

УДК 519.2, 523.9, 536.75

ЭНТРОПИЙНЫЕ ФУНКЦИОНАЛЫ И ИНФОРМАЦИЯ РАЗЛИЧИЯ ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ СПУТНИКОВОГО МОНИТОРИНГА

© 2023 г. Ю. А. Антонов¹, В. И. Захаров², Н. А. Сухарева^{2, 3, *}

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Центр информационных средств и технологий, Москва, Россия

²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

³Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*SuharevaNA@my.msu.ru

Поступила в редакцию 02.03.2023 г.

После доработки 24.04.2023 г.

Принята к публикации 28.04.2023 г.

Обсуждаются результаты информационного анализа временных рядов спутникового мониторинга состояния межпланетного магнитного поля, предоставляемые базой данных Центра космических полетов Годдарда (*англ.* NASA Goddard Space Flight Center). В арсенале методов анализа основное внимание отводится контролю неэкстенсивных свойств при масштабировании временных выборок, создаваемых на основе временных рядов 2001–2022 гг. Демонстрируется перестройка модальности функции распределения вероятности для компонент межпланетного магнитного поля в рассматриваемом ансамбле реализаций. Представлены результаты реконструкции кинетики энтропийных мер Шеннона–Больцмана–Гиббса, Тсаллиса и Реньи. В неэкстенсивном приближении анализируется влияние q -деформации фазового пространства на стохастические режимы исследуемой системы. В работе впервые совместно исследуются кинетика информационного расхождения и кинетика энтропийных мер ансамбля реализаций значений межпланетного магнитного поля. Указывается необходимость согласования q -параметров деформации фазового пространства, опорной и контролируемой подсистем, в том числе, при использовании асимптотических приближений в методиках прогноза с применением нейросетевых алгоритмов и алгоритмов глубокого обучения.

DOI: 10.31857/S0023420623600149, EDN: CBUWSZ

ВВЕДЕНИЕ

Классическое исследование систем со сложной хаотической динамикой начинается с выбора модели топологии фазового пространства, определения размерности пространства, обоснования гипотезы о типе реализуемых энергетических распределений, условиях равновесных распределений. Активное развитие в последнее время получили методы термостатистики неэкстенсивных систем, позволяющие объединить описание эволюции открытых нестационарных, неравновесных, неаддитивных и неэкстенсивных систем с подходом Лагранжа к анализу эволюции термодинамического ансамбля состояний. Примерно такое развитие проходила в начале 2010-х гг. статистическая термодинамика неравновесных процессов в магнитосфере Земли, структуре и динамике магнитного поля межпланетного пространства, структуры гелиосферы. Первые этапы развития неэкстенсивного подхода к описанию магнитосферы представлены в цикле работ [1–7].

Расширение класса анализируемых процессов привело к созданию первого приближения унифицированных моделей вариации межпланетного магнитного поля, магнитосферы Земли, токовых структур, солнечной активности. Универсальность подхода к разнородным компонентам нестационарных открытых систем позволило выявить однотипные закономерности для сейсмических явлений, тайфунов, циклонов. Одновременно с расширением области применения, неэкстенсивные статистика и информатика за два десятилетия развития обнаружили ряд внутренних противоречий, лежащих на границе канонической термодинамики и информационной термостатистики открытых неравновесных и нестационарных систем. С примерами анализа таких противоречий можно познакомиться в работах [8–15].

В настоящих исследованиях источником экспериментальных данных и формируемых на их основе временных рядов был выбран космический аппарат *Wind*, доступ к данным которого осуществ-

лялся через запросы к веб-интерфейсу базы: https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/om_filt_min.html.

Критерий выбора связан с объемом накопленных данных, позволяющим формировать выборки на различных временных масштабах. Используемый интервал опроса в 1 мин достаточен для слежения за деталями эволюции межпланетного магнитного поля, доступная длительность выборок с требуемым шагом дискретизации составляет более 20 лет. Для реконструкции статистических характеристик временных рядов необходимо провести анализ статистики пропусков данных, способных исказить результат исследуемых статистик процесса вариации межпланетного поля. В зависимости от приоритета шкалы времени или шкалы значений компонент вектора магнитного поля использовались известные методы обработки: метод исключения пропущенных позиций, смещения в нулевое значение, децимации с усреднением, оконного сглаживания, созданные на основе библиотечных функций.

Несмотря на широкую область применения физической информатики для анализа свойств стохастических систем, в частности магнитосферы и гелиосферы, практически без внимания остались информационно-динамические характеристики системы, описывающие эволюцию отдельных элементов статистического ансамбля состояний, — взаимную информацию, информационное расхождение. В нашей работе последовательно описываются наблюдаемые информационные свойства временных рядов не типичные для аддитивных и экстенсивных систем, рассматриваются результаты q -деформации профиля распределения вероятности, эскортных распределений, информационной дивергенции для процессов, соответствующих наблюдаемой системе.

ЭМПИРИЧЕСКИЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Ранее показано, что традиционный подход, принятый в термодинамике Больмана–Гиббса–Шеннона, неприменим в анализе процессов и состояний магнитосферы, поскольку основное предположение о равнодоступности всех ячеек фазового объема некорректно из-за пространственной термической неоднородности, неравновесности и нестационарности анализируемых процессов [1–7]. Фактически в классической термодинамике отсутствуют запрещенные состояния и выровнена вероятность посещения доступных. Естественным следствием подобных моделей будет каноническое распределение для вероятности населенности конкретного состояния как функции значения энергии [16, 17]. Неравновесные, неоднородные и нестационарные системы имеют иной тип фазового пространства, допускающего взаимодействие с запаздыванием, нелокальные

взаимодействия, мультифрактальную структуру [18, 19]. Следствием модификации фазового пространства будет потеря аддитивности и экстенсивности для ряда термодинамических характеристик, прежде всего для внутренней энергии, температуры и энтропии [20–22]. Наблюдаемые характеристики физических систем модифицируются, но в пределе перехода к непрерывному, гладкому и евклидовому фазовому пространству совпадают с традиционными [23–25].

Рассмотрим набор реализаций функций распределения при длительности наблюдения в один год. В качестве примера в работе используются выборки 2001 г. частотой опроса в 1 мин и максимальной длительностью интервала в 525 600 отсчетов. Диапазоны изменения компонент магнитного поля и шаг квантования значений определим следующим образом — $\delta B_{x,y,z} = 0.05nT$, $\Delta B_{x,y,z} = \pm 20.00nT$. Выбор интервалов значений проведен с учетом собственных характеристик исследуемого процесса, таких как ширина частотного спектра сигналов парциальных систем, необходимость предфильтрации сигналов в области высоких и низких частот. Вероятность нахождения системы в состоянии i определяется отношением числа реализаций к числу испытаний. Полученные функции распределения вероятностей следует рассматривать как функцию многих параметров, связанных со структурой и положением временного интервала наблюдения.

Представленные “годовые” распределения вероятностей только для B_z -компоненты магнитного поля имеют один максимум распределения вероятностей, расположенный вблизи нулевого значения проекции вектора магнитного поля. Практически все функции распределения асимметричны с переносом центра распределения в сторону положительных значений проекций поля. Как следует из рис. 1, функции распределения для B_x , B_y бимодальны со сдвигом пиков до 10 нТ.

