

УДК 533.95

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПЕРЕМЕЖАЕМОСТИ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОЛЯ НА УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕННОМ СЛОЕ ХВОСТА МАГНИТОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

© 2025 г. Н. Н. Левашов^{1, *}, В. Ю. Попов^{1, 2, 3}, Х. В. Малова^{1, 4}, Л. М. Зеленый¹

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

²Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
Физический факультет, Москва, Россия

³Национальный исследовательский университет
“Высшая школа экономики”, Москва, Россия

⁴Научно-исследовательский институт ядерной физики
имени Д.В. Скобельцына МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*e-mail: nn.levashov@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 04.03.2024 г.

После доработки 24.06.2024 г.

Принята к публикации 25.06.2024 г.

В рамках численной модели исследовано влияние перемежаемости на ускорение частиц в экваториальной плоскости хвоста магнитосферы Земли. Для сопоставления с данными наблюдений выбрано событие 17.VII.2001, когда в плазменном слое хвоста магнитосферы более 10 мин наблюдалась потоки плазмы со скоростями до 400 км/с и амплитудой турбулентного магнитного поля порядка 10 нТл. Моделирование электромагнитного поля осуществлено при помощи суперпозиции вейвлетов, которые распределяются равномерно по всей вычислительной области. Специальным распределением амплитуд удастся достичь того, чтобы результирующее поле было мультифрактальным и перемежаемым. Показано, что при ускорении в перемежаемом поле энергетические спектры частиц поднимаются и выполаживаются, — это значит, что частицы способны набрать больше энергии, чем при ускорении в турбулентном плазменном слое без учета перемежаемости.

DOI: 10.31857/S0023420625020015, EDN: GOLPZL

1. ВВЕДЕНИЕ

Плазменный слой хвоста магнитосферы Земли представляет собой область, занятую горячей плазмой, простирающуюся в антисолнечном направлении. Плазменный слой принято идентифицировать в границах области, в которой отношение плотности энергии плазмы к плотности энергии магнитного поля больше 0.1. Установлено, что толщина плазменного составляет от 2 до 4 R_E , ширина — от 25 до 40 R_E , длина — от 30 до 200 R_E [1, 2] (R_E — радиус Земли). Во время крупномасштабных возмущений магнитосферы в геомагнитном хвосте могут происходить процессы магнитного пересоединения, сопровождающиеся усилением волновой активности и ускорением заряженных частиц [3, 4]. Также, согласно наблюдениям космических аппаратов (*Cluster*,

THEMIS, *MMS* и др.), иногда скорость поступающих в хвост плазменных потоков увеличивается, а турбулентное магнитное поле возрастает до десятков нанотесла — такая турбулентность возможна во время магнитных суббурь [5].

При этом электромагнитная турбулентность в плазменном слое является перемежаемой и носит негауссовый характер: в распределении электромагнитного поля присутствуют более широкие, чем в гауссовом распределении, “хвосты”, обусловленные наличием редких, но сильных всплесков в поведении электромагнитного поля. Однако редкие события, образующие широкие хвосты функций распределения вероятностей, несут в себе значительное количество энергии [6–9]. Цель настоящей работы — исследование влияния перемежаемости на ускорение частиц

в экваториальной плоскости плазменного слоя. В статье используется система координат GSM.

Для того, чтобы моделируемое поле соответствовало реально наблюдаемому полю в плазменном слое, был выбран интервал 17.VII.2001 с 17:23 до 17:34 UT. Тогда все четыре спутника *CLUSTER* зафиксировали резкое ускорение потоков плазмы с пиковым значением скорости порядка 400 км/с, сопровождавшееся сильным турбулентным магнитным полем амплитудой порядка 10 нТл [10]. Флуктуации магнитного поля, полученные со спутника *CLUSTER* 4 во время данного события, показаны на рис. 1.

Поскольку сильные турбулентные поля имеют расширенный мультифрактальный спектр [4, 11], для моделирования турбулентного поля была разработана модель мультифрактального турбулентного поля, описанная в работе [12]. Свойство мультифрактальности заключается в локально нерегулярном поведении турбулентности, т.е. показатели Херста в разных точках могут различаться, поэтому для описания мультифрактальных процессов недостаточно одного параметра Херста. В связи с этим используют локальные экспоненты Херста или экспоненты Гельдера $h(x_0)$, которые описывают поведение турбулентного поля в точке x_0 [12–15]. В используемой модели турбулентное поле задается при помощи суперпозиции вейвлетов, а мультифрактальность и перемежаемость получаются путем распределения амплитуд вейвлетов по принципу неоднородного Канторова множества. Модель является довольно гибкой и позволяет легко варьировать наклон энергетического спектра, а также степень

перемежаемости моделируемого поля. При использовании данной модели в настоящей работе было проанализировано влияние перемежаемости на ускорение частиц в плазменном слое хвоста магнитосферы Земли.

