

по широте от плоскости гелиоэкватора $\leq 7.25^\circ$, периоды флуктуаций скорости и магнитного поля ≥ 1 ч. Кроме того, все результаты характеризуют среднее за большой период времени поведение исследованных параметров СВ.

Использованные данные предоставлены National Space Science Data Center, NASA. Работа выполнена при поддержке грантов ДВО РАН 09–I–П7–01, 09–II–СО_02–002 и 09–III–А–02–49.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахиезер А.И. и др. Электродинамика плазмы. М. Наука. 719 с. 1974.
2. Веселовский И.С., Тарсина М.В. Угловое распределение вектора межпланетного магнитного поля. // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 41. С. 471–476. 2001.
3. Ерофеев Д.В. Зависимость между азимутальным углом межпланетного магнитного поля и скоростью солнечного ветра // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 48, № 2. С.147–152. 2008.
4. Balcher J.W., Davis L. Large amplitude Alfvén waves in the interplanetary medium // J. Geophys. Res., V. 76. P. 3534–3563. 1971.
5. Bruno R., Carbone V. The solar wind as a turbulence laboratory // Living Reviews in Solar Physics. V. 2. № 4. (<http://solarphysics.livingreviews.org/articles/lrsp-2005-4>). 2005.
6. Dasso S., Milano L.J., Matthaeus W.H. Anisotropy in fast and slow solar wind fluctuations // Astrophys. J. V. 635. P. L181–L184. 2005.
7. Goldstein M.L., Roberts D.A., Matthaeus W.H. Magnetohydrodynamic turbulence in the solar wind // Annu. Rev. Astron. Astrophys., V. 33. P. 283–325. 1995.
8. Klein L., Bruno R., Bavassano B., Rosenbauer H. Anisotropy and minimum variance of magnetohydrodynamic fluctuations in the inner heliosphere // J. Geophys. Res., V. 98. P. 17,461–17,446. 1993.
9. Matthaeus W.H., Goldstein M.L., Roberts D.A. Evidence for the presence of quasi-two-dimensional nearly incompressible fluctuations in the solar wind. // J. Geophys. Res. V. 95 P. 20,673–20,683, 1990
10. Neugebauer M. Anisotropy and alfvénicity of hourly fluctuations in the fast polar solar wind // J. Geophys. Res., V. 109. A02101. doi:10.1029/2003JA009947. 2004.
11. Padhye N.S., Smith C.W., Matthaeus W.H. Distribution of magnetic field components in the solar wind plasma // J. Geophys. Res. V. 106 P. 18,635–18,650, 2001
12. Bieber J.W., Wanner W., Matthaeus W.H. Dominant two-dimensional solar wind turbulence with implication for cosmic ray transport. // J. Geophys. Res., V.101 No A2, P. 2511–2522, 1996
13. Tu C.-Y., Marsch E. MHD structures, waves, and turbulence in solar wind: observations and theories. // Space Sci. Rev., V. 73. P. 1–210. 1995.
14. ftp://nssdcftp.gsfc.nasa.gov/spacecraft_data/omni/

УДК 523.62-726

Д.В. Ерофеев

ЛОКАЛЬНАЯ И КРУПНОМАСШТАБНАЯ АНИЗОТРОПИЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ

Исследована двумерная пространственная корреляционная функция (КФ) флуктуаций магнитного поля, измеренного на околоземных орбитах в 1965–2010 гг. Целью работы был поиск нелокальных свойств анизотропии турбулентности солнечного ветра (СВ). Показано, что известная по предыдущим исследованиям симметричная форма КФ в виде «мальтийского креста» (см. Matthaeus W.H., Goldstein M.L., Roberts D.A. // J. Geophys. Res. V. 95, 1990) обусловлена применением при анализе данных априорных предположений о том, что турбулентность аксиально симметрична по отношению к локальному магнитному полю, а свойства ее не зависят от ориентации последнего. При отказе от этих предположений выявляется существенное дополнительное свойство КФ. Оно состоит в том, что длина корреляции увеличивается с ростом угла между вектором локального магнитного поля и направлением регулярного поля (спирали Паркера). Дополнительный анализ взаимной корреляции магнитного поля и скорости указывает на то, что причиной обнаруженного эффекта, скорее всего, является крупномасштабная анизотропия СВ в отношении фазовой скорости альвеновских волн, которые распространяются преимущественно вдоль спирали Паркера, а не вдоль локального магнитного поля.