Рассмотрим модификацию профиля функций распределения вероятности в зависимости от ширины окна. Зафиксируем левую границу окна выборки в начале 2001 г. и построим функции распределения вероятности для длительности интервалов в 4 дня, 12, 32, 120 и 360 дней. Результат построения отображен на рис. 2. Наблюдаемая на рис. 1 и рис. 2 многомодальность функции распределения вероятности для X - и Y -компонент может быть объяснена множеством факторов — от технических решений аппаратуры регистрации проекций магнитного поля до аддитивных вихревых структур, нарушающих одномодальность и зеркальную симметрию функции распределения вероятности [26]. Изменяя положение границ временного интервала, используемого для регистрации гистограммы, можно локализовать ин-

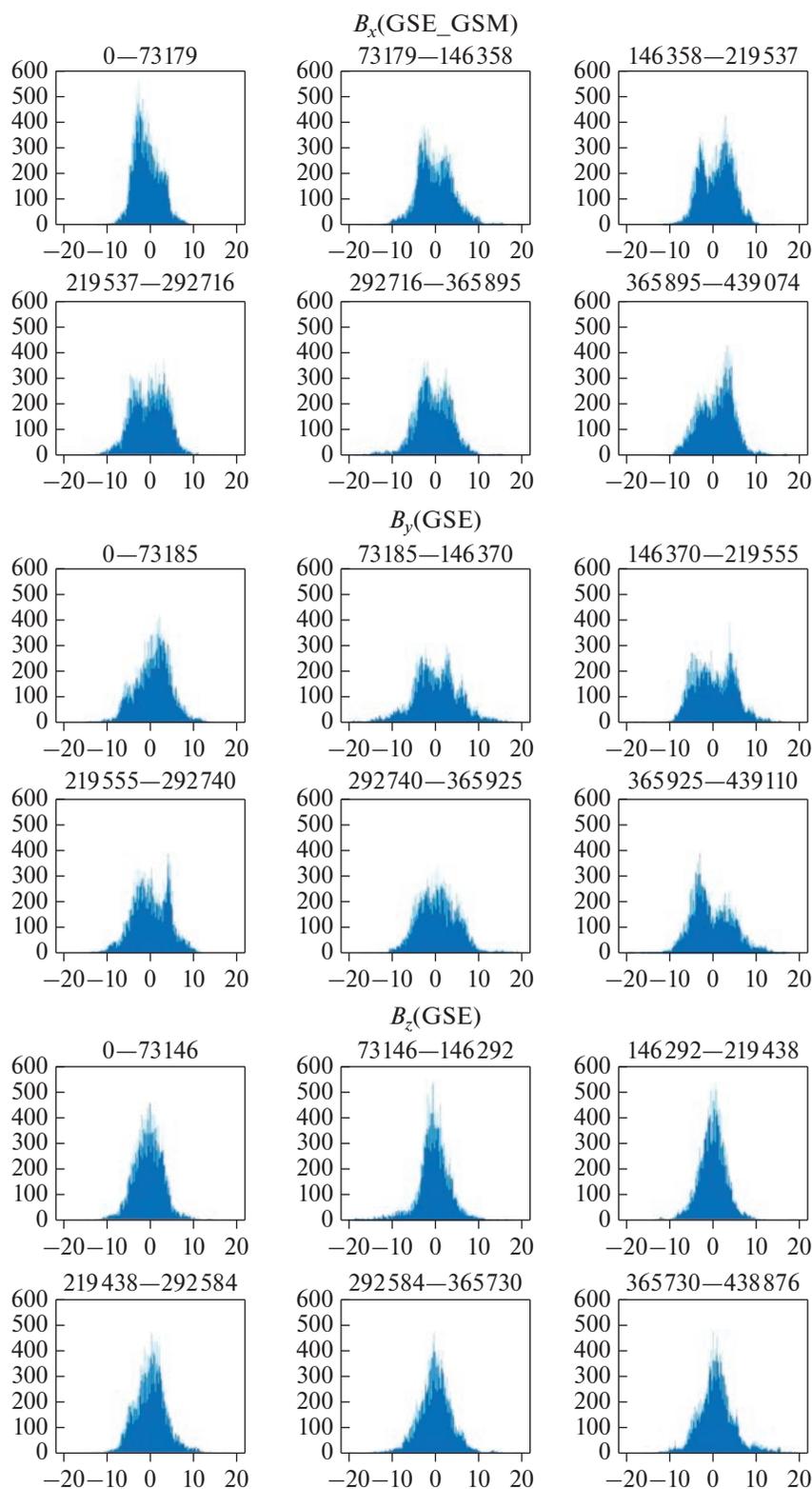


Рис. 1. Эмпирические функции распределения вероятности для B_x (GSE – верхние два ряда), B_y (GSE – средние два ряда), B_z (GSE – нижние два ряда) компонент магнитного поля при 60-дневных интервалах выборки и сдвиге интервалов в 60 дней. Интервалы суммирования в минутах 2001 г. указаны в верхней подписи к рисункам.

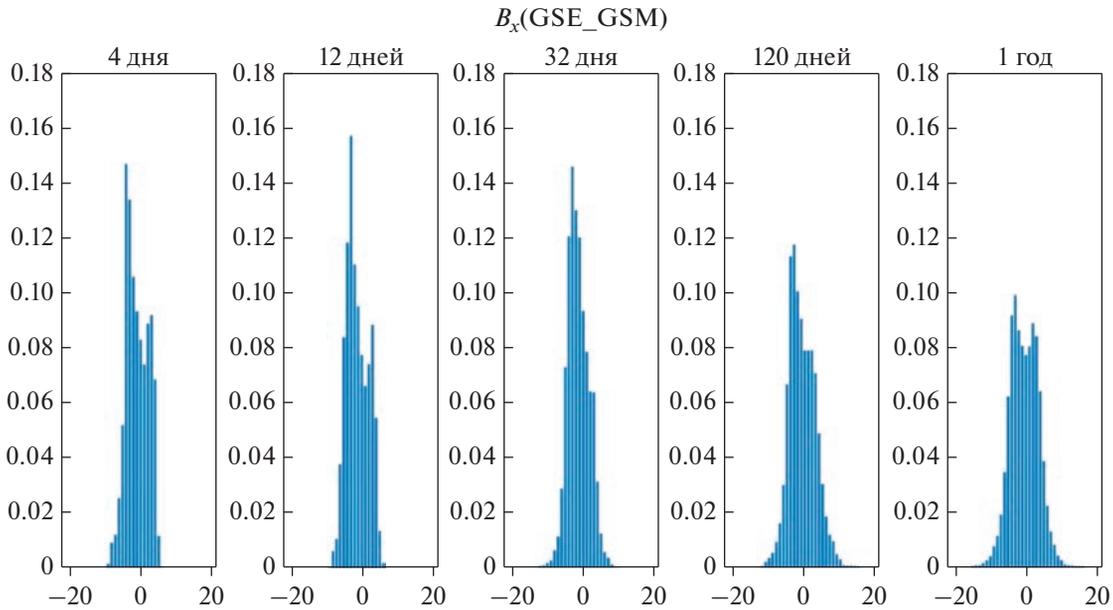


Рис. 2. Эмпирические функции распределения вероятности для X -компоненты магнитного поля при интервалах выборки в 4 дня, 12 дней, 32 дня, 120 дней и в 1 год, начало интервала совпадает с началом 2001 г.

тервал времени проявления компонент многомерности.