2. МОДЕЛЬ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОЛЯ ПЛАЗМЕННОГО СЛОЯ

Моделирование относится к экваториальной плоскости плазменного слоя, в предположении, что поле в данной области состоит из трех составляющих. Первая составляющая – регулярное магнитное поле B_{z0} ; вторая – регулярное электрическое поле E_{y0} в направлении с утра на вечер; третья компонента – турбулентное поле с перемежаемостью.

Турбулентное электромагнитное поле задается путем суперпозиции вейвлетов. Вейвлеты позволяют довольно гибко управлять амплитудой полученного поля в любой точке пространства и потому хорошо подходят для моделирования перемежаемого турбулентного поля. Чтобы получить многомасштабное турбулентное поле, вейвлеты самого крупного масштаба равномерно распределяются по всей вычислительной области, затем берутся вейвлеты поменьше и тоже равномерно распределяются по вычислительной области. Чем больше таких слоев вейвлетов разных масштабов, тем больший частотный диапазон покрывает моделируемое поле. Число вейвлетов выбирается так, чтобы каждый их масштабный класс полностью покрывал всю вычислительную область. Все вейвлеты движутся по синусоидальному закону в окрестности заданных начальных точек с одинаковой скоростью V :

$$\mathbf{r}_{ij}(t) = (x_{i,j}^0 + a_i \sin(\omega_i t + \phi_{i,j})) \mathbf{e}_x + (y_{i,j}^0 + a_i \sin(\omega_i t + \phi_{i,j})) \mathbf{e}_y,$$

где $x_{i,j}^0$ и $y_{i,j}^0$ – начальные координаты соответствующего вейвлета с номерами i, j ; a_i – масштаб вейвлетов i -го масштабного класса; начальная фаза $\phi_{i,j}$ для каждого вейвлета выбирается случайным образом в диапазоне от 0 до 2π , $\omega_i = V/a_i$. В качестве базового вейвлета выбран Гауссов вейвлет

$$Q_{i,j}(x, y, t) = m_{i,j} c_i \exp\left(\frac{-\pi d r_{i,j}^2(t)}{2 a_i^2}\right), \quad (1)$$

где $d r_{i,j}(t) = \sqrt{(x - x_{i,j}(t))^2 + (y - y_{i,j}(t))^2}$; c_i – амплитудный коэффициент для каждого масштабного класса вейвлетов; $m_{i,j} \in [-1; 1]$ – случайный

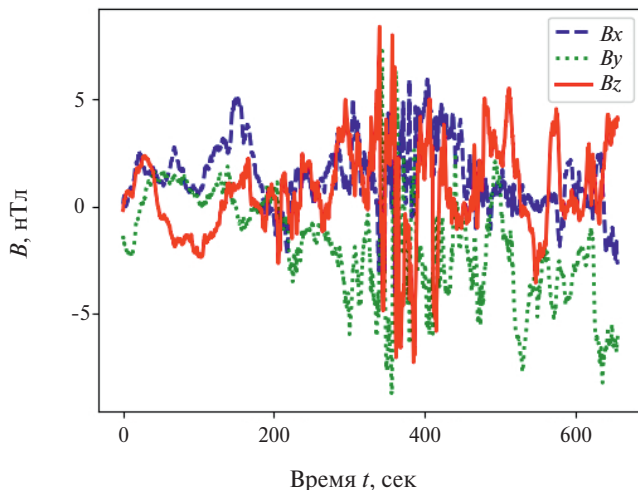


Рис. 1. Флуктуации магнитного поля во время суббури 17.VII.2001

коэффициент. Итоговое поле получается путем суперпозиции вейвлетов:

$$Q(x, y, t) = \sum_{i,j} Q_{i,j}(x, y, t). \quad (2)$$

В силу самоподобия турбулентного поля соотношение между размерами вейвлетов из соседних классов должно быть независимым от i . Для этого введем некоторое значение l , характеризующее соотношение размеров между соседними классами вейвлетов: $a_{i+1}/a_i = l$. Пусть N_i — количество вейвлетов i -го класса, а D — размерность пространства, в котором моделируется поле. Введем понятие площади $S_i \approx N_i a_i^D$, занимаемой i -м классом вейвлетов. Тогда в силу самоподобия отношение между площадями, занимаемыми соседними классами, S_{i+1}/S_i , должно иметь степенную зависимость от l : $S_{i+1}/S_i = l^\beta$ (β — варьируемый степенной показатель). Соотношение между амплитудными коэффициентами соседних классов вейвлетов c_{i+1}/c_i также должно иметь степенную зависимость от l . Определим степенной показатель λ как $c_{i+1}/c_i = l^\lambda$. Спектр энергии полученного поля:

$$W(k) = \lim_{\tilde{v} \rightarrow \infty} \frac{(2\pi)^D}{S} \langle |\tilde{Q}(k)|^2 \rangle \sim \left(\frac{ka_1}{\sqrt{\pi}} \right)^{-D-\beta-2\lambda}, \quad (3)$$

где S — площадь нашей вычислительной области [12, 16].

