ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, 2011, том 51, № 4, с. 481–488

УДК 550.388

КОМБИНИРОВАННЫЙ МЕТОД ВЫЯВЛЕНИЯ СКРЫТЫХ АНОМАЛИЙ В ВАРИАЦИЯХ ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

© 2011 г. В. В. Борог, А. В. Крянев, Д. К. Удумян

Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, Россия

e-mail: VVBorog@mephi.ru

Поступила в редакцию 08.10.2010 г.

Предложен метод выделения скрытых периодичностей в сильно зашумленных нестационарных временны́х рядах конечной длительности. Последовательное применение спектрально-сингулярного разложения и вейвлет-преобразования позволяет вычислить энергию непродолжительных сигналов произвольной формы на подавляющем фоне шума, амплитуда которого в несколько раз превышает полезный сигнал. Этот метод применен для идентификации вариаций потока галактических космических лучей, связанных с возмущениями межпланетного магнитного поля за счет распространения солнечных магнитных облаков в гелиосфере по направлению к Земле.

1. ВВЕДЕНИЕ

Во многих физических задачах (например, в области радиофизики, астрофизики, космофизики и др.) требуется выделить из наблюдаемого временно́го ряда полезный сигнал на фоне подавляющего шума, характеристики которых априори не известны. В случае, когда сигнал имеет периодический характер при малой зашумленности, для оценки его спектральных характеристик применим Фурье-анализ [Отнес и др., 1982] или сингулярно-спектральный анализ (SSA) [Данилов и др., 1997; Голядина, 2004; Крянев и др., 2010]. При регистрации переменных сигналов с небольшой зашумленностью оказывается эффективным вейвлет-анализ [Астафьева, 1996; Витязев, 2001; Крянев и др., 2010].

Исследуемые физические временны́е ряды, как правило, не стационарны, в частности имеют тренд, вид которого неизвестен, а характеристики самого сигнала переменны: амплитуда и частота являются функциями времени. Данные могут представлять собой совокупность квазипериодических процессов, которые кроме этого сильно зашумлены и скрыты в общей интенсивности временно́го ряда. Во многих случаях сигналы наблюдаются на небольших интервалах времени (короткие временны́е ряды). В этих условиях применение указанных выше методов оказывается малоэффективным для отделения искомого сигнала от шумовой компоненты.

Для выявления скрытых нестационарных сигналов в настоящей работе применен комбинированный метод, в котором сначала с помощью SSA-преобразования определялся и удалялся тренд. Затем к оставшемуся квазистационарному ряду применяется вейвлет-преобразование для определения полной энергии сигнала, просуммированной по всем частотам в отдельных временны́х окнах. Смещение по времени позволяет проследить изменение энергии сигнала на всем исследуемом временно́м интервале.

2. МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ КОМБИНИРОВАННОГО МЕТОДА

Рассмотрим в общем виде временно́й процесс, задаваемый в виде ряда $f = (f_1, f_2, \ldots, f_N)$, в который входят: трендовая составляющая, полезный сигнал произвольной формы и случайный шум. Выделение искомого сигнала включает в себя последовательность нескольких процедур SSA-преобразования [Данилов и др., 1997; Голяндина, 2004; Крянев и др., 2010]. Сначала строится траекторная матрица временно́го ряда

$$X = \begin{pmatrix} f_1 & f_2 & f_3 & \ldots & f_K \\ f_2 & f_3 & f_4 & \ldots & f_{K+1} \\ f_3 & f_4 & f_5 & \ldots & f_{K+2} \\ \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots \\ f_L & f_{L+1} & f_{L+2} & \ldots & f_N \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Параметры L и K связаны равенством $L + K = N - 1$. В дальнейшем L берется максимально возможным $L = [(N - 1)/2]$. Это позволяет исследовать периодичности во всем диапазоне измерений. Затем вводится матрица $S = XX^T$, для которой решается полная спектральная задача по нахождению всех собственных значений $\lambda_1 \geq \ldots \geq \lambda_i \geq \ldots \geq \lambda_L \geq 0$ и ортонормированной системы собственных векторов

$U_1,...U_i,...U_L$, где U_i – вектор-столбцы. Матрицу X можно представить в виде суммы

$$X = \sum_{i=1}^{d} M_i, \tag{2}$$

где $M_i = U_i U_i^T X$, параметр d – число ненулевых собственных значений ($1 \le d \le L$). После усреднения по побочным диагоналям матриц X и M_i (где $i = 1, ..., d$), получаем разложение исходного временно́го ряда f в виде суммы рядов:

$$f = (f^{(1)} + f^{(2)} + \ldots + f^{(d)}). \tag{3}$$

Собственные значения λ_i определяют степень информационного вклада η_i ряда $f^{(i)}$ в исходный ряд f: $\eta_i = \lambda_i/\Sigma\lambda_i$. Одно или несколько первых значений $f^{(i)}$ могут представлять собой низкочастотную трендовую компоненту ряда. После их удаления исходный ряд становится квазистационарным. Оставшийся ряд $\tilde{f}(t)$ включает в себя только искомый сигнал, и высокочастотный шум.