ЭНТРОПИЙНЫЕ МЕРЫ

Разработка новых физических принципов описания неэкстенсивных процессов и систем относится к классу актуальных задач современной статистической физики и физической информатики. На основе неэкстенсивных и неаддитивных энтропийных характеристик предложены новые подходы, не вступающие в противоречие с классическими термодинамическими принципами, теоремами, инвариантами [24, 27, 28]. Для анализируемых в работе типов неэкстенсивных систем применяются несколько энтропийных мер для определения информационной емкости и вариации объема информации. Эти меры могут быть получены как частные случаи реализации двухпараметрического энтропийного функционала, предложенного Шарма и Миттал [29–33] для случайной величины с известной функцией распределения по состояниям $p = \{p_j\}$.

Определим энтропийный функционал Шарма–Миттал следующим образом:

$$S_{q,r}^{SM}(p) := k \frac{1 - \left(\sum_i p_i^q \right)^{(r-1)(q-1)}}{r-1}, \quad (1)$$

где $r, q > 0, r \neq 1 \neq q, r \neq q$ – параметры функционала. В выражении (1) $p = p_j$ $j=1, \dots, N$ – дискретная функция распределения вероятностей состоя-

ния, а N обозначает число доступных микросостояний; k – постоянная Больцмана.

При анализе неэкстенсивных процессов будем использовать несколько типов энтропий:

– энтропию Больцмана–Гиббса–Шеннона:

$$S_{q \rightarrow 1, r \rightarrow 1}^{SM} = S^{BG}(p); \quad (2)$$

– энтропию Реньи [34]:

$$S_{q, r \rightarrow 1}^{SM} = S_q^R(p), \quad q > 0, \quad q \neq 1; \quad (3)$$

– энтропию Тсаллиса [23]:

$$S_{q, q}^{SM} = S_q^T(p); \quad (4)$$

– энтропию Ландсберга–Ведрала [35]:

$$S_{q, 2-q}^{SM} = S_q^{LV}. \quad (5)$$

Перечисленные энтропии имеют жесткую привязку к виду q -деформации фазового пространства, в силу неэкстенсивности системы тип q -деформации и статистические свойства наблюдаемых экспериментальных характеристик должны зависеть от временных и пространственных масштабов. Изменение топологии фазового пространства может сопровождаться изменением уравнений состояния среды и модификацией уравнений процесса. Весь спектр возникающих процессов можно в первом приближении свести к “деформации” экстенсивных и интенсивных параметров, и в первую очередь энтропии физической системы как параметра структуры.

Пусть в физической системе имеют место не-локальные взаимодействия, конечная глубина

памяти, которые сопровождаются образованием коллективных степеней свободы и соответствующей деформацией фазового пространства. Для описания термодинамики таких систем наиболее разработана модель неэкстенсивной статистики Тсаллиса, основанная на q -деформированной энтропии Тсаллиса. Существует ряд модификаций неэкстенсивной статистики и соответствующих энтропий [36]. Выберем в качестве эталона энтропию Больцмана–Гиббса и рассмотрим несколько q -деформированных энтропий:

– Больцмана–Гиббса

$$S^{BG}(p) = -k_B \sum_i^W p_i \ln p_i \quad (6)$$

– Тсаллиса

$$S_q^T(p) = \frac{k_B}{q-1} \left(1 - \sum_i^W p_i^q \right), \quad (7)$$

– Ландсберга–Ведрала

$$S_q^{LV} = \frac{k_B}{q-1} \left[\left(\sum_i^W p_i^q \right)^{-1} - 1 \right], \quad (8)$$

– Реньи

$$S_q^R(p) = \frac{k_B}{1-q} \ln \left(\sum_i^W p_i^q \right). \quad (9)$$

Область определения параметра деформации q зависит от типа используемой энтропии. Для энтропии Тсаллиса значение q может быть действительным положительным числом, при вариации которого могут быть получены дополнительные характеристики изучаемой системы:

- $q = 0$ – значение энтропии Тсаллиса на единицу меньше числа доступных состояний,
- $0 \leq q = 1 - q$ -деформация увеличивает вклад маловероятных состояний и уменьшает вклад высоковероятных, сумма соответствующих компонент становится больше единицы,
- $q = 1$ – значение энтропии Тсаллиса совпадает со значением энтропии Больцмана–Гиббса,
- $q \geq 1$ q -деформация уменьшает вклад маловероятных состояний и увеличивает вклад высоковероятных, сумма соответствующих компонент становится больше единицы.

На основе данных мониторинга построены развертки энтропийных мер Больцмана–Гиббса, Тсаллиса и Реньи (рис. 3). Для каждой из позиций развертки использовалась выборка длительностью в одну неделю, рассчитывалась функция распределения по состояниям и q -параметрическая энтропия. В зависимости от длительности выборки и положения интервала отсчетов на вре-

менной шкале, может существенно меняться значение локальной энтропии (рис. 4).

При квазистационарности функций распределения среднее значение энтропии может использоваться как характеристика системы. Наглядные и непротиворечивые согласования показателей солнечной активности и среднегодовых значений энтропии подтверждают состоятельность предлагаемых информативных характеристик процесса. При выборе масштаба времени и выполнении усреднения следует учитывать особенности структуры анализируемых функций распределения, которые по своим свойствам близки к функции Вейерштрасса. Используемый метод конечных выборок позволяет установить порог перехода между временными масштабами, соответствующими собственным временам различных подсистем и детектировать их перегруппировку с учетом неэкстенсивных характеристик. Основная причина сильных вариации значений q -параметрической энтропии исследуемой системы связана с ее неаддитивностью для составляющих ее подсистем. Например, для двухкомпонентной системы, состояния которой описываются совместным мультипликативным распределением [37, 38]:

$$p(\vec{r}_1; \vec{r}_2) = p_1(\vec{r}_1) p_2(\vec{r}_2), \quad (10)$$

где $p_1(\vec{r}_1)$, $p_2(\vec{r}_2)$ относятся к независимым q -системам, энтропия суммарной системы определяется так:

$$S_q(p(\vec{r}_1; \vec{r}_2)) = S_q(p_1(\vec{r}_1)) + S_q(p_2(\vec{r}_2)) + \frac{1-q}{k_B} S_q(p_1(\vec{r}_1)) S_q(p_2(\vec{r}_2)). \quad (11)$$

Если рассматриваемые подсистемы зависимы, справедливо соотношение с привлечением условных вероятностных распределений:

$$S_q(p(\vec{r}_1; \vec{r}_2)) = S_q(p_1(\vec{r}_1)) + S_q(p_2(\vec{r}_2) | p_1(\vec{r}_1)) = S_q(p_2(\vec{r}_2)) + S_q(p_1(\vec{r}_1) | p_2(\vec{r}_2)). \quad (12)$$

При сочетании дополнительных условий на сравниваемые состояния, возможны режимы, при которых условная вероятность

$$p_1(\vec{r}_1) | p_2(\vec{r}_2) = p_2(\vec{r}_2) \quad (13)$$

или

$$p_2(\vec{r}_2) | p_1(\vec{r}_1) = p_1(\vec{r}_1). \quad (14)$$

Для таких режимов вводится определение – “псевдоаддитивность” [17].

Представленные на рис. 3 развертки трех типов энтропий имеют различный средний уровень, зависящий от величины q -деформации, и совпадающие положения локальных экстремумов на временной шкале.

