

УДК 533.93

Л. В. Козак

Київський національний університет імені Тараса Шевченка

СТАТИСТИЧНИЙ РОЗГЛЯД ТУРБУЛЕНТНИХ ПРОЦЕСІВ У МАГНІТОСФЕРІ ЗЕМЛІ ЗА ВИМІРАМИ СУПУТНИКА «ІНТЕРБОЛ»

Проведено дослідження статистичних особливостей флуктуацій магнітного поля у перехідних областях магнітосфери Землі на різних часових масштабах за вимірами супутника «Інтербол». Вивчалися зміни форми й параметрів функції густини ймовірності для періодів знаходження супутника як у плазмі сонячного вітру, так і в різних областях магнітошару і областей аврорального овалу. Як характеристика еволюції на різних часових шкалах досліджувалися зміни висоти максимуму функції густини ймовірності $P(0)$ і значення ексцесу. Було знайдено два асимптотичних режими $P(0)$, які характеризуються різними степеневими законами. Для аналізу характеру турбулентних процесів було досліджено структурні функції різних порядків та визначено тип дифузійних процесів у різних областях.

ВСТУП

Магнітосфера Землі не є ізольованою від сонячного вітру (СВ) областю, через її поверхню від лобової частини до хвоста йде надходження енергії та імпульсу і відбувається обмін речовиною з СВ. Саме ці процеси визначають стан навколосезного космічного простору. Виникають тривимірні струмові системи і генеруються великомасштабні електричні поля. Супутникові експерименти показують, що у перетворенні динамічної і магнітної енергії сонячного вітру в енергію заряджених частинок і електромагнітного поля різних масштабів, що заповнюють магнітосферу, особливу роль відіграють динамічні утворення в пограничних областях магнітосфери [15, 16, 19]. Це ударна хвиля (УХ), що відійшла, в лобовій частині магнітосфери, магнітошар (МШ) — надзвичайно активна область між ударною хвилею і межею магнітосфери, і власне межа — магнітопауза, в якій, у свою чергу, виділяють особливі області: касп, турбулентний пограничний шар, пограничний шар на межі геомагнітного хвоста та ін. Всі ці області характеризуються високим рівнем електромагнітної турбулентності, магнітними переоб'єднаннями, інтенсивними конвективними рухами і локальним прискоренням частинок. Саме ці процеси на межі і визначають

трансформацію і надходження енергії та імпульсу у внутрішні області магнітосфери. При цьому МШ виявляється не просто однорідною турбулентною областю, а структурованим утворенням зі складною динамікою, що визначається як зовнішніми параметрами СВ і міжпланетного магнітного поля (ММП), так і внутрішніми процесами [5].

Енергія надзвукового потоку сонячної плазми (альвенівське число Маха $M_A \gg 1$) і в замороженого в неї поля при різкому гальмуванні на УХ переходить не лише в тепло, але й в енергію пульсацій плазми і магнітного поля в МШ. Механізми збудження турбулентності і хвиль у форшоці (ФШ) і МШ різні. Хвильова активність у ФШ є результатом кінетичного ефекту, що не описується співвідношеннями Ренкіна — Гюгоніо — кінетичної нестійкості пучка відбитих протонів. Природа нестійкостей в МШ пов'язана з нерівноваженістю гарячої анізотропної плазми, при цьому турбулентні пульсації, що збуджуються в МШ, повинні залежати від орієнтації ММП [10, 15].

Тому дослідження ролі і властивостей турбулентності в пограничних шарах допоможе визначити роль турбулентних процесів при взаємодії потоків плазми з магнітними перешкодами (поля планет, зір або лабораторних пасток) і показати реальні механізми перетворення енергії у плазмі без зіткнень.

У даній роботі робиться спроба за даними вимірювань супутника «Інтербол» виділити характерні області турбулентності у пограничних шарах магнітосфери Землі і визначити їх характеристики.

СТАТИСТИЧНИЙ ПІДХІД ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК ТУРБУЛЕНТНОГО СЕРЕДОВИЩА

Оскільки розвинута турбулентність характеризується великою кількістю ступенів вільності і нелінійно взаємодіючих мод, багатомасштабною структурою і випадковими пульсаціями швидкостей і полів, то для опису турбулентного середовища найкраще підходять методи статистичної фізики і теорії ймовірності. Для того щоб описати випадковий процес, необхідно визначити його функцію розподілу та моменти функції розподілу. Найчастіше розподіл ймовірностей амплітуд флуктуацій задовольняє гауссів (нормальний) закон розподілу. Гауссову статистику задовольняє, наприклад, класичний броунівський рух [11]. В теорії ймовірності відомі й інші закони розподілу ймовірності, що здатні описати випадкові процеси з дальніми кореляціями. Функція розподілу таких процесів не завжди описується відомими математичними функціями та рядами, а для багатьох типів випадкових процесів відомий лише спосіб апроксимації їхніх функцій розподілу.

Однорідна ізотропна турбулентність була описана А. Н. Колмогоровим ще в 1941 р. [4]. Так, аналізуючи каскадний процес передачі енергії в турбулентному потоці, Колмогоров отримав, що при великих числах Рейнольдса $Re \gg 1$ у процесі передачі енергії від великих турбулентних областей до малих в інерційному діапазоні $\eta \ll l \ll L$ (L — глобальний масштаб руху, η — масштаб дисипації) встановлюється статистична квазірівновага флуктуацій. Динаміка інерційного діапазону не залежить від механізму збудження турбулентності і визначається інваріантом потоку енергії через цей інтервал: середній потік енергії зберігається.

Класичний підхід дослідження статистичних властивостей поля швидкостей $v(x)$ на локаль-

ному масштабі l в турбулентному потоці полягає у дослідженні структурних функцій (статистичних моментів функції розподілу) різних порядків q : $S_q(l) = \langle |v(x+l) - v(x)|^q \rangle$, де $\langle \dots \rangle$ — усереднення по ансамблю. В інерційному діапазоні при великих числах Рейнольдса теорія Колмогорова $K41$ припускає гауссову статистику пульсацій швидкостей і передбачає степеневий закон для структурної функції $S_q(l) \sim l^{\zeta(q)}$. Постулюючи залежність структурних функцій тільки від масштабу і швидкості дисипації енергії ε , $S_q(l) = f(\varepsilon, l)$, і використовуючи міркування розмірності А. Н. Колмогоров вивів знаменитий закон (скейлінг) для спектру потоку енергії $E_k \sim k^{-5/3}$ (закон «п'яти третіх») для розвинутої ізотропної турбулентності в інерційному діапазоні. Цей закон відносно добре описав спектр розвинутої ізотропної гідродинамічної турбулентності, проте точніші вимірювання спектру однорідної турбулентності показали відмінність показника степеня в законі $E_k \sim k^{-\gamma}$ від п'яти третіх $\gamma = 1.71 \pm 0.02$ [7]. Ця незначна відмінність є принциповою, оскільки вона пов'язана з наявністю структурної неоднорідності турбулентного процесу. Експериментальні дослідження і комп'ютерне моделювання турбулентних гідродинамічних течій показали відхилення від колмогоровівської теорії, що викликане переміжністю турбулентності [13]. Явище переміжності вперше було розглянуте Новіковим і Стьюартом [6]. Переміжність — це локальне порушення однорідності турбулентності, в якій активні області співіснують із пасивними (квазіламінарними). Переміжність спостерігається в гідродинамічному турбулентному середовищі з різними числами Рейнольдса [13]. Випадкові пульсації в середовищі з переміжністю мають функцію розподілу, що відрізняється від розподілу Гауса. Дослідження статистичних симетрій турбулентності, автотельних і фрактальних властивостей дозволяє отримати інформацію про скейлінги турбулентності, не вдаючись до детального розгляду конкретних умов її збудження. Розгляд самоподібних (автотельних) властивостей турбулентності призвів до створення ряду моделей розвинутої турбулентності гідродинамічних систем: β -модель, p -модель, лог-пуассонівська модель та інших [1, 14].

