

УДК 533.951.7

МАГНИТНАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В ОБЛАСТИ КАСПА: ТРЕХМЕРНЫЕ СПЕКТРЫ И ВИХРЕВЫЕ КАСКАДЫ

© 2013 г. С. А. Романов

Институт космических исследований РАН, г. Москва

e-mail: sroman@iki.rssi.ru

Поступила в редакцию 17.05.2012 г.

После доработки 06.03.2013 г.

Путем обработки измерений на спутниках Кластер в области высотного магнитосферного каспа Земли и в пограничных с ним областях получена динамическая картина трехмерных спектров флуктуаций магнитного поля в пространстве волновых векторов в диапазоне волновых чисел: от 0.002 до 0.5 рад/км. Исследуются анизотропные свойства пространственных спектров, изменяющиеся в зависимости от средних параметров плазмы. Показана роль ионно-циклотронных резонансов и резонанса, связанного с ионной инерционной длиной. Дается описание вихревых структур, найденных в каспе и в смежных с ним областях. Обсуждается вопрос о преимущественных направлениях переноса турбулентной энергии в физическом пространстве.

DOI: 10.7868/S0016794013060138

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования межпланетной плазмы с помощью космических аппаратов расширяют наши представления о турбулентности плазменных сред и помогают продвигаться в понимании физических законов, относящихся к этой области знаний. Обзор публикаций на эту тему можно найти в работе [Zimbardo et al., 2010]. Один из основных вопросов теории турбулентности, на который ищется ответ на основе экспериментальных данных, вопрос о распределении энергии колебаний полей и плазмы по пространственным масштабам. Этой цели служит известный эксперимент Кластер, в котором ведутся синхронные волновые измерения в окружающей плазме на четырех космических аппаратах, совершающих групповой полет по орбите вокруг Земли. Измерения в четырех пространственных точках позволяют находить трехмерные пространственные спектры колебаний по волновым векторам. Такой спектр, найденный с использованием измерений Кластера, опубликован впервые в работе [Sahraoui et al., 2006]. В последнее время нами предпринята попытка систематического изучения трехмерных спектров магнитного поля, полученных с использованием измерений Кластера в области магнитосферного каспа. Проведенная работа привела к открытию обобщенного степенного закона, описывающего анизотропные спектры магнитной турбулентности. Краткое сообщение об этом опубликовано в статье [Романов и др., 2012]. За рамками этого сообщения осталось описание использованной методики нахождения трехмерных спектров, и в нем были опущены многочисленные детали наблюдений, важ-

ные для понимания и оценки полученных результатов. Настоящая статья написана, чтобы заполнить эти бреши. Она посвящена описанию метода и подробному рассмотрению свойств полученных трехмерных распределений.

В нашей работе были использованы результаты магнитных и плазменных измерений с четырех спутников миссии Кластер, полученные 13.02.2001 г. при пересечении ими южного каспа Земли в интервале времени 19:54:00–20:16:00 UT. Подробное описание этого события можно найти в работе [Cargill et al., 2004]. Межпланетное магнитное поле характеризовалось южным направлением Z -компоненты GSE. Расстояния между аппаратами составляли от ~400 до ~700 км. Нами использованы: (1) результаты измерений магнитного поля магнитометрами FGM на четырех аппаратах Кластера с опросом 22 вектора в секунду [Balogh et al., 2001]; (2) измерения электрического поля, опрашиваемые с частотой 25 векторов в с в эксперименте EFW, [Gustafsson et al., 1997] — также с четырех КА; (3) параметры плазмы: скорость, плотность, температура ионов и электронов, полученные по данным спутника С3 в эксперименте CIS-HIA [Rème et al., 2001] с периодом опроса 4 с.

На рисунке 1 представлены в зависимости от времени фоновое магнитное поле и результаты корреляционного анализа магнитных данных, измеренных на четырех КА. На графиках можно выделить три области измерений: 1) от 19.56 UT до 20.00 UT — область магнитослоя над магнитопаузой; 2) от 20.01 UT. до 20.07 UT — касп; 3) от 20.08 UT до 20.16 UT — плазменную мантию (за исключением интервала, длительностью около

одной минуты вокруг 20.12 UT, когда три аппарата из четырех вновь оказались внутри каспа). Касп характеризуется понижением модуля магнитного поля и возрастанием флуктуаций; плазменная мантия – сильным уменьшением мощности колебаний и возрастанием среднего поля. О характере турбулентности можно судить по отношению мощности колебаний в полосе частот 0.01–11 Гц к энергии фонового магнитного поля, которое достигает ~20% на внешней границе каспа и ~40–50% в некоторых областях внутри него. Степень когерентности колебаний в пространстве между четырьмя КА характеризует параметр $\langle g \rangle$, представляющий собой отношение средней перекрестной мощности флуктуаций между разными спутниками к средней полной мощности колебаний в полосе частот 0.01–11 Гц, регистрируемой на каждом КА. Этот параметр дает нижнюю оценку вклада когерентных колебаний в общую мощность. Можно видеть, что в области магнитослоя и каспа среднее значение $\langle g \rangle \sim 0.7$. Высокий уровень когерентности сигналов, регистрируемых на четырех спутниках, позволяет говорить об упорядоченности турбулентных структур, рассматриваемых на ограниченных интервалах времени, и оправдывает применение метода обработки сигналов, описываемого ниже.

2. МЕТОД ПРОДЛЕВАЕМЫХ РАЗНОСТЕЙ ФАЗ

Метод продлеваемых разностей фаз использован впервые в работе [Романов, 2008]. Преимущество этого метода заключается в возможности находить с его помощью волновые векторы для длин волн, существенно более коротких, чем среднее расстояние между спутниками. Ниже приводится его краткое описание.