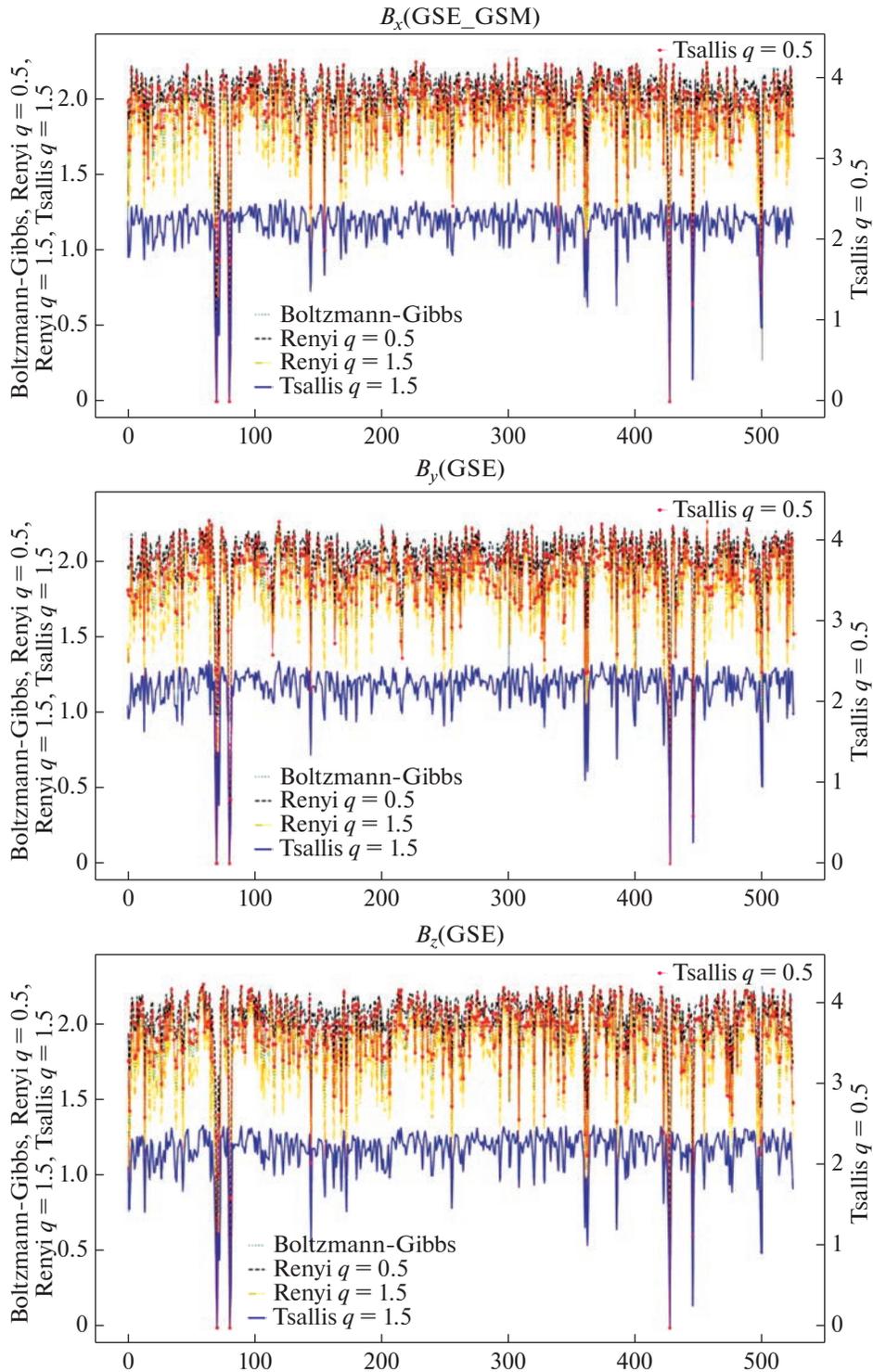


Рис. 3. Эмпирические зависимости информационной энтропии для B_x , B_y , B_z компонент магнитного поля. Представлены развертки энтропий Шеннона–Больцмана–Гиббса, Тсаллиса при $q = 0.5$ и $q = 1.5$, Реньи при $q = 0.5$ и $q = 1.5$. Отсчет времени проводится в неделях от начала 2001 г.

**Q-ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ
ЭСКОРТНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ**

Модификация энтропийных мер при q -параметрическом искажении фазового пространства

представляет только вершину айсберга новых определений внешних и внутренних характеристик сложной системы. Согласно введенным соотношениям, изменился тип зависимости энтропийной меры от вероятности обнаружения

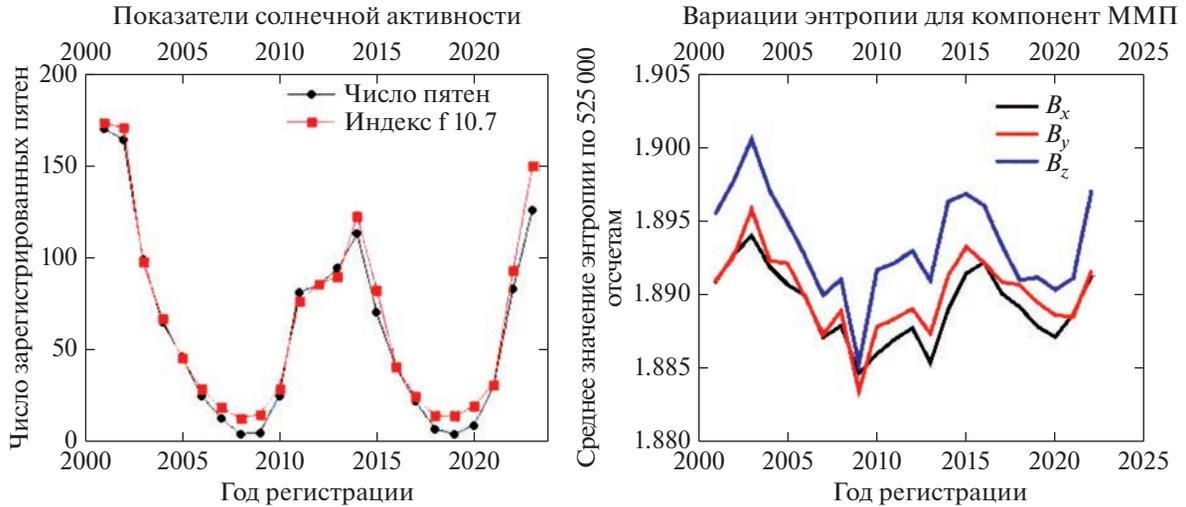


Рис. 4. Зависимости усредненных индексов солнечной активности (слева) и среднего значения энтропии Тсаллиса в интервале 2001–2022 гг.

системы в конкретном состоянии p_i . Как следует из (7)–(9), допустимо говорить о формировании эскортного распределения [17, 39, 40] для q -деформированных парциальных вкладов:

$$P_i(q) \sim p_i^q. \quad (15)$$

После изменения парциального вклада каждого из допустимых состояний ансамбля выполним перенормировку распределения:

$$P_i(q) = \frac{p_i^q}{\sum_{i=1}^w p_i^q} = \frac{p_i^q}{Z_q}, \quad (16)$$

здесь Z_q – обобщенная q -параметрическая статистическая сумма. Новое q -деформированное распределение согласуется с требованием:

$$\sum_{i=1}^w P_i(q) = 1. \quad (17)$$

Примеры q -деформированных эскортных распределений одной из компонент магнитного поля магнитосферы для $q = 0.5, 1.0$ и 1.5 представлены на рис. 5.