У феноменологічних каскадних моделях гідродинамічної турбулентності головним припущенням є розділення потоку енергії між областями меншого масштабу на кожному подальшому кроці каскадного процесу. При цьому малі області тільки модулюють енергію, що проходить через них від великих масштабів. Розглядається ієрархія турбулентних областей, яка стає більш неодноріднішою на менших масштабах. Така феноменологія відповідає парадигмі, в якій переміжність наростає на менших масштабах.

Не дивлячись на те, що в теорії турбулентності розвинені могутні аналітичні методи, сучасні аналітичні моделі все ще не досягають такого ж ступеня детальності та точності як напівемпіричні каскадні моделі, що базуються на статистичних методах. Особливо це стосується опису турбулентності з переміжністю, оскільки переміжність є не тільки результатом турбулентної «активності», але і сама турбулентна «активність» розподілена неоднорідно.

ВИКОРИСТАНІ МЕТОДИ СТАТИСТИЧНОГО АНАЛІЗУ ФЛУКТУАЦІЙ ТУРБУЛЕНТНОГО СЕРЕДОВИЩА

В рамках даної роботи було використано набір різних методик, що базуються на методах як аналізу функції розподілу флуктуацій, так і її моментів.

Аналіз функції розподілу флуктуацій магнітного поля. Для класичного випадкового процесу функція густини ймовірності амплітуд флуктуацій задовольняє нормальний розподіл.

Просторовий спектр турбулентних процесів (аномальна дифузія, хаотичний перенос у ламінарних потоках рідини та ін.) описується розподілом Леві $L_\alpha(k, \gamma)$, що має вигляд [11]:

$$L_\alpha(k, \gamma) = -\gamma |k|^\alpha (1 + i\beta\omega(\alpha, k)),$$

$$\omega(\alpha, k) = \begin{cases} \operatorname{sgn}(k) \tan\left(\frac{\alpha\pi}{2}\right), & \leftrightarrow \alpha \neq 1, \\ \frac{2}{\pi} \ln|k|, & \leftrightarrow \alpha = 1. \end{cases}$$

де $\alpha \in (0, 2]$ — характеристичний індекс, який визначає форму кривої, $\beta \in [-1, 1]$ — параметр,

що визначає симетрію кривої, $\gamma > 0$ — параметр масштабу, ω — частота. При $\alpha = 1$ із симетричного розподілу Леві отримуємо розподіл Коші, а при $\alpha = 2$ — розподіл Гаусса. Для всіх цих розподілів залежність максимуму розподілу густини ймовірності $P(0)$ від змін з часом можна апроксимувати степеневою залежністю $P(0) \sim t^{-S}$. При цьому $S = 0.5$ для гауссового розподілу і $S > 0.5$ для розподілу Леві.

Для турбулентності з переміжністю вірогідність значних флуктуацій на крилах розподілу буде високою завдяки надлишку енергії великомасштабних збурень, що генеруються джерелом. При цьому функція розподілу ймовірності флуктуацій потоку і магнітного поля на малих масштабах має широкі негауссові крила, а на великих масштабах (більших, ніж розмір турбулентних вихорів) розподіл стає близьким до гауссового.

Вивчення зміни висоти максимуму функції густини ймовірності флуктуацій магнітного поля на різних часових масштабах використовувалося для визначення турбулентності у хвості магнітосфери у період руйнування поперечного струму [3, 11]. Для аналізу турбулентності магнітосфери цей підхід використовується вперше.

Визначення ексцесу. Зазвичай розрізняють два типи можливих відхилень від нормального розподілу [2]:

- одна із спадних гілок подовжена, розподіл асиметричний. При цьому, коли подовжена ліва гілка, то маємо негативну асиметрію, а якщо подовжена права гілка, то асиметрію називають позитивною.

- максимум розташований вище або нижче, ніж у нормального розподілу. Якщо максимум вище, і крива гостріша — позитивний ексцес. При негативному ексцесі максимум нижче, і розподіл плоскіший.

Значення ексцесу (kurtosis) визначається через моменти другого і четвертого порядку формулою:

$$\alpha = \frac{S_4(\tau)}{(S_2(\tau))^2} - 3,$$

де $S_4(\tau) = \langle |X(t+\tau) - X(t)|^4 \rangle$, $S_2(\tau) = \langle |X(t+\tau) - X(t)|^2 \rangle$, τ — масштабний параметр варіацій,

$X(t)$ — досліджуваний параметр. У нашому випадку це флуктуації магнітного поля.

Для нормального розподілу $\alpha = 0$. Розподіл з гострішою вершиною має позитивне значення α . Розподіл з негативним ексцесом є плоскішим, ніж нормальний розподіл, характеризується негативним значенням. Величина ексцесу є одним із способів відображення характеру переміжності, проте він не дозволяє зробити кількісного порівняння ступеня і механізму переміжного процесу. Якщо значення ексцесу на різних часових масштабах залишається постійним, то це вказує на відсутність переміжності.

Аналіз самоподібності (ESS-аналіз). Для конкретизації типу турбулентних процесів було проведено ESS-аналіз (Extended Self-Similarity) особливостей структурних функцій (моментів функції густини ймовірності) різних порядків q відповідно до часового інтервалу τ для ряду даних $X(t)$. Структурні функції високих порядків дозволяють охарактеризувати властивості неоднорідності на малих масштабах процесу. При цьому структурна функція визначається співвідношенням [8]:

$$S_q(\tau) = \langle |X(t+\tau) - X(t)|^q \rangle,$$

де оператор $\langle \dots \rangle$ означає усереднення експериментальних даних за часом. Крім того, має місце степенева залежність структурної функції від зсуву по часу τ :

$$S_q(\tau) \sim \tau^{\zeta(q)}.$$

У випадку цілком однорідної ізотропної колмогорівської 3D-турбулентності значення експоненти задається співвідношенням $\zeta(q) = q/3$ [13].