Для того, чтобы моделируемое поле обладало негауссовым распределением вероятностей, необходимо задать специальное распределение амплитуд у вейвлетов. Для этого выберем 4 весовых коэффициента p_1-p_4 и будем формировать неоднородное Канторово множество [17]: на первой

итерации область разбивается на 4 одинаковых квадратных ячейки, каждой ячейке соответствует свой коэффициент p_k . На второй итерации каждая исходная ячейка разбивается еще на четыре квадратных ячейки, в каждой из которых весовой коэффициент исходной ячейки снова умножается на один из четырех весовых коэффициентов. На рис. 2. изображено распределение коэффициентов p_k на первой (слева) и второй итерациях (справа). На третьей итерации снова разбиваем каждую ячейку с прошлой итерации с последующим умножением на один из весовых коэффициентов. На третьей итерации область будет разбита на 64 подобласти, в каждой из которых будет свой весовой коэффициент, полученный путем перемножения искомым коэффициентов p_k . Далее, для самого крупного класса вейвлетов, разобьем вычислительную область на полученные 64 подобласти, где в каждой подобласти попавшие в нее вейвлеты будут домножаться на соответствующий коэффициент, полученный при построении неоднородного Канторова множества. Для вейвлетов размером вдвое меньше первоначального снова разбиваем каждую ячейку из третьей итерации получения Канторова множества на 4 части с последующим умножением искомого коэффициента на p_k . Для класса вейвлетов с вдвое меньшим размером вейвлета снова разбиваем каждую ячейку на четыре части и т.д.

При таком разбиении показателя Гёльдера будут распределены в интервале величин h_{min} и h_{max} , значения которых зависят от выбора весовых коэффициентов p_k :

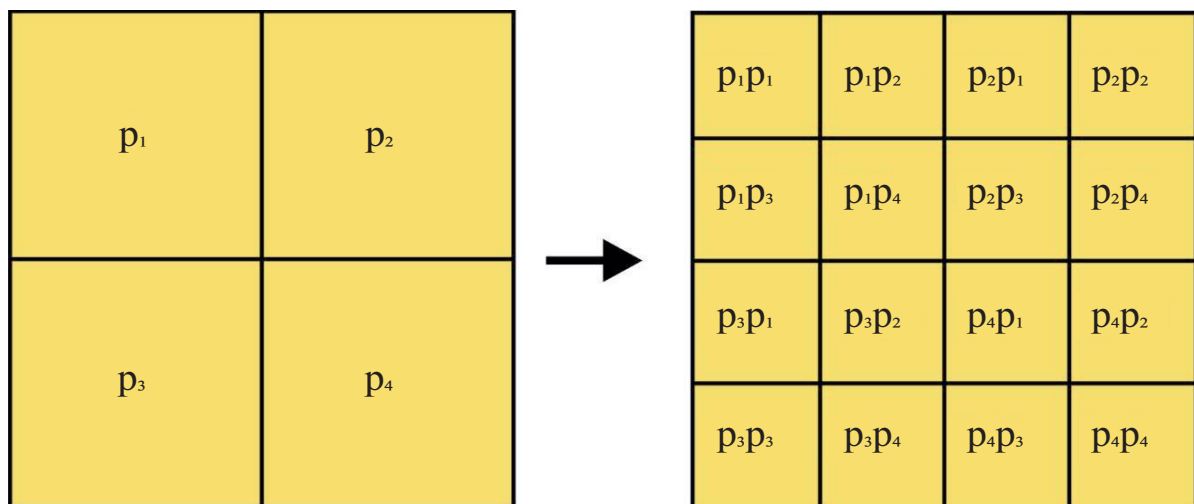


Рис. 2. Распределение весовых коэффициентов по ячейкам

$$\left\{ \begin{array}{l} h_{min} = \frac{d\tau}{dq} \Big|_{q \rightarrow \infty}, \\ h_{max} = \frac{d\tau}{dq} \Big|_{q \rightarrow -\infty}, \\ \frac{d\tau}{dq} = \lambda - \frac{n_1^q \ln(n_1) + n_2^q \ln(n_2) + n_3^q \ln(n_3) + n_4^q \ln(n_4)}{(n_1^q + n_2^q + n_3^q + n_4^q) \cdot \ln\left(\frac{1}{2}\right)}, \end{array} \right. \quad (4)$$

где $n_k = \frac{p_k}{4}$, $k = 1 \dots 4$. Функция мультифрактального спектра, представляющая собой спектр фрактальных размерностей однородных подмножеств L_h , на которые разбито исходное множество L , равна $f(h) = q \frac{d\tau}{dq} - \tau$. Данная функция выпуклая и может быть аппроксимирована параболой

$$f(h) = D_0 - \frac{(h - h_0)^2}{2(2h_0 - D_0)}, \quad (5)$$

где $D_0 = \lambda + \frac{\tau(q)}{q-1}$, $h_0 = \frac{d\tau}{dq} \Big|_{q=0}$ [14, 17].