Волновая форма магнитных флуктуаций, измеренных в нескольких пространственных точках локальной области, рассматривается как результат линейной суперпозиции плоских волн. На ограниченных временных участках с помощью функции корреляции выделяются спектральные мощности когерентных сигналов, регистрируемых на разных космических аппаратах. Функция корреляции для двух сигналов оценивается по формуле:

$$\gamma_{\alpha\beta}(f) = S_{\alpha\beta}(f) / (S_{\alpha}(f) \cdot S_{\beta}(f))^{1/2}, \quad (1)$$

где: $S_{\alpha\beta}(f)$ – перекрестная спектральная плотность мощности сигналов, регистрируемых на спутниках α и β ; $S_{\alpha}(f)$, $S_{\beta}(f)$ – авто-спектральные плотности мощности каждого сигнала, находимые с помощью быстрого преобразования Фурье. Величина $S_{\alpha\beta}(f)$ вычисляется как след ковариационной матрицы:

$$S_{\alpha\beta}(f) = (2/N) \cdot \text{tr} \langle b_i^*(f, \mathbf{r}_{\alpha}) \cdot b_j(f, \mathbf{r}_{\beta}) \rangle \quad (2)$$

где N – число точек реализации; $b_i(f, \mathbf{r}_{\alpha})$ – фурье-образ временных флуктуаций i -ой компоненты вектора магнитного поля ($i, j = 1, 2, 3$), измеренного на спутнике с координатами \mathbf{r}_{α} ; звездочка означает комплексное сопряжение, угловые скобки – усреднение по ансамблю или по времени. (Определение авто-спектра в точке \mathbf{r}_{α} получается из (2) подстановкой $\beta = \alpha$).

Из следующего уравнения находится разность фаз для двух когерентных сигналов:

$$\Delta\varphi_{\alpha\beta}(f) = \arctg\{\text{Im}[S_{\alpha\beta}(f)]/\text{Re}[S_{\alpha\beta}(f)]\} \pm 2\pi n. \quad (3)$$

Здесь содержится неизвестное число целых периодов n , равное числу длин волн на частоте f , укладывающихся на расстоянии $\Delta\mathbf{r}_{\alpha\beta} = \mathbf{r}_{\alpha} - \mathbf{r}_{\beta}$. Для его нахождения используется алгоритм, предложенный в работе [Романов, 2008], в основе которого лежит подтвержденное наблюдениями предположение о непрерывности (гладкости) изменения фазы колебаний по спектру частот. Он состоит в том, что вначале находится зависимость $\Delta\varphi(f)$ без учета второго члена в правой части уравнения (3). Затем, начиная с самых низких частот, выполняется анализ этой зависимости на предмет появления в ней скачков, на величины $\pm(2\pi \pm \delta)$, и $\pm(\pi \pm \delta)$, где $|\delta|$ берется порядка средней разности значений функции $\Delta\varphi(f)$ в соседних точках с исключенными большими скачками. Указанные скачки последовательно исправляются добавлением к текущему значению разности фаз и ко всем последующим ее значениям соответственно 2π или π с противоположным знаком. Таким способом находят фазовые сдвиги сигналов на двух спутниках для шести базовых векторов – расстояний между спутниками (по числу сочетаний из четырех КА по два). Они дают систему из шести линейных уравнений для нахождения волнового вектора $\mathbf{k}(f)$, имеющих вид:

$$\Delta\mathbf{r}_{\alpha\beta} \cdot \mathbf{k}(f) = \Delta\varphi_{\alpha\beta}(f). \quad (4)$$

Полученная избыточная система уравнений решается стандартными методами линейной алгебры для определения трех компонент вектора $\mathbf{k}(f)$ на каждой измеренной частоте f . Таким образом, для каждого временного окна данных находится одно, наиболее вероятное распределение волновых векторов $\mathbf{k}(f)$ в эйлеровой системе отсчета. Этим волновым векторам приписывается спектральная плотность энергии $\langle |S_{\alpha\beta}(f)| \rangle$, усредненная по шести вариантам сочетания индексов α и β . Но следует учесть еще одно обстоятельство, на которое не обращалось внимания в ранних работах. Поскольку разные волновые моды могут иметь разный знак поляризации относительно направления распространения волны, волновой вектор, находимый по фазовым задержкам, определяется с точностью до знака. Эта неопределенность убирается путем сравнения найденного направления $\mathbf{k}(f)$ с направлением вектора Пойнтинга

$\mathbf{P}(f)$. Среднее по периоду значение вектора Пойнтинга на частоте f находится как

$$\mathbf{P}(f) = \frac{1}{2} \operatorname{Re}[\mathbf{e}(f) \cdot \mathbf{b}^*(f)], \quad (5)$$

где $\mathbf{e}(f)$ – фурье-компонента вектора электрического поля. Вектор Пойнтинга вычисляется по данным каждого из четырех КА и затем усредняется по ансамблю. Знак волнового вектора $\mathbf{k}(f)$ выбирается таким, чтобы его проекция на $\mathbf{P}(f)$ была положительна. (Мы исходим из того, что практически все известные волновые моды МГД и ионного диапазона обладают положительной дисперсией). После того, как знак волнового вектора в спутниковой системе отсчета установлен, может быть выполнен учет эффекта Доплера и переход к частотам в лагранжевой системе координат для получения соответствующих дисперсионных соотношений. Пространственные спектры $B^2(\mathbf{k}_i)$ находятся без такого перехода суммированием $\langle |S_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, f)| \rangle \Delta f$ по всем частотам, для которых $\mathbf{k}(f)$ заключено в пределах $\mathbf{k}_i \pm \Delta\mathbf{k}/2$, где \mathbf{k}_i равномерно распределены по сетке значений k_x, k_y, k_z с шагом по $\Delta k_x, \Delta k_y$ и Δk_z в пределах от минимальных до максимальных своих значений. В наших расчетах исходные фурье-спектры в зависимости от частоты f вычислялись с применением скользящего окна данных гауссовой формы с шириной на половине высоты $\sim 30\%$. Длина реализации выбиралась $T_m \sim 90$ с (2048 точек измерения). Элементы ковариационной матрицы в формуле (2) усреднялись в разных случаях, о которых будет сказано ниже, по интервалам в 1 с и 0.18 с.