Турбулентність з переміжністю детально описується лог-пуассонівською моделлю, в якій розглядається стохастичний мультиплікативний каскад. При цьому логарифм енергії дисипації ε_l описується пуассонівським розподілом:

$$P(y, \mu) = \frac{\mu^y e^{-\mu}}{\Gamma(y+1)}, \quad \text{де } y = \frac{\ln \varepsilon_l}{\ln \beta},$$

$\mu > 0$ — параметр пуассонівського розподілу, β — параметр, який характеризує ступінь переміжності процесу ($\beta=1$ для непереміжної однорідної розвиненої турбулентності). Розподіл Пуассона

використовується для опису випадкових, взаємно незалежних подій за одиницю часу, довжини, площі і об'єму (ізолюваних подій в континуумі); повністю характеризується параметром μ . Крім того, при $\mu \geq 9$ розподіл Пуассона переходить у нормальний розподіл. Прикладами цього дискретного розподілу є: радіоактивний розпад, число раптових бур в даній області, число друкарських помилок на сторінку та ін.

У лог-пуассонівській моделі розглядається ієрархія моментів, існування граничних дисипативних структур та степеневі закони залежності структурних функцій від часу. Перевагою даної моделі є врахування впливу дисипативного діапазону, коли крайові ефекти відіграють істотну роль у системі з відносно невеликим числом Рейнольдса і обмеженим інерційним діапазоном. За наявності переміжної турбулентності співвідношення нелінійно залежить від значення q .

Для лог-пуассонівської турбулентної каскадної моделі [12]:

$$\zeta(q) = (1 - \Delta) \frac{q}{3} + \frac{\Delta}{1 - \beta} \left[1 - (\beta)^{\frac{q}{3}} \right],$$

де β і Δ — параметри, які характеризують переміжність і сингулярність дисипативних процесів, відповідно. Для ізотропної 3D-турбулентності в роботі [18] було запропоновано значення параметрів $\beta = \Delta = 2/3$.

ESS-аналіз полягає у визначенні відносно значення показника експоненти для різного порядку структурних функцій. В загальному випадку для q -го і p -го порядку справедливе співвідношення

$$S_q(\tau) \sim S_p(\tau)^{\zeta(q)/\zeta(p)}.$$

ДАНІ СПОСТЕРЕЖЕНЬ І ЗАГАЛЬНІ ВЛАСТИВОСТІ ПОДІЇ

Аналізуються дані вимірювань магнітного поля з частотою опитування 16 Гц для випадку 16 червня 1996 р. та з частотою опитування 4 Гц за 23 червня 1998 р..

Під час вимірювань 16 червня 1996 р. (рис. 1) супутник, рухаючись із СВ, пройшов через форшок (13:50–14:35), і з 14:35 до 14:50 двічі перетинав УХ. Орієнтація ММП у момент перетину

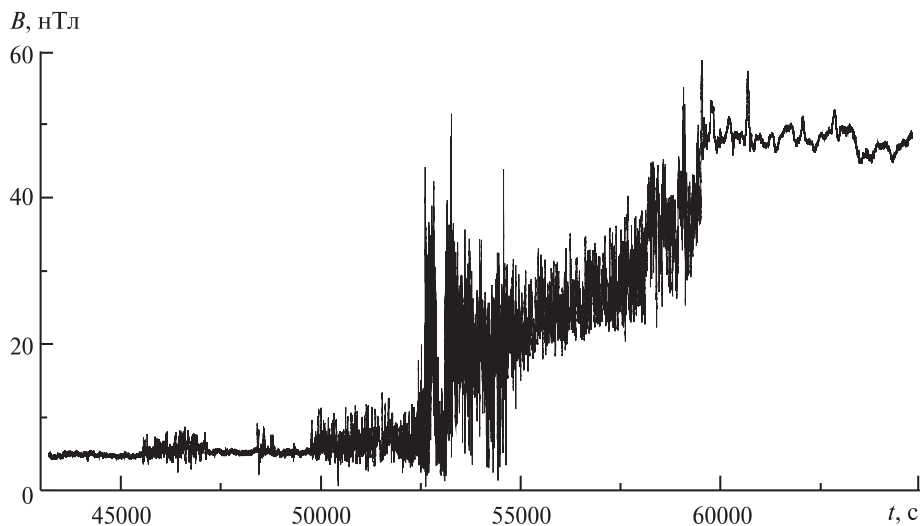


Рис. 1. Проаналізовані виміри модуля магнітного поля за 16 червня 1996 р.

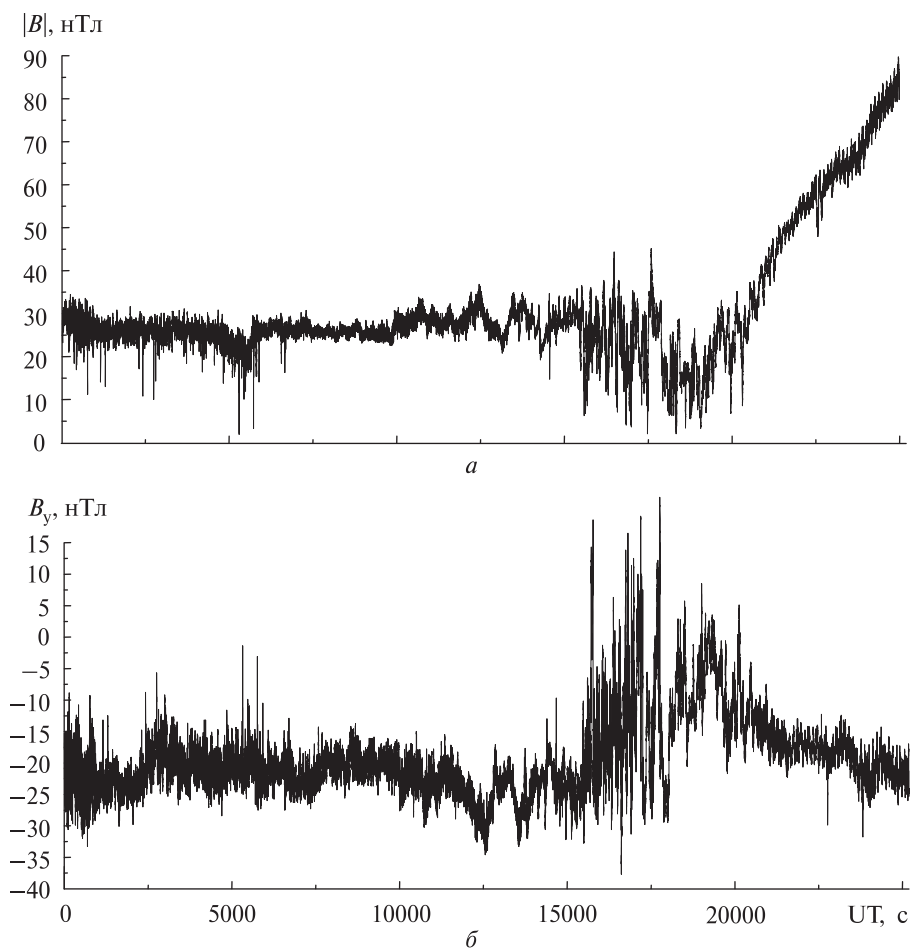


Рис. 2. Виміри модуля (а) та B_y -компонента (б) магнітного поля за 23 червня 1998 р.