Эскортные распределения позволяют определить ожидаемые значения физических характеристик системы. Например, для систем с известным энергетическим спектром состояний определено q -деформированное значение внутренней энергии системы:

$$\sum_{i=1}^w P_i(q) E_i = U_q, \quad (18)$$

где E_i – энергия уровней системы.

Модификация профиля эскортных распределений вероятности при изменении q -параметра

сопровождается изменением практически всех статистических характеристик. Например, среднее значение внутренней энергии системы будет меняться даже при сохранении исходного положения энергетических уровней [16, 39, 41]:

$$U_q = \frac{\sum p_i^q E_i}{\sum p_i^q}. \quad (19)$$

Правомочность замены исходного распределения вероятности на эскортное требует проверки сохранения свойств базовых термодинамических величин, таких как свободная энергия, температура, инвариантность эскортного распределения по отношению к энергетическому сдвигу.

Кроме нарушения функционала статистических характеристик применение эскортных перенормировок сопровождается изменением дисперсионных и флуктуационных параметров. Для энтропии Тсаллиса уменьшение q -деформации в диапазоне $0 \leq q \leq 1$ сопровождается ростом дисперсии статистического распределения вероятностей и уменьшением максимально допустимого значения. Рост q -параметра за пределом $q = 1$ приводит к сужению полосы ненулевых значений гистограммы и росту пиковых значений. В пределе $q \rightarrow \infty$ формируется монораспределение с ненулевым значением в исходной позиции максимума вероятности. При $q \rightarrow 0$ эскортное распределение переходит в равновероятное в диапазоне доступных значений.

ИНФОРМАЦИЯ РАЗЛИЧИЯ

Рассмотрим статистический ансамбль состояний, описываемый функцией распределения вероятности P_i . Определим для сравнения два ансамбля – опорный с заданной или целевой функцией

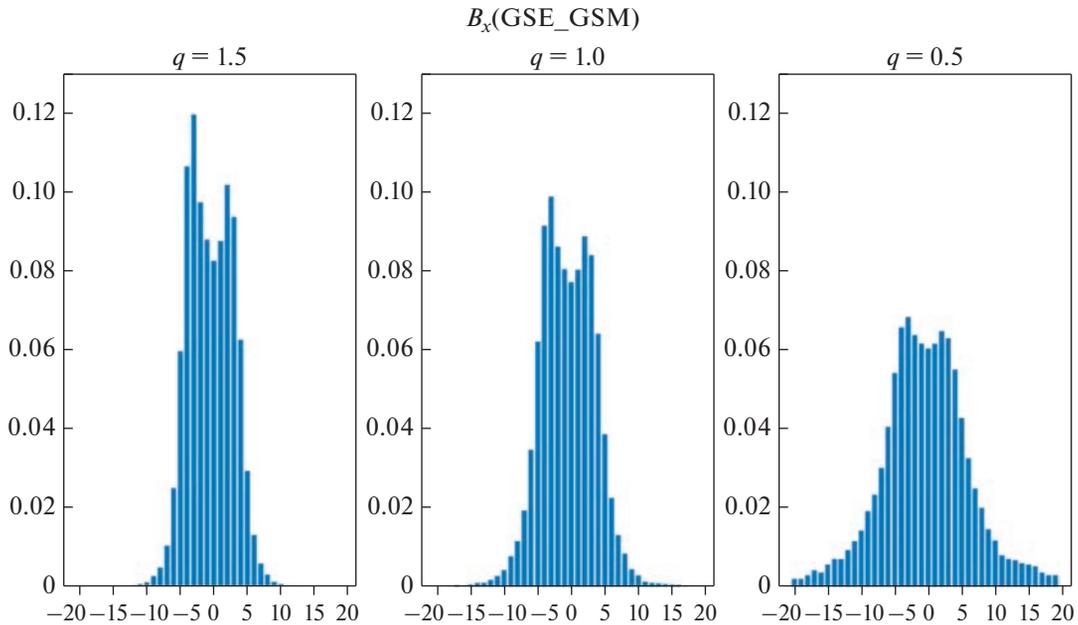


Рис. 5. Перегруппировка функции распределения при q -деформации фазового пространства для компоненты B_x , длительность выборки – полный 2001 г.

распределения и наблюдаемый, с регистрируемой на основе эквидистантного во времени опроса эмпирической функцией распределения. Выразим информацию различия между опорным и наблюдаемым ансамблями, определив ее как меру статистической упорядоченности состояния с функцией распределения $P_\lambda(\dots)$ относительно состояния с распределением $V_\lambda(\dots)$.

В зависимости от типа анализируемой физической системы следует подбирать соответствующую ей энтропию и информационное расхождение. Отметим, что в зависимости от области применения методов неэкстенсивной и неаддитивной статистики для обозначения информационной дивергенции могут использоваться и другие термины – информационное расхождение, информационное различие, информация различия. В зависимости от контекста мы используем два из них – информационная дивергенция и информация различия. В анализируемой задаче могут быть полезны несколько типов информации различия:

– информация различия Кульбака–Лейблера для энтропии Больцмана–Гиббса [42, 43]:

$$K^{KL}(p||v) = k_B \sum_i^N \left(\ln \frac{p_i}{v_i} \right) p_i, \quad (20)$$

– информация различия Ратье–Каннапана для энтропии Тсаллиса [37, 44]:

$$K_q^{RK}(p||v) = \frac{k_B}{1-q} \left(1 - \sum_i^N p_i^q v_i^{1-q} \right), \quad (21)$$

– информация различия Лансберга–Ведрала для энтропии Лансберга–Ведрала:

$$K_q^{LV}(p||v) = \frac{k_B}{q-1} \left[1 - \left(\sum_i^N p_i^q v_i^{1-q} \right)^{-1} \right], \quad (22)$$

– и информация различия Реньи для энтропии Реньи [45, 46].

$$K_q^R(p||v) = \frac{k_B}{q-1} \ln \sum_i^N p_i^q v_i^{1-q}. \quad (23)$$

Фактически, информация различия описывает переход системы из состояния p в состояние v , когда наблюдения ведутся относительно состояния p . Поскольку информационная емкость опорного и контрольного ансамблей может быть различна, величина информации различия при перестановке сравниваемых подсистем не обязана сохраняться.