Для оценки энергии сигнала, представленного этим рядом, воспользуемся вейвлет-преобразованием, которое позволяет производить разложение ряда по частотам и времени [Астафьева, 1996; Витязев, 2001]. Основной характеристикой сигнала в этом преобразовании служит величина

$$E(a, b) = |W(a, b)|^2, \tag{4}$$

которая определяет спектральную характеристику энергии исследуемого процесса для заданного масштаба a и параметра сдвига b. Функция $W(a, b)$ в (4) вычисляется из равенства

$$W(a, b) = \frac{1}{|a|^{1/2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{f}(t) \varphi^* \left(\frac{t-b}{a}\right) dt, \tag{5}$$

где $f(t)$ – исходный квазистационарный временно́й процесс, "очищенный" от трендовой составляющей; ($\varphi^*(x)$ – комплексно-сопряженная функция выбранного базисного вейвлета. В нашем случае используется вейвлет Морле, имеющий затухающий колебательный характер

$$\varphi(t) = e^{-t^2/\alpha^2}(e^{ik_0 t} - e^{-k_0^2\alpha^2/4}). \tag{6}$$

Параметры α и k_0 определяют быстроту затухания вейвлета и его частотные характеристики. Величина:

$$E_W(b) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(a, b) da \tag{7}$$

соответствует энергии для момента $t = b$, просуммированной по всему спектру вейвлет-преобразования, а интеграл

$$E = \int_0^B E_W(b) db \tag{8}$$

представляет собой полную энергию сигнала на исследуемом отрезке времени, где задана функция $f(t)$. Интервал ($0-B$) соответствует количеству точек от 1 до N временно́го ряда.

В большинстве опубликованных работ, связанных с обработкой временны́х рядов, как правило, анализируется поведение спектральной характеристики $|W(a, b)|^2$. Однако, как будет показано ниже, величина полной энергии E из выражения (8), оказывается эффективным параметром для идентификации протяженных физических сигналов, визуально скрытых в шумах. В этом случае весь исследуемый интервал времени разбивается на небольшие временны́е окна, в которых последовательно вычисляется полная энергия (8) для каждого отдельного временно́го отрезка. Длина временно́го окна должна значительно превышать длину отрезка, для которого значения материнского вейвлета значимо отличны от нуля.

3. АНАЛИЗ МОДЕЛЬНЫХ ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ

Ниже приведен анализ энергии временны́х рядов E для двух случаев. В первом примере рассматривается регистрация суммы двух сигналов с различными частотными характеристиками; во втором случае – эти же сигналы проявляются последовательно и разделены во времени. В рядах всегда присутствует белый шум, интенсивность которого изменяется в широких пределах.

3.1. Идентификация энергии совокупности сигналов

Рассмотрим модельный временно́й ряд, в котором одновременно присутствуют шумы $f_{ns}(t)$ и две квазипериодические компоненты $f_1(t)$ и $f_2(t)$ с разным характером периодичности. Один сигнал f_1 – медленная затухающая синусоида, второй f_2 – более высокочастотный "волновой пакет".

$$f(t) = f(t)_{tr} + A_1 f_1(t) + A_2(t) f_2(t) + A_{ns} f_{ns}(t). \tag{9}$$

Кроме этого в выражение (9) в качестве тренда входит низкочастотная функция $f_{tr}(t)$. Величины A_1, A_2, A_{ns} характеризуют в среднем амплитуды отдельных функций. На рисунке 1 приведено поведение компонент функции $f(t)$ из выражения (9).