відповідала напрямку УХ. Далі супутник пройшов через магнітошар, о 16:30 перетнув магнітопаузу й увійшов до магнітосфери. Хоча виділені для цієї події закономірності спостерігаються не при всіх прольотах, але є достатньо типовими.

Умови в сонячному вітрі та ММП відповідають значенням параметрів: $V \approx 340$ км/с, $P \approx \approx 2.8$ нПа, $M_A \approx 9.5$.

При переході із СВ до МШ рівень флуктуацій значно змінювався:

- у плазмі сонячного вітру рівень флуктуацій порівняний із точністю вимірювання магнітометрів (0.1 нТл);

- у ФШ-області СКВ варіацій, нормоване на поточне середнє значення, складає $\delta B_y/B = 0.3$, $\delta B/B = 0.2$;

- після перетину УХ у постшоковій області рівень флуктуацій зростає у декілька разів у порівнянні з форшоком і відповідає значенням — $\delta B_y/B \approx \delta B/B \sim 0.5$;

- у глибині магнітошару рівень флуктуацій спадає до $\delta B/B \sim 0.15 \dots 0.2$.

У всіх областях кут між хвильовим вектором і напрямом поля в середньому досить великий і помітно не змінюється при переході від однієї області до іншої.

На рис. 2 окремо показано зміну як модуля магнітного поля, так і B_y -складової (GSM – система координат) для 23 червня 1998 р. Дискретність складала 0.25 с. Максимальний рівень флуктуацій ($\delta B/B = 0.6$) відповідає моменту входження супутника із магнітошару в область каспу (03:50–05:00). Надалі, при проходженні безпосередньо каспу (05:00–05:50), рівень флуктуацій зменшується до 0.3.

Оскільки дискретність вимірів для 23 червня 1998 р. суттєво гірша за дискретність вимірів 16 червня 1996 р., то флуктуації магнітного поля в авроральних областях були використані тільки для ESS-аналізу.

РЕЗУЛЬТАТИ АНАЛІЗУ

Особливості функції густини ймовірності флуктуацій. Для дослідження особливостей функції густини ймовірності флуктуацій магнітного поля 16 червня 1996 р., вибирався зсув по часу $\Delta\tau$, кратний 0.0625 с. Аналізувалися статистичні властивості абсолютного значення варіацій магнітного поля $dB = B(t + \Delta\tau) - B(t)$ в різних областях навколоземного простору і для різних часових масштабів (рис. 3–5). На жаль, незважаючи на рекордну частоту опитування, інтервали перетину ударної хвилі і постшокової області виявилися дуже короткими для статистично достовірного аналізу, тому результати приводяться тільки для СВ, ФШ і для МШ в цілому.

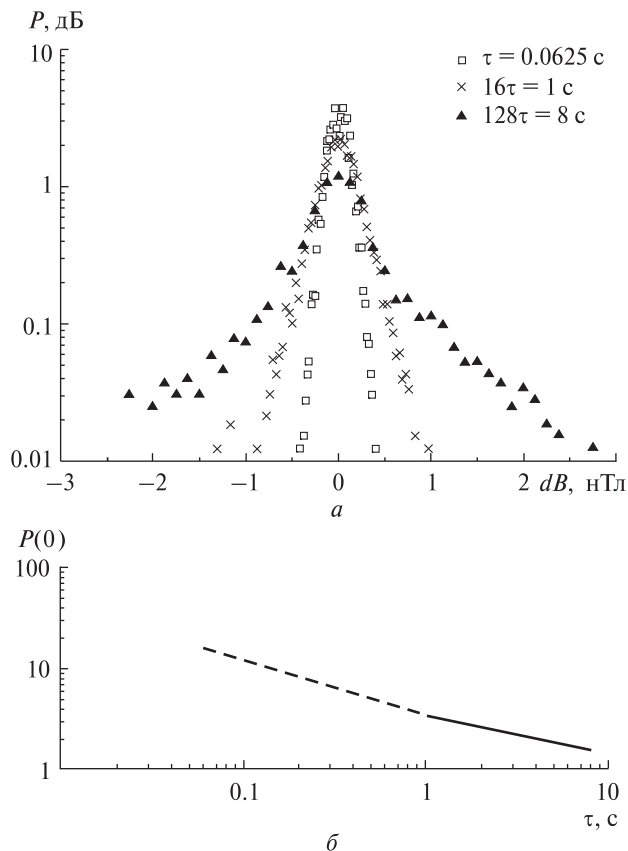


Рис. 3. *a* — функція P розподілу густини ймовірності флуктуацій магнітного поля для плазми сонячного вітру для різних значень кроку по часу; *b* — залежність максимуму $P(0)$ функції розподілу густини ймовірності флуктуацій магнітного поля від кроку по часу в плазмі сонячного вітру. Експериментальні точки апроксимувалися прямою $P \sim \tau^{-s}$. Для пунктирної лінії $s \approx 0.54$, для неперервної — $s \approx 0.5$

вості абсолютного значення варіацій магнітного поля $dB = B(t + \Delta\tau) - B(t)$ в різних областях навколоземного простору і для різних часових масштабів (рис. 3–5). На жаль, незважаючи на рекордну частоту опитування, інтервали перетину ударної хвилі і постшокової області виявилися дуже короткими для статистично достовірного аналізу, тому результати приводяться тільки для СВ, ФШ і для МШ в цілому.