ВВЕДЕНИЕ

С целью получения информации о структуре турбулентности в солнечном ветре (СВ), в работах [3,5] исследовалась двумерная корреляционная функция (КФ) магнитного поля. Было найдено, что КФ имеет симметричную форму (по мнению авторов [5], напоминающую «мальтийский крест»),

что обусловлено сравнительно большой длиной корреляции флуктуаций магнитного поля в двух направлениях, одно из которых приблизительно параллельно, а другое – перпендикулярно к локальному магнитному полю (локальное, или среднее, поле определяется как значение вектора магнитного поля \mathbf{B} , усредненное за время порядка суток). Эти результаты интерпретировались в работах [3–5] как присутствие в СВ флуктуаций двух типов, одним из которых является ансамбль альвеновских волн, распространяющихся вдоль локального магнитного поля, а вторым – квазидвумерная турбулентность в виде сильно вытянутых в направлении локального поля плазменных структур.

Метод, примененный для анализа экспериментальных данных в работах [3,5], основан на предположениях, которые не являются вполне обоснованными. Турбулентность априори считалась аксиально-симметричной относительно направления локального магнитного поля. Это, в частности, означает, что корреляционные функции параметров плазмы зависят только от расстояния и угла θ между произвольно выбранным направлением и направлением локального магнитного поля. Кроме того, фактически (хотя и неявно) предполагалось, что в областях СВ с разными направлениями локального магнитного поля свойства турбулентности одинаковы. Таким образом, учитывалась локальная анизотропия турбулентности, но оставлено без внимания присутствие физически выделенных направлений гелиосферы, т.е. ее крупномасштабная анизотропия. В частности, при использованных в [3,5] предположениях направление распространения альвеновских волн должно зависеть только от ориентации локального магнитного поля; но, поскольку последнее может принимать любые направления, то и волны должны распространяться изотропно. Однако хорошо известно, что в СВ волны альвеновского типа распространяются преимущественно от Солнца (хотя, возможно, и не

радиально) [2,6]. Можно ожидать, что свойства турбулентности будут зависеть от того, является ли локальное магнитное поле продольным или поперечным по отношению к преимущественному направлению распространения альвеновских волн. С целью выявления возможных эффектов крупномасштабной анизотропии СВ мы в настоящей работе исследуем поведение КФ флуктуаций магнитного поля, не используя при их определении упомянутые выше априорные предположения о характере симметрии турбулентности. Для этого мы проанализируем измерения магнитного поля и скорости плазмы на околоземных орбитах, полученные в 1965-2010 гг. и собранные в базе данных OMNI-2 [7].

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Для определения пространственной зависимости КФ магнитного поля по измерениям параметров в одной точке используется тот факт, что наблюдения проводятся в набегающем потоке солнечного ветра, причем за счет его большой скорости V переносный член в флуктуациях параметров плазмы доминирует: $d/dt \approx V \partial / \partial r$, где r – расстояние вдоль потока СВ (который направлен практически радиально от Солнца). Если имеется выборка данных ограниченной длины (например, последовательность значений вектора магнитного поля $\mathbf{B}(t)$, измеренного в течение 1–2 суток), то ее можно в хорошем приближении представить как одномерную пространственную выборку $\mathbf{B}(r)$, где $r = V_0 t$, V_0 – средняя по выборке скорость течения СВ. По единственной выборке можно оценить корреляционную функцию магнитного поля для одного значения угла θ между направлениями локального (среднего по выборке) магнитного поля \mathbf{B}_0 и скорости течения СВ. Если рассмотреть много выборок с разными направлениями

локального магнитного поля, то имеется возможность получить и зависимость КФ от угла θ .