На рис. 3 изображена полученная функция мультифрактального спектра. Подобный колоколообразный спектр характерен для большинства турбулентных мультифрактальных полей [18].

Полученное поле будет перемежаемым: уровень перемежаемости случайного поля $U(t)$ можно оценить с помощью структурных функций $S_q = \sum_n |U(n + dn) - U(n)|^q$ [9]. Для этого необходимо вычислить показатели структурной функции ζ_q из выражения $S_q \approx h^{\zeta_q}$ и проанализировать

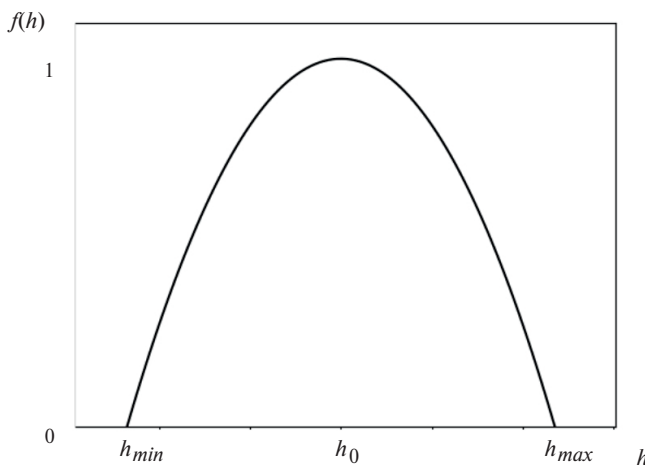


Рис. 3. Функция мультифрактального спектра

зависимость $\zeta_q(q)$. Для перемежаемой турбулентности характерна линейная зависимость показателей структурных функций ζ_q от степени q , при наличии перемежаемости будут наблюдаться отклонения кривой $\zeta_q(q)$ от прямой $\zeta_q \approx q$. Чем сильнее отклонение — тем больше уровень перемежаемости [6–9]. Для мультифрактального турбулентного поля показатели структурной функции ζ_q можно получить следующим образом: $\zeta_q(q) = \inf_h (qh - f(h))$ [14, 15]. То есть чем шире мультифрактальный спектр, тем выше будет уровень перемежаемости.

3. РЕЗУЛЬТАТ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Зададим размер вычислительной области $L_y = 10^5$ км вдоль оси Y и $L_x = 2 \cdot 10^5$ вдоль оси X . Амплитуда регулярного электрического поля E_{y0} в направлении с утра на вечер равна 0.2 мВ/м. Амплитуда регулярного магнитного поля B_{z0} равна 1 нТл [19].

Для моделирования турбулентного поля будем ориентироваться на событие 17.VII.2001. Магнитное поле, наблюдаемое во время данного события, показано на рис. 1. Спектральная плотность мощности для данного события, наблюдаемая всеми космическими аппаратами CLUSTER, соответствует степенному закону, $P(f) \approx f^{-2.7}$, на интервале 0.08–1 Гц [10]. По проведенной в настоящей работе оценке, средняя скорость потока плазмы составляла порядка 300 км/с.

Чтобы моделируемое поле соответствовало данному событию, положим размер самых крупных вейвлетов $a_0 = 5 \cdot 10^6$ м, самых мелких — $a_n = 5 \cdot 10^5$ м. Тогда из формулы (3) получаем, что частоты моделируемого поля, с учетом скорости потока порядка 300 км/с, будут близки к наблюдаемым. Для того чтобы энергетический спектр турбулентного поля был идентичен наблюдаемому во время анализируемого события 17.VII.2001, выберем показательный коэффициент для соотношений амплитуд у соседних классов вейвлетов $\lambda = 0.85$, а также предположим, что $\beta = 0$, т.е. каждый класс вейвлетов занимает одинаковую площадь в пространстве. По многочисленным наблюдениям, турбулентность в плазменном слое создается крупномасштабными вихрями, интерпретирующимися как нелинейные волны Кельвина–Гельмгольца [20, 21]. Потому положим движение вейвлетов по синусоидальному закону со скоростью $V = 300$ км/с. Соотношение между размерами

вейвлетов из соседних классов выберем следующим: $l = (1/2)^{1/2}$, т.е. через каждые 2 класса масштаб вейвлетов будет уменьшаться вдвое. Итоговое магнитное поле задается как суперпозиция вейвлетов:

$$B_z(x, y, t) = \sum_i \sum_j m_{i,j} \cdot c_0 l^{0.85i} \exp\left(-\frac{\pi d r_{i,j}^2(t)}{2 a_0^2 l^i}\right). \quad (6)$$

Электрическое поле вычисляется при помощи уравнений Максвелла.