Сонячний вітер. Функції розподілу густини ймовірності флуктуацій магнітного поля для різних зсувів за часом $\Delta\tau$ під час перебування су-

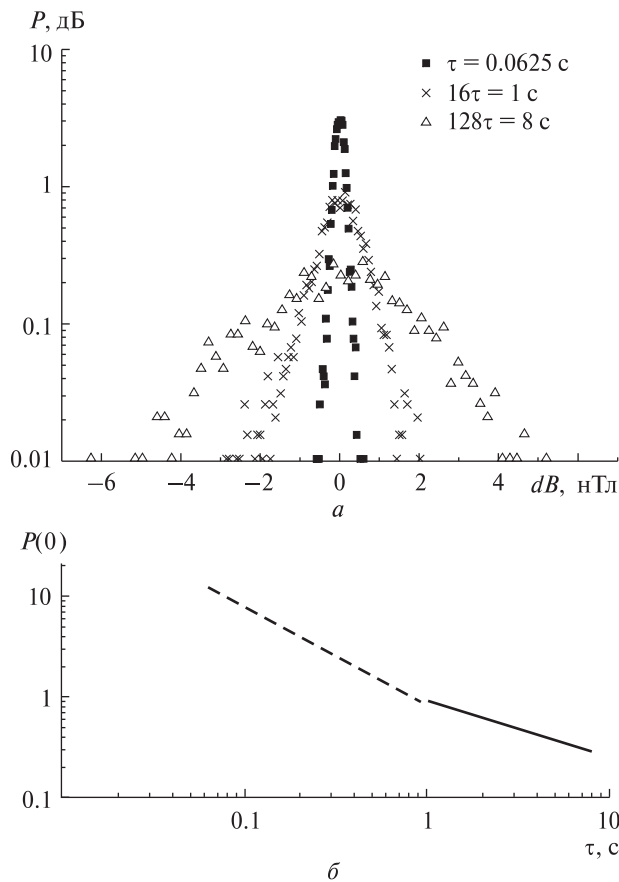


Рис. 4. Те ж для форшокової області. Для пунктирної лінії $s \approx 0.83$, для неперервної — $s \approx 0.44$

путника у плазмі СВ (12:00—12:50) показані на рис. 3, а.

Залежність значення максимуму функції розподілу густини ймовірності флуктуацій магнітного поля $P(0)$ від кроку по часу (логарифмічний масштаб) показана на рис. 3, б. Експериментальні точки апроксимувалися прямою $P \propto \tau^{-s}$. Для малих масштабів (пунктирна лінія) — $s \approx 0.54$, а для великих масштабів (неперервна лінія) — $s \approx 0.5$. Таким чином, у всьому інтервалі досліджуваних масштабів розподіл близький до гауссового.

Наявність гауссового розподілу на малих часових масштабах для плазми сонячного вітру може бути викликана тим, що середнє квадратичне відхилення флуктуацій магнітного поля для розглянутої області сумірне з похибкою вимірювання даного параметра (інструментальна похибка).

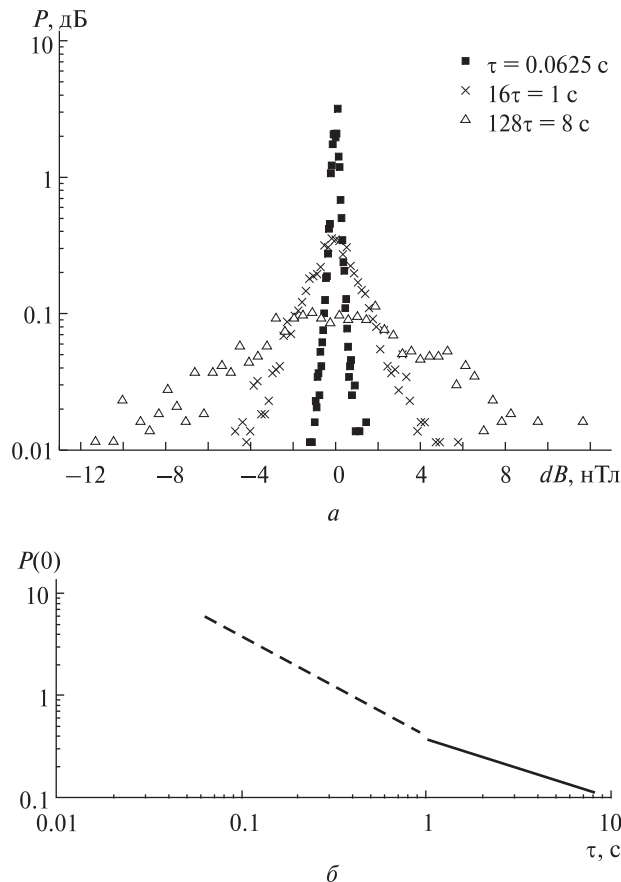


Рис. 5. Те ж для області магнітошару. Для пунктирної лінії $s \approx 0.99$, для неперервної — $s \approx 0.59$

Форшок. Функції розподілу густини ймовірності флуктуацій магнітного поля під час знаходження космічного апарата у ФШ (13:50—14:30) показані на рис. 4, а.

Залежність $P(0)$ від зсуву за часом Δt подана на рис. 4, б. Для малих масштабів (пунктирна лінія) степенева апроксимація дає $s \approx 0.83$, а для великих масштабів (неперервна лінія) — $s \approx 0.44$. Таким чином, для низьких частот (неперервна лінія) розподіл, як і раніше, близький до гауссового. В той же час, на високих частотах (малих масштабах) розподіл відхиляється від нормального.

Магнітошар. Функції розподілу густини ймовірності флуктуацій магнітного поля під час знаходження КА у МШ (15:10—16:20) для різних зсувів по часу показані на рис. 5, а.

Залежність значення максимуму функції розподілу густини ймовірності флуктуацій магнітного поля $P(0)$ від зсуву по часу подана на рис. 5, б. Для малих масштабів (пунктирна лінія) степенева апроксимація дає $s \approx 0.99$, а для великих масштабів (неперервна лінія) – $s \approx 0.59$. Таким чином, для малих масштабів розподіл помітно відхиляється від гауссового (відповідає розподілу Коші), а на великих масштабах близький до нього. Злам залежності спостерігається поблизу часового зсуву $\tau \sim 1$ с.

Екセス. При визначенні значення ексцесу флуктуацій магнітного поля будувалися залежності функції $K(\tau) = \alpha + 3$, $K(\tau) = \frac{S_4(\tau)}{(S_2(\tau))^2}$ від масштаб-

ного параметра τ , де зсув за часом, як і при розгляді особливостей функції густини ймовірності флуктуацій магнітного поля, був кратним 0.0625 с. Значення ексцесів для плазми сонячного вітру, форшокової області та магнітосфари представлені на рис. 6. З графіків дуже чітко видно, що для плазми СВ значення функції $K(\tau)$ коливається близько 3 (нормальний розподіл). Для області ФШ і МШ значення функції $K(\tau)$ на малих масштабах близьке до 20, при $\Delta\tau \sim 1$ с ексцес різко падає, а на часових масштабах понад 2 с виходить на значення, близьке до 3. Крім того, «завал» значень для області ФШ при $t \rightarrow 0$ також