На рис. 6–10 представлены результаты реконструкции определяемых по соотношениям (20), (21), (23) значений информации различия. Приведены временные развертки процесса информационного расхождения между двумя ансамблями, построенными на основе смещенных во времени выборок длительностью в 10000 ежеминутных эквидистантных отсчетов. Левая граница опорного ансамбля соответствует первому отсчету 2001 г., левые границы наблюдаемых ансамблей равномерно размещены по зарегистрированному временному ряду с равным шагом в 10000 тактов. Обсуждаемые временные развертки справедливы для конкретного опорного ансамбля, при смене

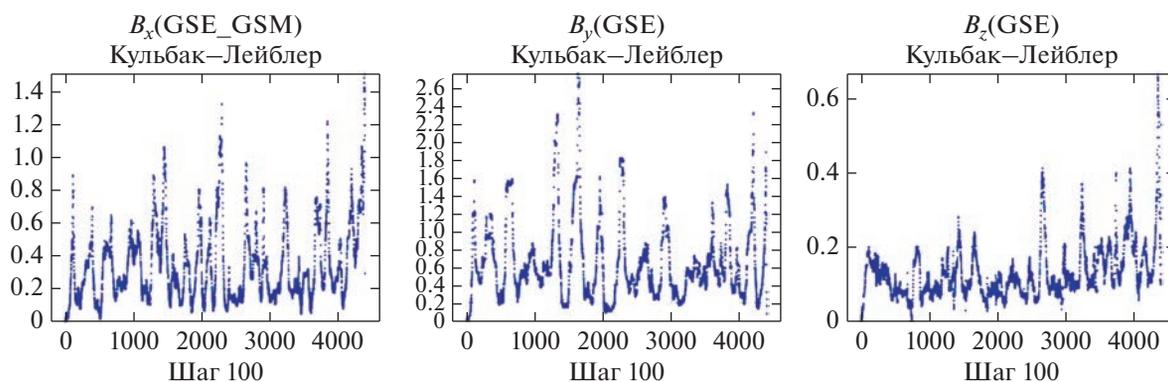


Рис. 6. Зависимости информации различия Кульбака–Лейблера от времени наблюдения для трех компонент магнитного поля в системе GSE.

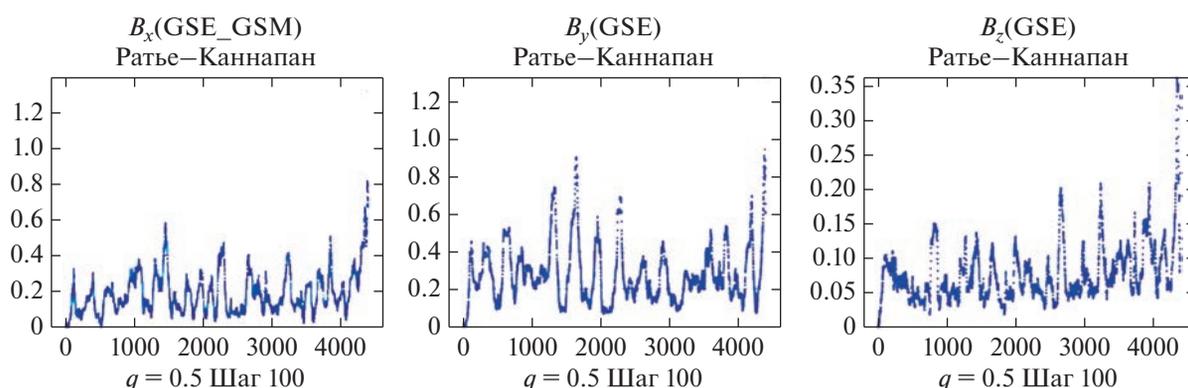


Рис. 7. Зависимости информации различия Ратье–Каннапана от времени наблюдения для трех компонент магнитного поля в системе GSE $q = 0.5$.

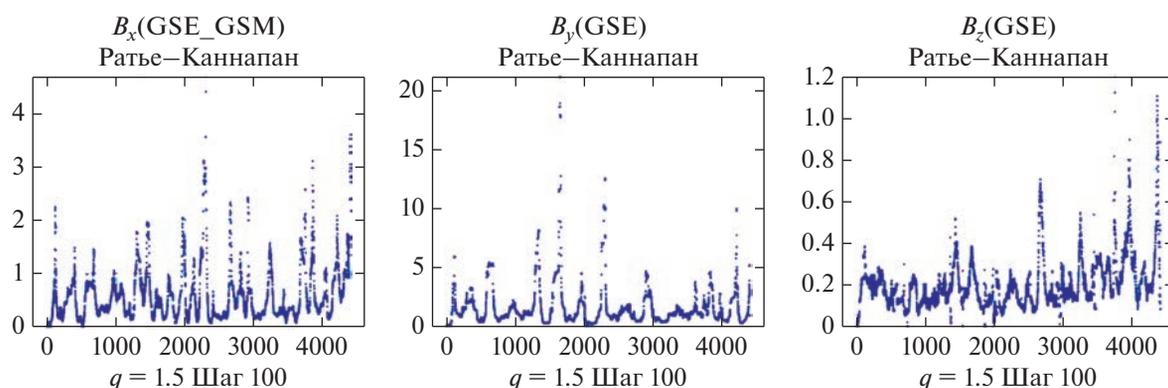


Рис. 8. Зависимости информации различия Ратье–Каннапана от времени наблюдения для трех компонент магнитного поля в системе GSE $q = 1.5$.

опорного ансамбля произойдет перестройка функции распределения и порождается на ее основе зависимости.

Динамика информационных расхождений, наблюдаемая для компонент межпланетного магнитного поля, имеет ряд особенностей, не проти-

воречащих основным положениям термостатики неэстенсивных и неаддитивных систем:

- информация различия по структуре — выпуклая и положительно определенная функция. Наблюдаемые отрицательные значения в нескольких позициях на рис. 8 и рис. 10 для субэкс-

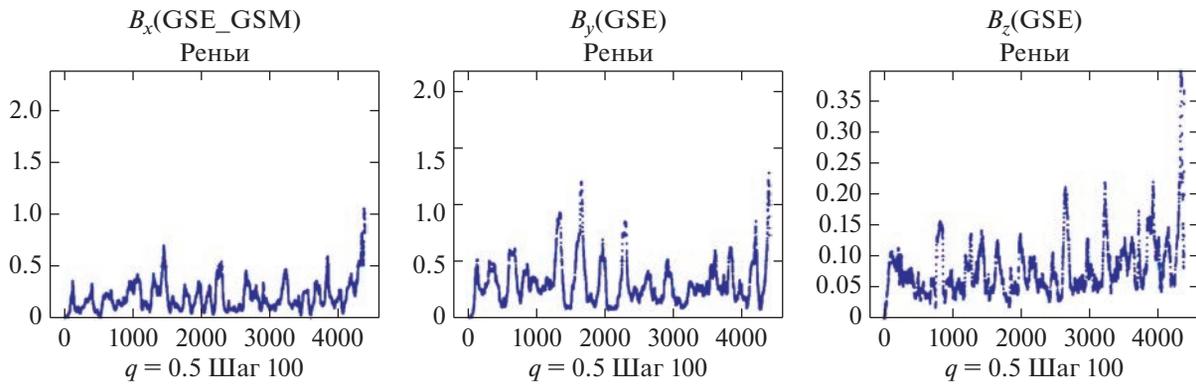


Рис. 9. Зависимости информации различия Реньи от времени наблюдения для трех компонент магнитного поля в системе GSE, $q = 0.5$.

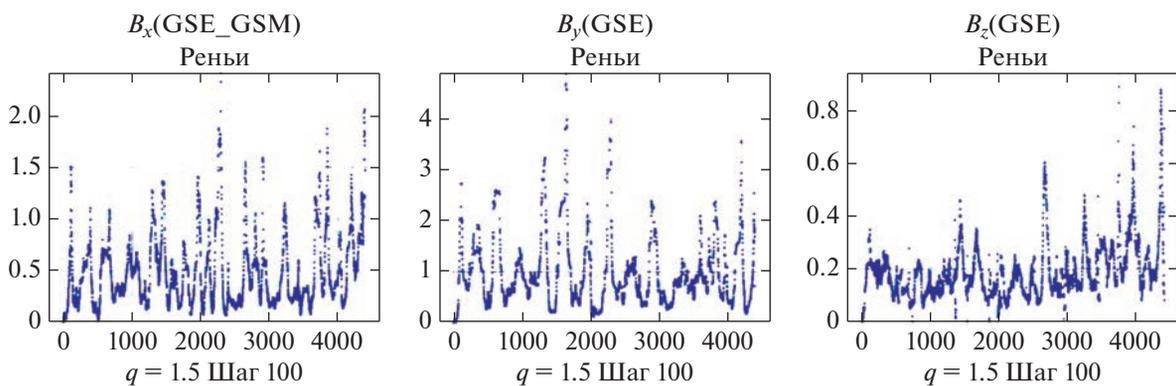


Рис. 10. Зависимости информации различия Реньи от времени наблюдения для трех компонент магнитного поля в системе GSE, $q = 1.5$.