В настоящей работе было рассмотрено два сценария: первый — монофрактальное турбулентное поле $p_1 = p_2 = p_3 = p_4 = 1$; второй — мультифрактальное турбулентное поле со следующими параметрами: $p_1 = 1.8$, $p_2 = 0.2$, $p_3 = 1.6$, $p_4 = 0.4$. Суммарная энергия электромагнитного поля в обоих случаях подбиралась одинаковой. На рис. 4 показаны флуктуации компоненты B_z моделируемого турбулентного поля для мультифрактального и монофрактального случаев.

Покажем, что моделируемое таким образом мультифрактальное поле будет перемежаемым, а монофрактальное — нет. Для этого рассчитаем значения структурной функции для компоненты B_z магнитного поля для различных степенных показателей q :

$$S_q = \sum_n \sum_m \left(|B_z(x_n + \delta, y_m) - B_z(x_n, y_m)| + |B_z(x_n, y_m + \delta) - B_z(x_n, y_m)| \right)^q. \quad (7)$$

Шаг $\delta = 1000$ км, что соответствует “диаметру” вейвлета самого мелкого взятого нами масштаба. При помощи рассчитанных значений структурной функции найдем показатели структурной функции ζ_q из выражения $S_q \approx \delta^{\zeta_q}$. На рис. 5 изображена зависимость $\zeta_q(q)$ для монофрактального и мультифрактального случаев. Видно, что для мультифрактального случая отклонение зависимости показателей структурной функции ζ_q от степени q довольно сильно отличается от линейной, в то время как для монофрактального поля это отклонение несущественно. Таким образом, моделируемое нами мультифрактальное поле является перемежаемым, а в монофрактальном случае перемежаемость практически отсутствует.

4. УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ

В плазменном слое обычно преобладают протоны и электроны, проникающие в слой из солнечного ветра, а также присутствуют альфа-частицы, концентрация которых в 10 раз ниже, чем

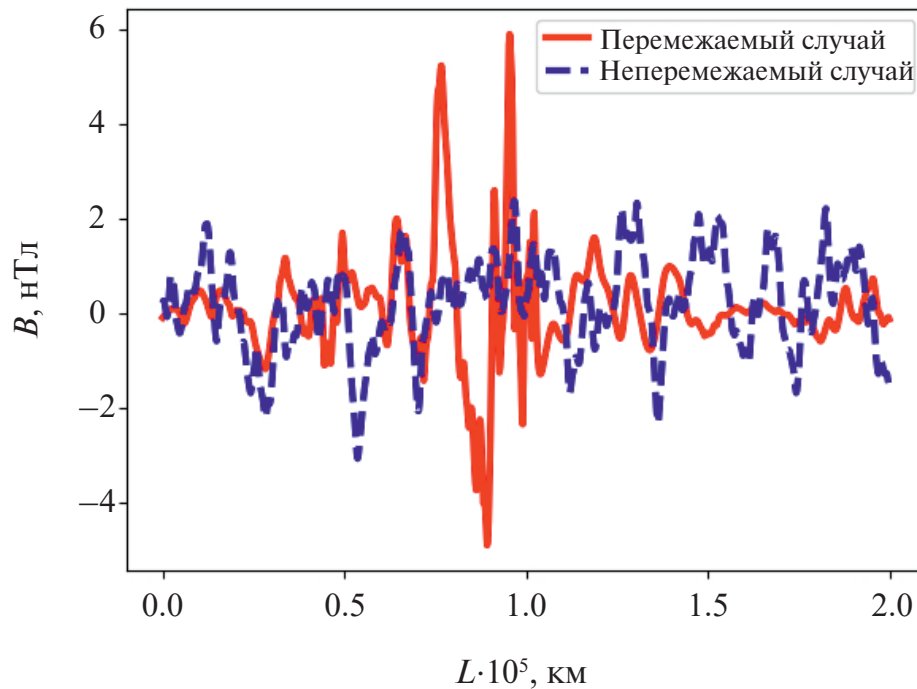


Рис. 4. Компонента B_z моделируемого поля вдоль оси X для перемежаемого и неперемежаемого случаев