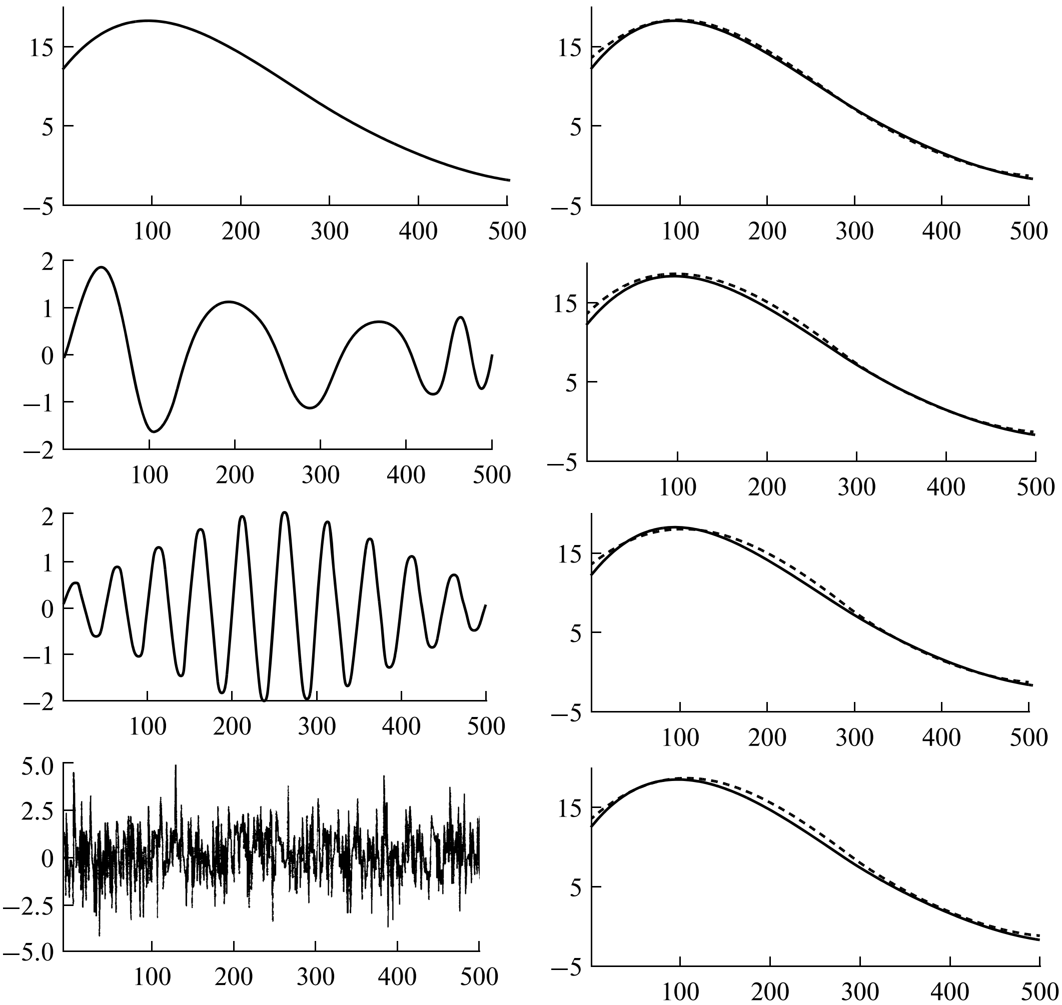

Рис. 1. Компоненты модельного квазипериодического ряда. Слева – сверху вниз: трендовая низкочастотная функция $f_{tr}(t)$; затухающая квази-синусоида $f_1(t)$; периодический "временнóй пакет" $f_2(t)$; белый шум $f_{ns}(t)$. Характерные амплитуды всех сигналов: A_1, A_2, A_{ns} порядка единицы. Справа – графики трендовых функций $f_{tr}(t)$ (модельный ряд – сплошная линия, штриховая – результат восстановления методом SSA); сверху вниз – расчеты для разной величины "зашумленности" сигналов: $k = 0.5$; 1.0; 2.0; 3.0.

На первом этапе проведено вычисление тренда $\tilde{f}_{tr}(t)$ ряда (9) согласно описанной выше SSA-схеме. Расчеты выполнены для различных уровней "зашумленности" временнóго ряда. Принималось, что $A_1 \approx A_2 \approx 1$, а амплитуда шума задавалась разными значениями $A_{ns} = k$, где $k = 0.5$; 1.0; 2.0; 3.0. Например, значение $k = 3$ соответствовало трехкратному превышению шума по сравнению с полезным сигналом. На рисунке 1 приведено сопоставление модельной функции $f_{tr}(t)$ с восстановленной SSA-преобразованием для одной главной компоненты, соответствующей λ_1. Вычисления, проведенные для разной степени зашумленности рядов, показывают, что в широких пределах, вплоть до $(A_{ns}/A_i) \le 3$, восстановленная функция тренда $\tilde{f}_{tr}(t)$ хорошо совпадает с модельной.

На следующем этапе обработки ряда (9) из него вычитался тренд $\tilde{f}(t)$. Оставшийся временнóй ряд (в дальнейшем будем его обозначать как $\tilde{f}(t)$) становится квазистационарным и содержит только искомый сигнал и шумовую компоненту. На рисунке 2 показаны остатки $\tilde{f}(t)$ ряда (9) с разной степенью зашумленности. Видно, что при $A_{ns}/A_i \ge 2$ практически нельзя различить сигнал среди шума. Применение процедур (4)–(8) позволяет вычислить энергию E для $\tilde{f}(t)$. Модельная функция определена на интервале $1 \le t \le 500$. Для получения временнóй зависимости $E(t)$ расчеты проводились для небольшого по ширине временнóго окна (порядка 0.1 от всего интервала), путем его последовательного сдвига. В общем случае можно рекомендовать ширину временнóго