тенсивных режимов ($q \geq 1$) могут быть следствием внешних воздействий, неучтенных в модели системы или недостаточным захватом диапазона квантованных значений допустимых состояний системы;

- если считать значение информации различия мерой взаимной упорядоченности анализируемых состояний, можно определить B_z -компоненту поля как наиболее структурно упорядоченную, а B_x - и B_y -компоненты как разупорядоченные. Этот результат объясняет широкое использование B_z -компоненты при описании динамики магнитной бури. Более детально структурная упорядоченность B_z -компоненты может быть связана с широким спектром физических процессов, ряд из них подробно разбирается в работах [47, 48];
- простейшей мерой взаимной разупорядоченности нестационарных состояний может быть среднее значение информации различия на исследуемом интервале времени;
- возможно сравнение информационного расхождения между однотипными ансамблями и однотипными информационными мерами, при

работе с неэкстенсивными моделями следует использовать единый параметр q -деформации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Информационно-статистический анализ магнитосферных процессов высокого уровня сложности позволяет ввести новый класс физических параметров, характеризующих помимо степени упорядоченности физической системы в интервале времени наблюдения также скорость информационного расхождения состояний относительно начальной структуры. Выбор конкретного типа информационного расхождения связан со структурой энтропийной меры, применяемой для описания информационной термодинамики анализируемого процесса. Правила отбора энтропийной меры основаны на сохранении основных начал термодинамики в информационно-статистической модели, инвариантов и основных термодинамических теорем, таких как экстремальность q -энтропии вблизи состояния равновесия, q -деформированная H-теорема Больцмана.

Выбор значений q -деформации позволяет синтезировать физические системы с управляемыми характеристиками. Например, при $q < 1$ энергия системы может быть ограничена, если выполняется противоположное условие $1 < q$, допускается формирование коллективных степеней свободы, кластеризация и развитие фазового перехода второго рода. Сравнение значений энтропийных мер корректно лишь при совпадении типа энтропии или информации различия и величины q -деформации. Несмотря на асимптотическую сходимость при $q \rightarrow 1$ к статистике Больцмана–Гиббса–Шеннона, абсолютные значения информационных параметров системы в условиях q -деформации меняются радикально.

Теоретико-информационный анализ больших экспериментальных выборок позволил визуализировать, установить и предварительно оценить ряд информационных характеристик векторных компонент межпланетного магнитного поля:

- анизотропию статистических свойств временных рядов для B_x, B_y, B_z ,
- многомодальность функции распределения вероятности для B_x, B_y ,
- линейный старт для всех компонент магнитного поля при возрастании информационного различия в начале процесса,
- экспоненциальный спад величины информационного различия для неэкстенсивных моделей с $q = 1.5$.

Работа выполнена в рамках госзадания – “Исследования Солнца, мониторинг и моделирование радиационной среды и плазменных процессов в гелиосфере и в околоземном космическом пространстве Номер ЦИТИС: 122071200023-6 и госзадания – “Волновые пучки и импульсы в случайно-неоднородных и стратифицированных средах Номер ЦИТИС: АААА-А17-117121890022-8, а также при поддержке НОШ МГУ “Фундаментальные и прикладные исследования космоса”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Balasis G., Daglis I.A., Papadimitriou C. et al.* Dynamical complexity in dst time series using non-extensive Tsallis entropy // *Geophysical Research Letters*. 2008. V. 35. Iss. 14.
2. *Balasis G., Daglis I.A., Papadimitriou C. et al.* Investigating dynamical complexity in the magnetosphere using various entropy measures // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 2009. V. 114. Iss. A9.
3. *Balasis G., Eftaxias K.* A study of non-extensivity in the earth's magnetosphere // *The European Physical J. Special Topics*. 2009. V. 174. P. 219–225.
4. *Pavlos G., Karakatsanis L., Xenakis M. et al.* Tsallis statistics and magnetospheric self-organization // *Physica A: Statistical Mechanics and Its Applications*. 2012. V. 391. Iss. 11. P. 3069–3080.
5. *Balasis G., Daglis I.A., Papadimitriou C. et al.* Quantifying dynamical complexity of magnetic storms and solar flares via nonextensive Tsallis entropy // *Entropy*. 2011. V. 13. Iss. 10. P. 1865–1881.
6. *Balasis G., Daglis I.A., Anastasiadis A. et al.* Universality in solar flare, magnetic storm and earthquake dynamics using Tsallis statistical mechanics // *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*. 2011. V. 390. Iss. 2. P. 341–346.
7. *Balasis G., Donner R.V., Potirakis S.M. et al.* Statistical mechanics and information-theoretic perspectives on complexity in the earth system // *Entropy*. 2013. V. 15. Iss. 11. P. 4844–4888.
8. *Pavlos G., Karakatsanis L., Xenakis M. et al.* Universality of non-extensive Tsallis statistics and time series analysis: Theory and applications // *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*. 2014. V. 395. P. 58–95. <https://doi.org/10.1016/j.physa.2013.08.026>
9. *Gopinath S., Prince P.* Nonextensive and distance-based entropy analysis on the influence of sunspot variability in magnetospheric dynamics // *Acta Geodaetica et Geophysica*. 2018. V. 53. P. 639–659. <https://doi.org/10.1007/s40328-018-0235-y>
10. *Shizgal B.D.* The use of the Pearson differential equation to test energetic distributions in space physics as kappa distributions; implication for Tsallis nonextensive entropy: II,” *Astrophysics and Space Science*. 2022. V. 367. № 7. <https://doi.org/10.1007/s10509-021-04033-2>
11. *Wawrzaszek A., Modzelewska R., Krasin’ska A.* Fractal dimension analysis of Earth magnetic field during 26 august 2018 geomagnetic storm // *Entropy*. 2022. V. 24. Iss. 5. Art. ID. 699. <https://doi.org/10.3390/e24050699>
12. *Pitsis V., Balasis G., Daglis I. et al.* Power-law dependence of the wavelet spectrum of ground magnetic variations during magnetic storms // *Advances in Space Research*. 2023. V. 71. Iss. 5. P. 2288–2298. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2022.10.064>
13. *Boutsi A., Balasis G., Dimitrakoudis S. et al.* Investigation of the geomagnetically induced current index levels in the Mediterranean region during the strongest magnetic storms of solar cycle 24 // *Space Weather*. 2023. V. 21. Iss. 2. <https://doi.org/10.1029/2022SW003122>
14. *Chian A.-L., Borotto F., Hada T. et al.* Chaos, complexity, and intermittent turbulence in space plasmas. 2022. <https://arxiv.org/pdf/2204.06133.pdf>
15. *Jayapal R., Anilkumar C., Unnikrishnan K. et al.* Tsallis’ analysis of the horizontal component of the Earth’s magnetic field over India during 2002 // *Asian J. Research and Reviews in Physics*. 2022. V. 6. Iss. 4. P. 39–47. <https://doi.org/10.9734/ajr2p/2022/v6i4128>
16. *Kolesnichenko A.V., Chetverushkin B.N.* Derivation of hydrodynamic and quasihydrodynamic equations for transport systems based on statistics of Tsallis // *Keldysh Institute Preprints*. 2014. P. 8–32.
17. *Kolesnichenko A.* On construction of the entropy transport model based on the formalism of nonextensive statistics // *Mathematical models and computer simula-*