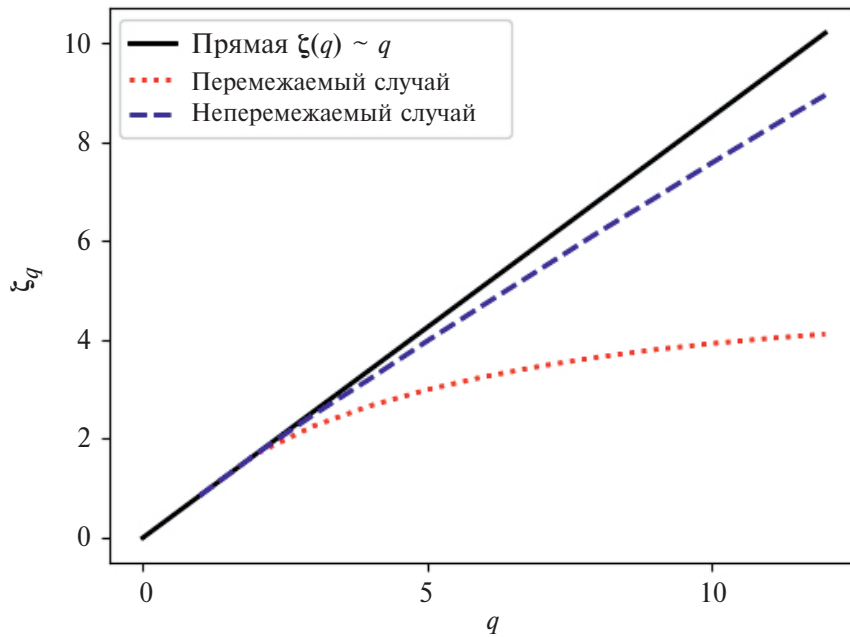


Рис. 5. Зависимость показателей структурной функции от степени

у протонов. Во время магнитных суббурь может возрасти доля частиц ионосферного происхождения, среди которых преобладают ионы кислорода.

Зададим по 10^4 протонов, альфа-частиц и ионов кислорода в вычислительной области. У каждой частицы начальные координаты случайны, начальные скорости частиц имеют

максвелловское распределение, а начальные энергии — порядка 100 эВ. При выходе частицы за пределы области в вычислительную область вводится новая частица. На рис. 6 изображено распределение частиц по энергиям после 10 мин ускорения в турбулентном поле для протонов, альфа-частиц и ионов кислорода. Из графиков видно, что при ускорении в перемежаемом поле

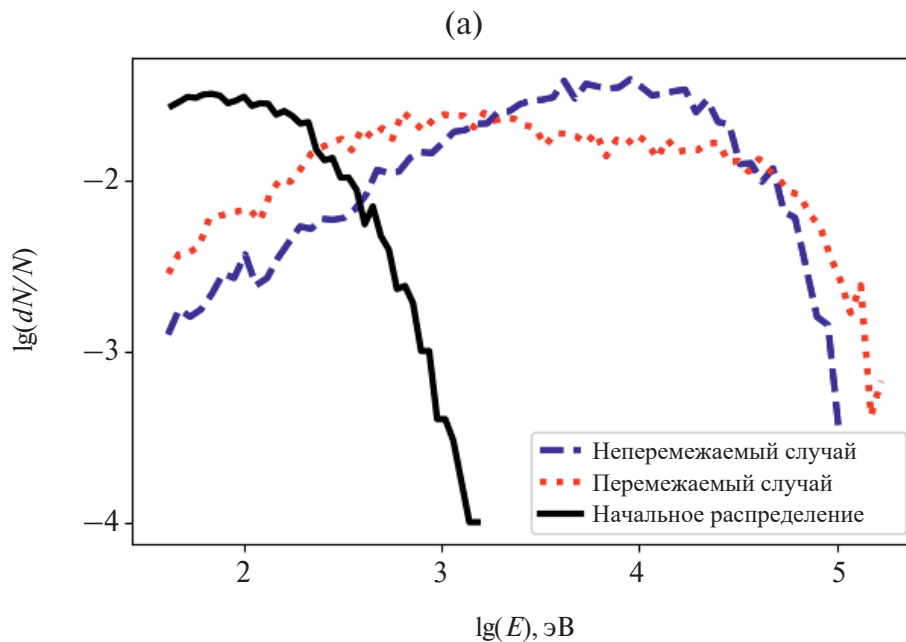


Рис. 6. Распределение по энергиям протонов (а), альфа-частиц (б) и ионов кислорода (в) после 500 с ускорения в турбулентном поле. Черными сплошными линиями показаны начальные распределения по энергиям. Синие штриховые и красные пунктирные линии обозначают, соответственно, непереमेжаемую и перемежаемую турбулентность