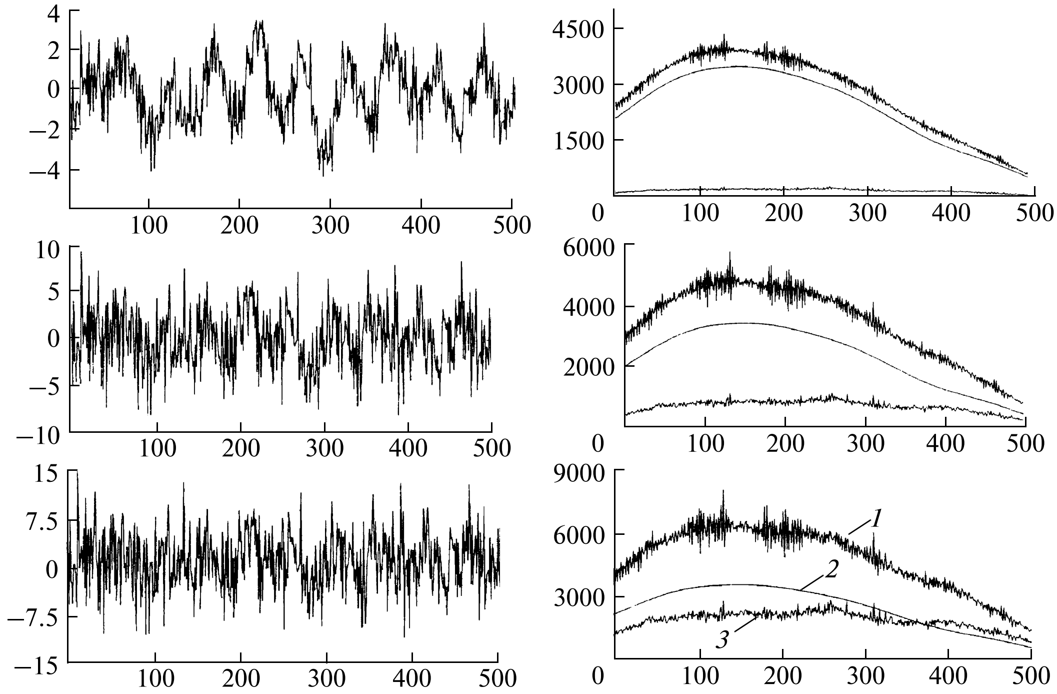

Рис. 2. Остатки временно́го ряда $\tilde{f}(t)$ и его энергия $E(t)$ в зависимости от времени. Слева, сверху вниз – график остатков для разных амплитуд шума k: 1.0; 2.0; 3.0. Справа, сверху вниз – поведение $E(t)$ для соответствующих k: 1.0; 2.0; 3.0. Компоненты энергии: *1* – для полной функции $\tilde{f}(t)$; *2* – для сигнальной части $A_1f_1(t) + A_2f_2(t)$); *3* – Для шума $A_{ns}(t)$.

окна брать порядка времени характерной структуры самого сигнала. На рисунке 2 приведены результаты вычисления энергии как для полной функции остатков $\tilde{f}(t)$, так и для отдельных компонент; сигналов $A_1f_1(t) + A_2f_2(t)$ и, шума $A_{ns}(t)$. Видно, что при амплитудах шума, сравнимых с полезными сигналами ($k = 1$), его вкладом в полную энергию $E(t)$ можно пренебречь. Если среднее значение амплитуды шума трехкратно превышает сигнал ($k = 3$), то энергия суммарной квазистационарной функции остатков $\tilde{f}(t)$ все равно значительно (более чем в 2 раза) превышает энергию шумовой компоненты. Это обусловлено тем, что при вычислениях вейвлет-преобразования (4)–(8) высокочастотный (знакопеременный) шум в значительной степени фильтруется, и поэтому характер поведения энергии $E(t)$ зашумленного ряда практически совпадает с ее поведением для искомого сигнала.

3.2. Идентификация энергии последовательных сигналов

Рассмотрим ряд $\tilde{f}(t)$, в котором на протяжении всего времени ($1 \le t \le 2000$) присутствует белый шум $A_{ns}f_{ns}$, а также два искомых сигнала A_1f_1 и A_2f_2, которые включаются поочередно на отрезках ($501 \le t \le 1000$) и ($1001 \le t \le 1500$). Этот временно́й ряд свободен от тренда и является квазистационарным. На рисунке 3 приведен график $\tilde{f}(t)$ с разной степенью зашумленности. При большой амплитуде шумов ($k \ge 2$) искомые сигналы становятся полностью “скрытыми” шумами. Последовательное применение преобразований (4)–(8) позволяет вычислить энергию $E(t)$ для $\tilde{f}(t)$ и ее отдельных компонент на отдельных участках временно́го ряда. Справа на рисунке 3 приведено поведение энергии на всем интервале времени “наблюдения” временно́го ряда. Вне зоны действия сигналов ($1 \le t \le 500$ и $1500 \le t \le 2000$) энергия остается практически постоянной за счет присутствия шума. При разных уровнях превышения шума над искомым сигналом, вплоть до $k \approx 3$, полная энергия зашумленного ряда $E(t)$ значительно превышает (больше, чем в три раза) энергию самого шума. Кроме этого видно, что “форма” $E(t)$ зашумленного ряда практически повторяет зависимость энергии искомого сигнала.

4. АНАЛИЗ ВАРИАЦИЙ ПОТОКА ГКЛ

В качестве примера рассмотренный метод вычисления энергии $E(t)$ временно́го ряда с помощью вейвлет-преобразования был применен для анализа вариаций интенсивности потока галактических кос-