Описанная выше процедура выделяет для каждого положения временного окна данных один 3D \mathbf{k} -спектр (наиболее вероятный с точки зрения решения избыточной системы уравнений). Этот спектр заполняет в фазовом пространстве волновых векторов ячейки вдоль некоторой трехмерной линии. Плавное смещение окна данных с малым (по сравнению с шириной окна) шагом, позволяет находить другие спектры, относящиеся к той же пространственно-временной локальной области, которые заполняют другие ячейки фазового пространства. Мы будем называть их первичными спектрами. Для получения полного пространственного распределения на выбранном отрезке времени, найденные первичные спектры сводятся в одну трехмерную матрицу, состоящую из ячеек размерами $\Delta k_x \cdot \Delta k_y \cdot \Delta k_z$. Ненулевыми элементами этой матрицы являются значения $B^2(\mathbf{k})$, усредненные по набору первичных спектров.

3. ТРЕХМЕРНЫЕ СПЕКТРЫ В ПРОЕКЦИЯХ НА КООРДИНАТНЫЕ ОСИ

На рисунке 2 показаны примеры \mathbf{k} -спектров в проекциях на координатные оси. Приведенные

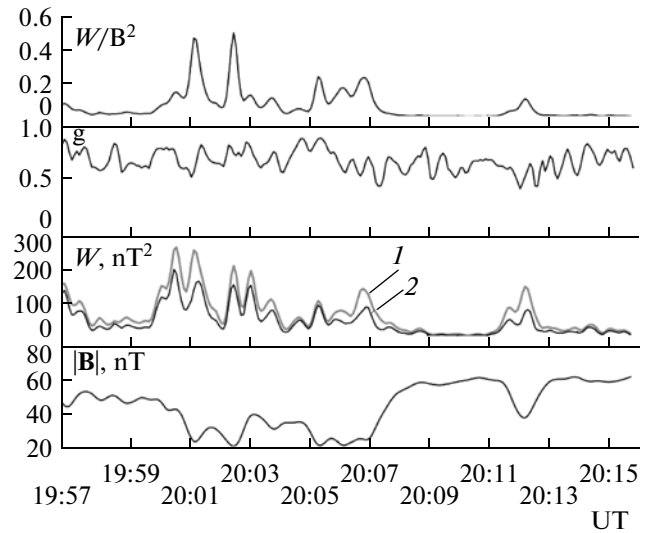


Рис. 1. Усредненные по данным с четырех КА и сглаженные по времени параметры флуктуаций магнитного поля, полученные по измерениям спутника Кластера 13 февраля 2001 г. Снизу вверх: первая панель $|\mathbf{B}|$ – фоновое магнитное поле; вторая панель – полная мощность магнитных флуктуаций W_α в полосе частот 0.01–11 Гц, усредненная по данным 4-х КА (1); мощность когерентных колебаний $W_{\alpha\beta}$ в той же полосе частот для разных пар КА, усредненная по шести парным комбинациям из четырех сигналов по два (2). Третья панель снизу – $\langle g \rangle = W_{\alpha\beta}/W_\alpha$. Четвертая панель – отношение полной мощности колебаний к энергии фонового магнитного поля.

здесь спектры получены из трех первичных спектров каждый, сдвинутых друг относительно друга на 4 с. Графики снабжены указанием времени средин использованных интервалов и ширины интервалов усреднения. Спектр № 1 относится к измерениям магнитных флуктуаций в магнитослое, вблизи магнитопаузы; спектры с номерами: 2 и 3 – получены по измерениям внутри каспа; спектр № 4 – в плазменной мантии около внутренней границы каспа. Все спектры представлены в системе координат, связанной с направлением среднего для соответствующего временного интервала значения магнитного поля \mathbf{B}_0 . В этой системе отсчета: ось Z направлена по $-\mathbf{B}_0$, ось Y – ортогонально к осям Z и X_{GSE} , ось X – как дополнение к правой ортогональной тройке. В каспе и в плазменной мантии, эта система отсчета оказывалась близкой к GSE системе координат. Зависимость интенсивности флуктуаций от проекции волнового вектора на каждую из координатных осей показана в виде интеграла (свертки) по двум другим координатам. На каждой панели выведены средние для выбранного интервала времени значения плазменного параметра β , характеризующего усредненное по длине реализации отношение энергии теплового движения ионов к энергии фонового магнитного поля, и усредненного параметра $A =$