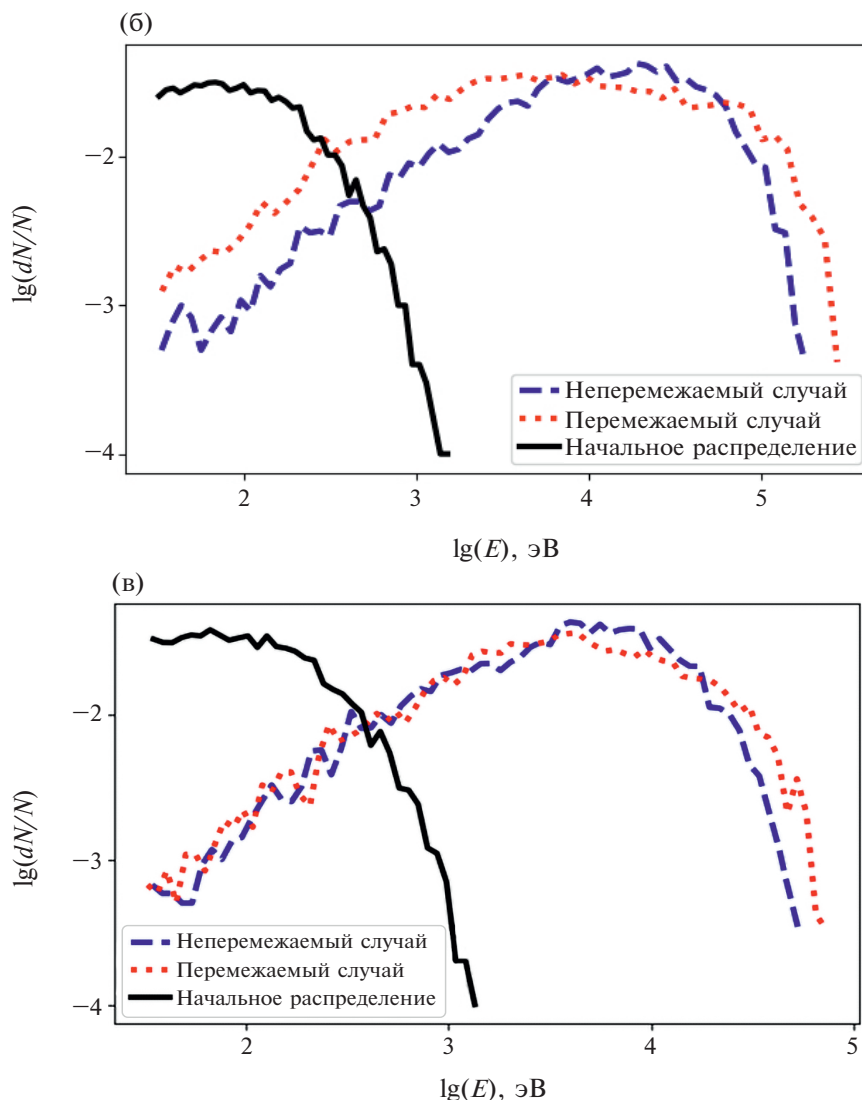


Рис. 6. Окончание

энергетические спектры частиц более вытянутые, чем в непережимаемом, и максимальная энергия, которую способны набрать отдельные частицы, увеличивается.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках модели турбулентности с перемежаемостью было исследовано ускорение частиц в экваториальной плоскости плазменного слоя хвоста магнитосферы Земли. Параметры поля подбирались так, чтобы соответствовать реальному событию, которое 17.VII.2001 наблюдали спутники *CLUSTER*. Было показано, что за время менее 10 мин ускорения в плазменном слое альфа-частицы и ионы кислорода способны набрать энергии от единиц до сотни кэВ. Также исследовался вклад

перемежаемости турбулентного поля в ускорение частиц, проведено сравнение ускорения для двух сценариев: ускорение в перемежаемом турбулентном поле и в непережимаемом. В рамках рассматриваемой модели показано, что при ускорении в перемежаемом поле частицы способны набрать большую энергию, чем в непережимаемом.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-12-00031.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ковтюх А.С. Геокорона горячей плазмы // Косм. исслед. 2001. Т. 39. № 6. С. 563–596.