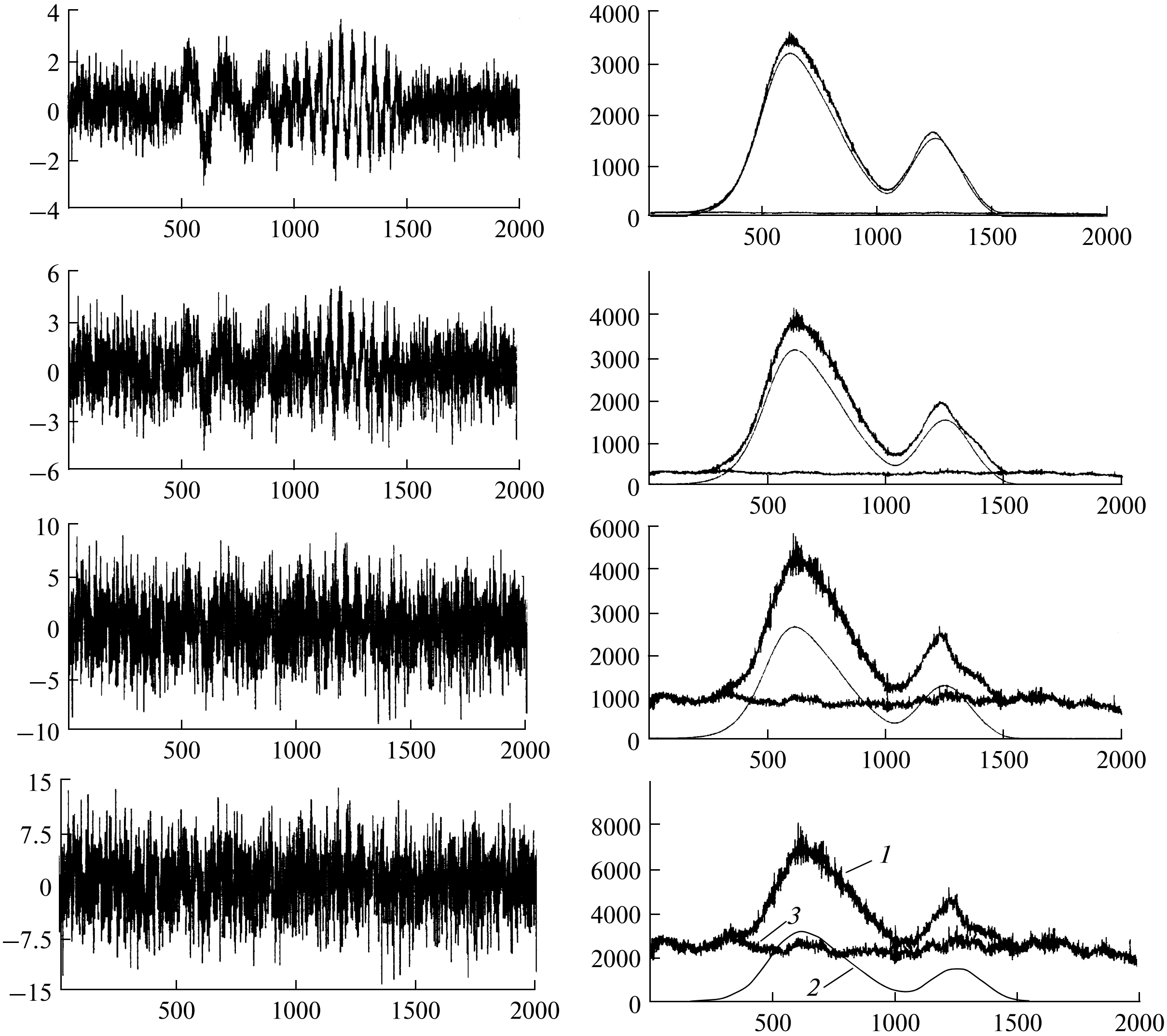

Рис. 3. Ряд $\tilde{f}(t)$ и его энергия $E(t)$ в зависимости от времени. Слева, сверху вниз – графики временны́х рядов для разных амплитуд шума k: 0.5; 1.0; 2.0; 3.0. Справа – поведение $E(t)$ для соответствующих k. Компоненты энергии: *1* – для полной функции $\tilde{f}(t)$; *2* – для сигнальной части $A_1f_1(t) + A_2f_2(t))$; *3* – для шума $A_{ns}f_{ns}$.

мических лучей (ГКЛ), который регистрируется в разных пунктах на поверхности Земли отдельными нейтронными мониторами. Поток протонов ГКЛ приобретает модуляцию при прохождении через сгусток солнечной плазмы, распространяющейся от Солнца в межпланетном пространстве в результате коронального выброса массы (КВМ). События типа КВМ возникают во время мощной солнечной активности. Некоторые КВМ имеют топологию в виде расширяющейся петли-тора, концы которой связаны с Солнцем. Внутри тора наблюдается повышенное значение магнитного поля [Lepping et al., 1990]. Кроме того, прямые спутниковые данные указывают на существование внутри тора устойчивой поперечной компоненты магнитного поля B_Z, которая медленно поворачивается на угол 180° в течение суток. Такие структуры КВМ принято называть магнитными облаками (МО). Скорость расширения МО составляет сотни км/с, и они могут достигать орбиты Земли за 1.5–3 сут после эрупции. Продолжительное время прямые измерения характеристик МО проводит гелио-стационарный спутник ACE, расположенный в 1.5 млн. км от Земли в точке либрации [http://www.astronautix.com/craft/ace.htm]. Регистрация и изучение МО представляет особый интерес, поскольку они являются наиболее геоэффективными по сравнению с другими видами солнечной активности [Ермолаев и др., 2010]. Рисунок 4 показывает временны́е ряды характеристик модуля магнитного поля $|B|$ и его проекцию B_Z, из-

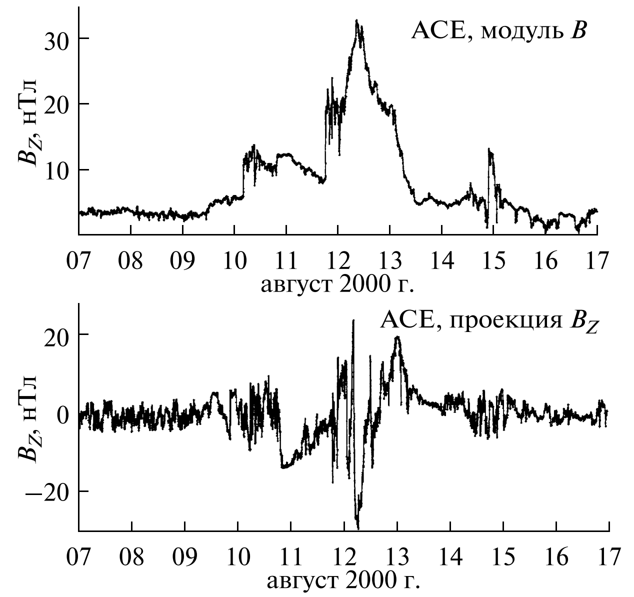

Рис. 4. Временны́е ряды вариаций межпланетного магнитного поля по данным спутника ACE с 7 по 16 августа 2000 г.

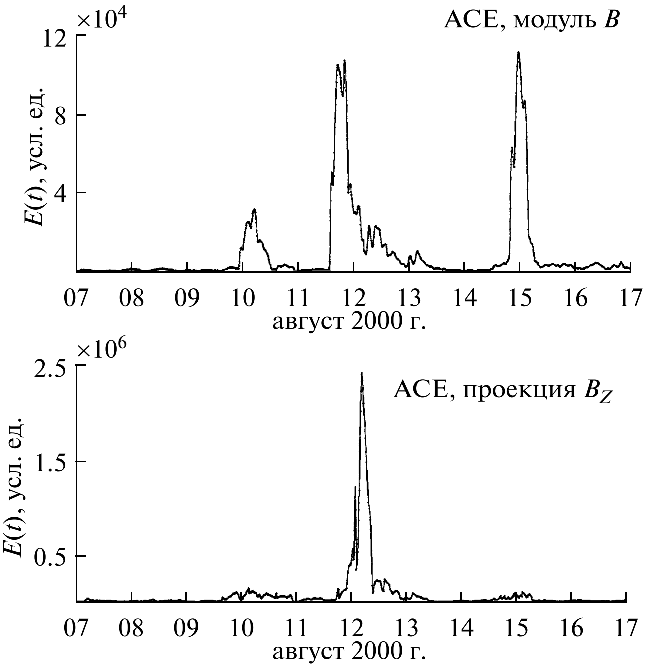

Рис. 5. Поведение энергии $E(t)$ по данным спутника ACE с 7 по 16 августа 2000 г.

меренные аппаратурой ИСЗ ACE за 10-суточный период времени. Структура МО составляет по времени лишь небольшой отрезок – около суток (06:06–05:06 UT с 12 по 13 августа 2000 г. [http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/]), в то время как полная величина магнитного поля $|B|$ превышает среднее фоновое значение на более длительном промежутке (с 10 по 15 августа). На рисунке 5 приведены вычисленные значения энергии $E(t)$ по вариациям межпланетного магнитного поля. Получается, что "всплеск" энергии $E(t)$ для B_Z-компоненты соответствует только промежутку времени прохождения МО через орбиту Земли.

Рисунок 6 иллюстрирует изменения интенсивности ГКЛ по данным 4-х нейтронных мониторов (НМ), расположенных в европейской части, за тот же 10-суточный период времени с 7 по 16 августа 2000 г.: Троицк [http://helios.izmiran.rssi.ru], Ломнитски Штит [http: //neutronmonitor.ta3.sk/realtime.php], Апатиты [http://pgia.ru/cosmicray], Оулу [http: //cosmicrays.oulu.fi]. Два первых НМ имеют высокий порог геомагнитного обрезания (2.4 и 4.0 ГВ), последние – низкий (0.65 и 0.81 ГВ). Кроме этого конус приема потока ГКЛ для НМ Оулу значительно отличается от указанных европейских установок.