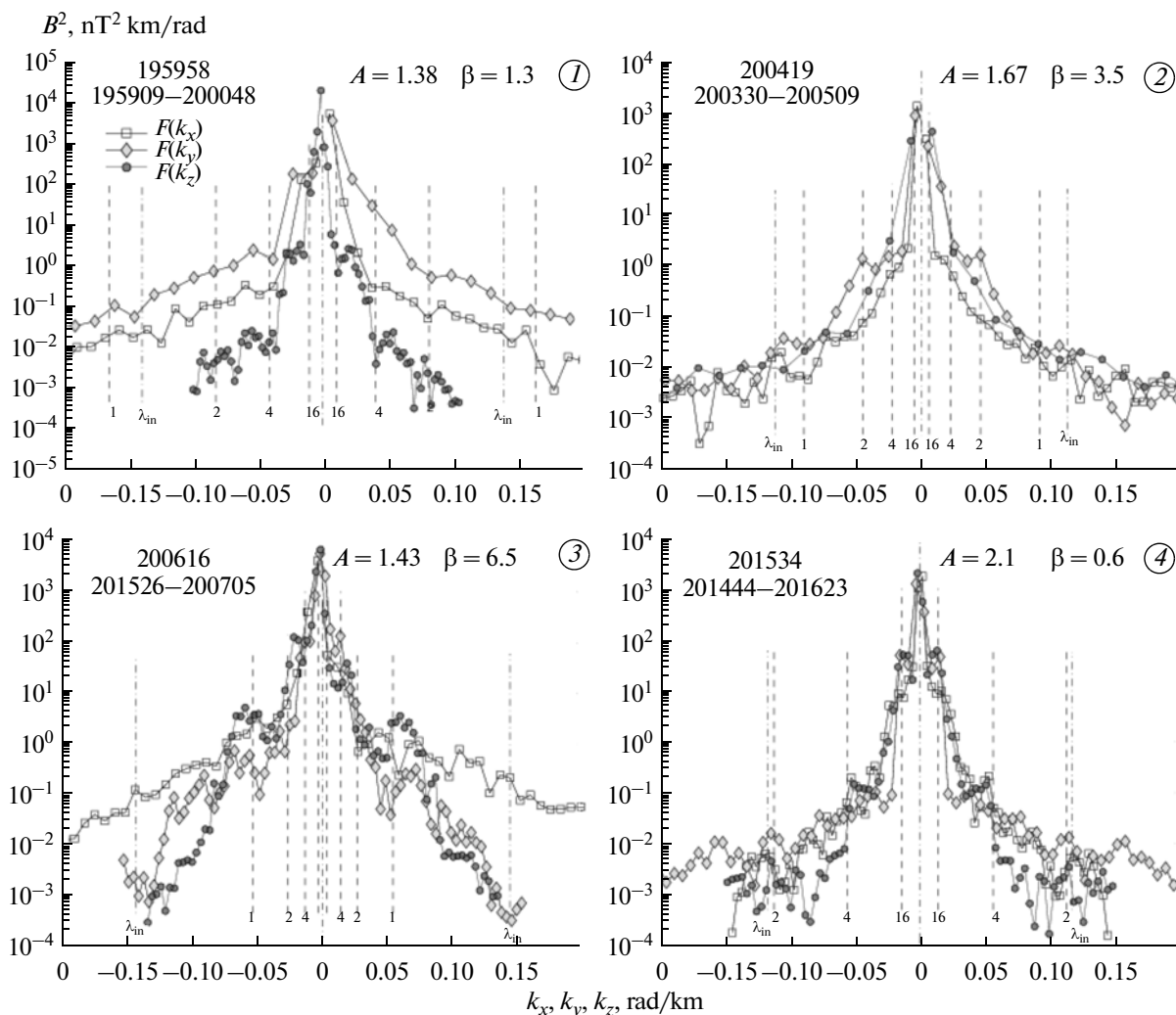


Рис. 2. Примеры трехмерных \mathbf{k} -спектров в проекциях на три координатные оси в системе отсчета, в которой ось Z направлена по $-\mathbf{B}_0$. Штриховые линии, с цифрами от 1 до 16 – значения k_{\perp} , равные соответственно $2\pi/(1, 2, \dots, 16) r_p$, где r_p – гирорадиус протона; штрихпунктирная линия показывает значение $k_{\perp} = 2\pi/\lambda_{in}$, где λ_{in} – ионная инерционная длина. Время (часы, мин., с) центров и границ интервалов измерения, по которым находились спектры, указано в левом верхнем углу каждого рисунка.

$= T_{\perp}/T_{\parallel}$, равного отношению перпендикулярной температуры протонов к продольной температуре. Можно видеть следующие детали.

1). Все спектры показывают симметрию относительно изменения знака волнового вектора.

2). На всех спектрах видна резонансная структура, проявляющаяся при $k_{\perp} = 2\pi n/r_p$, где r_p – ларморовский радиус протона, $n = 1, 2, 4$ и 16 . На графиках эти значения показаны штриховыми линиями. Естественно предположить, что часть из них связана с тяжелыми ионами, присутствие которых в области каспа неоднократно подтверждалось. Это могут быть альфа-частицы, а также ионы: He^+ и O^+ . Кратность двойке соответствующих резонансов по отношению к ларморовскому радиусу протонов объясняется тем, что в турбулентной плазме с замороженным магнитным полем ионы разного сорта приобретают одинаковые по-

перечные магнитному полю тепловые скорости. Можно видеть, что циклотронные резонансы проявляются несколько лучше на спектрах № 1 и № 4, относящихся к магнитослою и плазменной мантии, где параметр β имеет низкие значения (соответственно 1.3 и 0.6). Однако, они видны также на спектрах: № 2 ($\beta = 3.5$) и № 3 ($\beta = 6.5$). На многих спектрах, кроме циклотронных, нередко проявляются также резонансы, связанные с инерционной длиной протонов $\lambda_{in} = c/\omega_{pi}$, где ω_{pi} – ионная плазменная частота, рассчитанная для плазмы, состоящей преимущественно из протонов и электронов. Соответствующие значения волнового числа указаны на графиках штрихпунктирными линиями.

3). Все спектры по-разному анизотропны. В спектре № 1 интенсивность спадает наиболее быстро вдоль магнитного поля (по $\pm Z$).