2. Grigorenko E.E., Hoshino M., Hirai M. et al. “Geography” of ion acceleration in the magnetotail: X-line versus current sheet effects // J. Geophys. Res. 2009. V. 114. Iss. A3. A03203. <https://doi.org/10.1029/2008JA013811>
3. Kronberg E.A., Grigorenko E.E., Turner D.L. et al. Comparing and contrasting dispersionless injections at geosynchronous orbit during a substorm event // J. Geophys. Res. 2017. V. 122. P. 3055–3072. <https://doi.org/10.1002/2016JA023551>
4. Schodel R., Baumjohann W., Nakamura R. et al. Rapid flux transport in the central plasma sheet // J. Geophys. Res. 2001. V. 106. P. 301–313.
5. Vörös Z., Baumjohann W., Nakamura R. et al. Multi-scale magnetic field intermittence in the plasma sheet // Annales Geophysicae. 2004. V. 21. P. 1955–1964. <https://doi.org/10.5194/angeo-21-1955-2003>
6. Zelenyi L.M., Rybalko S.D., Artemyev A.V. et al. Charged particle acceleration by intermittent electromagnetic turbulence // Geophys. Res. Lett. 2011. V. 38. Iss. 17. Art. ID. L17110.
7. Левашов Н.Н., Попов В.Ю., Малова Х.В. и др. Моделирование турбулентности с перемежаемостью в космической плазме // Косм. исслед. 2022. Т. 60. № 1. С. 11–16. <https://doi.org/10.31857/S0023420622010083>
8. Левашов Н.Н., Попов В.Ю., Малова Х.В. и др. Исследование процессов ускорения заряженных частиц в турбулентной космической плазме с перемежаемостью // Ученые записки физического факультета Московского Университета. 2021. № 4. С. 1–6.
9. Frisch U. Turbulence: The Legacy of A. N. Kolmogorov. Cambridge: Cambridge University Press, 1995.
10. Volwerk M., Baumjohann W., Glassmeier K. et al. Compressional waves in the Earth’s neutral sheet // Annales Geophysicae. 2004. V. 22. P. 303–315. <https://doi.org/10.5194/angeo-22-303-2004>
11. Lui A. Multifractal and intermittent nature of substorm-associated magnetic turbulence in the magnetotail // J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2001. V. 63. Iss. 13. P. 1379–1385.
12. Левашов Н.Н., Попов В.Ю., Малова Х.В. и др. Моделирование мультифрактального турбулентного электромагнитного поля в космической плазме // Косм. исслед. 2023. Т. 61. № 2. С. 1–8. <https://doi.org/10.31857/S0023420622100089>
13. Павлов А.Н., Анищенко В.С. Мультифрактальный анализ сигналов на основе вейвлетпреобразования // Известия Саратовского университета. 2007. Т. 7. № 1. С. 3–25.
14. Божокин С.В., Паршин Д.А. Фракталы и мультифракталы. Ижевск: НИЦ Регулярная и хаотическая динамика, 2001.
15. Короленко П.В., Маганова М.С., Меснянкин А.В. Новационные методы анализа стохастических процессов и структур в оптике. Москва: НИИЯФ МГУ, 2004.
16. Keith D.W., Pettit C.L., Vechev S.N. Wavelet-based cascade model for intermittent structure in terrestrial environments // Data Analysis, Statistics and Probability. 2013. <https://arxiv.org/abs/1312.5649>
17. Федер Е. Фракталы. Москва: Мир, 1991.
18. Будаев В.П., Савин С.П., Зелёный Л.М. Наблюдения перемежаемости и обобщенного самоподобия в турбулентных пограничных слоях лабораторной и магнитосферной плазмы: на пути к определению количественных характеристик переноса // Успехи физических наук. 2011. Т. 181. № 9. С. 905–952.
19. Зелёный Л.М., Зогин Д.В. Структура плазменного слоя магнитосферного хвоста Земли в экваториальной плоскости. Квазиadiaбатическая модель // Физика космической плазмы: сб. тр. Киев: Наукова Думка, 1993.
20. El-Alaoui M., Walker R., Weygand J. et al. Magnetohydrodynamic Turbulence in the Earth’s Magnetotail from Observations and Global MHD Simulations // Frontiers in Astronomy and Space Sciences. 2021. V. 8. Art.ID. 620519. <https://doi.org/10.3389/fspas.2021.620519>
21. Borovsky J., Funsten H. MHD turbulence in the Earth’s plasma sheet: Dynamics, dissipation, and driving // J. Geophysical Research. 2003. V. 108. Iss. A7. 1284. <https://doi.org/10.1029/2002JA009625>

INVESTIGATION OF THE EFFECT OF INTERMITTENCY OF THE TURBULENT FIELD ON PARTICLE ACCELERATION IN THE PLASMA SHEET OF THE EARTH'S MAGNETOTAIL

© 2025 N. N. Levashov^{1, *}, V. Yu. Popov^{1, 2, 3}, H. V. Malova^{1, 4}, L. M. Zelenyi¹

¹*Space Research Institute, Moscow, Russia*

²*Lomonosov Moscow State University, Physical Faculty, Moscow, Russia*

³*HSE University, Moscow, Russia*

⁴*Scobeltsyn Institute of Nuclear Physics of the Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

**e-mail: nn.levashov@physics.msu.ru*

Using a numerical model, the influence of intermittency on the acceleration of particles in the equatorial plane of the Earth's magnetotail was studied. For comparison with observational data, we selected the event of July 17, 2001, when plasma flows with velocities of up to 400 km/s and an amplitude of the turbulent magnetic field of the order of ten nT were observed in the plasma layer of the magnetotail for more than 10 minutes. Modeling of the electromagnetic field is carried out using a superposition of wavelets, which are distributed uniformly throughout the computational domain. By means of a special distribution of amplitudes, we ensure that the resulting field is multifractal and intermittent. It is shown that when accelerated in an intermittent field, the energy spectra of particles rise and flatten, which means that particles are able to gain more energy than when accelerated in a turbulent plasma layer without taking into account intermittency.