На практике в [3] применялась следующая методика обработки данных. Ряд измерений параметров плазмы разбивался на отдельные выборки длиной T , причем для лучшего использования данных выборки брались с взаимным перекрытием на половину их длины. Для каждой выборки вычислялись среднее магнитное поле \mathbf{B}_0 и средняя скорость течения СВ V_0 , а также угол θ . Затем из выборки значений исследуемого параметра (вектора магнитного поля или скорости плазмы) удалялись среднее значение и линейный тренд, выборка нормировалась и использовалась для вычисления временной корреляционной функции

$$R(\tau, \theta) = \langle B(t)B(t + \tau) \rangle$$

После этого временной аргумент τ и угол θ преобразовывались в расстояния вдоль и поперек локального магнитного поля:

$$\begin{aligned} r_{\parallel} &= V_0 \tau \cos \theta \\ r_{\perp} &= V_0 \tau \sin \theta \end{aligned}$$

Одна выборка данных позволяет получить значения КФ, расположенные вдоль прямой с углом наклона θ на координатной плоскости $(r_{\parallel}, r_{\perp})$. Имея множество выборок с разными θ , можно рассчитать КФ в пределах некоторой площадки на координатной плоскости (для этого применяется разбиение плоскости на ячейки и усреднение оценок КФ, попавших в каждую из ячеек). Так как в [3] априори предполагается аксиальная симметрия корреляционных функций, угол θ принимает значения в интервале $0-90^\circ$, и оценки КФ располагаются только первой четверти координатной плоскости; значения КФ в остальных четвертях получаются зеркальным отражением относительно координатных осей. Заметим, что при этом выборкам данных с вектором \mathbf{B}_0 , направленным параллельно и перпендикулярно к

направлению регулярного магнитного поля (спирали Паркера), на координатной плоскости соответствует одна и та же область $r_{\parallel} \approx \pm r_{\perp}$ (т.к. наклон спирали к радиальному направлению близок к 45°). Однако выборок с параллельной спирали Паркера ориентацией вектора \mathbf{B}_0 намного больше, поэтому они и определяют свойства оценок КФ в указанной области.

Отметим также следующее. Формирование выборок данных длиной T и их предварительная обработка (устранение средних значений и тренда) фактически производят фильтрацию данных, ограничивая полосу частот снизу значением $1/(2T)$; сверху же полоса частот ограничена значением $\approx 1/d$, где d – интервал усреднения исходных данных. Свойства корреляционных функций определяются свойствами спектра турбулентности в указанном интервале частот (или в соответствующем интервале пространственных масштабов).

В настоящей работе мы будем следовать описанному выше алгоритму обработки данных, но с одним существенным отличием. Мы откажемся от априорного предположения об аксиальной симметрии турбулентности относительно локального магнитного поля. В этом случае, вообще говоря, КФ зависит от трех пространственных координат. Однако направления магнитного поля сильно концентрируются к плоскости гелиоэкватора, вследствие чего статистически обеспечить 3-мерную оценку КФ не удастся даже при наличии весьма длинного ряда данных. Поэтому мы рассмотрим сечение трехмерной КФ плоскостью, ориентированной параллельно гелиоэкватору. Для этого ограничимся теми выборками данных, у которых вектор локального магнитного поля \mathbf{B}_0 направлен под малыми углами к плоскости гелиоэкватора (на практике угол наклона ограничивался значениями 15°). Тогда расстояния r_{\parallel} и r_{\perp} могут быть вычислены следующим образом:

$$r_{\parallel} = V_0 \tau \cos \varphi$$

$$r_{\perp} = V_0 \tau \sin \varphi$$

где φ – азимутальный угол локального магнитного поля, который отсчитывается от радиального направления и принимает значения в интервале от -180° до 180° . Теперь расстояния могут иметь как положительные, так и отрицательные значения, причем разным направлениям \mathbf{B}_0 всегда соответствуют разные области координатной плоскости (r_{\parallel}, r_{\perp}). Так как большие отклонения локального магнитного поля от направления спирали Паркера довольно редки, оценки КФ в соответствующих областях координатной плоскости (в ее 2-й и 4-й четвертях) обеспечены данными сравнительно слабо, что накладывает определенные ограничения на выбор параметров при расчетах, в частности, на длину выборок данных T . Мы применили значение $T = 36$ ч, что не очень сильно отличается от $T = 48$ ч, использованного в [3]; с другой стороны, верхняя граница частотного диапазона при использовании среднечасовых данных OMNI-2 существенно ниже, чем в работах [3,5], где анализировались данные с более высоким временным разрешением. В дополнение к КФ магнитного поля, мы рассчитали также взаимную КФ магнитного поля и скорости плазмы в качестве диагностического параметра для альвеновских волн.