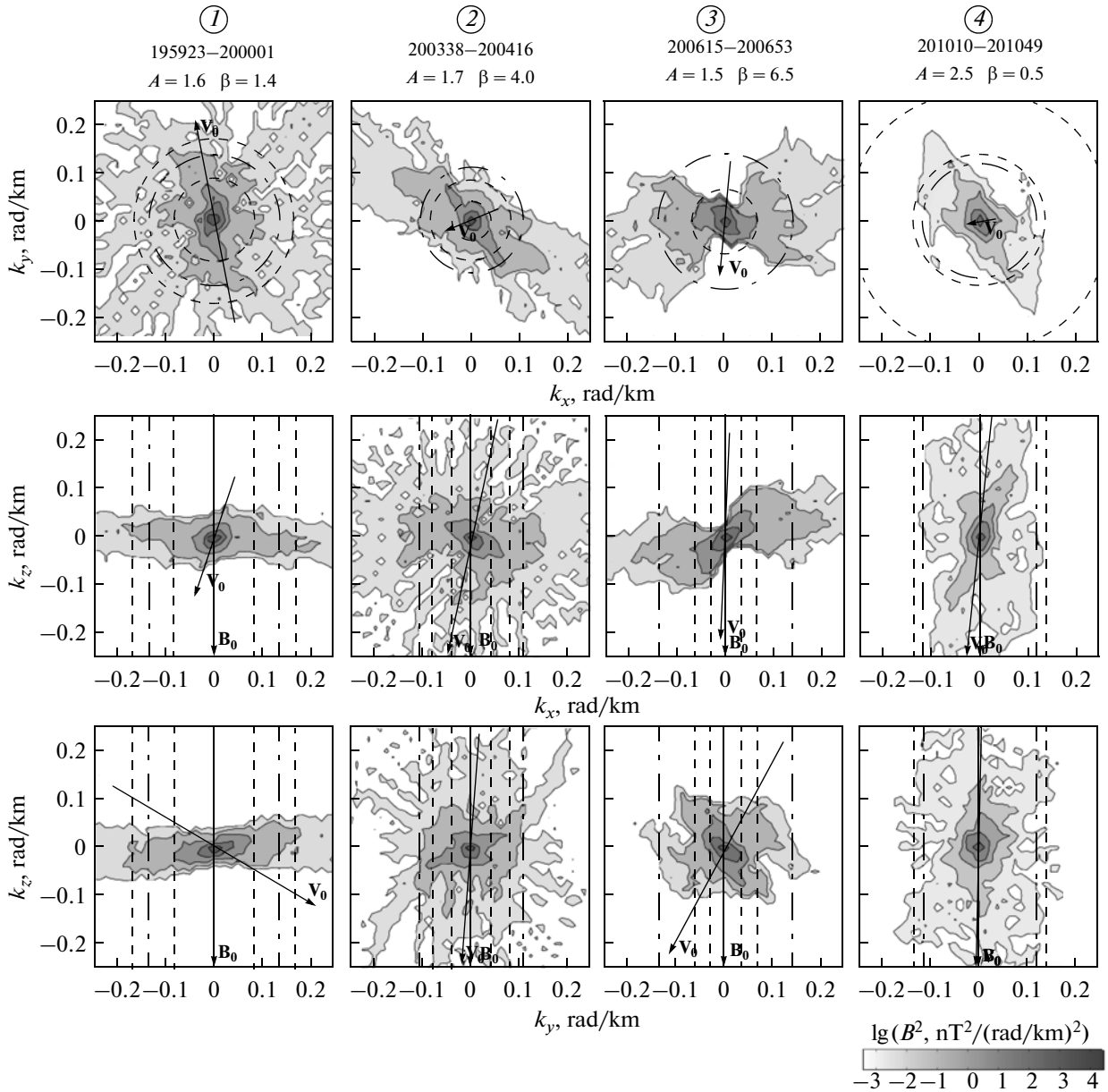


Рис. 3. Примеры **k**-спектров в проекциях на координатные плоскости в системе отсчета, связанной с магнитным полем. Штриховыми линиями показаны: 1 – $k_{\perp} = 2\pi/r_p$; 2 – π/r_p , где r_p гирорадиус протонов; штрихпунктирные линии: 3 – $k_{\perp} = 2\pi/\lambda_{in}$, где λ_{in} – протонная инерционная длина. Спектры получены усреднением по ансамблю из сорока первичных спектров, рассчитанных с помощью 90-секундного скользящего окна данных с шагом в 1 секунду.

4. СПЕКТРЫ В ПРОЕКЦИЯХ НА КООРДИНАТНЫЕ ПЛОСКОСТИ

Рассмотрим примеры полных трехмерных распределений в проекциях на координатные плоскости, которые получим сверткой матрицы пространственных распределений по одной координате. Систему координат используем ту же (ось Z по $-\mathbf{B}_0$). На рисунке 3 представлены четыре таких **k**-спектра, усредненные по ансамблю из 40-ка первичных спектров, полученных с матричным усреднением по интервалам в 1 с и сдвинутых друг

относительно друга на 1 с. (Полный временной интервал, использованный для получения этого спектра, составил $\sim 40 + 90$ с). Для каждого спектра показаны направления фонового магнитного поля и средней скорости плазмы в виде проекций на координатные плоскости соответствующих единичных векторов. (За единицу длины для них взята сторона квадрата, ограничивающего поле изображения). На всех графиках показаны резонансные значения, соответствующие одному и двум гирорадиусам протонов, и протонной инерционной длине, которые рассчитывались по средним значениям маг-

нитного поля, температуры и плотности плазмы в пределах выбранных интервалов времени.

В новом представлении наиболее четко проявляется симметрия относительно изменения знака волнового вектора. Оставляя в стороне вопрос о принадлежности колебаний, составляющих каждый спектр, к конкретным волновым модам (для их описания нужна отдельная статья), отметим, что указанная симметрия свидетельствует о сохранении импульса и парном рождении волн (повидимому, не только альвеновских, но и других мод) в процессах нелинейного взаимодействия.

Спектр № 1 на рис. 3 относится к области магнитослоя над магнитопаузой ($\beta = 1.4$). Видно, что он обладает плоской анизотропией, при которой мощность колебаний быстро падает вдоль направления магнитного поля и медленно в перпендикулярной плоскости. В этом смысле данный спектр подтверждает результат, полученный для переходной области в работе [Sahraoui et al., 2006]. Отличием спектров, представленных здесь, является присутствие в них тонкой резонансной структуры, не замеченной Sahraoui et al. Кроме того, в проекции данного спектра на (k_x, k_y) можно увидеть наличие спиралевидных структур, исходящих из центра распределения и закрученных влево относительно направления магнитного поля, по направлению вращения положительных ионов. (Подобные спиральные структуры, закрученные в разных плоскостях, проявлялись во многих других спектрах).