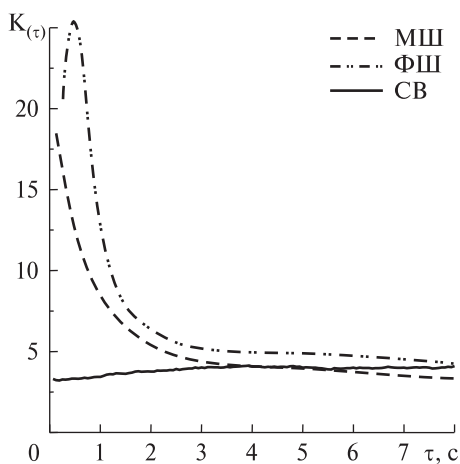


Рис. 6. Залежність величини ексцесу K від масштабного параметра τ для флуктуацій магнітного поля в різних областях магнітосфери: 1 — сонячний вітер, 2 — магнітосфара, 3 — форшокова область

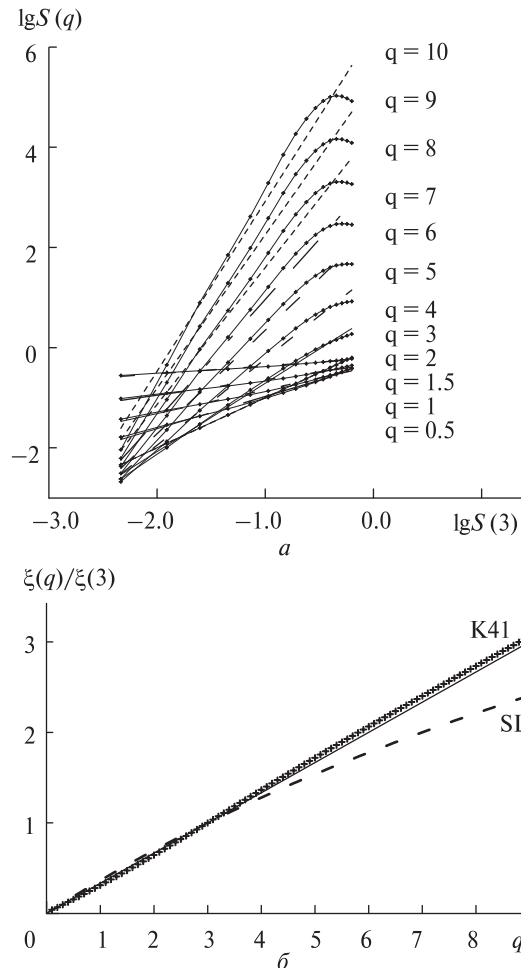


Рис. 7. а — відносні масштаби структурної функції q -го порядку від структурної функції третього порядку для форшокової області при різних значеннях q ($\tau_{\max} = 16\Delta\tau$, $\Delta\tau = 0.0625$); б — відношення експоненціального значення структурної функції q -го порядку до третього порядку. Хрестики — експериментальні дані для області форшоку, пунктирна лінія — розрахунок по формулі логпуассонівської каскадної моделі для $\beta = \Delta = 2/3$ (SL), неперервна лінія відповідає значенню $q/3$ (K41)

можна пояснити інструментальною похибкою спостережень.

Таким чином, для ФШ і МШ на малих часових масштабах ми маємо розподіл з гострішою вершиною і крутизною крил, більшою, ніж для нормального розподілу. Отримані залежності повністю підтвердили результати отримані в попередньому підпункті.

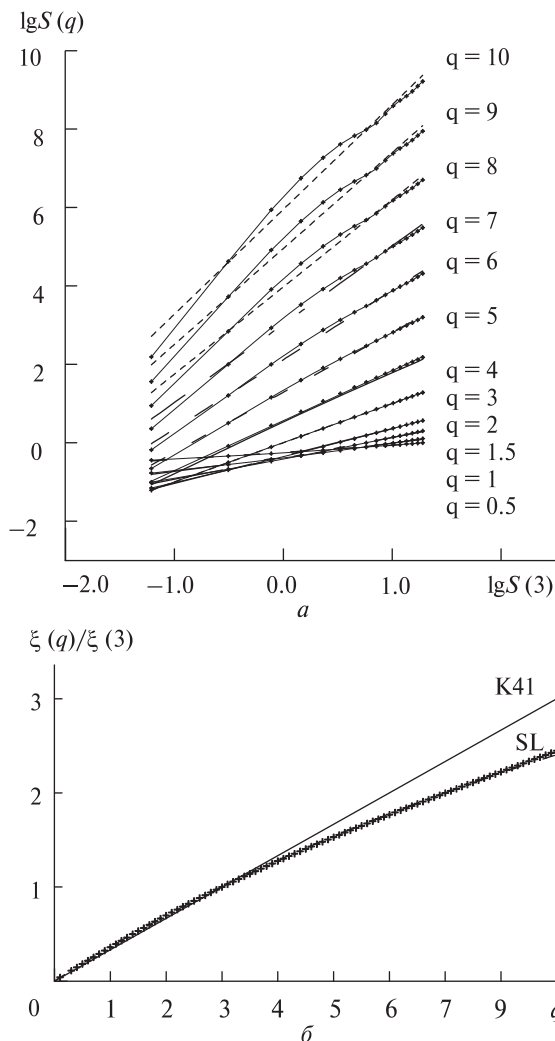


Рис. 8. Те ж для магнітошару

Параметри дифузійних процесів в перехідних областях магнітосфери Землі

Дата	Знаходження супутника	β	Δ	$K(-1)$	Тип дифузійного процесу
16 червня, 1996 р.	Форшок	1.02	0.95	0	дифузія
	Магнітошар	0.30	0.32	0.75	супердифузія
23 червня, 1998 р.	Входження в касп, $ B $	0.35	0.73	1.36	супердифузія
	Входження в касп, B_y	0.63	0.52	0.31	супердифузія
	Касп, $ B $	0.29	0.35	0.86	супердифузія
	Касп, B_y	0.97	0.99	0.03	дифузія

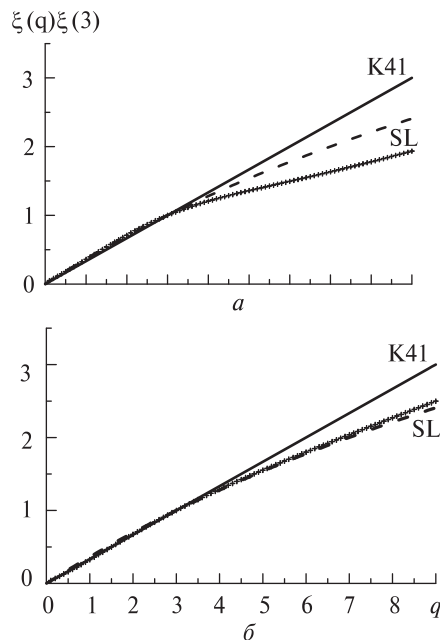


Рис. 9. Відношення експоненціального значення структурної функції q -го порядку до третього порядку. Пунктирна лінія — розрахунок по формулі лог-пуассонівської каскадної моделі для $\beta = \Delta = 2/3$ (SL), неперервна лінія відповідає значенню $q/3$ (K41) ($\Delta\tau = 0.25$). Хрестиками на фрагменті a відмічено результати, розраховані для модуля магнітного поля при входженні КА в касп, на фрагменті b — для B_y -складової

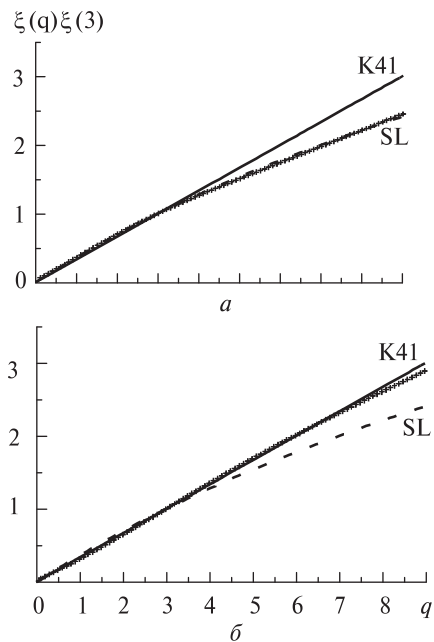


Рис. 10. Те ж саме для перебування КА в каспі

Результати ESS-аналізу. Окрім аналізу особливостей функції густини ймовірності флуктуацій магнітного поля, проведено ESS-аналіз. При цьому розглянуто ФШ (рис. 7), МШ (рис. 8), момент входження КА в область аврорального овалу (03:50–05:00) (рис. 9) та знаходження супутника в області каспу (05:00–05:50) (рис. 10).

На рис. 7, а та рис. 8, а подано відносні масштаби структурної функції q -го порядку від структурної функції третього порядку для форшокової області та області магнітошару відповідно. Відношення експоненціального значення структурної функції q -го порядку до третього порядку для даних областей подано на рис. 7, б та рис. 8, б. Хрестиками відмічені значення, розраховані для досліджуваних областей, пунктирна лінія відповідає значенню, розрахованому по формулі лог-пуассонівської каскадної моделі турбулентності з параметрами, запропонованими Ше і Левеком, неперервна лінія відповідає моделі Колмогорова. В результаті ESS-аналізу спостерігається переміжність турбулентних процесів, які для плазми форшокової області описуються моделлю однорідної ізотропної 3D-турбулентності, запропонованою Колмогоровим, а для плазми магнітошару описуються лог-пуассонівською каскадною моделлю з параметрами $\beta = \Delta = 2/3$.

Результати ESS-аналізу для події 23 червня 1998 р., а саме відношення експоненціального значення структурної функції q -го порядку до третього порядку при входженні КА із магнітошару в область каспу для модуля магнітного поля подано на рис. 9, а, а для B_y -компонента — на рис. 10, б. Дані параметри, розраховані при знаходженні КА в області каспу для модуля магнітного поля та B_y -компонента, подано на рис. 10, а та б відповідно.

Відмінність результатів аналізу для модуля магнітного поля і B_y -компонента вказує на неізотропність процесів у перехідних областях аврорального овалу. При входженні КА в касп із аналізу абсолютного значення магнітного поля ми маємо суттєве відхилення як від моделі Колмогорова, так і моделі лог-пуассона з параметрами Ше і Левека, а для області аврорального овалу параметри турбулентності описуються лог-пуассонівською моделлю.

Визначення типу дифузійних процесів в різних областях магнітосфери та області полярного каспу на основі проведеного ESS-аналізу. В результаті ESS-аналізу із експериментально отриманих залежностей ми можемо визначити параметри β і Δ як для області манітошару, так і для областей каспу. Важливим є той факт, що знаючи дані параметри ми можемо знайти залежність від часу узагальненого коефіцієнта дифузії. У класичному випадку даний зв'язок відсутній, у разі супердифузії коефіцієнт зростає з часом, для субдифузії — спадає. Узагальнений коефіцієнт дифузії як функція від часу визначається через параметри β і Δ співвідношенням: $D_f \sim \tau^{K(-1)}$, де в загальному випадку $K(q) = q - \zeta(3q)$, а $K(-1) = \Delta(1/\beta - 1)$. У випадку дифузії залежності від часу немає, і $K(-1) = 0$, для супердифузії $K(-1) > 0$, а при $K(-1) < 0$ маємо субдифузійний процес [9, 17].

Значення параметрів β , Δ , узагальненого коефіцієнта дифузії та тип дифузії подані в таблиці.

ОБГОВОРЕННЯ І ВИСНОВКИ

Використаний набір методик для визначення статистичних властивостей флуктуацій показав наявність областей з різними характерними властивостями: ФШ, МШ та перехідні області аврорального овалу. Область УХ в даній роботі не розглядається.

ФШ-область заповнена висококогерентними, синфазними коливаннями магнітного поля та потоку. При перетині УХ не лише зростає інтенсивність флуктуацій, але змінюється і їхня структура: у постшоковій області переважають майже ізотропні коливання, де магнітне поле демонструє сильні флуктуації як за величиною, так і за напрямом. Варіації поля і плазми в цій області інтенсивні, але низькокогерентні.

У глибині МШ магнітне поле із сильними флуктуаціями за напрямом переважно стискається. Характер турбулентного потоку плазми в МШ не пов'язаний безпосередньо з турбулентністю в СВ, і в значній мірі є проявом власних процесів в МШ. Амплітуда флуктуацій в МШ відразу ж після перетину УХ у декілька разів перевищує амплітуду флуктуацій у незбуреному СВ або ФШ.

Використання методу функції густини ймовірності магнітних флуктуацій показало, що на високих частотах (малих масштабах) структура турбулентності відмінна від низькочастотної області. Можна відзначити наступні характерні особливості турбулентності при переході із СВ через ФШ вглиб МШ. При проходженні супутника через плазму СВ турбулентних процесів немає. Максимум функції густини ймовірності $P(0)$ відповідає гауссовому розподілу. При аналізі даних для форшоку і магнітошару ми маємо два асимптотичні режими зміни максимуму функції густини $P(0)$, яка характеризується різними степеневими законами ($P(0) \sim \tau^{-s}$): на великих часових масштабах зміна максимуму функції густини подібна до типового гауссового розподілу ($s \sim 0.5$). Для малих часових масштабів спостережувані особливості краще описуються розподілом Леві ($s \sim 1$).

Перетин двох асимптот приблизно відповідає значенню 1 с, що означає критичний масштаб $L^* \approx V\tau$. Цей масштаб розділяє два різні режими турбулентності: на великих масштабах описується гауссовою статистикою, а на малих – статистикою Леві. Наявність двох різних режимів вказує на два різні процеси: для опису процесів із характерним масштабом $L > L^*$ можемо використовувати рівняння магнітогідродинаміки, а для опису процесів з малим характерним масштабом $L < L^*$ – електронною МГД або кінетичними рівняннями.

Для типових умов в МШ $L^* \sim 100$ км. Даний масштаб природно пов'язати з одним із характерних плазмових параметрів: іонний ларморівський радіус $\rho_i = u_i / \Omega_i$ чи іонна інерційна довжина $\lambda_i = c / \omega_i$. Для $B \approx 30$ нТл, $N \approx 25$ см⁻³, $T_i \approx 360$ еВ, іонно-циклотронна частота 1 Гц, $\lambda_i \approx 50$ км, а $\rho_i \approx 90$ км. Таким чином, критичний масштаб, на якому відбувається зміна властивостей турбулентності, відповідає іонному ларморівському радіусу ($L^* \sim \rho_i$).

Визначити тип турбулентних процесів в різних перехідних областях магнітосфери Землі і на різних часових масштабах вдалося в результаті проведеного ESS-аналізу. Виявилось, що дрібномасштабна турбулентність в ФШ, МШ та в областях аврорального овалу суттєвим чином

відрізняється: процеси в ФШ описуються моделлю однорідної ізотропної 3D-турбулентності, запропонованою Колмогоровим, а для плазми МШ і області входження в касп – лог-пуассонівською каскадною моделлю з параметрами $\beta = \Delta = 2/3$.

Крім того, визначено, що для областей МШ та області полярного каспу має місце зростання коефіцієнта дифузії з часом – супердифузійний процес.

Автор висловлює щирю вдячність Л. М. Зеленому, С. П. Савіну, В. А. Пилипенку, В. П. Будаєву, В. М. Івченку і А. Т. Луї за корисні обговорення та Г. Н. Застенкеру за надані супутникові дані і дискусії.

Робота виконана при частковій підтримці Міжнародного інституту космічних досліджень, Берн, Швейцарія (ISSI-team 132).

1. Будаєв В. П. Обобщенная масштабная инвариантность и лог-Пуассоновская статистика турбулентности краевой плазмы в токамаке Т-10 // Физика плазмы. – 2008. – **34**, № 9. – С. 1–18.
2. Заск Л. Статистическое оценивание. – М.: Статистика, 1976. – 598 с.
3. Козак Л. В., Луи А. Т. Статистический анализ турбулентности плазмы по спутниковым измерениям магнитного поля // Кинематика и физика небес. тел. – 2008. – **24**, № 4. – С. 72–80.
4. Колмогоров А. Н. Локальная структура турбулентности в несжимаемой вязкой жидкости при очень больших числах Рейнольдса // Докл. АН СССР. – 1941. – **30**, № 4. – С. 299–303.
5. Космическая геогеофизика / Под ред. Л. М. Зеленого, И. С. Веселовского. – М.: Физматлит, 2008. – Т. 1. – 624 с.
6. Новиков Е. А., Стюарт Р. В. Перемежаемость турбулентности и спектр флуктуаций диссипации энергии // Изв. АН СССР. Сер. геофизика. – 1964. – **3**. – С. 408–413.
7. Фрик П. Г. Турбулентность: подходы и модели. – Ижевск: Ин-т компьютерных исслед., 2003. – 23 с.
8. Benzi R., Ciliberto S., Trilicione R., et al. Extended self-similarity in turbulent flows // Phys. Rev. E. – 1993. – **48**, N 1. – P. 112–118.
9. Chechkin A. V., Gorenflo R., Sokolov I. M. Generalized fractional diffusion equations for accelerating subdiffusion and truncated Lévy flights // Phys. Rev. – 2002. – **66**, 046129. – P. 2099–2112.
10. Chugunova O., Pilipenko V., Zastenker G., Shevyrev N. Magnetosheath turbulence and magnetospheric Pc3 pul-

- sations // Proc. 7-th International Conference «Problems of Geocosmos» (St. Petersburg, 2008) / Eds by V. N. Troyan, M. Hayakawa, V. S. Semenov. – St. Petersburg, 2008. – P. 46–51.
11. *Consolini G., Kretzschmar M., Lui A. T. Y., et al.* On the magnetic field fluctuations during magnetospheric tail current disruption: A statistical approach // *J. Geophys. Res.* – 2005. – **110**, A07202. – doi:10.1029/2004JA010947.
 12. *Dubrulle B.* Intermittency in fully developed turbulence: Log-Poisson statistics and generalized scale covariance // *Phys. Rev. Lett.* – 1994. – **73**. – P. 959–962.
 13. *Frisch U., Sulem P. L., Nelkin M.* A simple dynamical model of intermittent fully developed turbulence // *Fluid Mech.* – 1978. – **87**. – P. 719–736.
 14. *Marsch E., Tu C.-Y.* Intermittency, non-Gaussian statistics and fractal scaling of MHD fluctuations in the solar wind // *Nonlinear processes in geophysics.* – 1997. – P. 101–124.
 15. *Narita Y., Glassmeier K.-H.* Dispersion analysis of low-frequency waves through the terrestrial bow shock // *J. Geophys. Res.* – 2005. – **110**, A12215. – doi:10.1029/2005JA011256.
 16. *Onsager T. G., Thomsen M. F.* The Earth's foreshock, bow shock, and magnetosheath // *Rev. Geophys.* – 1991. – **29**. – P. 998–1007.
 17. *Savin S., Amata E., Zelenyi L., et al.* High kinetic energy jets in the Earth's magnetosheath: Implications for plasma dynamics and anomalous transport // *JETP Lett.* – 2008. – **87**. – P. 593–599.
 18. *She Z., Leveque E.* Universal scaling laws in fully developed turbulence // *Phys. Rev. Lett.* – 1994. – **72**. – P. 336–339.
 19. *Shevyrev N. N., Zastenker G. N.* Some features of the plasma flow in the magnetosheath behind quasi-parallel and quasi-perpendicular bow shocks // *Planet. Space Sci.* – 2005. – **53**. – P. 95–102.

Надійшла до редакції 01.10.09

L. V. Kozak

A STATISTICAL APPROACH FOR TURBULENT PROCESSES IN THE EARTH'S MAGNETOSPHERE FROM MEASUREMENTS OF THE SATELLITE INTERBALL

We consider the scaling features of the probability distribution functions of magnetic field fluctuations in different regions of the Earth's magnetosphere and the solar wind plasma at different timescales with the use of the Interball spacecraft data. We examined some changes in the shape and parameters of the probability distribution function for periods of the satellite position in different magnetosphere regions. The probabilities of return $P(0)$ with t and kurtosis values at different timescales were used for the analysis. Two asymptotic regimes of $P(0)$ characterized by different power laws were found. In particular, while the large timescale of the scaling is in good agreement with the typical scaling features for the normal Gaussian process, in the limit of small timescale the observed scaling resembles the behaviour of the Levy process. The crossover characteristic timescale corresponds to $t \sim 1$ s. This value can be connected with ion gyrofrequency. The structure functions of different orders were investigated for the analysis of turbulent processes and our results were compared with the log-Poisson cascade model.