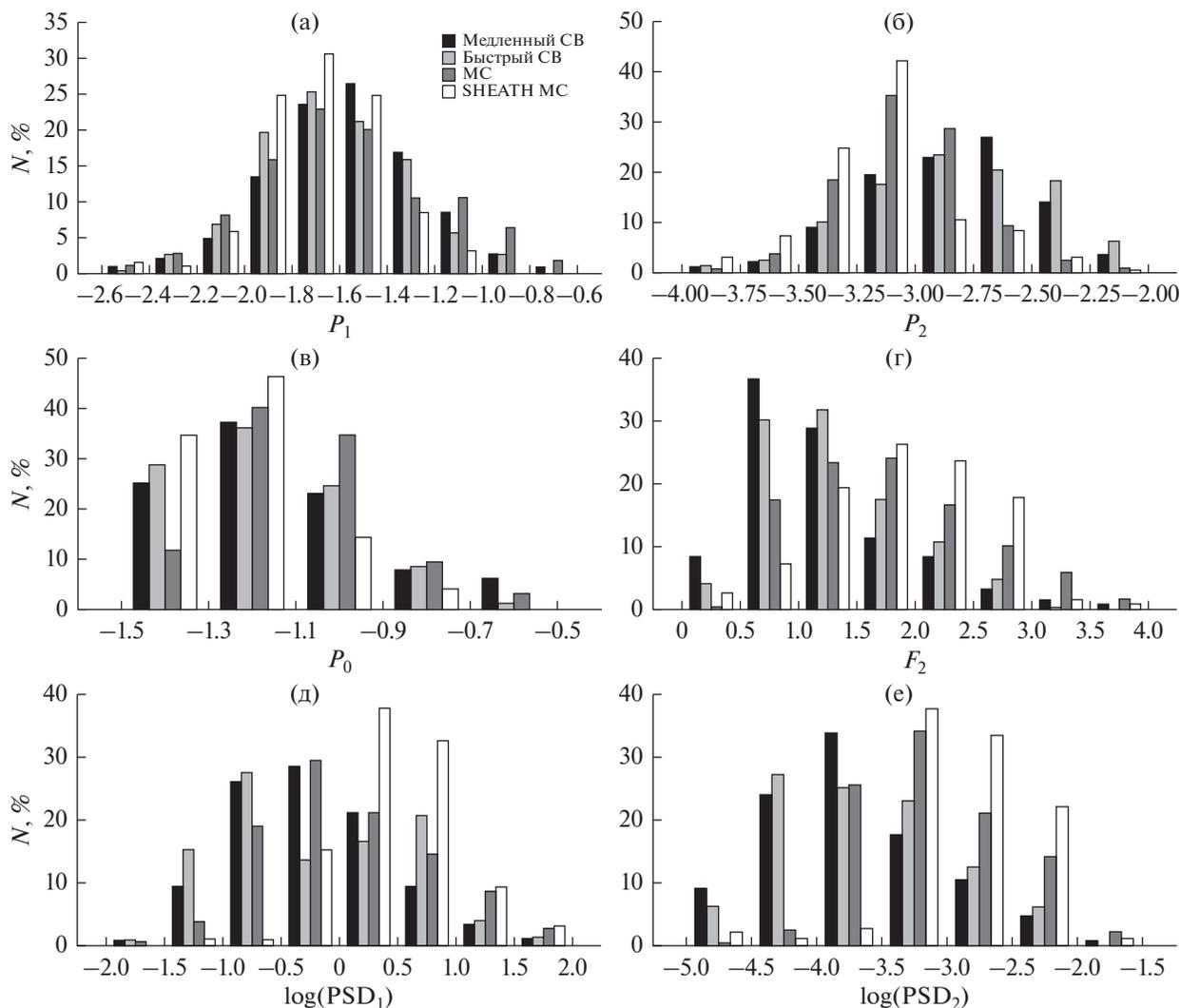
	$\langle V_p \rangle$ , км/с	$\langle F_p \rangle$ , $10^8$ см <sup>-2</sup> с <sup>-1</sup>	$\langle N_p \rangle$ , см <sup>-3</sup>	$\langle T_p \rangle$ , эВ	$\langle  B  \rangle$ , нТл	$\langle \beta_p \rangle$	RSD	$\langle P_1 \rangle$	$\langle P_2 \rangle$	$\langle P_0 \rangle$	$\langle F_1 \rangle$ , Гц	$\langle F_2 \rangle$ , Гц
23.V.2014	372.7 ± 0.3	2.0 ± 0.05	5.2 ± ± 0.1	5.1 ± ± 0.1	10.7 ± ± 0.1	0.1 ± ± 0.01	3%	-1.6 ± 0.3	-2.6 ± 0.1	-1.0 ± 0.2	0.1 ± 0.05	1.5 ± 0.2
2.VIII.2012	440.1 ± 0.1	3.9 ± 0.05	8.4 ± ± 0.1	9.5 ± ± 0.1	10.3 ± ± 0.1	0.31 ± ± 0.02	7%	-1.7 ± 0.1	-3.1 ± 0.1	-1.3 ± 0.2	0.4 ± 0.2	1.9 ± 0.3
17.VI.2012	478.9 ± 0.2	13.2 ± 0.1	24.0 ± ± 0.2	6.5 ± ± 0.1	40.2 ± ± 0.2	0.04 ± ± 0.002	12%	-1.6 ± 0.2	-3.4 ± 0.2	-0.9 ± 0.1	0.26 ± 0.1	3.3 ± 0.4