Спектр № 2 на рис. 3 получен внутри каспа, по интервалу, в котором среднее значение $\beta = 4$. Как видно из рисунка, этот спектр также имеет вид плоской структуры. Но, в отличие от предыдущего, фоновый вектор магнитного поля и вектор средней скорости в этом случае находятся в плоскости основных колебаний, и наиболее быстрый спад мощности происходит в направлении, перпендикулярном этим двум векторам. Такой тип спектра не предсказывался теорией и не наблюдался ранее. Плоскость медленного спада (наиболее быстрого переноса энергии по спектру) располагается под углом $\sim 45-30^\circ$ к оси X . Несмотря на довольно большое β , влияние магнитного поля на распределение в пространстве волновых векторов достаточно велико. Оно обнаруживается, в частности, на проекциях спектра на плоскости (k_x, k_z) и (k_y, k_z) , где можно видеть наличие структур, вытянутых вдоль поля и совпадающих с пространственными резонансами, определяемыми протонными гирорадиусами и инерционной длиной протонов. Видно, что характер анизотропии различен в разных диапазонах значений $|k|$.

Спектр № 3 на рис. 3 также относится к каспу, получен по интервалу, в котором среднее $\beta = 6.4$. Тем не менее, и здесь магнитное поле заметно влияет на форму спектра. На плоскости (k_x, k_y)

можно также видеть спиральную структуру, закрученную против часовой стрелки, означающее левое вращение относительно магнитного поля \mathbf{B}_0 . Виден нелинейный, ступенчатый характер каскадного преобразования энергии флуктуаций по спектру, при котором скачки интенсивности совпадают с пространственными резонансами k_\perp , соответствующими длинам волн $2r_p$, r_p и λ_{in} . Видно, что на резонансах изменяется среднее направление волновых векторов, расширяется их угловое распределение и перераспределяется спектральная плотность мощности между отдельными пространственными компонентами. (Аналогичные изменения наблюдаются и на других спектрах).

Четвертый спектр на рис. 3 принадлежит области плазменной мантии, он получен на интервале, где $\beta = 0.5$. Энергия магнитного поля здесь превышает тепловую энергию плазмы. Значение резонанса по λ_{in} лежит внутри циклотронных резонансов протонов и альфа-частиц, вблизи последнего. Спектр вытянут вдоль магнитного поля и ограничен стенками цилиндра радиусом $k_\perp = \pi/r_p$, обрываясь в направлении поперек магнитного поля на длине волны, соответствующей лармовскому радиусу альфа частиц ($2r_p$).

5. ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ВИХРЕВЫЕ СТРУКТУРЫ

Спиральные элементы присутствуют в большинстве спектров, усредненных по 40-секундным интервалам. Они, очевидно, связаны с вихревыми структурами. В этом убеждаемся, разбивая выбранные выше интервалы усреднения на несколько подынтервалов и строя последовательность спектров, с использованием укороченных интервалов. В качестве примера рассмотрим последовательность из шести спектров, построенную на временном отрезке, который был использован для получения спектра № 1 на рис. 3. Она представлена на рис. 4. Каждый спектр этой последовательности был получен из 80 первичных спектров, рассчитанных по ~ 90 -секундным интервалам, со сдвигом ~ 0.18 с. Шаг между ними составил ~ 7 с. Можно видеть, что здесь действительно присутствует вихревая структура, вращающаяся вокруг \mathbf{B}_0 в направлении положительно заряженных ионов. За время ~ 40 с она успевает повернуться на угол $\sim 180^\circ$. В нашем случае такие вихревые структуры были типичны для области над магнитопаузой, где они наблюдались в течение $\sim 60\%$ времени.

Внутри каспа также наблюдаются вихри или их признаки в виде спиральных структур отдельных спектров. Так спектр № 2, показанный на рис. 3, при разбиении временного интервала, использованного для его получения, на более короткие интервалы с построением промежуточных спектров,