- tions. 2014. V. 6. Iss. 6. P. 587–597.
<https://doi.org/10.1134/S2070048214060052>
18. *Tsallis C.* Introduction to nonextensive statistical mechanics: approaching a complex world. Springer Science & Business Media, 2009.
<https://doi.org/10.1007/978-0-387-85359-8>
 19. *Abe S.* Stability of Tsallis entropy and instabilities of Renyi and normalized Tsallis entropies: A basis for q-exponential distributions // *Physical Review*. 2002. V. 66. № 4. Art. ID. 046134.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.66.046134>
 20. *Bashkirov A., Vityazev A.* Information entropy and power-law distributions for chaotic systems // *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*. 2000. V. 277. Iss. 1–2. P. 136–145.
 21. *Bashkirov A.* Maximum Renyi entropy principle for systems with power-law hamiltonians // *Physical Review Letters*. 2004. V. 93. Iss. 13. Art. ID. 130601.
 22. *Bashkirov A.G.* Renyi entropy as a statistical entropy for complex systems // *Theoretical and Mathematical Physics*. 2006. V. 149. Iss. 2. P. 1559–1573.
 23. *Tsallis C.* Possible generalization of Boltzmann-Gibbs statistics // *J. Statistical Physics*. 1988. V. 52. P. 479–487.
 24. *Curado E.M., Tsallis C.* Generalized statistical mechanics: connection with thermodynamics // *J. Physics A: mathematical and general*. 1991. V. 24. Iss. 2. Art. ID. L69.
 25. *Mariz A.M.* On the irreversible nature of the Tsallis and Renyi entropies // *Physics Letters A*. 1992. V. 165. Iss. 5–6. P. 409–411.
 26. *Sánchez E., González-Navarrete M., Caamaño C.* Bivariate superstatistics: an application to statistical plasma physics // *European Physical J. B*. 2021. V. 94. Iss. 55. P. 1–7.
<https://doi.org/10.1140/epjb/s10051-021-00066-2>
 27. *Ferri G., Martinez S., Plastino A.* The role of constraints in Tsallis' nonextensive treatment revisited // *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*. 2005. V. 347. P. 205–220.
 28. *Curado E.M., Tempesta P., Tsallis C.* A new entropy based on a group-theoretical structure // *Annals of Physics*. 2016. V. 366. Iss. 1–2. P. 22–31.
<https://doi.org/10.1016/j.aop.2015.12.008>
 29. *Sharma B., Mittal D.* New non-additive measures of relative information // *J. Combinatorics Information & System Sciences*. 1977. V. 2. Iss. 4. P. 122–132.
 30. *Scarfone A., Wada T.* Thermodynamic equilibrium and its stability for microcanonical systems described by the Sharma-Taneja-Mittal entropy // *Physical Review*. 2005. V. 72. Iss. 2. Art.ID. 026123.
 31. *Frank T., Plastino A.* Generalized thermostatics based on the Sharma – Mittal entropy and escort mean values // *European Physical J. B*. 2002. V. 30. Iss. 4. P. 543–549.
<https://doi.org/10.1140/epjb/e2002-00412-6>
 32. *Akturk E., Bagci G., Sever R.* Is Sharma-Mittal entropy really a step beyond Tsallis and Renyi entropies? 2007.
<https://doi.org/10.48550/arXiv.cond-mat/0703277>
 33. *Kolesnichenko A.V.* Two-parameter entropy the Sharma–Mittal functional as corefamily of nonlinear Fokker–Planck–Kolmogorov equations // *Keldysh Institute Preprints*. 2021. V. 3.
<https://doi.org/10.20948/prepr-2021-3>
 34. *Renyi A.* Foundations of probability. Courier Corporation, 2007.
 35. *Landsberg P.T., Vedral V.* Distributions and channel capacities in generalized statistical mechanics // *Physics Letters A*. 1998. V. 247. Iss. 3. P. 211–217.
 36. *Zaripov R.* An entropy group and its representation in thermodynamics of nonextensive systems // *Russian Physics. J*. 2009. V. 52. Iss. 2.
 37. *Zaripov R.* Changes in the entropy and the Tsallis difference information during spontaneous decay and self-organization of nonextensive systems // *Russian Physics. J*. 2001. V. 44. Iss. 11. P. 1159–1165.
 38. *Zaripov R.* On thermodynamic equilibrium of nonextensive systems // *Technical Physics*. 2006. V. 51. Iss. 11.
 39. *Kolesnichenko A.V.* To the construction of the thermodynamics of non-additive media on the basis of the statistics of Tsallis–Mendes–Plastino // *Keldysh Institute Preprints*. 2018. P. 23–28.
<https://doi.org/10.20948/prepr-2018-23>
 40. *Parvan A.* Study of invariance of nonextensive statistics under the uniform energy spectrum translation // *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*. 2022. V. 588. Art.ID. 126556.
<https://doi.org/10.1016/j.physa.2021.126556>
 41. *Kolesnichenko A., Marov M.Y.* Modification of the jeans instability criterion for fractal-structure astrophysical objects in the framework of nonextensive statistics // *Solar System Research*. 2014. V. 48. P. 354–365.
<https://doi.org/10.1134/S0038094614050037>
 42. *Kullback S., Leibler R.A.* On information and sufficiency // *Annals of mathematical statistics*. 1951. V. 22. Iss. 1. P. 79–86.
 43. *Zaripov R.* Change in the kul'bak information difference as a self-organized system evolves in parameter space // *Russian Physics J*. 1995. V. 38. Iss. 2. P. 182–185.
<https://doi.org/10.1007/BF00560244>
 44. *Zaripov R.* Change in the information difference during evolution of nonextensive systems in the space of control parameters // *Russian Physics J*. 2004. V. 47. Iss. 6. P. 647–655.
 45. *Renyi A.* On measures of entropy and information // *Proc. Fourth Berkeley Symposium on Mathematical Statistics and Probability*. 1961. V. 1. P. 547–562.
 46. *Zaripov R.* Evolution of the entropy and Renyi difference information during selforganization of open additive systems // *Russian Physics J*. 2005. V. 48. Iss. 3. P. 267–274.
 47. *Kumar E.A., Kumar S.* Geomagnetic storm effect on F2-region ionosphere during 2012 at low-and mid-latitude-latitude stations in the southern hemisphere // *Atmosphere*. 2022. V. 13. Iss. 3.
<https://doi.org/10.3390/atmos13030480>
 48. *Kurazhkovskaya N., Kline B.* Reorientation of the IMF Bz Component as a Trigger of Isolated Bursts of Long-Period Pulsations in the Region of the Dayside Polar Cusp // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2021. V. 61. Iss. 4. P. 478–489.
<https://doi.org/10.1134/S0016793221040083>