ленном СВ. Ниже на статистике в качестве критерия уровня флуктуации мы будем использовать величину спектральной мощности PSD<sub>1</sub> на МГД масштабе и PSD<sub>2</sub> на кинетическом масштабе (способ вычисления описан в разделе 1) чтобы наглядно сравнить уровень флуктуаций в различных диапазонах частот.

Для всех трех спектров флуктуаций на МГД масштабе показатели наклонов близки и в среднем соответствуют -5/3, характерных для колмогоровского подхода [3]. Далее после первого излома спектра на частоте F<sub>1</sub> для всех приведенных примеров наблюдается уплощение спектров (показатели наклонов P<sub>0</sub> составляют ~-1), за которым следует второй излом на частоте F<sub>2</sub> и снова укрупнение спектров на кинетических масштабах. При этом наклоны спектров на кинетических масштабах P<sub>2</sub> для высокоскоростного потока из корональной дыры немного выше по модулю, чем для медленного спокойного СВ, однако максимальные по модулю наклоны наблюдаются для потока в МС. Причем, можно отметить, что для последнего примера внутри МС наблюдается наиболее длинная область уплощения на частотах 0.2–3 Гц, а затем, на более высоких частотах, происходит резкое укрупнение спектра (спектр спадает быстрее, чем на использованной линейной аппроксимации). Ранее в работах [17] было показано, что подобное нелинейное укрупнение спектра на кинетических масштабах сравнительно часто наблюдается внутри МС и может быть связано с увеличением темпов диссипации в высокоскоростных потоках [16]. Следует отметить, что максимальная скорость потока наблюдалась для 3-его интервала в области МС (см. табл. 2). Ниже на статистике будет показано, что вне зависимости от абсолютного значения переносной скорости, в областях, ассоциированных с МС и SHEATH МС, часто наблюдается более высокий уровень флуктуаций с более крутыми наклонами спектров на кинетических масштабах.

### 3. СТАТИСТИЧЕСКИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ФЛУКТУАЦИЙ ПОТОКА ИОНОВ В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ

Выше на отдельных примерах была показана разница, наблюдаемая между спектрами флуктуаций потока ионов СВ в высокоскоростном квазистационарном потоке из корональной дыры и высокоскоростном потоке внутри МС в сравнении со спектром в медленном спокойном СВ. В данном разделе представлены статистические распределения описанных выше характеристик спектров флуктуаций для отобранных интервалов наблюдаемых в медленном СВ, быстром СВ (ветер из корональных дыр), и в областях МС и SHEATH МС (см. раздел 1). На рис. 2 показаны распределения для следующих спектральных характеристик: наклоны спектров P<sub>1</sub> и P<sub>2</sub> на МГД и кинетических масштабах соответственно, спектральные мощности PSD<sub>1</sub> и PSD<sub>2</sub> на тех же масштабах, наклон P<sub>0</sub> для области уплощения спектров между вышеуказанными масштабами (в случаях, когда оно наблюдалось) и частота F<sub>2</sub> перехода на кинетические масштабы. Методика определения вышеуказанных параметров описана в разделах 1 и 2. Для спектров с уплощением (например, на рис. 1) частота F<sub>2</sub> соответствует излому спектра между областью выполживания и областью укрупнения на кинетических интервалах. Для спектров без уплощения, которые могут быть аппроксимированы двумя линейными функциями на МГД и кинетическом масштабе соответственно (например, рис. 1 из работы [12]) частота F<sub>2</sub> соответствует точке излома между этими линейными областями. В табл. 3 приведены средние значения описанных выше распределений. Из приведенных распределений и таблицы видно, что не смотря на широкий разброс параметров, ситуация представленная на примерах, описан-



**Рис. 2.** Распределения характеристик спектров флуктуаций потока ионов для интервалов в медленном СВ (черные бины), в быстром СВ (светло-серые бины), в MC (темно-серые бины), в SHEATH MC (белые бины): наклон спектра на МГД масштабах  $P_1$  (а), наклон спектра на кинетических масштабах  $P_2$  (б), наклон спектра на переходных масштабах для спектров с уплощением  $P_0$  (в), частота перехода на кинетические масштабы  $F_2$  (г), десятичный логарифм спектральной мощности на МГД масштабах  $PSD_1$  (д), десятичный логарифм спектральной мощности на кинетических масштабах  $PSD_2$  (е).

ных в разделе 2 является в целом типичной для всего статистического материала в целом.

На МГД масштабах разница между средними наклонами  $P_1$  для различных типов СВ не значи-

тельная и в среднем они соответствуют  $-5/3$ , характерных для Колмогоровского подхода (рис. 2а). Однако разброс значений в соответствующих распределениях достаточно велик. В работе [30] отмечалось, что спектры с большими по модулю пока-

**Таблица 3.** Средние значения спектральных индексов для отобранных интервалов

	$P_1$	$P_2$	$P_0$	$F_2$ , Гц	$PSD_1$	$PSD_2$
Медленный СВ	$-1.57 \pm 0.01$	$-2.83 \pm 0.01$	$-1.12 \pm 0.02$	$1.22 \pm 0.02$	$2.8 \pm 0.4$	$(7.1 \pm 0.5) \cdot 10^{-4}$
Быстрый СВ	$-1.62 \pm 0.02$	$-2.81 \pm 0.02$	$-1.17 \pm 0.03$	$1.33 \pm 0.04$	$2.7 \pm 0.3$	$(7.4 \pm 0.8) \cdot 10^{-4}$
MC	$-1.57 \pm 0.02$	$-3.04 \pm 0.02$	$-1.09 \pm 0.02$	$1.76 \pm 0.04$	$4.5 \pm 0.6$	$(17.4 \pm 1.9) \cdot 10^{-4}$
SHEATH MC	$-1.68 \pm 0.02$	$-3.14 \pm 0.02$	$-1.22 \pm 0.02$	$1.89 \pm 0.05$	$6.1 \pm 0.7$	$(20.6 \pm 1.5) \cdot 10^{-4}$

зателями наклонов на МГД масштабах ( $P_1 \sim -2$ ) могут наблюдаться в результате анизотропности турбулентного каскада, в случае, когда направление локального магнитного поля совпадает с направлением потока. Более плоские спектры флуктуаций на МГД масштабах в сравнении с модельными спектрами могут наблюдаться в результате локального дисбаланса энергии на границах структур, например подобные уплощения наблюдаются за фронтом околосолнечной ударной волны [31]. Отметим, что примерно в 10% случаев наблюдаются наклоны с показателями по модулю  $< 1.2$ . Возможно, это связано с тем, что область уплощения между МГД и кинетическими масштабами может занимать достаточно широкий диапазон частот (см. рис. 1), и, в ряде случаев, частота перехода к МГД масштабам  $F_1$  не может быть идентифицирована при рассмотрении сравнительно коротких интервалов. При этом, спектр автоматически будет аппроксимирован как спектр с двумя наклонами с аномально низким значением  $|P_1|$ .

Распределение наклона  $P_2$  на кинетических масштабах (рис. 2б) показывает, что в быстром СВ спектры в целом более крутые чем в медленном СВ, а в МС и SHEATH МС более крутые чем в быстром СВ из корональных дыр. При этом средние значения показателей наклонов  $P_2$  (см. табл. 3) для медленного и быстрого СВ близки и соответствуют наклонам спектров флуктуаций магнитного поля, многократно описанным в литературе [см. обзор 5]. Для областей МС и SHEATH МС наблюдаются большие по модулю показатели наклонов спектров, что свидетельствует об ускорении диссипации энергии в этих случаях. Следует отметить, что средние значения  $|P_2|$  для медленного СВ в данной работе выше чем аналогичные значения в работе [17]. Это связано с тем, что в текущей работе предельная частота, до которой проводилась линейная аппроксимация спектра, определялась автоматически с учетом шумового уплощения спектра на высоких частотах (см. раздел 1). В предыдущих работах предельная частота была фиксирована значением в 10 Гц, что в ряде случаев, с низкими значениями потока ионов (преимущественно в медленном СВ) приводило к занижению показателей наклонов спектра на высоких частотах. Кроме того в данной работе использовался новый алгоритм с изначальной аппроксимацией тремя линейными функциями, что позволило аккуратно определить наклоны спектров и в случаях с уплощением между масштабами, тогда как в предыдущей работе спектры флуктуаций рассматривались в приближении описания двумя линейными функциями, а спектры со значительным уплощением исключались из рассмотрения вручную. Тем не менее, это уточнение не изменяет основных выводов работы [17]. В работе было проведено сравнение

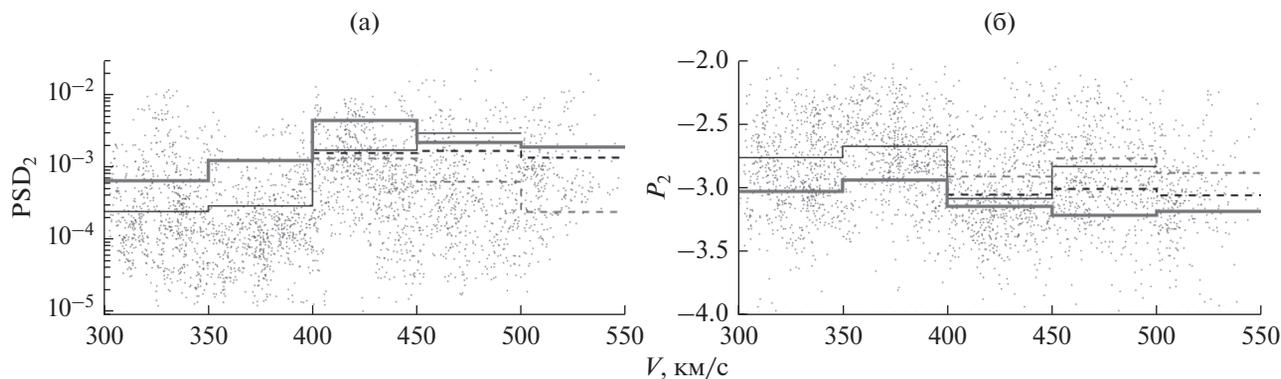
наклонов спектров на различных диапазонах высоких частот, и показано что в областях МС и SHEATH МС наблюдается аномальное укрупнение спектров на высоких частотах, что подтверждается также и результатами, представленными в данной работе.

В распределениях для  $P_0$  – наклонов спектров в области уплощения (рис. 2в), не наблюдается статистически значимых отличий для разных крупномасштабных типов потока. Таким образом одинаковая степень уплощения может наблюдаться в любых типах СВ и вне зависимости от крутизны наклонов на МГД и кинетических интервалах спектров. Следует отметить, что спектры удалось автоматически аппроксимировать в предположении трех линейных областей (как в рис. 1) в  $\sim 30\%$ , что совпадает с оценками, полученными на меньшей статистике в [12]).

Четкая разница между потоками различной природы видна и в распределении частоты  $F_2$  (рис. 2г). Для интервалов наблюдающихся внутри МС и SHEATH МС частота  $F_2$  значительно превышает аналогичную частоту для медленных потоков и быстрых потоков из корональных дыр, что, по всей видимости, связано с нелинейным укрупнением спектра на кинетических масштабах, часто наблюдающимся в этих областях [17]. Как было показано в [11], частота  $F_2$  хорошо коррелирует с гироструктурной частотой  $F_s = V/(2\pi R_T)$ , где  $V$  – направленная скорость потока СВ, а  $R_T$  – тепловой гирорадиус протона. Соответственно вполне закономерно, что  $F_2$  больше для высокоскоростных потоков с сильным магнитным полем в областях МС и SHEATH МС (см. табл. 1). Мы не приводим распределения для  $F_1$ , так как эта частота не может быть определена с достаточной точностью по рассматриваемым относительно коротким интервалам (незначительные отличия в определении наклона на МГД масштабе могут приводить к сильным отличиям в значениях частоты  $F_1$ ).

Наиболее ярко выраженные отличия между спектрами флуктуаций наблюдаемыми в потоках различной природы наблюдаются в распределениях спектральной мощности, отражающей уровень флуктуаций в тех или других диапазонах частот (рис. 2д, 2е). Спектральная мощность как на МГД так и на кинетических масштабах в среднем выше в быстрых потоках, чем в медленных. Однако, также как и в случае с наклонами на кинетических масштабах, максимальная спектральная мощность наблюдается в интервалах, ассоциированных с МС и SHEATH МС.

На рис. 3 представлены зависимости мощности (рис. 3а) и наклона (рис. 3б) спектра на кинетическом масштабе от локальных значений скорости в рассмотренных интервалах (показано



**Рис. 3.** Зависимость спектральной мощности  $PSD_2$  (а) и показателя наклона спектра  $P_2$  (б) на кинетическом масштабе от величины направленной скорости на интервале. Усреднения для различных типов СВ в фиксированных диапазонах скоростей показаны ступенчатой диаграммой: черная тонкая сплошная линия – медленный СВ, серая пунктирная – быстрый СВ, черная пунктирная – МС, серая толстая сплошная – SHEATH МС.

точками), а также средние значения этих параметров для фиксированных диапазонов величины направленной скорости в разных крупномасштабных типах течений (линиями). Отметим, что локальные значения величины скорости на рассмотренных 17-минутных интервалах могут отличаться от средних значений внутри длинного интервала соответствующего крупномасштабному течению. Наблюдается широкий разброс значений параметров  $PSD_2$  и  $P_2$ , который не позволяет выявить четкую зависимость этих параметров от величины направленной скорости. Тем не менее, при усреднении для разных крупномасштабных типов СВ в фиксированных диапазонах скоростей (см. обозначения на рис. 3) можно видеть, что внутри каждого диапазона скорости максимальная мощность спектра наблюдается для областей SHEATH МС (рис. 3а). Так, для значений скоростей 300–400 км/с мощность спектра для интервалов внутри SHEATH МС примерно в 3–4 раза больше мощности спектра для интервалов в медленном спокойном СВ, а для значений скоростей >400 км/с в 4–8 раз больше мощности спектра для быстрого СВ из корональных дыр. Мощность спектров для МС как правило также в несколько раз превышает мощность спектров для быстрого СВ, однако она меньше чем для SHEATH МС в тех же диапазонах скоростей. Аналогичная ситуация наблюдается и для наклонов спектров на кинетическом масштабе (рис. 3б). Для SHEATH МС наклон спектра по модулю больше наклонов для медленных и быстрых потоков в соответствующих диапазонах скоростей. Наклон спектра в МС больше чем в быстром СВ, но меньше чем в SHEATH МС. Следует отметить, что разделение на отдельные группы по величине скорости, приводит к уменьшению статистики для каждой группы и к возрастанию стандартных ошибок среднего значения. При этом ошибки средних приведенных в ступенчатых диаграммах

не превышают 2–3% для показателей наклона спектра, но могут достигать 10–30% для значений спектральных мощностей. Тем не менее обсуждаемая выше разница между средними значениями обеих величин в различных типах СВ значительно превышает выше указанные ошибки средних значений, а приведенные результаты явно показывают, что определяющую роль играет источник происхождения рассматриваемого потока, а не непосредственно величина скорости в потоке.

## ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Скорость потока плазмы СВ часто рассматривается в качестве одного из ключевых параметров определяющих характер течения, в том числе уровень и характер турбулентных флуктуаций плазмы. Считается, что высокоскоростные потоки отличаются более высоким уровнем флуктуаций с более крутыми частотными спектрами [15], однако в данной работе показано, что это типично только для высокоскоростных потоков, ассоциированных с транзитными солнечными явлениями, такими как МС и SHEATH МС.

В работе проведено сравнение спектральных характеристик флуктуаций потока ионов по данным прибора БМСВ в высокоскоростных потоках различного происхождения. Выявлено, что средняя мощность спектров флуктуаций для МС и SHEATH МС в 2–3 раза выше чем в медленном и быстром квазистационарном потоке СВ на всем диапазоне частот, тогда как мощность спектров для медленного и быстрого СВ практически совпадает. Наклоны спектров по модулю также больше для МС и SHEATH МС на кинетических масштабах, при этом на МГД масштабах значимых отличий не обнаружено. Максимальная мощность и наиболее крутые наклоны спектров на кинетических масштабах наблюдаются в области компрессии плазмы SHEATH МС, как для мед-

ленных, так и для быстрых потоков. Вероятно, существует определенная связь между возрастанием спектральной мощности и укрупнением спектра на высоких частотах, как это было показано в работах предшественников по флуктуациям магнитного поля [8, 15]. Таким образом, сдвиг скорости на границах различных нестационарных структур СВ может оказывать более важную роль в формировании турбулентных характеристик потока, чем сама по себе величина скорости. Можно заключить, что, в областях МС и SHEATH МС возрастает уровень плазменных флуктуаций, что способствует возникновению нестационарности в турбулентном каскаде и ускорению диссипации энергии, тогда как быстрый квазистационарный СВ, ассоциированный с течением из корональных дыр, не меняет значимым образом свойств каскада.

Авторы благодарны своим коллегам в ИКИ РАН, в НПО им. С.А. Лавочкина и в Карловом Университете (Прага, Чехия) за помощь в разработке, отладке, калибровке, полетном контроле, а также за сбор, передачу и первичную обработку научной информации. Работа авторов поддержана грантом РФФИ 16-12-10062.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bruno R., Carbone V. The solar wind as a turbulence laboratory // *Living Reviews in Solar Physics*. 2013. V. 10. № 2. <https://doi.org/10.12942/lrsp-2013-2>
2. Matthaeus W.H., Goldstein M.L. Low-frequency 1/f noise in the interplanetary magnetic field // *Physical Review Letters*. 1986. V. 57. P. 495–498.
3. Frisch U. *Turbulence*. Cambridge University Press, 1995. P. 312.
4. Schekochihin A.A., Cowley S.C., Dorland W. et al. Astrophysical gyrokinetics: kinetic and fluid turbulent cascades in magnetized weakly collisional plasmas // *Astrophysical J. Supplement Series*. 2009. V. 182. P. 310–377.
5. Alexandrova O., Chen C.H.K., Sorisso-Valvo L. et al. Solar wind turbulence and the role of ion instabilities // *Space Science Reviews*. 2013. V. 178. P. 101–139. <https://doi.org/10.1007/s11214-013-0004-8>
6. Howes G.G., Cowley S.C., Dorland W. et al. A model of turbulence in magnetized plasmas: implications for the dissipation range in the solar wind // *J. Geophysical Research*. 2008. V. 113. № A12. P. 5103. <https://doi.org/10.1029/2007JA012665>
7. Boldyrev S., Perez J.C. Spectrum of kinetic-Alfvén turbulence // *Astrophysical J.* 2012. V. 758. P. 44. <https://doi.org/10.1088/2041-8205/758/2/L44>
8. Smith C.W., Hamilton K., Vasquez B.J., Leamon R.J. Dependence of the Dissipation Range Spectrum of Interplanetary Magnetic Fluctuations on the Rate of Energy Cascade // *Astrophysical J.* 2006. V. 645. № 1. L85–L88. <https://doi.org/10.1086/506151>
9. Safrankova J., Nemecek Z., Prech L., Zastenker G. Ion kinetic scale in the solar wind observed // *Physical Review Letters*. 2013. V. 110. 025004. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett>
10. Riazantseva M.O., Budaev V.P., Zelenyi L.M. et al. Dynamic properties of small scale solar wind plasma fluctuations // *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. 2015. A. V. 373. 20140146. <https://doi.org/10.1098/rsta.2014.0146>
11. Safrankova J., Nemecek Z., Nemecek F. et al. Solar wind density spectra around the ion spectral break // *Astrophysical J.* 2015. V. 803. P. 107. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/803/2/107>
12. Рязанцева М.О., Рахманова Л.С., Застенкер Г.Н., Ермолаев Ю.И. Типы спектров флуктуаций потока ионов в солнечном ветре и магнитослое на стыке инерционного и диссипативного интервалов // *Геомагнетизм и аэрономия*. 2017. Т. 57. № 1. С. 3–9. <https://doi.org/10.1134/S001679321701011X>
13. Зеленый Л.М., Милованов А.В. Фрактальная топология и странная кинетика: от теории перколяции к проблемам космической электродинамики // *УФН*. 2004. Т. 174. № 8. С. 809–852. <https://doi.org/10.1070/PU2004v047n08ABEH001705>
14. Budaev V.P., Zelenyi L.M., Savin S.P. Generalized self-similarity of intermittent plasma turbulence in space and laboratory plasmas // *J. Plasma Physics*. 2015. V. 81. 395810602. <https://doi.org/10.1017/S0022377815001099>
15. Bruno R., Trenchi L., Telloni D. Spectral Slope Variation at Proton Scales from Fast to Slow Solar Wind // *Astrophysical J. Letters*. 2014. V. 793. № 1. L15. P. 5. <https://doi.org/10.1088/2041-8205/793/1/L15>
16. Pitna A., Safrankova J., Nemecek Z. et al. Density fluctuations upstream and downstream of interplanetary shocks // *Astrophysical J.* 2016. V. 819. P. 41. <https://doi.org/10.3847/0004-637X/819/1/41>
17. Рязанцева М.О., Рахманова Л.С., Застенкер Г.Н. и др. Особенности спектральных характеристик плазменных флуктуаций в различных крупномасштабных потоках солнечного ветра // *Геомагнетизм и аэрономия*. 2019. Т. 59. № 2. С. 139–147.
18. Unti T.W.J., Neugebauer M., Goldstein B.E. Direct measurements of solar-wind fluctuations between 0.0048 and 13.3 Hz // *Astrophysical J.* 1973. V. 180. P. 591–598. <https://doi.org/10.1086/151987>
19. Celnikier L.M., Muschietti L., Goldman M.V. Aspects of interplanetary plasma turbulence // *Astronomy and Astrophysics*. 1987. V. 181. P. 138–154.
20. Vaisberg O.L., Smirnov V.N. Further analysis of nonlinear density fluctuations in the foot of quasi-perpendicular shock // *Advances in Space Research*. 1995. V. 15. № 8/9. P. 297.
21. Kellogg P.J., Horbury T.S. Rapid density fluctuations in the solar wind // *Annales Geophysicae*. 2005. V. 23. № 12. P. 3765–3773. <https://doi.org/10.5194/angeo-23-3765-2005>
22. Shevryev N., Zastenker G. Some features of plasma flow in the magnetosheath behind the quasi-parallel and quasi-perpendicular bow shocks // *Planetary and Space Science*. 2005. V. 53. P. 95–102. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2004.09.033>

23. *Застенкер Г.Н., Шафранкова Я., Немецек З. и др.* Быстрые измерения параметров солнечного ветра с помощью прибора БМСВ // *Космич. исслед.* 2013. Т. 51. № 2. С. 88–99. (Cosmic Research. P. 78.) <https://doi.org/10.1134/S0010952515010098>
24. *Safrankova J., Nemecek Z., Prech L. et al.* Fast solar wind monitor (BMSW): description and first results // *Space Science Reviews*. 2013. V. 175. № 1–4. P. 165–182. <https://doi.org/10.1007/s11214-013-9979-4>
25. *Зеленый Л.М., Застенкер Г.Н., Петрукович А.А. и др.* Эксперимент ПЛАЗМА-Ф на спутнике “Спектр-Р” // *Космич. исслед.* 2013. Т. 51. № 2. С. 83–87. (Cosmic Research. P. 73.)
26. *Lepping R.P., Acuna M.H., Burlaga L.F. et al.* The WIND magnetic field investigation // *Space Science Reviews*. 1995. V. 71. P. 207. <https://doi.org/10.1007/BF00751330>
27. *Chen C.H.K., Sorriso-Valvo L., Safrankova J., Nemecek Z.* Intermittency of solar wind density fluctuations from ion to electron scales // *Astrophysical J. Letters*. 2014. V. 789 (L8). P. 5. <https://doi.org/10.1088/2041-8205/789/1/L8>
28. *Ермолаев Ю.И., Николаева Н.С., Лодкина И.Г., Ермолаев М.Ю.* Каталог крупномасштабных явлений солнечного ветра для периода 1976–2000 // *Космич. исслед.* 2009. Т. 47 № 2. С. 99–113. (Cosmic Research. P. 81.) <https://doi.org/10.1134/S0010952509020014>
29. *Chandran B.D.G., Quataert E., Howes G.G. et al.* Constraining low-frequency alfvénic turbulence in the solar wind using density-fluctuation measurements // *Astrophysical J.* 2009. V. 707. № 2. P. 1668–1675. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/707/2/1668>
30. *Horbury T.S., Forman M., Oughton S.* Anisotropic scaling of magnetohydrodynamic turbulence // *Physical Review Letters*. 2008. V. 101. 175005. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.175005>
31. *Rakhmanova L., Riazantseva M., Zastenker G., Verigin M.* Kinetic-scale ion flux fluctuations behind the quasi-parallel and quasi-perpendicular bow shock // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 2018. V. 123. P. 5300–5314. <https://doi.org/10.1029/2018JA025179>