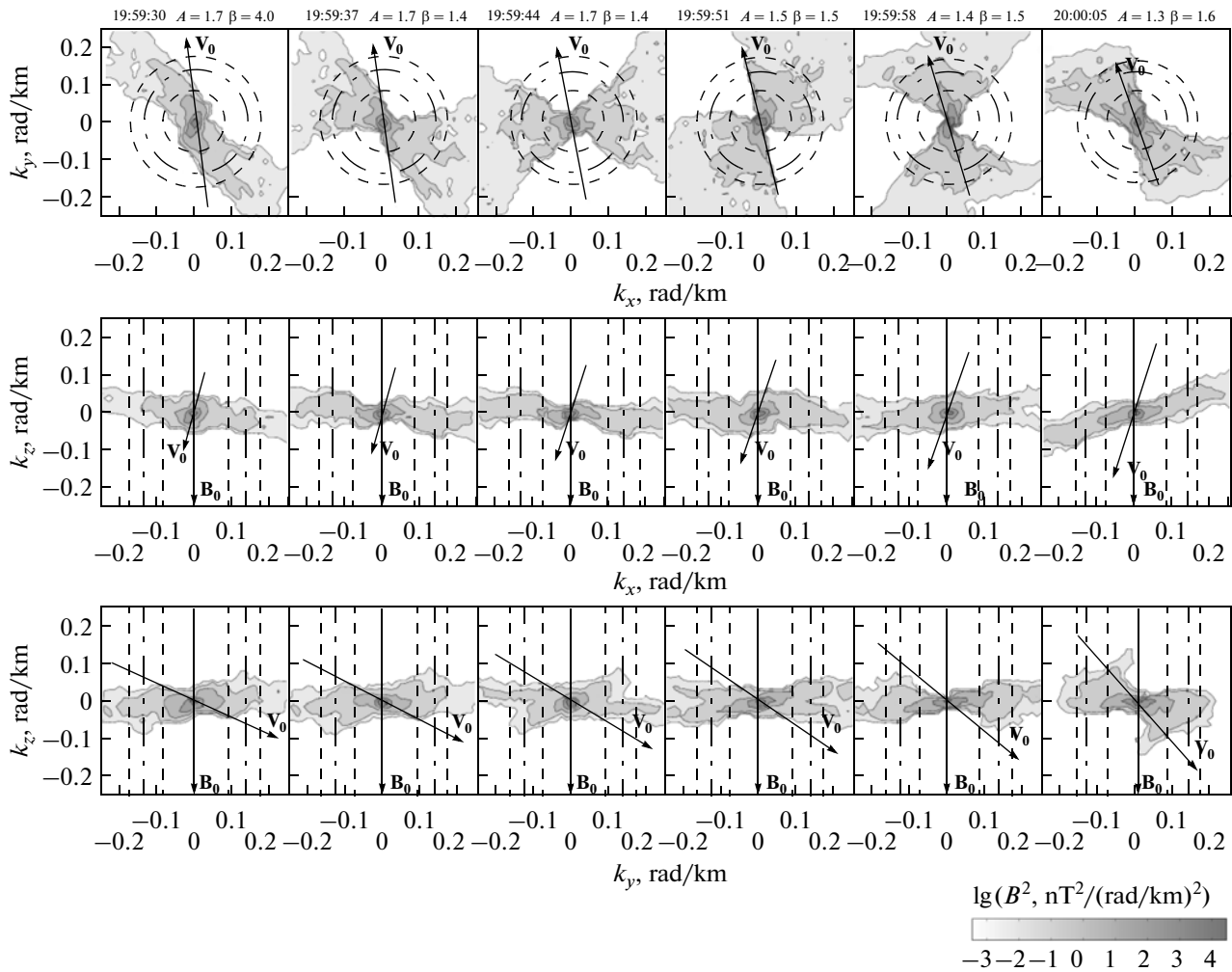


Рис. 4. Эволюция k -спектров, наблюдавшаяся в магнитослое над каспом в интервале времени 19:59:00–20:00:30 UT. Видно вращение волновых векторов вокруг фонового магнитного поля в направлении положительно заряженных ионов. Спектры получены усреднением по ансамблю из 80 первичных спектров, рассчитанных по 90-секундным интервалам со сдвигом окна данных на ~ 0.18 с. Резонансные значения волновых векторов показаны, как на рис. 3.

оказался устойчивой вихревой структурой, главная ось которой перпендикулярна фоновому магнитному полю \mathbf{V}_0 и вектору массовой скорости \mathbf{V}_0 . Вихревые структуры в каспе отличаются большим разнообразием, имеют разные направления осей в пространстве. Грубый и весьма условный подсчет показал, что из ~ 390 с пребывания спутников в каспе, вращение волновых структур в плоскости (k_x, k_y) , вокруг оси \mathbf{V}_0 , наблюдалось в общей сложности в течение ~ 80 с (из них ~ 45 с – по направлению вращения ионов и ~ 35 с – в противоположном направлении). Вращение в плоскости, близкой к (k_x, k_z) , наблюдалось в течение ~ 150 с; в плоскости, близкой к (k_y, k_z) ~ 60 с. В остальное время ~ 100 с признаков вихрей не обнаружено.

6. ПЕРЕНОС ТУРБУЛЕНТНОЙ ЭНЕРГИИ В ПРОСТРАНСТВЕ

Дополнительные сведения о свойствах исследуемых структур можно получить, строя распределения потоков турбулентной энергии в пространстве. На рисунке 5 показаны два распределения потока Пойнтинга по угловым направлениям, типичные для своих областей. Одно из них относится к магнитослою, второе – к каспу. Представленные распределения получены в эйлеровой системе отсчета, усреднены описанным выше способом по интервалам ~ 7 с и проинтегрированы по всему измеренному спектру значений волновых векторов и частот. (Система координат прежняя.)

Можно видеть, что для вихревой структуры в переходной области характерно распределение потока энергии по направлению с двумя максимумами. Один максимум энергетического потока на-

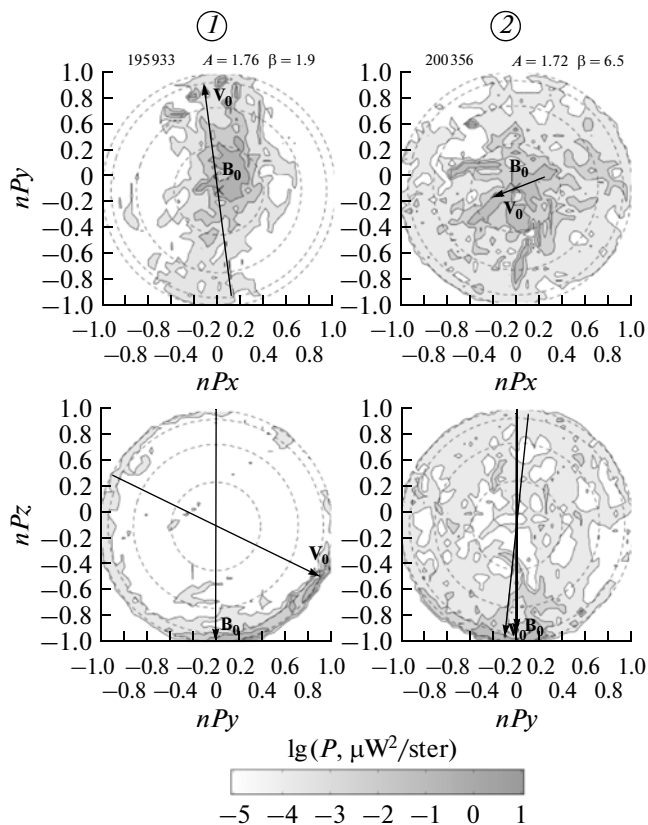


Рис. 5. Типичные угловые распределения потока Пойнтинга в эйлеровой системе отсчета, проинтегрированные по частоте: 1 — в магнитослое непосредственно над каспом; 2 — в каспе.

Распределения векторов по направлению представлены двумя проекциями: на плоскости XY и YZ (путем свертки трехмерного распределения по соответствующей ортогональной координате). Направление координатных осей такое же, как на предыдущих рисунках: ось Z по — \mathbf{B}_0 .

блюдается в направлении, близком к направлению среднего магнитного поля, другой — совпадает с направлением вектора массовой скорости. Максимум в направлении \mathbf{B}_0 показывает, что вихревая структура, изображенная в пространстве волновых векторов на рис. 4, распространяется вдоль поля со скоростью, превышающей скорость плазмы \mathbf{V}_0 . Наличие второго максимума, в направлении \mathbf{V}_0 , свидетельствует о том, что здесь присутствуют также другие структуры, не обладающие собственной скоростью относительно плазмы, которые переносятся общим потоком.

В каспе энергетические потоки характеризуются значительно более широким распределением по углам. Хотя главный максимум здесь определяется общим направлением магнитного поля и вектором скорости, виден широкий угловой разброс потоков энергии по всем другим направлениям. Ситуация в каспе похожа на газ локальных вихревых структур, взаимодействующих между собой.

В пограничной с каспом плазменной мантии максимальные потоки волновой энергии приходятся, в основном, на направление вдоль магнитного поля (которое здесь также составляет небольшой угол с направлением скорости). Но, в отличие от переходной области, здесь наблюдаются случаи симметричных потоков, в прямом и обратном направлении, и случаи преимущественного распространения в одном из этих направлений.

7. ВЫВОДЫ

В магнитослое над каспом, в высотном каспе и в прилежащем к нему слое плазменной мантии колебания магнитного поля, регистрируемые в диапазоне частот от 0.01 до 11 Гц на четырех спутниках, разделенных расстояниями от 400 до 700 км, показывают высокую степень когерентности на временном интервале ~ 90 с в трех разных областях. Из этого следует, что когерентность — свойство, как слабой, так и сильной турбулентности. Динамика найденных трехмерных \mathbf{k} -волновых спектров подтверждает это предположение.

В магнитослое и в каспе найдены устойчивые вихревые структуры. В магнитослое волновые вихри регистрируются в течение не менее 60% времени наблюдения. Они располагаются в плоскости, перпендикулярной равносному магнитному полю, закручены в сторону вращения положительных ионов и переносят энергию преимущественно вдоль поля, о чем свидетельствуют последовательности трехмерных \mathbf{k} -спектров и угловые распределения вектора Пойнтинга.

В каспе найдена вихревая структура иного типа, закрученная в плоскости вокруг оси, перпендикулярной среднему магнитному полю, со временем регистрации ~ 40 с. Здесь также кратковременно регистрируются другие вихри, с разными направлениями осей вращения, в том числе с осями, параллельными полю \mathbf{B}_0 . Суммарное время регистрации разного рода вихрей в каспе составило $\sim 70\%$ от времени пребывания там спутников. Угловое распределение потока Пойнтинга в каспе имеет преимущественное направление вдоль вектора массовой скорости \mathbf{V}_0 .

Все \mathbf{k} -спектры характеризуются сильной анизотропией. Характер и степень анизотропии изменяются в зависимости от области наблюдения и от постоянно меняющихся значений основных параметров плазмы и среднего магнитного поля. Большинство \mathbf{k} -спектров имеет особенности вблизи резонансных значений $k_{\perp 1}$, отвечающих значениям гирорадиусов ионов и протонной инерционной длины. В резонансных точках часто наблюдается перераспределение энергии колебаний между компонентами волновых векторов, благодаря чему разные диапазоны волновых чисел одного и того же спектра характеризуются разной анизотропией.

При переходе через резонансные значения с возрастанием $|k|$ в большинстве случаев увеличивается ширина углового рассеяния волновых векторов. Это может рассматриваться как возрастание энтропии с увеличением волнового числа, указывающее на прямой каскад передачи энергии по спектру (от больших масштабов к малым).

Автор благодарит авторов замечательных экспериментов на спутнике Кластер, результаты которых использованы в настоящей работе, а также С.И. Климова и С.П. Савина (ИКИ РАН) за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 11-02-90491.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Романов С. А. Нахождение дисперсии низкочастотных волн в космической плазме по результатам многоспутниковых измерений // Космич. исслед. Т. 46. № 2. P. 99–110. 2008.
- Романов С.А., Климов С.И., Савин С.П. Эмпирический степенной закон для спектров турбулентности анизотропной плазмы // Письма в ЖЭТФ. Т. 96. Вып. 10. С. 709–715. 2012.
- Balogh A., Carr C.M., Acuna M.H. et al. The Cluster Magnetic Field Investigation: overview of in-flight performance and initial results // Ann. Geophys. V. 19. P. 1207–1217. 2001.
- Cargill P.J., Dunlop M.W., Lavraud B. et al. CLUSTER Encounters with the High Altitude Cusp: Boundary Structure and Magnetic Field Depletions // Ann. Geophys. V. 22. P. 1739–1754. 2004.
- Gustafsson G., André M., Carozzi T. et al. First results of electric field and density observation by cluster EFW based on initial months of operation. // Ann. Geophys. V. 19. P. 1219–1240. 2001.
- Rème H., Aoustin C., Bosqued J.M. et al. First multispacecraft ion measurements in and near the Earth's magnetosphere with the identical Cluster ion spectrometry (CIS) experiment // Ann. Geophys. V. 19. P. 1303–1354. 2001.
- Sahraoui F., Belmont G., Rezeau L., Cornilleau-Wehrlin N., Pinc J.L., Balogh A. Anisotropic Turbulent Spectra in the Terrestrial Magnetosheath as Seen by the Cluster Spacecraft // Phys. Res. Lett. V. 96. 2006.
- Zimbardo G., Greco A., Sorriso-Valvo L., Perri S., Vörös Z., Aburjania G., Chergazia K., Alexandrova O. Magnetic Turbulence in the Geospace Environment // Space. Sc. Rev. V. 156. P. 89–134. 2010.