Перед проведением расчетов КФ из временного ряда данных были исключены интервалы, на протяжении которых состояние СВ было явно нестационарным: окрестности секторных границ, фронты рекуррентных высокоскоростных потоков СВ, а также периоды, когда, судя по поведению параметров плазмы, наблюдалось прохождение солнечных транзитов.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис.1а показана оценка двумерной КФ магнитного поля, полученная по методике [3], т.е. в предположении акси-

альной симметрии турбулентности. Можно отметить, что длина корреляции максимальна в направлении координатных осей (т.е. в продольном и поперечном по отношению к локальному магнитному направлениях), и наименьшая в диагональных направлениях. В целом это согласуется с результатами работ [3,5], где использовались данные с более высоким временным разрешением, хотя крестообразная форма КФ при использовании данных OMNI-2 выражена несколько слабее. Отметим, что на рис.1а зеркальная симметрия оценок КФ относительно координатных осей предопределена алгоритмом обработки данных.

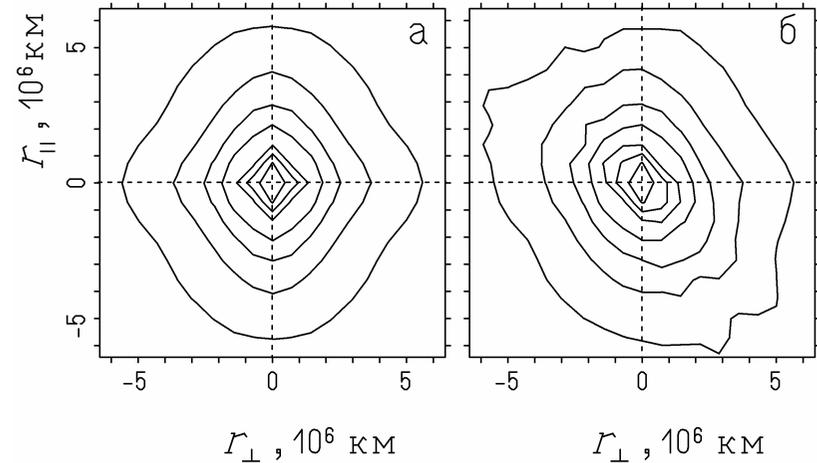


Рис.1. Двумерные корреляционные функции флуктуаций магнитного поля, рассчитанные в предположении аксиальной симметрии турбулентности по отношению к локальному полю (а) и без использования этого предположения (б). Изолинии проведены с интервалом 0.15, начиная от значения 0

На рис.1б представлена двумерная КФ магнитного поля, рассчитанная без использования предположения об аксиальной симметрии турбулентности, а на рис.2 отдельно показано, как эта КФ изменяется вдоль выделенных направлений

на координатной плоскости. При сравнении рис.1а и рис.1б можно видеть, что зеркальная симметрия КФ относительно координатных осей является следствием априорного предположения об аксиальной симметрии турбулентности КФ и отсутствует при отказе от этого предположения. Таким образом, предположение об аксиальной симметрии турбулентности, по меньшей мере, не вполне соответствует действительности. В то же время КФ, показанная на рис.1б, обладает приближенной зеркальной симметрией относительно диагональных линий (линий с наклоном $\pm 45^\circ$ к оси r_\perp). Линия с наклоном $+45^\circ$ соответствует ситуациям, когда локальное магнитное поле параллельно регулярному магнитному полю (спирали Паркера), а линия с наклоном -45° – тем ситуациям, когда они ортогональны. Можно отметить, что длина корреляции в случае, когда локальное магнитное поле ортогонально спирали Паркера, значительно больше, чем в случае, когда они параллельны (это хорошо видно также на рис.2б). Такое различие говорит о сравнительно большем вкладе низкочастотных (или о дефиците высокочастотных) флуктуаций в тех областях СВ, где направление локального магнитного поля сильно отклоняется от спирали Паркера.

Рассмотрим теперь оценку взаимной КФ флуктуаций магнитного поля и скорости плазмы (рис.3). Эта функция, как и КФ магнитного поля, обладает достаточно хорошо выраженной зеркальной симметрией относительно диагональных направлений на координатной плоскости. При этом взаимная КФ поля и скорости изменяет знак на линии, проходящей через начало координат, и эта линия приблизительно соответствует ортогональному к спирали Паркера направлению магнитного поля. Хорошо известное свойство альвеновских волн состоит в том, что знак корреляции между вариациями магнитного поля и скорости обратен знаку проекции среднего магнитного поля на направление распространения волн [1].