В этом событии вариации потока ГКЛ, связанные с МО, составляют (1–2)%, и их трудно идентифицировать на фоне других вариаций. Данные мониторов использованы для расчета энергии $E(t)$ на коротких временны́х окнах, составляющих 48 точек с 10-минутной экспозицией (8-часовые отрезки). Видно (рис. 7), что в поведении $E(t)$ для всех НМ получаются два пика: в дневное время (12 авг., 06–18 UT) и вечерне-ночное время (12–13 авг., 20–05 UT), которые по времени соответствуют прохождению МО через орбиту Земли. Пики для установок с большими порогами геомагнитного обрезания (Троицк, Л. Штит) разделены временны́м интервалом около 12 ч. Качественно пики и их положение можно интерпретировать следующим образом. В межпланетном пространстве кусок петли-тора МО часто рассматривается в виде цилиндра [Bothmer and Schwenn, 1998]. В этом случае 12-часовой интервал между пиками энергии $E(t)$ может быть связан с особенностями регистрации вариаций потока ГКЛ в течение суток, когда Земля находится внутри такого цилиндра: в дневное время (12 авг., 06–18 UT) космические лучи регистрируются НМ от солнечного направления, а в вечерне-ночное время (12–13 авг., 20–05 UT) – наоборот, в направлении к Солнцу. Вдоль оси цилиндра (утром и вечером) энергия временно́го ряда оказывается значительно меньше, чем при пересечении частицами ГКЛ его боковой поверхности. Разница амплитуд первого и второго пиков может быть обусловлена разной степенью турбулизации солнечной плазмы: передняя часть облака КВМ (12 авг., 06–18 UT) сопровождается большим возмущением, а внутренняя сторона (12–13 авг., 20–05 UT) содержит депрессивную, стационарную область.

Пики для установок с малыми порогами геомагнитного обрезания (Апатиты, Оулу) более размыты

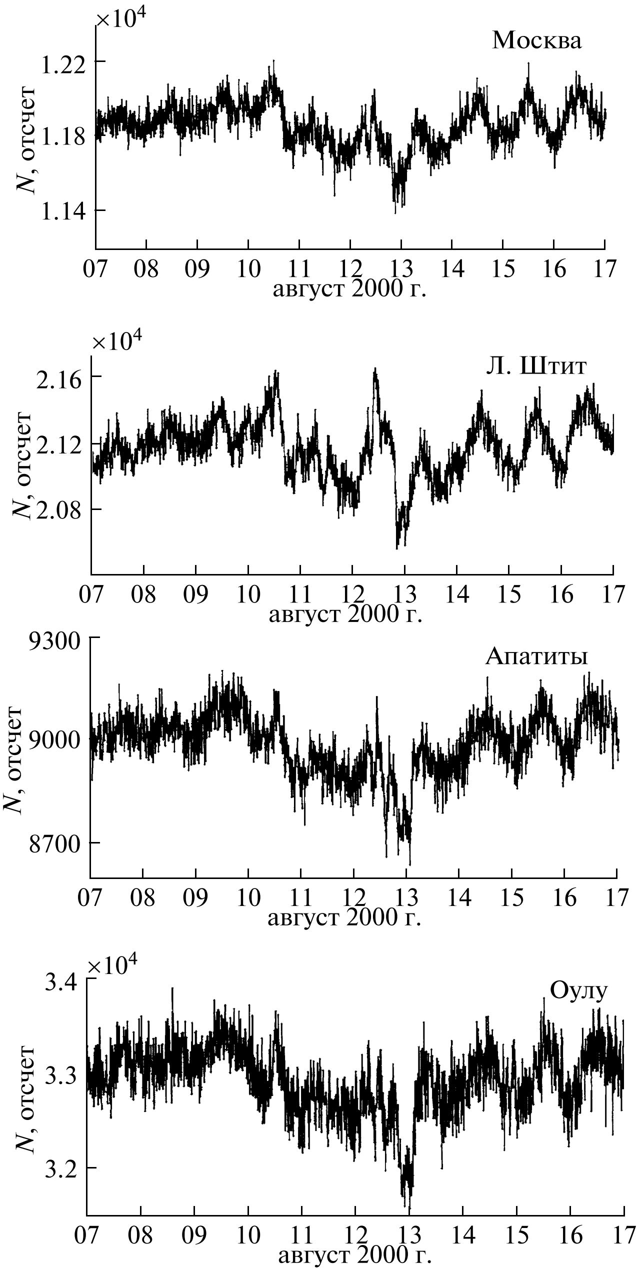

Рис. 6. Временны́е ряды вариаций потока ГКЛ по данным нейтронных мониторов.

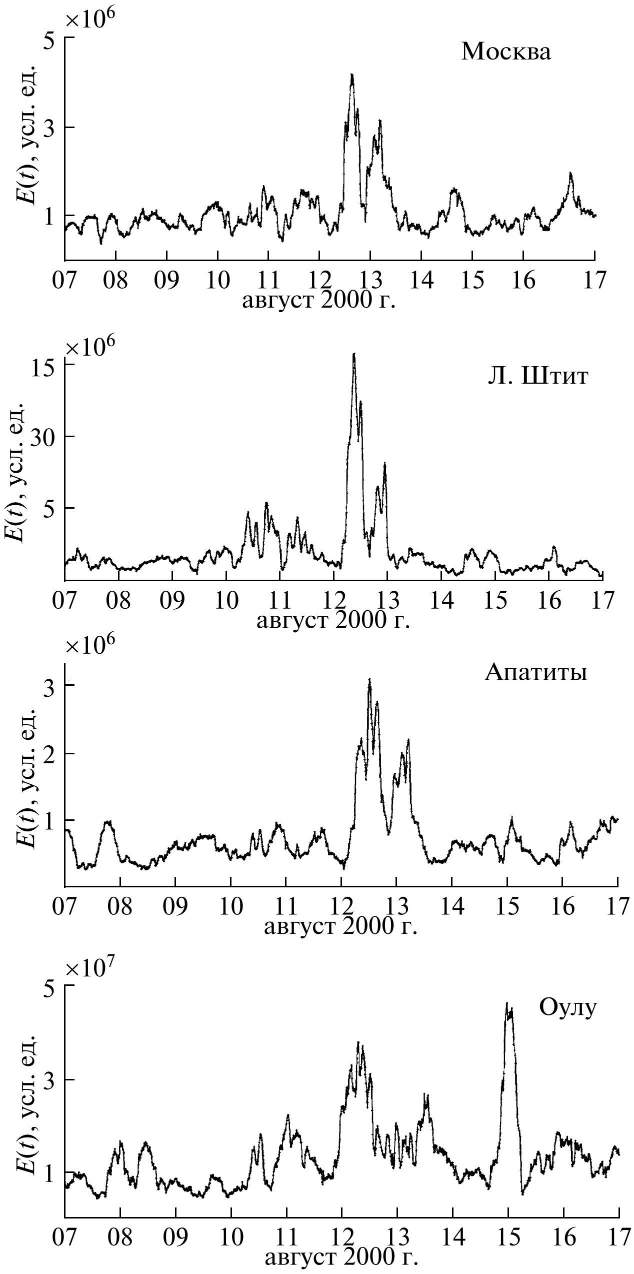

Рис. 7. Поведение энергии $E(t)$ по данным нейтронных мониторов с 7 по 16 августа 2000 г.

во времени, что связано с ростом вариаций потока ГКЛ при уменьшении энергии проникающих частиц. В поведении $E(t)$ для НМ Оулу в районе 15 августа получается значительный пик, который совпадает по времени с изменениями $|B|$ по данным ИЗС ACE. Для других НМ такой пик отсутствует. Возможно, это обусловлено особенностями конуса приема.

Дополнительные вычисления $E(t)$ при изменении длины временны́х окон от 36-ти до 60-ти точек, показали устойчивость полученных результатов — характер распределений энергии практически не менялся.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Предложен новый комбинированный метод выделения скрытых периодичностей по энергии в нестационарных временны́х рядах, который оказывается высокоэффективным для идентификации

процессов короткой продолжительности и состоит из следующих этапов:

• удаление медленных изменений средних характеристик ряда с помощью сингулярно-спектрального анализа без какого-либо предположения о виде функции тренда;

• вычисление энергии $E(t)$ оставшегося квазистационарного ряда с применением вейвлет-преобразования.

Энергия $E(t)$ значительно превышает ее фоновое значение для шумовой компоненты вплоть до трехкратного превышения амплитуды шума величины искомого сигнала. При этом $E(t)$ сильно зашумленного ряда повторяет временну́ю зависимость энергии для временно́го ряда, свободного от высокочастотного шума.

2. Применение комбинированного метода для анализа вариаций потока ГКЛ на орбите Земли, связанных с распространением МО солнечного происхождения, указывает на то, что основная энергия частотных вариаций обусловлена B_Z-компонентой внутренней структуры МО, а не изменением модуля $|B|$ полного магнитного поля. Временно́е поведение энергии $E(t)$ слабо зависит от величины геомагнитного обрезания разных нейтронных мониторов.

3. Непрерывные значения энергии $E(t)$ вариаций ГКЛ во время прохождения МО через орбиту Земли позволяют изучать его динамические характеристики с помощью установок типа нейтронных мониторов с высоким геомагнитным порогом.

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства образования и науки, ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” и гранта РФФИ (№ 10-02-01460 а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– *Астафьева Н.М.* Вейвлет-анализ: основы теории и применения // УФН. Т. 166. № 11. С. 1145–1170. 1996.

– *Витязев В.В.* Вейвлет-анализ временны́х рядов. СПб.: СПбГУ. 58 с. 2001.

– *Голяндина Н.Э.* Метод Гусеница-SSA: анализ временны́х рядов. СПб.: СПбГУ. 76 с. 2004.

– *Данилов Д.Л., Жиглявский А.А.* Главные компоненты временны́х рядов: метод “Гусеница”. СПб.: СПбГУ. 308 с. 1997.

– *Ермолаев Ю.И., Николаева Н.С., Лодкина И.Г., Ермолаев М.Ю.* Относительная частота появления и геоэффективность крупномасштабных типов солнечного ветра // Космич. исслед. Т. 48. № 1. С. 3–32. 2010.

– *Крянев А.В., Лукин Г.В.* Метрический анализ и обработка данных. М.: Физматлит, 280 с. 2010.

– *Отнес Р., Эноксон Л.* Прикладной анализ временны́х рядов. М.: Мир. 428 с. 1982.

– *Bothmer V., Schwenn R.* The structure and origin of magnetic clouds in the solar wind // Ann. Geophysicae. V. 16. P. 1–24. 1998.

– *Lepping R.P., Burlaga L.F., Jones J.A.* Magnetic field structure of interplanetary magnetic clouds at 1 AU // J. Geophys. Res. № 95. P. 11.957–11.965. 1990.