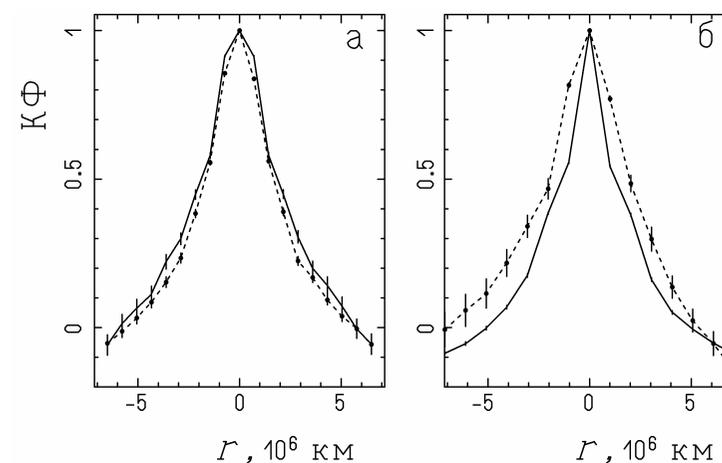


Рис.2. Изменения корреляционной функции магнитного поля, показанной на рис.1б, вдоль избранных направлений, (а) – вдоль координатных осей r_\parallel (сплошная линия) и r_\perp (штриховая линия); (б) – вдоль линий, наклоненных к оси r_\perp под углами $+45^\circ$ (сплошная линия) и -45° (штриховая линия). Вертикальными штрихами показаны вероятные ошибки оценок

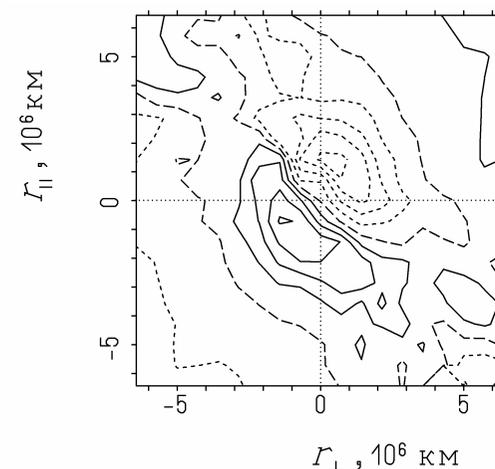


Рис.3. Взаимная корреляционная функция флуктуаций магнитного поля и скорости плазмы. Изолинии проведены с интервалом 0.05, сплошной линией – для положительных, коротким штрихом – для отрицательных значений КФ, длинным штрихом показана нулевая линия.

Следовательно, данные рис.3 указывают на то, что фазовая скорость альвеновских волн направлена от Солнца, но не радиально, а приблизительно вдоль спирали Паркера, тогда как в перпендикулярном к ней направлении волны не распространяются. Сопоставив этот вывод с описанными выше свойствами КФ магнитного поля, можно заключить, что длина корреляции зависит от взаимной ориентации локального магнитного поля и направления распространения альвеновских волн, которое «привязано» к фиксированному в пространстве направлению – спирали Паркера.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предположение об аксиальной симметрии турбулентности СВ относительно направления локального магнитного поля не вполне соответствует действительности, а его априорное применение при обработке экспериментальных данных маскирует влияние крупномасштабной анизотропии СВ на корреляционные свойства турбулентности. Такое влияние проявляется в виде зависимости длины корреляции от угла между локальным магнитным полем и направлением регулярного магнитного поля (спирали Паркера). Эта зависимость, судя по полученным в настоящей работе данным, связана с присутствием направленного потока альвеновских волн, фазовая скорость которых параллельна регулярному магнитному полю. Конкретный механизм эффекта, по-видимому, состоит в следующем. В тех областях СВ, где локальное магнитное поле сильно отклоняется от спирали Паркера, оно оказывается поперечным к фазовой скорости альвеновских волн V_A , и последние в таких областях не распространяются или сильно ослаблены. Так как волны альвеновского типа дают относительно большой вклад в высокочастотную часть спектра флуктуаций, их дефицит в тех областях СВ, где локальное поле орто-

гонально V_A , вызывает уменьшение мощности высокочастотной составляющей спектра по отношению к низкочастотной и, соответственно, повышение длины корреляции флуктуаций магнитного поля.

Интерпретация свойств КФ, полученных с использованием предположения об аксиальной симметрии турбулентности в работах [3–5], предполагает, что большая длина корреляции в поперечном (по отношению к локальному полю) направлении связана с присутствием альвеновских волн, распространяющихся вдоль локального магнитного поля. Вполне возможно, что противоречия с результатами настоящей работы в этом нет, так как в указанных исследованиях использовались данные с более высоким временным разрешением (15 мин в [5] и 1 мин в [3]), и соответственно КФ отражают интегральные свойства флуктуаций в более широком диапазоне масштабов. Не исключено, что с уменьшением масштаба флуктуаций направление распространения альвеновских волн становится менее жестко «привязанным» к фиксированному направлению и в большей степени определяется локальными условиями. В то же время результаты настоящей работы выявляют особенности, присущие флуктуациям со сравнительно большими масштабами.

Использованные в статье данные предоставлены National Space Science Data Center, NASA. Работа выполнена при поддержке грантов ДВО РАН 09–I–П7–01, 09–II–CO_02–002 и 09–III–A–02–49.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Axuezer A.I. и др.* Электродинамика плазмы. М. Наука. 719 с. 1974.
2. *Balcher J.W., Davis L.* Large amplitude Alfvén waves in the interplanetary medium // *J. Geophys. Res.*, V. 76. P. 3534–3563. 1971.
3. *Dasso S., Milano L.J., Matthaeus W.H.* Anisotropy in fast and slow solar wind fluctuations // *Astrophys. J.* V. 635. P. L181–L184. 2005.

4. *Bieber J.W., Wanner W., Matthaeus W.H.* Dominant two-dimensional solar wind turbulence with implication for cosmic ray transport. // *J. Geophys. Res.*, V.101 No A2, P. 2511–2522, 1996.

5. *Matthaeus W.H., Goldstein M.L., Roberts D.A.* Evidence for the presence of quasi-two-dimensional nearly incompressible fluctuations in the solar wind. // *J. Geophys. Res.* V. 95 P. 20,673–20,683, 1990

6. *Tu C.-Y., Marsch E.* MHD structures, waves, and turbulence in solar wind: observations and theories. // *Space Sci. Rev.*, V. 73. P. 1-210. 1995.

7. ftp://nssdcftp.gsfc.nasa.gov/spacecraft_data/omni/

УДК 523.98

*А.П. Крамынин, А.В. Мордвинов**

О МОДУЛЯЦИИ АМПЛИТУДЫ ВЕКОВЫХ ЦИКЛОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

По данным реконструкции чисел пятен S_n за 11400 лет методом комплексной демодуляции исследованы долговременные вариации амплитуды и продолжительности вековых циклов* солнечной активности в окрестностях периода 100 лет.

Установлено, что у вековых циклов временами изменяется продолжительность, амплитуда и фаза. В эти моменты наблюдаются фазовые «скачки», которые совпадают по времени с минимумами огибающей вековых циклов. Модулирующие вековой цикл квазипериодичности совпадают с квазипериодичностями, наблюдаемыми в спектре ряда S_n , кроме одной 1550 лет, которая в спектре S_n слабо выражена. В минимуме 6150-летнего цикла амплитуда огибающей вековых циклов также минимальна. По продолжительности можно выделить два предпочтительных вида вековых циклов: около 88 и 100 лет. Возможно, также имеются и предпочтительные значения продолжительности 11-летних циклов: это 10.5, 11.1, 12.2 и 14.8 лет, что вписывается в диапазон изменений наблюдаемых значений продолжительности 11-летних циклов.

Временные изменения солнечной активности носят многомасштабный, иерархический характер. Прямые данные о солнечной активности выявили наличие 11-летних циклов, продолжительность которых варьирует от 8 до 14 лет, а амплитуда модулируется вековым циклом [2]. Использование рядов чисел пятен, реконструированных на основе содержания космогенных изотопов ^{14}C и ^{10}Be , значительно расширяет наши знания о временных вариациях солнечной активности. В спектре наиболее длинного (11400 лет) реконструированного ряда чисел пятен S_n [4] с временным разрешением 10 лет хорошо выявляются следующие квазипериодичности (рис. 1): вековой цикл, продолжительность которого варьирует в диапазоне от 80 до 100 лет с наиболее вероятными значениями 88 и 97 лет, пики

* Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск