

ISSN 0552-5829

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ГЛАВНАЯ (ПУЛКОВСКАЯ) АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ РАН

***X ПУЛКОВСКАЯ МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ПО ФИЗИКЕ СОЛНЦА***

**КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ НА СОЛНЦЕ
И ИХ ГЕОЭФФЕКТИВНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ**

ТРУДЫ



Санкт-Петербург
2006

В сборнике представлены доклады традиционной 10-й Пулковской международной конференции по физике Солнца «Квазипериодические процессы на Солнце и их геоэффективные проявления» (6-8 сентября 2006 года, Санкт-Петербург, ГАО РАН). Конференция проводилась Главной (Пулковской) астрономической обсерваторией РАН при поддержке Президиума РАН, Отделения Физических Наук РАН и Совета «Солнце-Земля» РАН. В работе конференции приняли участие ученые Российской Федерации, Казахстана, Украины и Финляндии. Для проведения конференции был избран специализированный формат в виде 5 круглых столов, тематика которых соответствовала тематике 5 проектов, выполняемых учеными Пулковской обсерватории по Программе №16 фундаментальных исследований Президиума РАН «Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля».

Конференция была посвящена памяти В.И.Макарова.

Оргкомитет конференции

Сопредседатели: А.В. Степанов, А.А. Соловьев, Ю.А. Наговицын

Члены оргкомитета:

Г.А. Жеребцов (академик РАН, ИСЗФ, Совет РАН «Солнце-Земля»)
И.С. Веселовский (НИИЯФ МГУ, ИКИ РАН)
В.А. Дергачев (ФТИ РАН)
Е.В. Милецкий (ГАО РАН)
В.Н. Обридко (ИЗМИРАН)
О.М. Распопов (СПбФ ИЗМИРАН)
А.Г. Тлатов (ГАО РАН)
Н. Jungner (Ун-т Хельсинки, Финляндия)

Локальный оргкомитет:

А.А. Соловьев (председатель)
Ю.А. Наговицын (зам. председателя)
Т.П. Борисевич, А.Н. Вершков, В.Г. Иванов, Е.В. Милецкий,
К.С. Тавастшерна, Е.Л. Терехина, С.С. Смирнов.

Компьютерная верстка Е.Л. Терехиной

ISBN

© Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, 2006



1935 – 2006

7 августа 2006 года на 72-м году жизни закончил свой жизненный путь известный российский ученый, главный научный сотрудник Пулковской обсерватории, член Международного астрономического союза и Европейского объединения солнечных обсерваторий, доктор физико-математических наук Валентин Иванович Макаров.

После окончания Ленинградского Государственного университета В.И. Макаров в 1959 году начал работать на Горной астрономической станции ГАО. В 1969 г. он защитил кандидатскую диссертацию, посвященную исследованию солнечных пятен, а в 1989 году - докторскую диссертацию, в которой было развито новое направление исследований солнечного цикла как глобального процесса активности на всех широтах. С 1984 года по 2000 год В.И. Макаров заведовал Кисловодской Горной станцией ГАО, а в 1985-2004 годах руководил отделом физики Солнца ГАО РАН.

В.И. Макаров широко известен в нашей стране и за рубежом как оригинальный и глубокий исследователь солнечной активности. Признание получили его работы по исследованиям солнечного цикла, полярной активности и крупномасштабного магнитного поля Солнца, а также природы солнечно-земных связей. В частности, им детально изучены процессы смены знака полярного крупномасштабного магнитного поля на основе созданных под его руководством Н-альфа магнитных карт, исследованы проявления активности в полярных зонах Солнца с 1960 по 2004 год, особенности крутильных колебаний в дифференциальном вращении короны, а также структура внутреннего магнитного поля Солнца. Всего В.И. Макаровым опубликовано более 200 научных работ по физике Солнца.

Валентин Иванович являлся инициатором создания и развития новых международных программ по использованию продолжительных временных рядов наблюдений Солнца на Горной астрономической станции ГАО, в обсерваториях Кодайканал (Индия), Медона (Франция), Китт-Пик (США).

В.И. Макаров был награжден Почетной грамотой РАН и профсоюза работников РАН, медалью в связи с 275-летием Академии. Он был лауреатом премии МАИК «Наука». В течение ряда лет В.И. Макаров входил в список выдающихся ученых России, представленных Президиумом РАН.

Светлая память о Валентине Ивановиче Макарове навсегда останется в наших сердцах.

Круглый стол № 1

**ПРОЦЕССЫ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ
В СОЛНЕЧНЫХ КОРОНАЛЬНЫХ АРКАХ**

К ПРОБЛЕМЕ ВЫХОДА РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ЗВЁЗДНЫХ КОРОН

Куприянова Е.Г.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, С.-Петербург, Россия

TO THE PROBLEM OF ESCAPE OF RADIO EMISSION FROM STELLAR CORONAE

Kouprianova E.G.

Central astronomical observatory at Pulkovo of RAS St.Petersburg, Russia

Abstract

A problem of escape of a radio emission generated by Electron Cyclotron Maser (ECM) mechanism under conditions of the "loss cone" instability from solar and stellar coronae is considered. An "escape windows" for the radio emission from "cool" ($T \approx 10^5$ K) and "hot" ($T \approx 10^7-10^8$ K) coronal arches are calculated for harmonics of the gyrofrequency $s\omega_c$, $s = 2, 3, 4, 5$. For x-mode there are "escape windows" only along magnetic field. For o-mode there are narrow "windows" across magnetic field and more wide "windows" along one. In "cool" plasma the gyroabsorption of x- and o-modes is lower than in "hot" plasma especially for $s = 3, 4, 5$. However even for $T \approx 10^5$ K a great part of the fundamental x-mode radiation is absorbed at gyrolevel $s = 2$. Therefore it is more probable to observe x-mode radiation at $\omega \approx 2\omega_c$. Since ECM generates mainly x-mode across magnetic field it is necessary to modify angular spectrum of original emission. Efficiency of mechanisms of electromagnetic waves scattering on thermal ions, ion-sound and Langmuir waves, which can redirect ECM-emission to the "escape windows" along magnetic field, is estimated. Among the mechanisms the scattering on ion-sound waves is most effective one.

Введение

Короны Солнца и звёзд (например, вспыхивающих переменных типа UV Cet; тесных двойных систем типа RS CVn и Algol; магнитных Ap и Bp звёзд) являются общепринятым источником вспыхивающего радиоизлучения в диапазоне длин волн от сантиметров до декаметров. Феноменологические особенности радиоизлучения звёздных вспышек подобны тем, что наблюдается на Солнце во время метровых всплесков II, III и V типов, а также дециметровых всплесков IV типа [1]. Высокие яркостные температуры ($T_B \approx 10^{10}-10^{16}$ K), 100% поляризация, а также развитая тонкая структура (внезапные поглощения, пульсации, спайк-всплески), говорят о сходстве механизмов генерации такого радиоизлучения на Солнце и на звёздах. Но прямое применение моделей солнечных вспышек к случаю звёзд некорректно в силу, во-первых, более высокой температуры звёздных коронок ($T \approx 10^7-10^8$ K) по сравнению с солнечной ($T \approx 10^6$ K) и, во-вторых, сильной поверхностной активности вспыхивающих звёзд. Площадь, занимае-

мая пятнами, может достигать 75% видимой поверхности звезды [2]. На Солнце эта величина составляет доли процента даже в годы максимума.

В короне Солнца магнитные арки формируют активные области. В тесных двойных системах и на красных карликах они формируют магнитную структуру всей короны. При этом «холодные» арки с $T \sim 10^6$ К чередуются с «горячими» ($T \sim 10^7-10^8$ К) [3]. Арки (петли) представляют собой фактически магнитные ловушки для энергичных частиц, ускоренных в ходе вспышки. Энергичные электроны, движущиеся вдоль магнитного поля ловушки, «высыпаются» в основаниях арки, формируя «конус потерь». Такое распределение частиц неустойчиво относительно генерации волн электронных циклотронных гармоник и ленгмюровских волн.

Для интерпретации интенсивного (с $T_b > 10^{10}$ К) радиоизлучения солнечных и звёздных вспышек рассматривают два когерентных механизма — электронный циклотронный мазер (ЭЦМ) и плазменный механизм. Двухступенчатый плазменный механизм предполагает генерацию ленгмюровских волн с последующей конверсией их в электромагнитные. Механизм ЭЦМ представляет собой прямую генерацию электромагнитных волн на гармониках гирочастоты электронов $s\omega_c$ ($s = 1, 2, \dots$) и на первый взгляд представляется весьма эффективным. Тем не менее, реализация ЭЦМ в коронах звёзд затруднительна поскольку, во-первых, необходимо существование сильного магнитного поля $\omega_c \geq \omega_p$, где ω_p — плазменная частота электронов и, во-вторых, существует проблема выхода излучения ЭЦМ из короны. Дело в том, что ЭЦМ, обусловленный «конусом потерь», генерирует в основном необыкновенные (х-) волны поперёк внешнего магнитного поля [4]. Проходя через «горячую» плазму короны, х-волны испытывают сильное поглощение на гармониках гирочастоты. Остаются только узкие «окна выхода» вдоль магнитного поля.

Циклотронное поглощение в короне Солнца в зависимости от угла θ между направлениями волнового вектора электромагнитных волн и магнитного поля впервые попытались определить Влахов и др. [5]. Однако расчёты зависимости оптической толщины от угла θ для х-волны были проведены некорректно. Авторы, например, получили достаточно широкое окно выхода х-волны в направлении поперёк магнитного поля.

Робинсон [5] также обратил внимание на существование «окон выхода» поперёк магнитного поля, но для обыкновенной волны. Он предложил механизм выхода необыкновенных волн основного тона через частичную конверсию их в обыкновенные. При этом оптическая толщина гиropоглощения становится существенно меньше (примерно в 200 раз).

Такой процесс имеет ряд преимуществ. Во-первых, это процесс линейного взаимодействия волн с высоким коэффициентом трансформации [7]. Во-вторых, в условиях «конуса потерь» максимум диаграммы направленности исходного ЭЦМ-излучения приходится на угол $\theta \approx 70^\circ$ [4], [8],

так что нет необходимости в привлечении эффектов рассеяния или рефракции. Однако, как следует из рисунков, приведенных ниже, «окна выхода» поперёк магнитного поля существенно меньше, чем вдоль него.

Задача об исследовании возможных механизмов переизлучения электромагнитных волн в направлении «окон выхода» решалась в ряде работ. Хольман и др. [9] первыми обратили внимание на то, что рассеяние или рефракция волн могут перенаправить существенную часть радиоизлучения в параллельные «окна выхода».

Зайцев и др. [8] исследовали индуцированное рассеяние ЭЦМ-излучения на тепловых ионах фоновой плазмы в условиях корон Солнца и AD Leo. Они показали, что при условии $\omega_p/\omega_c < 0.25-0.4$ ЭЦМ генерирует х-волны с частотой $\omega \approx \omega_c$, которые рассеиваются преимущественно в х-волны. Вероятность рассеяния возрастает при уменьшении угла θ' рассеянных волн, приводя к возникновению узконаправленного конденсата х-волн ($\Delta\theta_x \approx 3.8^\circ$ для AD Leo) вдоль магнитного поля. Ширина «окна выхода» для $s = 2$ значительно меньше ($\Delta\theta_{\parallel}^x \approx 0.2^\circ$), поэтому только доли процента излучения могут выйти из короны. При условии $0.25-0.4 \leq \omega_p/\omega_c \leq 1$ ЭЦМ генерирует о-волны. Диаграмма рассеянных о-волн шириной $\Delta\theta_{\parallel}^o \approx 6^\circ$ находится в пределах «окна выхода», и они беспрепятственно могут выйти из короны. Таким образом, в работе [8] показано, что поляризация выходящего ЭЦМ-излучения должна соответствовать о-волне.

В данной работе проведен расчёт окон выхода ЭЦМ-излучения из корон звёзд. Получены оценки относительной эффективности процессов рассеяния электромагнитных волн на тепловых ионах, ионном звуке и ленгмюровской турбулентности.

Расчёт окон выхода

Приведём основные формулы, необходимые для расчёта окон выхода необыкновенных (х-) и обыкновенных (о-) волн. Выражение для оптической толщины процесса циклотронного поглощения волн тепловой плазмой (для $s \geq 2$) имеет вид [10]

$$\tau_{o,x} = \pi \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2} \frac{\omega L_B}{c} \frac{1}{s!} \left(\frac{s}{2}\right)^{2s} (\beta \sin \theta)^{2s-2} C_{o,x}, \quad (1)$$

где L_B — характерный масштаб неоднородности магнитного поля,

$$C_{o,x} = N_{o,x}^{2s-3} \frac{(1 - T_{o,x} \cos \theta - K_{o,x} \sin \theta)^2}{1 + T_{o,x}^2},$$

$T_{o,x}$ и $K_{o,x}$ — коэффициенты поляризации, $N_{o,x}$ — показатель преломления электромагнитных волн: [4]:

$$T_{o,x} = \pm \sqrt{z^2 + 1} - z, \quad K_{o,x} = \frac{T_{o,x} XY \sin \theta}{(1-X)(T_{o,x} - Y \cos \theta)}, \quad N_{o,x} = \sqrt{\frac{T_{o,x} X}{T_{o,x} - Y \cos \theta}}.$$

Здесь знак «-» перед корнем соответствует о-моду, а знак «+» — х-моду,

$$X = \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad Y = \frac{\omega_c}{\omega}, \quad z = \frac{Y \sin^2 \theta}{2(1-X) \cos \theta}, \quad \beta = \sqrt{\frac{2\kappa T_e}{m_e c^2}}.$$

Результаты расчётов зависимости оптической толщины $\tau_{o,x}$ от угла θ для необыкновенной (сплошная линия) и обыкновенной (штриховая линия) волны для $s = 2, 3, 4$ и 5 представлены на рис. 1 и 2. В соответствии с основными моделями арок [11] масштаб неоднородности магнитного поля во всех случаях предполагался равным $L_B = 10^9$ см. Графики на рис. 1 построены для частоты $f = 4.75$ ГГц, что соответствует основной рабочей частоте радиотелескопа в Эффельсберге. При этом на рис. 1а, 1б и 1с представлены зависимости $\tau_{o,x}(\theta)$ для $n_e = 10^{10}$ см⁻³ и $T = 10^5$ К, $T = 10^7$ К и $T = 10^8$ К, соответственно. На рис. 1д более детально показаны параллельные «окна выхода» х- и о-волн для случая 1б. Рис. 2 соответствует частоте

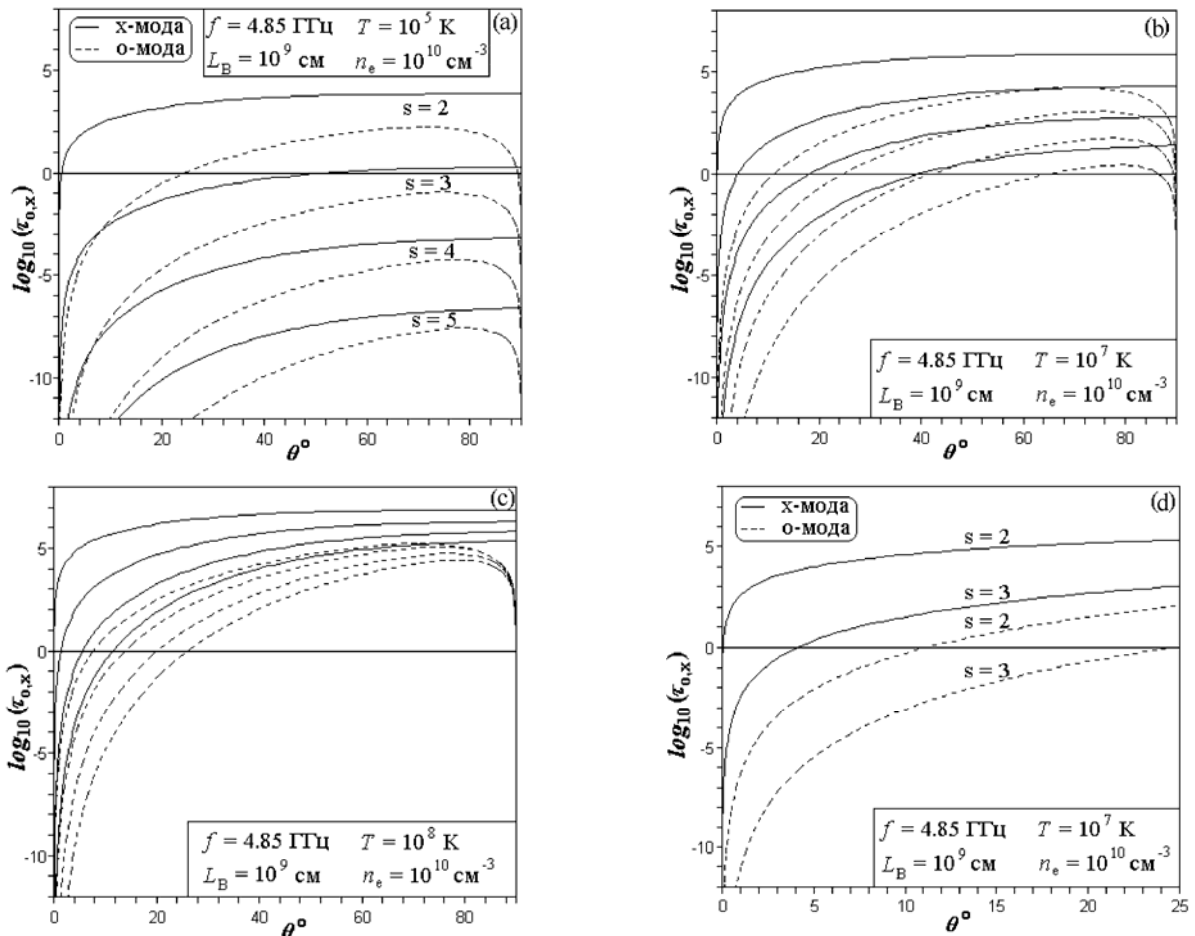


Рис. 1.

наблюдений на радиотелескопе в Аресибо $f = 1.415$ ГГц. На рис. 2а представлен случай короны Солнца с параметрами: $n_e = 10^{10}$ см⁻³ и $T \approx 10^7$ К. Рис. 2b и 2c соответствуют значениям $n_e = 10^{10}$ см⁻³ и $T \approx 10^7$ К и $T \approx 10^8$ К, рис. 2d — более низкой плотности $n_e = 10^9$ см⁻³ и $T \approx 10^7$ К.

Размер «окон выхода» зависит от температуры фоновой плазмы (см. формулу (1)). В горячих коронах (например, рис. 1b, 1c и более детально рис. 1d) «окно выхода» необыкновенной волны для $s = 2$ очень узкое ($\Delta\theta_{\parallel}^x < 0.1^\circ$) и более широкое для обыкновенной волны ($\Delta\theta_{\parallel}^o \approx 10^\circ$). «Холодная» плазма звёздных корон способствует выходу радиоизлучения (рис. 1a), однако даже при $T = 10^5$ К большая часть х-волн основного тона поглотится на gyroуровне $s = 2$, где $\Delta\theta_{\parallel}^x \approx 0.5^\circ$ (рис. 1a, 2a). Для более высоких gyroуровней «окна выхода» х- и о-мод значительно расширяются. Так для уровня $s = 3$ $\Delta\theta_{\parallel}^x \approx 5^\circ$ и $\Delta\theta_{\parallel}^o \approx 25^\circ$, соответственно. Таким образом, с большей вероятностью мы можем видеть ЭЦМ-излучение на второй гармонике gyroчастоты.

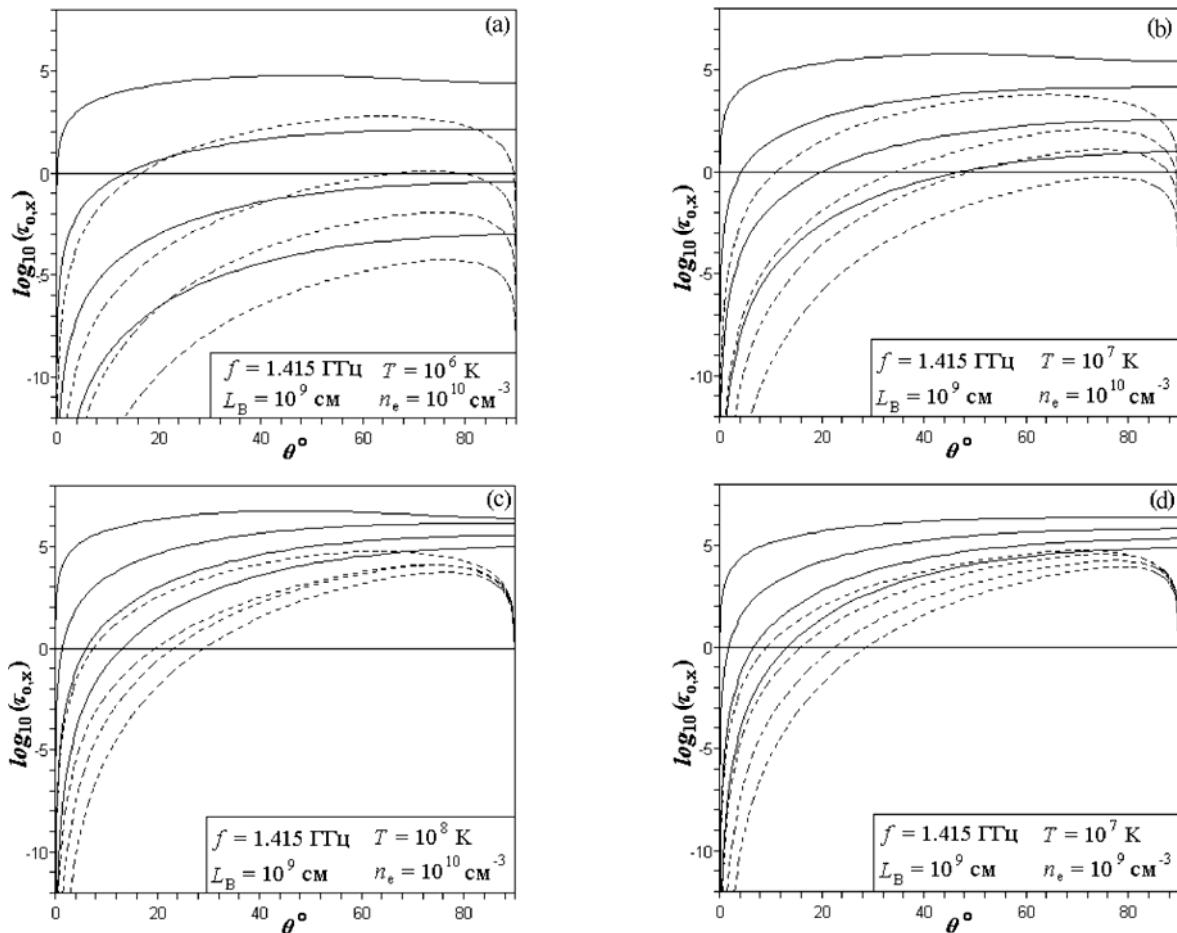


Рис. 2.

Расчёты показывают [6], что при выбранных параметрах плазмы корональной арки ($\omega_p = 0.2\omega_c$, $T = 4 \cdot 10^6$ К, $L_B = 3 \cdot 10^9$ см) несколько процен-

тов излучающей энергии х-моды, конвертируясь в о-моду, выходят из источника. Робинсон [6] считает, что «окно выхода» при $\theta \approx \pi/2$ значительно больше, чем в направлении вдоль магнитного поля, где он полагает $\Delta\theta_{\parallel} \approx 0.6^\circ$. Однако более заметные окна выхода имеют место как раз вдоль магнитного поля (см. рис. 1–8). Проблема выхода излучения состоит в механизме «перекачки» излучения ЭЦМ в «окна» вдоль поля.

Рассеяние ЭЦМ-излучения на плазменной турбулентности

Возможными причинами перекачки ЭЦМ-излучения по углу, как было сказано ранее, являются, во-первых, рассеяние электромагнитных волн на мелкомасштабной турбулентности и (взаимодействие «волна-волна») и, во-вторых, рассеяние на частицах тепловой плазмы. Законы сохранения энергии и импульса при рассеянии на волнах выглядят следующим образом: $k = k' + k_1$, $\omega = \omega' + \omega_1$. Здесь ω , ω' , ω_1 и k , k' , k_1 — частоты и волновые векторы рассеиваемой и рассеянной электромагнитных волн и рассеивающей волны, соответственно [12]. Для того, чтобы максимум диаграммы направленности рассеянного радиоизлучения приходился на малый интервал углов вдоль магнитного поля, необходимо, чтобы рассеяние было упругим и происходило на встречных плазмонах.

Выражение для оптической толщины имеет вид [12]

$$\tau^\alpha = \frac{2L_B}{ck^2} D_\perp^\alpha, \quad (2)$$

где α соответствует типу рассеивающей мелкомасштабной турбулентности. Выражения для поперечной компоненты диффузионного тензора D_\perp^α в случаях рассеяния на ионном звуке (s) и ленгмюровских волнах (l) записываются следующим образом [12]

$$D_\perp^s = \frac{\pi}{16} \frac{\omega_{pe}^4}{c^3 k^2} \int_0^k \frac{W_{k1}^s k_1 dk_1}{n_e T_e}, \quad D_\perp^l = \frac{\pi}{16} \frac{\omega_{pe}^2}{ck^2} \int_0^k \frac{W_{k1}^l k_1^3 dk_1}{n_e m_e c^2}. \quad (3)$$

Модуль волнового вектора при интегральном (по углу) рассеянии меняется незначительно, поэтому выражения (2) примут вид

$$\tau^s \approx \frac{\pi}{16} L_B \frac{\omega_{pe}^4}{\omega^3 c} w^s, \quad \tau^l \approx \frac{\pi}{32} L_B \frac{\omega_{pe}^2 k T}{\omega m_e c^3} w^l. \quad (4)$$

Оптическая толщина процесса индуцированного рассеяния х-волн на тепловых ионах фоновой плазмы в предположении $T_i \approx T_e \approx T$ имеет вид [8]

$$\tau^i \approx 8L_B \frac{\omega_{pe}^4}{\omega^3} \frac{v_{Ti}}{c^2} w^x, \quad (5)$$

где v_{Ti} — тепловая скорость ионов.

Как видно из формул (4) и (5), эффективность рассеяния пропорциональна уровню турбулентности соответствующих волн: $w^\alpha = W^\alpha / n_e kT$, где $W^\alpha = \int W_{k\alpha} dk_\alpha$. Для необыкновенных волн, полагая «температуру» быстрых частиц $T_1 = 30T$, имеем следующую зависимость w^x от концентрации быстрых частиц n_1 и фоновой плазмы n_e : $w^x \approx 0.15 n_1 / n_e$ [8]. Рассмотрим плазму с типичными параметрами для корон звёзд и вспышечных арок на Солнце ($n_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $T \approx 10^7 \text{ К}$) и выберем частоту $f = 4.75 \text{ ГГц}$. Уровень ионнозвуковой турбулентности, необходимый для эффективного ($\tau^s > 1$) упругого рассеяния на ней радиоизлучения ЭЦМ, должен быть $w^s > 4 \cdot 10^{-6}$ (см. формулу (4)). Для ленгмюровской турбулентности, возбужденной потоком быстрых электронов, эта величина существенно выше: $w^l > 1.7 \cdot 10^{-4}$. Возьмём для иллюстрации следующие значения уровней турбулентности: $w^x \approx 1.5 \cdot 10^{-5}$ (полученное для $n_1/n_e = 10^{-4}$), $w^s = 10^{-3}$ и $w^l = 10^{-3}$ (см., например, [13], [14]). По формулам (4) и (5), получаем $\tau^s/\tau^i \approx 2 \cdot 10^2$, $\tau^l/\tau^i \approx 5$. Понижение температуры до, например, $T \approx 10^5 \text{ К}$ даёт $\tau^s/\tau^i \approx 20$ и $\tau^l/\tau^i \approx 0.5$. Очевидно, что рассеяние на ионном звуке является наиболее эффективным механизмом для переизлучения электромагнитных волн в «окна выхода».

Выводы и заключение

В данной работе рассмотрена проблема выхода ЭЦМ-излучения из звёздных корон. «Холодная» плазма ($T = 10^5 \text{ К}$) способствует выходу радиоизлучения на $s > 2$. Однако даже при $T = 10^5 \text{ К}$ из короны выйдет только очень малая доля ЭЦМ-излучения основного тона, поскольку оно почти целиком поглотится на гирорезонансе $s = 2$ ($\Delta\theta_\parallel^x < 0.5^\circ$). С большей вероятностью мы можем видеть ЭЦМ-излучение на второй гармонике гирочастоты. Из трёх рассмотренных в данной работе процессов рассеяния электромагнитных волн (рассеяние на тепловых ионах, ионном звуке и ленгмюровских волнах), способных перенаправить ЭЦМ-излучение в параллельные «окна выхода», наиболее эффективным (на несколько порядков) является рассеяние на ионном звуке.

Аналогичная проблема существует и для плазменного механизма. Дело в том, что диаграмма радиоизлучения второй гармоники плазменной частоты, генерируемого при помощи плазменного механизма, достаточно широкая — имеет вид квадруполь [15]. Диаграмма радиоизлучения основного тона (диполь) направлена вдоль внешнего магнитного поля, и, следовательно, не испытывает сильного гиропоглощения.

Предложенный механизм рассеяния ЭЦМ-излучения на волнах турбулентной плазмы может объяснить нерегулярность вспышек радиоизлучения звёзд. В самом деле, если уровень ионнозвуковой или ленгмюровской

турбулентности хаотически меняется, то, как следствие, наблюдатель будет регистрировать нерегулярное радиоизлучение, подобное радиовсплескам типа «спайк» на Солнце.

Автор благодарен А.В. Степанову за ценные обсуждения и замечания.

Работа выполнена при содействии гранта РФФИ №06-02-16859 и программы президиума РАН «Звёзды и Галактики».

Литература

1. *Bastian T.S. et al.*, 1990, *Astrophys. J.*, 353, 265.
2. *Saar S.H., Linsky J.L.*, 1985, *Astrophys. J.*, 299, L47.
3. *White S.M.*, 1996, *ASP Conf. Ser.*, 109, 21.
4. *Melrose D.B., Dulk G.A.*, 1982, *Astrophys. J.*, 259, 844.
5. *Vlahos L. et al.*, 1983, *Astrophys. J.*, 275, 374.
6. *Robinson P.A.*, 1989, *Astrophys. J.*, 341, L99.
7. *Железняков В.В.* Излучение в астрофизической плазме, 1997, М.: Янус-К.
8. *Зайцев В.В. и др.*, 2005, *Астрон. журн.*, 82, 368.
9. *Holman G.D.*, 1980, *IAU Symp.*, Kundu M.R. and Gergely T.E. (eds.), *Radio physics of the Sun*, 457.
10. *Stepanov A.V. et al.*, 1995, *Astron. Astrophys.*, 299, 739.
11. *Bray R.J. et al.*, 1991, *Plasma loops in the solar corona*, Cambridge Univ. Press.
12. *Каплан С.А., Цытович В.Н.*, 1972, *Плазменная астрофизика*, М.: Наука.
13. *Зайцев В.В. и др.*, 2000, *Письма в астрон. журн.*, 26, 855.
14. *Пустильник Л.А., Дель Рио Х.*, 1986, *Астрон. журн.*, 63, 155.
15. *Stepanov A.V. et al.*, 1999, *Astrophys. J.*, 524, 961.

**ДИНАМИКА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ
РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК,
ИЗМЕРЕННЫХ СПЕКТРОМЕТРОМ «ИРИС»**

**Дмитриев П.Б.¹, Кудрявцев И.В.^{1,2}, Лазутков В.П.¹, Матвеев Г.А.¹,
Савченко М.И.¹, Скородумов Д.В.¹**

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия
²Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, С.-Петербург, Россия

**THE X-RAY POWER SPECTRA DYNAMICS OF THE SOLAR FLARES
MEASURED BY THE SPECTROMETER "IRIS"**

**Dmitriyev P.B.¹, Kudriavtsev I.V.^{1,2}, Lazutkov V.P.¹, Matveev G.A.¹,
Savchenko M.I.¹, Skorodumov D.V.¹**

¹A.F. Ioffe Physico-Technical Institute of RAS, St. Petersburg, Russia
²Central Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia

Abstract

The dynamics of hard X-Ray power spectra of different X-Ray class solar flares measured by spectrometer "IRIS" on board satellite "CORONAS-F" is considered. It is shown, that for four solar flares the form of hard X-ray power spectra change during the time, reflecting the variation of distribution function of electrons accelerated in the flares.

1. Введение

Эксперимент «ИРИС» [1, 2] осуществлённый на борту орбитальной станции «КОРОНАС-Ф» в течение пяти лет (2001-2005 гг.) продолжил цикл исследований рентгеновского излучения солнечных вспышек, проводимых в ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН сначала на высоко апогейных спутниках серии «Прогноз» (70-80 гг. прошлого столетия), а затем на орбитальной станции «КОРОНАС-И» (90 гг.).

Экспериментальные данные о рентгеновском излучении солнечных вспышек дают информацию о процессах выделения энергии во время взрывной фазы солнечных вспышек и о физических параметрах плазмы вспышечных областей солнечной атмосферы. В сочетании с результатами наблюдений Солнца в ультрафиолетовом, оптическом и радио диапазонах, они являются основой для построения физических моделей солнечной вспышечной активности.

Характеристики рентгеновского спектрометра «ИРИС», созданного на основе детекторов с большой площадью входных окон, и поэтому обладающего высокой чувствительностью измерения рентгеновского излучения Солнца (см., таблицу), позволяют досконально исследовать следующие параметры вспышечного излучения:

1. Спектрально-временные характеристики мягкого рентгеновского излучения (2-15 кэВ) как мощных, так и слабых солнечных вспышек вме-

сте с излучением спокойного Солнца, когда интенсивность излучения составляет не более $\sim 10^{-5}$ эрг.см⁻².с⁻¹ (~ 10 нВт/м²);

2. Эволюцию энергетических спектров рентгеновского излучения по 64-канальным аппаратурным спектрам (2-150кэВ) с временным разрешением 1с.

Таблица. Основные физические характеристики аппаратуры "ИРИС".

Характеристика	Мягкое рентгеновское излучение		Жёсткое рентгеновское излучение		
	Диапазон энергий, кэВ	2,0 – 15		15 – 250	
Детекторы	Два четырёхсекционных проп. счётчика (ксенон – 1 атм, бериллий – 130 мкм)		Два сцинтилляционных счётчика (кристаллы CsI(Na) диаметром 80 мм, ФЭУ-152)		
Эффективная площадь, см ²	~10 и ~0.1		~ 100		
Чувствительность, эрг.см ⁻² .с ⁻¹	~ 10 ⁻⁶		~ 10 ⁻⁷		
Временное разрешение, с	2.56	1.0	2.56	1.0	0.01
Количество энергетических каналов	6	32	6	32	4

В данной работе рассматривается динамика спектров рентгеновского излучения четырех солнечных вспышек рентгеновских классов *C* и *M*, зарегистрированных спектрометром «ИРИС» в течение 2001-2002 гг.

2. Динамика энергетического спектра жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек с секундным временным разрешением

Солнечная вспышка 15 апреля 2002 года, наиболее мощная из рассматриваемых, началась в 2305 UT и относится к рентгеновскому классу M1.2. На рис.1а приведена картина солнечной активности (поток рентгеновского излучения с временным разрешением в одну минуту в единицах Вт/м²) на протяжении 15 апреля 2002 года в мягком рентгеновском диапазоне длин волн: 1–8Å и 0.5–4Å по данным геостационарного спутника «GOES-10», которые хранятся на сервере: <http://spidr.ngdc.noaa.gov> (Space Physics Interactive Data Resource service).

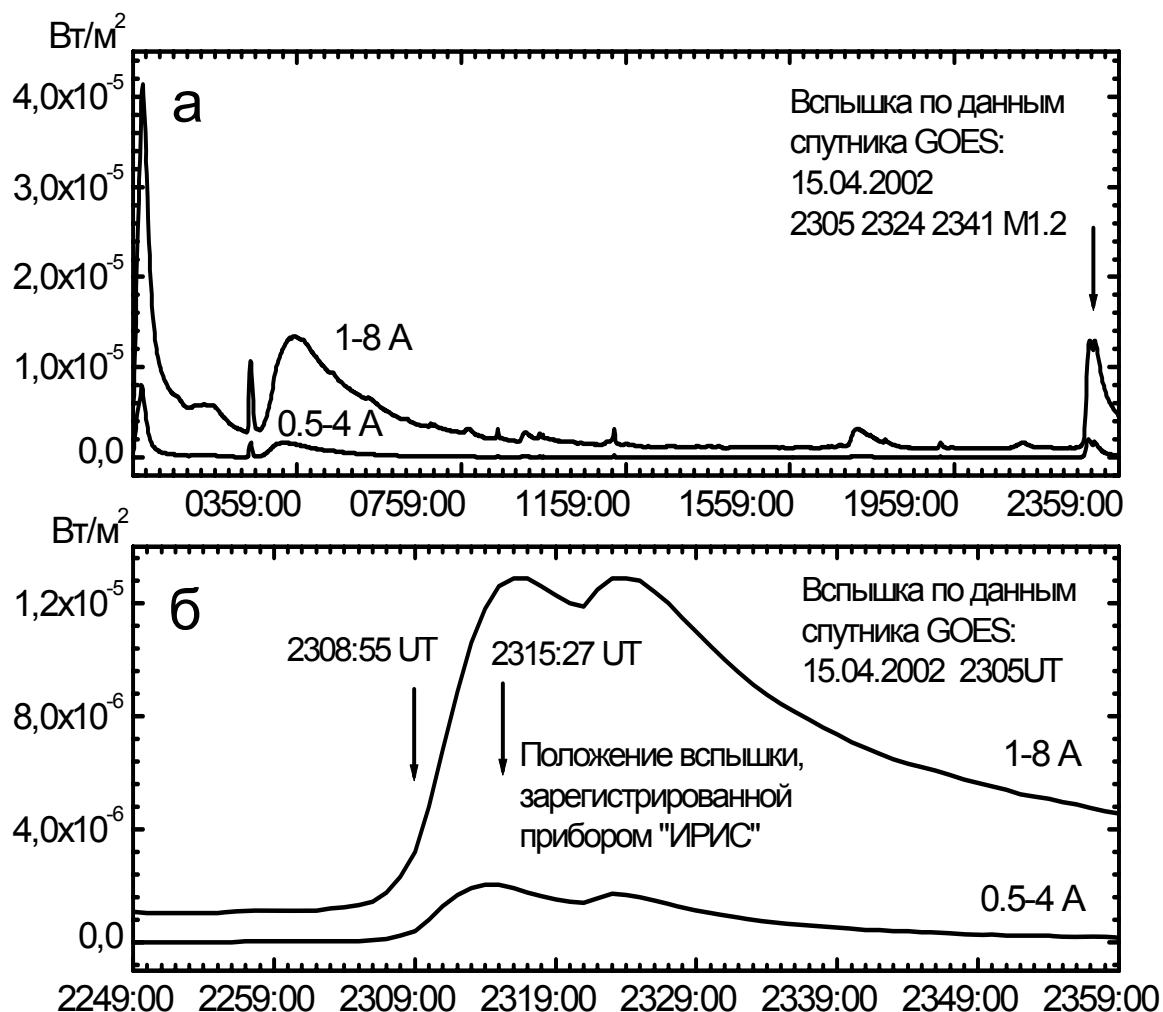


Рис.1. Солнечная активность в мягком рентгеновском диапазоне длин волн (1 - 8 и 0.5 - 4 Å) по данным спутника «GOES-10» 15 апреля 2002 года.

На этом рисунке стрелкой отмечена вспышка 15 апреля 2002, которая была одновременно с «GOES-10» зарегистрирована и спектрометром «ИРИС». В увеличенном временном масштабе эта вспышка представлена на рис.1б. Стрелками обозначен интервал времени измерения рентгеновского излучения Солнца прибором «ИРИС» в мягком рентгеновском диапазоне длин волн одновременно с спутником «GOES-10».

На рис.2а представлен временной профиль жесткого рентгеновского излучения вспышки с секундным временным разрешением в пяти энергетических диапазонах, при этом четко прослеживается импульсная структура этого излучения порядка 10-20 с. Проведенный спектральный анализ этого излучения в энергетическом диапазоне 15-24 кэВ подтверждает существование периодического компонента с периодом 22 с [3].

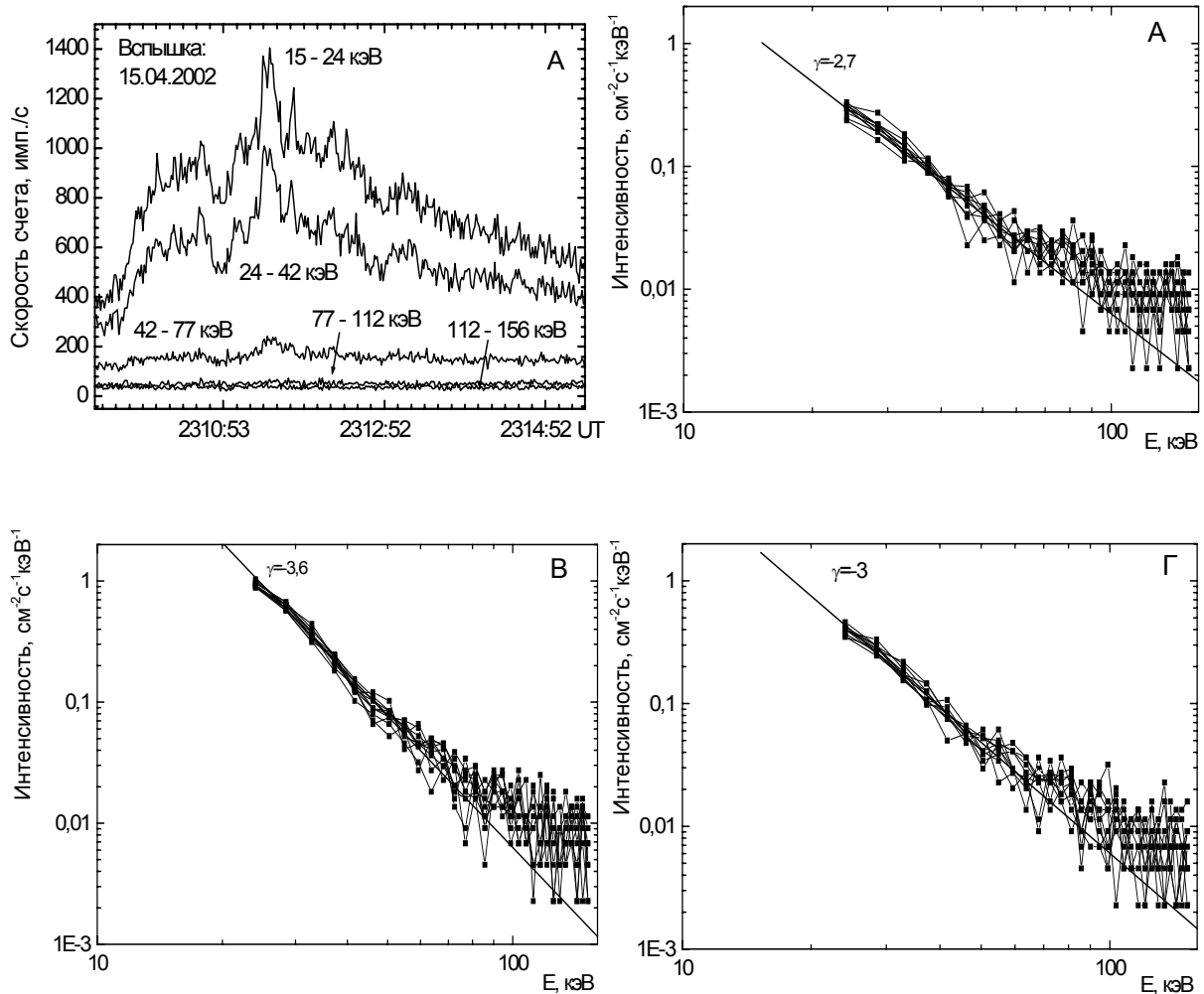


Рис.2. Временной профиль (а) и энергетические спектры на фазе максимума (в) и спада (г) рентгеновского излучения вспышки 15 апреля 2002 года; (б) - спектр фонового излучения перед вспышкой.

На рис.2 приведены спектр фона перед вспышкой (б) и спектры жесткого рентгеновского излучения, измеренные с интервалом 1 с на фазах максимума (в) и спада (г). Как видно из рисунков спектр излучения вспышки с большой точностью может быть аппроксимирован степенной зависимостью (за исключением фона в области высоких энергий) на всех стадиях развития вспышки, при этом показатель спектра изменяется во времени. Так спектр фона перед вспышкой может быть описан степенной функцией с показателем $\gamma \approx -2.7$ (рис.2б), который уменьшается на фазе роста, достигая значения $\gamma \approx -3.6$ на максимуме интенсивности (рис.2в), затем увеличивается на фазе спада (рис.2г).

Следующая из рассматриваемых вспышек, солнечная вспышка 26 июля 2002 года, начавшаяся в 0920:31 UT, достаточно слабая (в рентгеновской классификации отсутствует, а в оптике ей соответствует вспышка класса SF). Спектр жесткого рентгеновского излучения этой вспышки отличается от спектра предыдущей вспышки тем, что его форма изменяется во время

развития вспышки. На начальной стадии роста (стадия I на рис.3) форма спектра неустойчива (переходит от степенной зависимости к нестепенной [4]), на стадии роста (стадия II на рис.3) спектр становится устойчивым и носит явно выраженный нестепенной характер (рис.4а) за счет большего количества квантов с энергией меньше 40 кэВ.

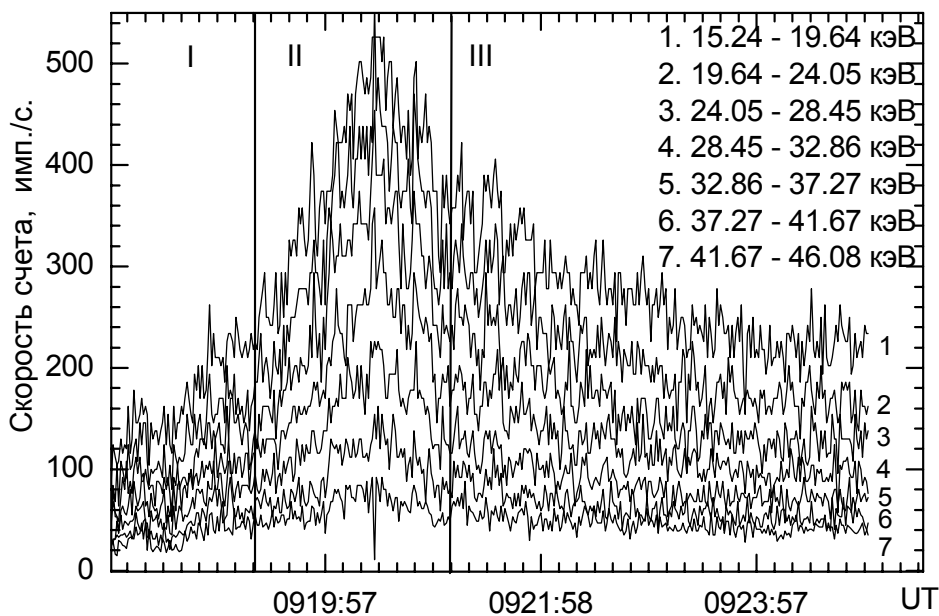


Рис.3. Временной профиль жесткого рентгеновского излучения вспышки 26 июля 2002 года.

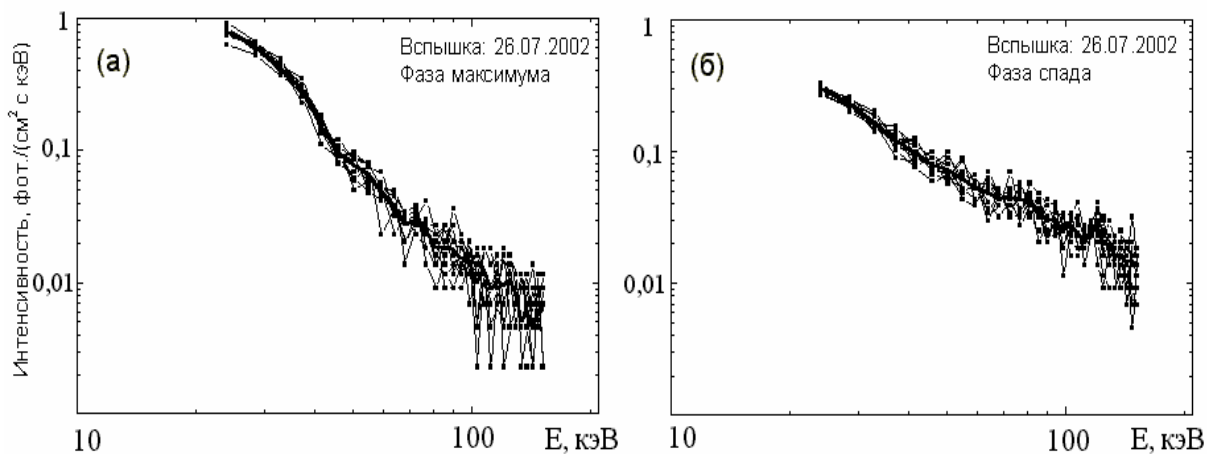


Рис 4. Энергетические спектры жесткого рентгеновского излучения вспышки 26 июля 2002 года на фазе максимума (а) и спада (б).

Постоянная нестепенная форма спектра сохраняется на фазе максимума и на части фазы спада, после чего (стадия III на рис.3) форма спектра меняется и может быть описана степенной зависимостью (рис. 3б). Оче-

видно, что подобное поведение спектра данной вспышки описывает эволюцию функции распределения излучающих электронов.

Вспышка 19 декабря 2001 года, относящаяся к рентгеновскому классу С4.9, началась в 0230:40 UT [4]. Энергетический спектр жесткого рентгеновского излучения этой вспышки имеет нестепенной вид на фазах роста, максимума и спада излучения (рис.5). Для данной вспышки скорость счета квантов с энергией более 110 кэВ не превышает значения фона.

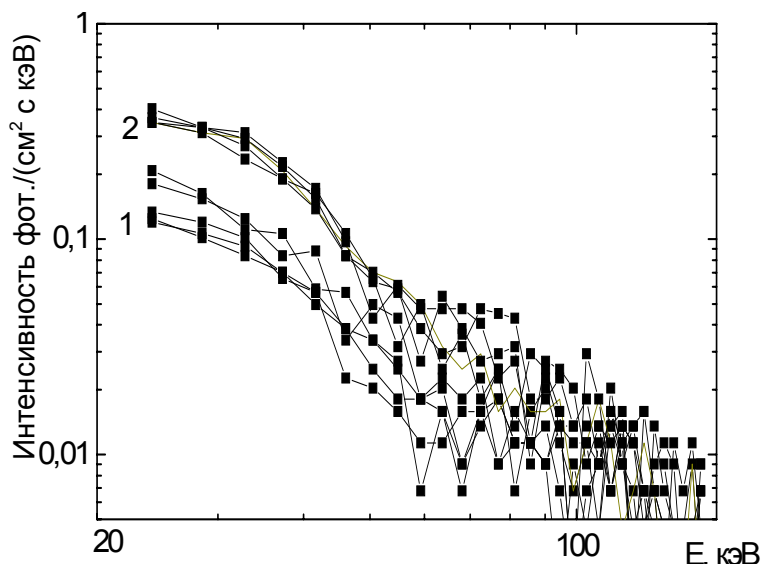


Рис.5. Энергетические спектры жесткого рентгеновского излучения, измеренного с временным разрешением 1с на стадиях роста (1) и максимума (2) для вспышки 19 декабря 2001 года.

Данный спектр может быть описан как тепловой, так и нетепловой моделями и, поэтому, выбор между этими моделями затруднен [4, 5]. В пользу нетепловой модели можно сказать только то, что для описания жесткого рентгеновского излучения тепловой моделью потребуются нагрев плазмы до чрезвычайно высокой температуры, превышающей 10^8 К, что маловероятно для событий данного рентгеновского класса.

И в заключении рассмотрим эволюцию энергетического спектра вспышки 29 октября 2002 года (начавшейся в 2147:02 UT), временной профиль которой, просуммированный в энергетическом диапазоне 24 - 160 кэВ по четырем энергетическим каналам прибора, представлен на рис.6а [6]. Общая продолжительность рентгеновского излучения вспышки составляла около одной минуты. Рентгеновский класс вспышки – С1.8. Временной профиль излучения состоит из медленно меняющегося компонента, на котором отчетливо видны многочисленные импульсы тонкой временной структуры.

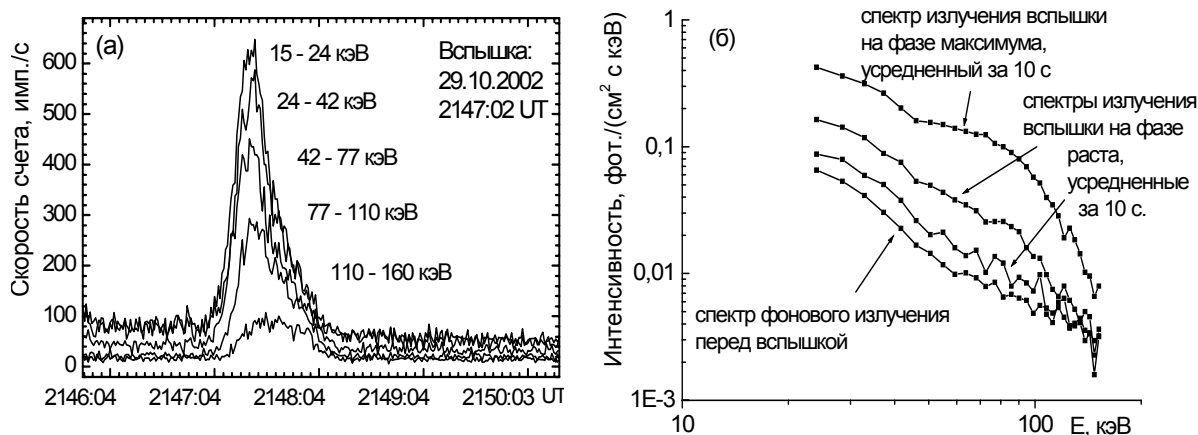


Рис.6. Временной профиль (а) и спектры (б) рентгеновского излучения вспышки 29 октября 2002.

Наиболее отчётливо импульсная структура регистрировалась на стадиях максимума и спада излучения. Данная вспышка отличается от описанных выше наличием «излома» энергетического спектра в области ≈ 45 кэВ. На рис.6б приведены измеренные с интервалом 1 с и усредненные за 10 с спектры на фазах роста, максимума и спада. Как видно из рисунка на фазах роста и максимума формируется спектр, имеющий сложную форму, который можно условно разделить на две составляющих с точкой «излома» ≈ 45 кэВ. Часть спектра в области малых энергий, до точки «излома», вероятно, является тепловым излучением горячей плазмы, а в области высоких энергий, после этой точки - объясняется тормозным излучением быстрых электронов. Такая форма спектра сохраняется и на спаде вспышки. Другой характерной особенностью спектра вспышки 29 октября 2002 года, является то, что он становится круче с ростом энергии. Такое поведение спектра может быть объяснено, если функция распределения быстрых электронов, генерирующих тормозное рентгеновское излучение, имеет обрыв при некоторой максимальной скорости, соответствующей энергии ≈ 160 кэВ.

3. Выводы

В работе показано, что:

1. Для мощной вспышки рентгеновского класса *M* энергетический спектр жесткого рентгеновского излучения является степенным на протяжении всей вспышки, а для более слабых вспышек класса *C* спектр нестепенной, с возможным изломом в области энергии ≈ 45 кэВ;
2. Изменение энергетического спектра излучения отражает эволюцию функции распределения ускоренных во вспышках электронов.

Работа поддержана программой Президиума РАН «Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля».

Литература

1. **Кочаров Г.Е., Лазутков В.П., Матвеев Г.А. и др.** В Трудах научной конференции стран СНГ и Прибалтики «Активные процессы на Солнце и звёздах», С.-Петербург, 1-6 июля 2002 г., с.314.
2. **Дмитриев П.Б., Кудрявцев И.В., Лазутков В.П. и др.**, *Астрономический Вестник*, 2006, т.40, №2, с.160.
3. **Дмитриев П.Б., Кудрявцев И.В., Лазутков В.П. и др.**, В Трудах IX международной конференции по физике Солнца «Солнечная активность как фактор космической погоды», ГАО РАН, Пулково, С.-Петербург, 4-9 июля 2005, с.509.
4. **Charikov Yu.E., Dmitriyev P.B., Koudriavtsev I.V. et al.**, In Proc. IAU Symp. 223, 14-19 June 2004, St.-Petersburg, Russia, p.429.
5. **Кудрявцев И.В., Чариков Ю.Е., Матвеев Г.А. и др.**, В Трудах конференции стран СНГ и Прибалтики «Актуальные проблемы физики солнечной и звездной активности», Нижний Новгород, 2-7 июня 2003 г., с.98.
6. **Дмитриев П.Б., Кудрявцев И.В., Лазутков В.П. и др.**, *Изв. РАН, Сер. Физ.*, т.70, №10, с.1453.

КОРОНАЛЬНЫЕ ВЫБРОСЫ МАССЫ В МИНИМУМЕ И МАКСИМУМЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Биленко И.А.

Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга

CORONAL MASS EJECTIONS IN SOLAR CYCLE MINIMA AND MAXIMA

Bilenko I.A.

Sternberg State Astronomical Institute

Abstract

Solar magnetic fields play the important role in all solar activity events, including and such as flares and coronal mass ejections. Evolution of coronal mass ejection parameters is studied. Data obtained from the SOHO/LASCO space observatory coronagraph are used. Coronal mass ejections are concentrated to the solar equator in the solar cycle minimum as well as solar flares. In the solar cycle maximum coronal mass ejections are observed at all latitudes down to the solar poles unlike flares which concentrate to equator, following evolution of active regions in the cycle of solar activity. Parameters of coronal mass ejections in the minimum and the maximum of a solar cycle strongly differ, and this transition occurs during short time interval, approximately in half of year, in 1997. All coronal mass ejection parameters increase, thus the certain periodicity in variations of values is observed. Comparison of the phenomena of coronal mass ejections to photospheric magnetic field structures on different phases of solar cycles, and also with other solar activity events is discussed. Probably, that neither flares, nor coronal mass ejections do not cause each other, and both these the phenomena are reflection on the various scales, more fundamental processes, being shown on various levels and in various magnetic structures.

Введение

Исследованию корональных выбросов массы (КВМ) посвящено довольно большое число работ. Многочисленные их наблюдения проводятся как с помощью космических аппаратов, так и на наземных обсерваториях. И, тем не менее, природа солнечных КВМ остается до сих пор не понятой. Изучение их важно в виду их исключительного влияния на состояние космической погоды на орбите Земли и, следовательно, их влияния на процессы, происходящие в земной атмосфере. Кроме того, понимание закономерностей в поведении солнечных КВМ и причин их возникновения необходимо для выяснения в целом природы солнечной активности и ее цикличности. Большое число работ посвящено изучению связи КВМ со вспышками [1-3]. Имеются непосредственные наблюдения конкретных корональных выбросов, связанных с конкретными вспышками [4]. Однако, исследование рядом авторов [5, 6] зависимости между временем максимума вспышки и началом КВМ показало, что оно варьируется от +1 часа до -1 часа. И если для быстрых, более 800 км/сек, КВМ связь со вспышками еще

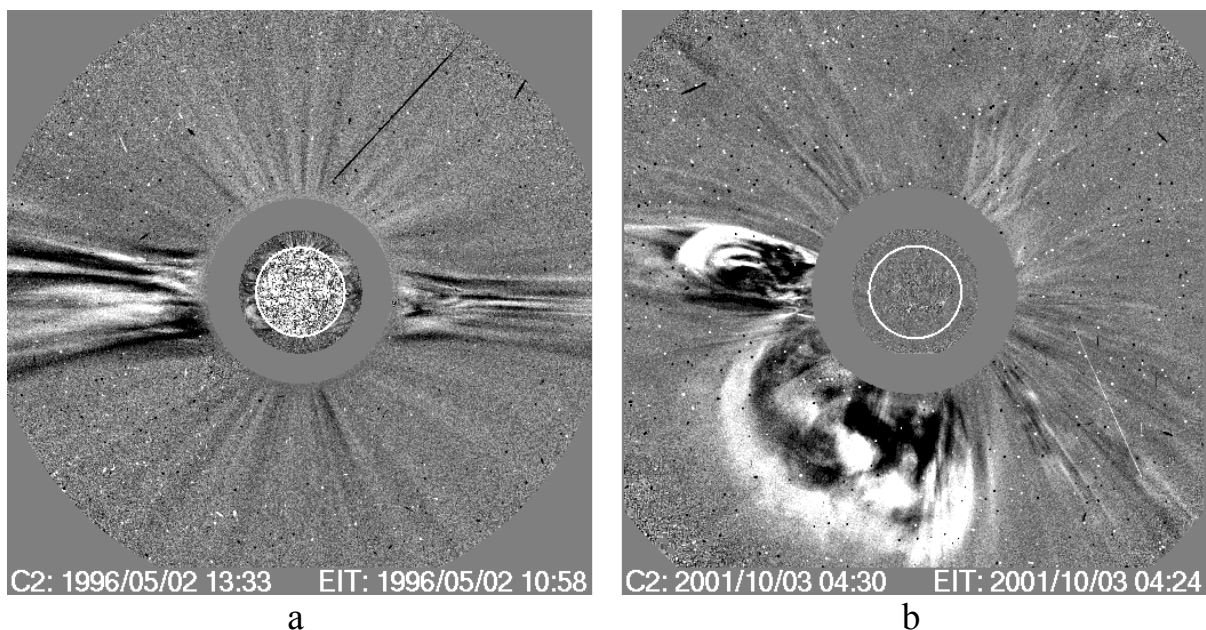


Рис. 1.

можно установить довольно определенно, то для медленных КВМ это затруднительно, так как временные интервалы достигают двух часов. В ряде работ приводятся доказательства связи КВМ с крупномасштабными солнечными магнитными полями [7-9]. Сравнение распределения КВМ по диску Солнца с эрупцией волокон показывает, что пространственно они бывают значительно разнесены и эта разница достигает десятков градусов.

В данной работе проводится исследование изменения параметров КВМ в солнечном цикле от минимума солнечной активности к максимуму.

Используемые данные

В данной работе использованы данные ежедневных наблюдений солнечной короны в белом свете, полученные на космической обсерватории SOHO (Solar and Heliospheric Observatory) с помощью коронографа LASCO (Large Angle Spectrometric Coronagraph), а также каталог солнечных корональных выбросов, составленный по этим наблюдениям за период с 1996 по 2005 годы.

Сопоставление с солнечными фотосферными магнитными полями проводилось с использованием ежедневных магнитограмм полного диска Солнца в линии FeI $\lambda = 8688 \text{ \AA}$ обсерватории Кит-Пикк (США) [10].

Анализ данных и основные результаты

В минимуме солнечной активности КВМ и вспышечная активность сосредоточены в экваториальной области Солнца (рис. 1а). В максимуме

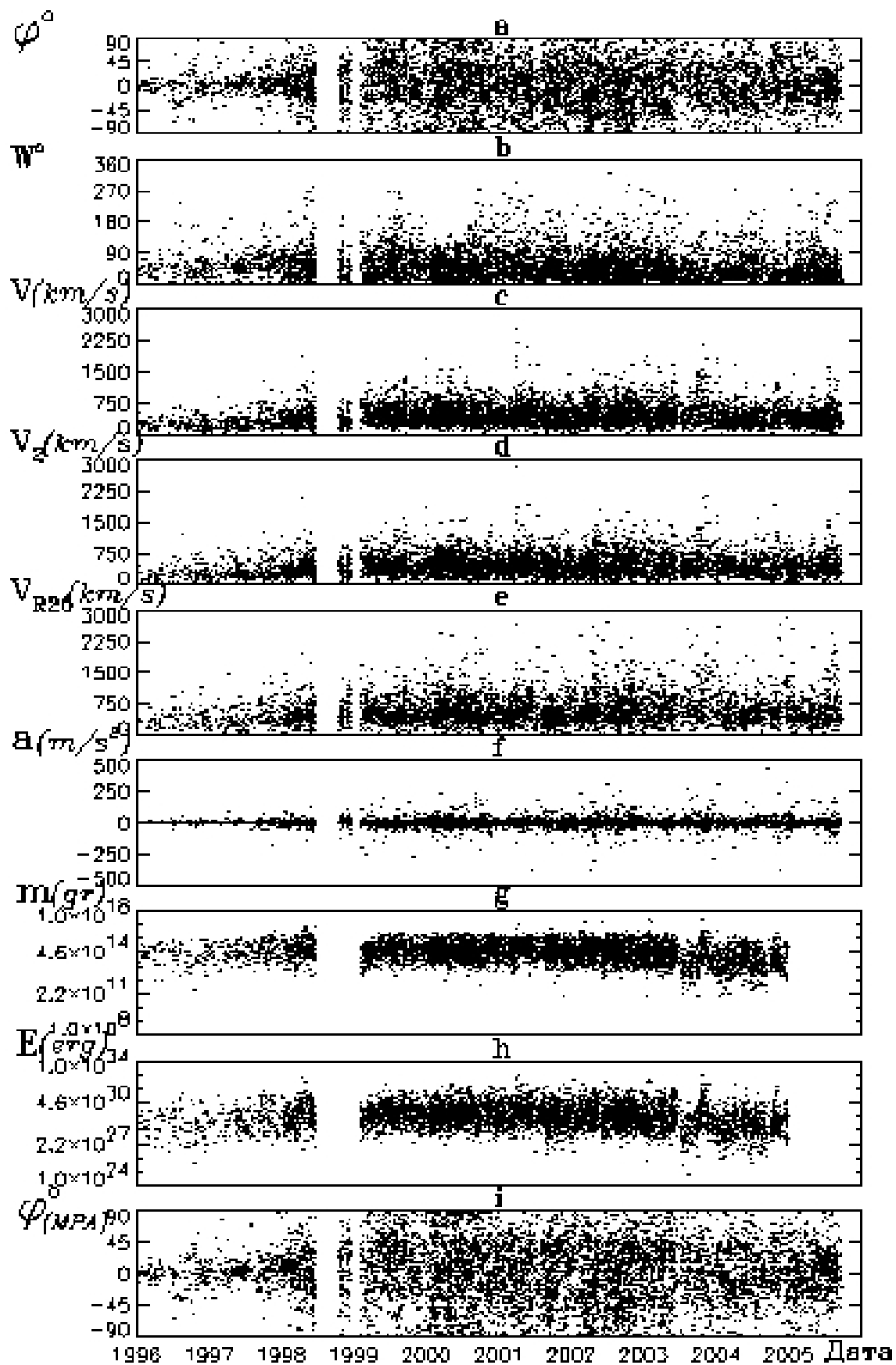


Рис. 2.

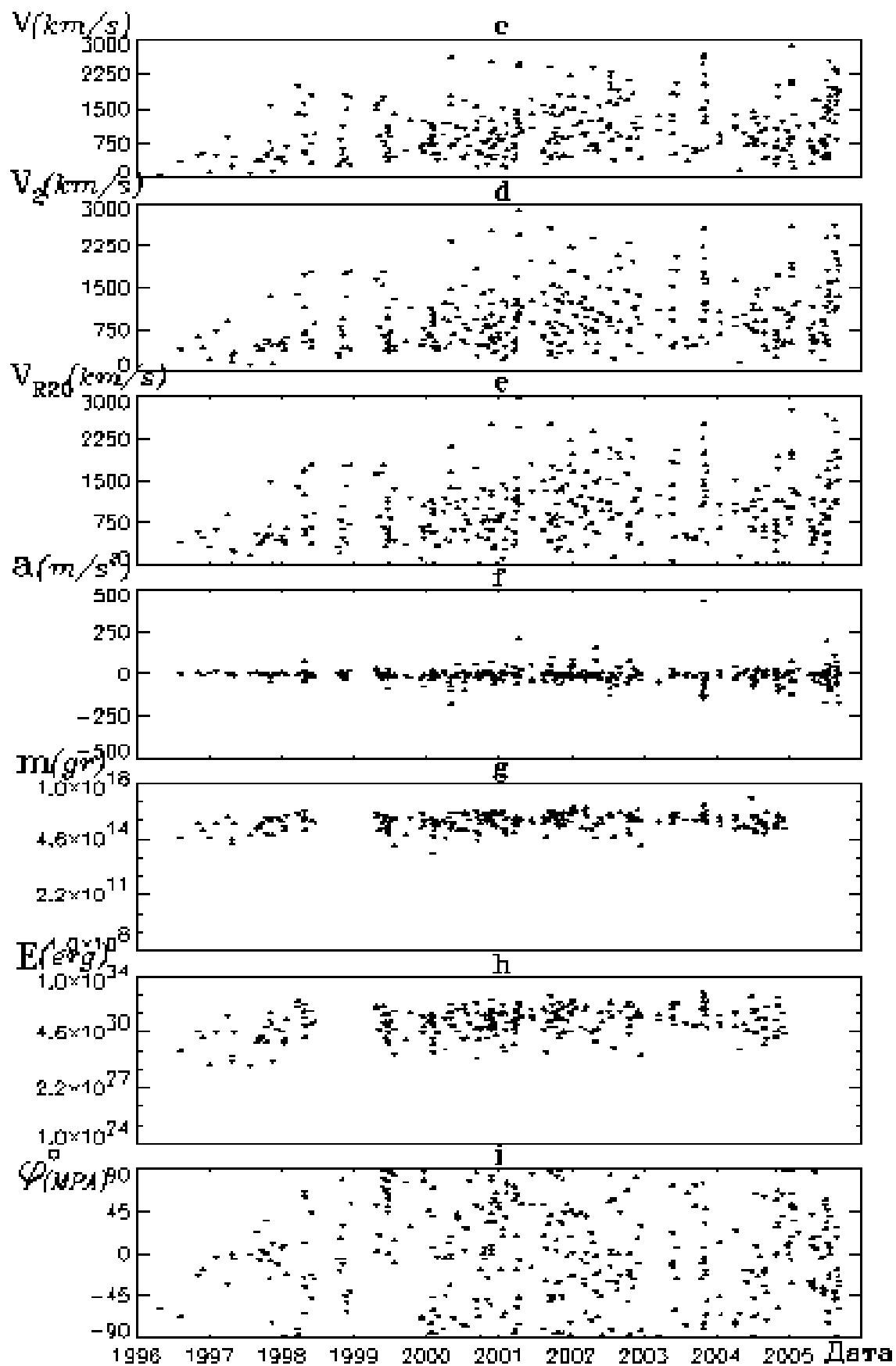


Рис. 3.

же КВМ фиксируются на всех широтах (рис. 1b), что не соответствует наблюдаемой динамике вспышечной активности, концентрирующейся к экватору и отражающей эволюцию активных областей в ходе циклов солнечной активности.

На рис. 2 показано изменение параметров КВМ (исключая КВМ типа гало, поскольку для них позиционный угол и угол раствора выброса не определены): распределение по широте (рис. 2a), изменение угла раствора выброса (рис. 2b), скоростей КВМ, полученных посредством линейного фитирования (рис. 2c), квадратичного с расчетом на максимальной высоте наблюдения (рис. 2d) и скорости выброса на расстоянии 20 радиусов Солнца (рис. 2e), ускорения (рис. 2f), массы (рис. 2g), энергии (рис. 2h) и межпланетного позиционного угла (рис. 2i), за период с 1996 по 2005 годы. Из приведенных графиков видно, что параметры КВМ в минимуме и максимуме солнечной активности сильно отличаются, причем переход происходит в течение довольно короткого промежутка времени, примерно полгода, начиная с середины 1997 года до начала 1998 года. Расположение КВМ изменяется от при экваториального до все широтного. Возрастают скорости КВМ, возрастают также значения углов раствора выброса, ускорения. Причем, для этих параметров наблюдаются характерные периодические изменения, не совпадающие по времени для различных параметров. Значения массы и энергии растут более монотонно к максимуму солнечной активности. Рассмотрение имеющихся данных для КВМ за 21 и 22 солнечных циклы выявляет аналогичные зависимости.

На рис. 3 приведены графики изменения параметров КВМ типа гало.

Сопоставление с параметрами КВМ приведенных на рис. 2 показывает, что эти КВМ концентрируются к тем моментам времени, когда происходили КВМ с наибольшими скоростями. КВМ типа гало имеют наивысшие значения массы и энергии (рис. 3g, 3h). Эти КВМ так же имеют различный характер в минимуме и в максимуме солнечной активности. Из сопоставления рис. 2 и рис. 3 следует, что КВМ типа гало соответствуют наиболее мощным КВМ.

Все эти зависимости сильно отличаются от поведения активных областей и, следовательно, вспышечной активности в солнечном цикле. Сравнение с эволюцией фотосферных магнитных полей показывает, что момент изменения характера распределения КВМ по диску Солнца, и значений их параметров совпадает с моментом начала доминирования секторной структуры глобального магнитного поля Солнца [11].

На рис. 4a приведено изменение ежедневного числа КВМ без учета КВМ типа гало. Ежедневное число КВМ также резко возрастает, начиная с середины 1997 года до начала 1998 года. В течение второго периода наблюдаются периодические изменения числа КВМ, которые не соответствуют известному ходу чисел Вольфа в цикле солнечной активности.

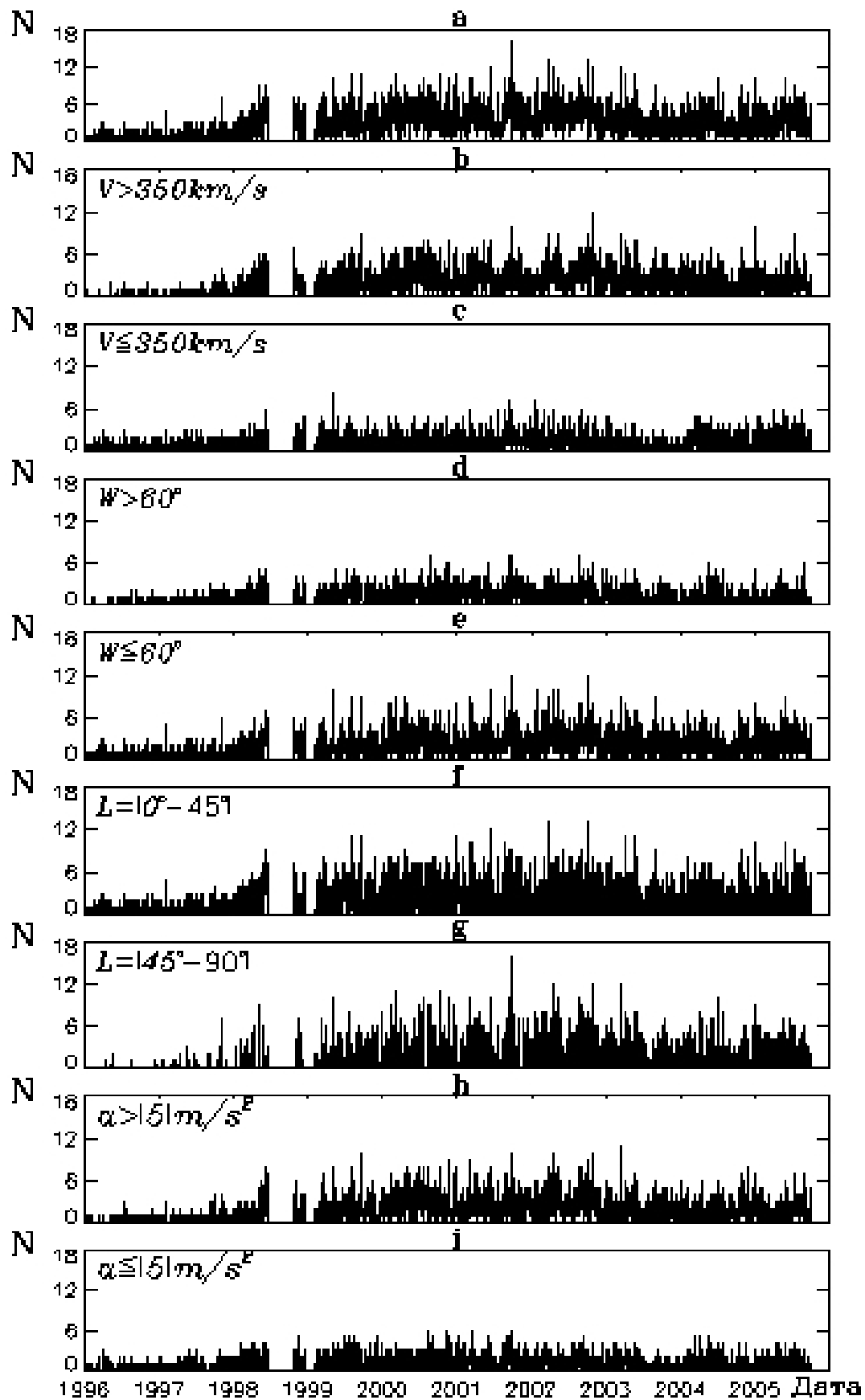


Рис. 4.

Если рассмотреть изменение числа КВМ в день в зависимости от величин конкретных параметров, то окажется, что КВМ со скоростью менее 350 км/сек (рис. 4с) распределены более равномерно по циклу. Их частота скачком изменяется от минимума к максимуму, оставаясь практически неизменной до момента резкого изменения параметров в 1997 начале 1998 годов и после него. Незначительное повышение наблюдается только в период смены знака общего магнитного поля Солнца. Наблюдаемая изменчивость сосредоточена в изменении числа высокоскоростных КВМ (рис. 4b). Вариации числа КВМ в зависимости от угла раствора выброса приблизительно одинаковы, однако число КВМ с $W < 60^\circ$ значительно больше (рис. 4d, 4e) и вариации их значений выражены более сильно. Рассмотрение изменения числа КВМ в зависимости от широты их расположения рис. 4f, 4g показывает, что число КВМ в диапазоне широт $|0^\circ - 45^\circ|$ значительно выше, чем в диапазоне $|45^\circ - 90^\circ|$. Периодичность изменений ежедневного числа КВМ в этих широтных интервалах в течение второго периода не совпадает. Более равномерно распределены по циклу КВМ с малыми ускорениями (рис. 4h, 4i). Аналогично изменениям числа КВМ со скоростями ниже 350 км/сек, ежедневное число КВМ с малыми ускорениями также скачком изменяется от минимума к максимуму, оставаясь практически неизменным до момента резкого изменения параметров в середине 1997 начале 1998 годов и после него. Интересно отметить, что в середине 2003 года наблюдается резкое уменьшение ежедневного числа КВМ не зависимо от их параметров. Сравнение с ходом изменения параметров КВМ, приведенных на рис. 2, показывает, что в это время наблюдались КВМ с низкими значениями скорости и ускорения.

Выводы

КВМ в минимуме и максимуме солнечной активности различаются по своим параметрам, частотности и характеру распределения по диску Солнца. В минимуме солнечной активности КВМ концентрируются в экваториальной области Солнца, тогда как в максимуме они наблюдаются на всех широтах вплоть до полюсов. Переход от одного типа распределения к другому происходит за относительно короткий промежуток времени – примерно полгода, начиная с середины 1997 года до начала 1998 года для 23-го цикла.

В течение второго периода в изменениях скоростей, углов раствора выбросов и ускорений КВМ, наблюдаются периодические изменения, причем периоды этих изменений для различных параметров не совпадают между собой. КВМ с низкими значениями скорости и ускорения распределены по циклу более равномерно.

КВМ типа гало соответствуют наиболее мощным КВМ.

Характер эволюции КВМ в цикле солнечной активности отличается от известной эволюции вспышек, отражающих динамику активных облас-

тей. Сравнение с эволюцией фотосферных магнитных полей показывает, что момент изменения характера распределения KBM по диску Солнца, и значений их параметров совпадает с моментом начала доминирования секторной структуры глобального магнитного поля Солнца

Возможно, что ни вспышки, ни KBM не вызывают друг друга, а оба этих явления являются отражением на разных масштабах, более фундаментальных процессов, проявляясь на различных уровнях и в различных магнитных структурах.

Благодарности

Автор выражает искреннюю признательность организаторам конференции за оказанную поддержку.

В работе использован каталог KBM, составленный Nat Gopalswamy, Seiji Yashiro, Grzegorz Michalek. This CME catalog is generated and maintained by NASA and Catholic University of America in cooperation with the Naval Research Laboratory. Courtesy of SOHO/LASCO consortium. SOHO is a project of international cooperation between ESA and NASA.

NSO/Kitt Peak data used here were produced cooperatively by NSF/NOAO, NASA/GSFC, and NOAA/SEL.

Литература

1. *Wagner, W.J.*, 1984, *Ann. Astron. Astrophys.*, 22, p.267.
2. *Andrews, M.D.*, 2003, *Solar Phys.*, 218, p.261.
3. *Yashiro, S., Gopalswamy, N., Akiyama, S., Michalek, G., and Howard, R.A.*, 2005, *J. Geophys. Res.*, 110, A12S05, doi:10.1029/2005JA011151.
4. *Любимов, Г.П., Никулин, И.Ф., Сомов, Б.В.*, *Известия Академии наук, Серия физическая*, 2003, т.67, N3, с.367.
5. *Zhang, M., Golub, L., DeLuca, E., and Burkepile, J.*, 2002, *Astrophys. J.*, 574, p.L97.
6. *Harrison, R.A.*, 1995, *Astron. Astrophys.*, 304, p.585.
7. *Webb, D.F.*, 1991, *Adv. Space Res.*, 11, N1, p.37.
8. *Hundhausen, A.J.*, 1993, *J. Geophys. Res.*, 98, A8, p.13177.
9. *Ivanov, E.V., Obridko, V.N., Nepomnyashchaya, E.V., and Kutilina, N.V.*, 1999, *Solar Phys.*, 184, p.369.
10. *Jones, H.P., Duvall, T.L., Harvey, J.W., Mahaffey, C.T., Schwitters, J.D., and Simmons, J.E.*, 1992, *Solar Phys.*, 139, p.211.
11. *Bilenko, I.A.*, 2002, *Astron. Astroph.*, 396, p.657.

К ВОПРОСУ ОБ ОЦЕНКАХ МУЛЬТИФРАКТАЛЬНЫХ СПЕКТРОВ СОЛНЕЧНЫХ МАГНИТОГРАММ

Макаренко Н.Г.^{1,2}, Круглун О.А.², Каримова Л.М.²

¹Главная (Пулковская) Астрономическая Обсерватория РАН

²Институт математики, Алма-Ата, Казахстан

ON THE ESTIMATIONS OF MULTIFRACTAL SPECTRA OF SOLAR MAGNITOGRAMMS

Makarenko N.G.^{1,2}, Kruglun O.A.², Karimova L.M.²

¹*Pulkovo Astronomical Observatory, 196140, Saint-Petersburg, Russia*

²*Institute of Mathematics, Alma-Ata, Kazakhstan*

A number of physical factors points to a possible existence of multifractal scaling in the structure of Solar magnetic field. This paper is devoted to the estimation technique of multifractal properties by digital images. In the first part of this paper some traditional methods of measure estimation for time series are described. In the second part a formalism based on Choquet capacities is discussed and some examples of multifractal spectrum for MDI of full disk are given.

Ряд физических соображений указывает на возможное существование мультифрактального скейлинга в структуре магнитного поля Солнца. Статистическое самоподобие может возникать из динамо-процессов, проявляющихся на различных пространственных масштабах и/или при взаимодействии поля с конвективным движением плазмы [1, 2]. Экспериментальному обнаружению мультифрактальных свойств по магнитограммам посвящено значительное количество публикаций (см., например, [1-7]). Они связаны не только с теоретическим контекстом, но и мотивированы попытками обнаружить новые скейлинговые предикторы солнечных вспышек [5, 6]. Применяемая техника меняется в довольно широком диапазоне: от оценки простых зависимостей типа *площадь-периметр* [7] до вычисления обобщенных размерностей Реньи [1] на основе классической функции разбиения или Колмогоровских структурных функций (вариограмм) [4, 6]. К сожалению, большинство авторов избегают пояснений, почему выбран тот или иной метод, так что порой трудно понять, имеют ли полученные оценки какое-либо отношение к тому, что авторы предполагали получить. За редким исключением к изображениям *ничтоже сумятище* применяют методы, разработанные для скалярных временных рядов, игнорируя то важное обстоятельство, что «доля серого» в пикселах цифровой магнитограммы, вообще говоря, не имеет свойств математической меры.

Настоящая работа преследует две цели. Первая из них – методическая. Мы приводим, на уровне технической строгости, глоссарий основных понятий традиционного мультифрактального формализма. Вторая цель –

кратко изложить вариант мультифрактального формализма, основанного на емкостях Шоке, специально адаптированного для изображений. В качестве иллюстраций, мы приводим мультифрактальные спектры, полученные для MDI¹ данных полного диска на SOHO.

Мультифрактальный формализм

Пусть $\{x, f(x)\}$ график временного ряда, заданный на интервале $I=[0, 1)$. Разделим I на $N = \delta^{-1}$ равных боксов, длиной δ . Приняты два способа введения меры для графика. В первом из них подсчитывается нормированное суммарное значение ординат графика внутри каждого i -го бокса: $\mu_i = \sum_{x \in \delta} f(x) / \sum_{x \in I} f(x)$. При втором способе в качестве меры рассматривают осцилляцию графика внутри бокса: $\mu_i = \max_{x \in \delta} f(x) - \min_{x \in \delta} f(x)$. Предположим, что мера в боксе с номером i удовлетворяет степенному закону² [8]

$$\mu_i \propto \delta^{\alpha_i}, \quad (1)$$

где показатели регулярности

$$\alpha_i = \lim_{\delta \rightarrow 0} (\log \mu_i / \log \delta) \quad (2)$$

называют *показателями сингулярности меры* или *поточечной размерностью меры* [9]. Первый термин связан с поведением плотности меры. Пусть $\alpha_i < 1$ в каком-либо i -ом боксе. Тогда, плотность $d\mu_i/dt \rightarrow \infty$ при $\delta \rightarrow 0$, и, следовательно, сингулярна. Второй термин объясняется сходством (2) с формулой для оценки емкости или бокс размерности множества: пусть $N(\delta)$ число δ -боксов, необходимых для покрытия непустого подмножества $\mathfrak{Z} \subset I$ носителя меры. Тогда бокс размерность \mathfrak{Z} определяется выражением [8]:

$$d(\mathfrak{Z}) = -\lim_{\delta \rightarrow 0} (\lg N(\delta) / \lg \delta), \quad (3)$$

в предположении, что предел существует. Выделим на носителе точки, для которых показатели сингулярности имеют фиксированное значение $\alpha \approx \alpha_i \pm \varepsilon$. Очевидно, что число боксов, необходимое для покрытия множества таких точек, согласно (3) будет:

$$N_\delta(\alpha_i) \approx \delta^{-f(\alpha_i)}, \quad (4)$$

где $f(\alpha_i)$ – бокс-размерность множества выделенных точек. Рассмотрим теперь *функцию разбиения* [10], т. е. сумму мер, взятых по всем непустым δ -боксам, в некоторой степени $q \in [-\infty, \infty]$:

¹ Michelson Doppler Interferometer

² Степенной выразает свойство масштабной инвариантности меры: при изменении масштаба $\delta \rightarrow k\delta$, функциональная зависимость от масштаба сохраняется: $\tilde{\mu} = (k\delta)^\alpha = k^\alpha \mu$

$$\sum_i \mu_i^q \propto \int d\alpha w(\alpha) \delta^{-f(\alpha)} \delta^{q\alpha} = \int d\alpha w(\alpha) \exp[\log \delta (q\alpha - f(\alpha))], \quad (5)$$

где $w(\alpha)$ – весовой множитель. Полагая, что (5) справедливо лишь в пределе исчезающих δ : ($\delta \rightarrow 0, \log \delta \rightarrow -\infty$), оценим интеграл в правой части *методом перевала*. Очевидно, что основной вклад в интеграл дают члены с α , доставляющие максимум показателю экспоненты, т.е. $q = f'(\alpha), f''(\alpha) < 0$. Поэтому

$$\sum_i \mu_i^q \approx \exp[\log \delta (q\alpha - f(\alpha))]. \quad (6)$$

Говорят, что мера *мультифрактальна*, если функцию разбиения можно аппроксимировать степенным законом, аналогичным такому же закону для каждого из слагаемых [8, 10]:

$$\sum_i \mu_i^q \sim \delta^{D_q(q-1)}, \quad (7)$$

где выбор показателя в правой части уравнения обусловлен условием нормировки: $\sum_i \mu_i = 1$, а отношение эквивалентности в (7) понимается в смысле существования предела

$$X \sim Y \Rightarrow \lim_{\delta \rightarrow 0} (\log|X|)/(\log|Y|) = 1. \quad (8)$$

Величины D_q называют обобщенными размерностями Реньи [8-11]. Три из них D_2, D_1, D_0 называются корреляционной, информационной и бокс размерностями, соответственно. Множество значений (q, D_q) для $q \in [-\infty, \infty]$ описывает свойства мультифрактальной меры. Очевидные соотношения

$$\alpha = \frac{d}{dq} [D_q(1-q)], \quad f(\alpha) = -(q-1)D_q + q\alpha \quad (9)$$

позволяют перейти от переменных (q, D_q) к *сопряженным* переменным $(\alpha, f(\alpha))$. Последняя формула в (9) известна как *преобразование Лежандра*. Фактически, это преобразование сводится к нахождению разности между функцией и прямой $y = q\alpha$, коэффициент наклона которой q находится из условия экстремума $q = f'(\alpha)$. Набор бокс размерностей $f(\alpha)$ для разных α , т.е. график $\{f(\alpha), \alpha\}$, называют *лежандровским $f_i(\alpha)$ -спектром* [11, 12].

Часто, вместо функции разбиения (5) удобнее брать ее вейвлет-аналог [12]:

$$Z(a, q) = \int |C(a, b)|^q db, \quad C(a, b) = a^{-1} \int f(t) \psi((t-b)/a) dt, \quad (10)$$

или использовать структурную функцию [13]:

$$S_q(l) = \int |f(x+l) - f(x)|^q dx. \quad (11)$$

В этих двух случаях мультифрактальность означает существование асимптотик

$$S_q(l) \sim |l|^{\xi(q)}, \quad Z(a, q) \sim a^{\eta(q)}; \quad l, a \rightarrow 0. \quad (12)$$

Лежандровский спектр всегда является выпуклой функцией. В случае смеси нескольких сингулярных мер предпочтительней вычислять другой спектр. Снова разделим носитель меры на равные интервалы (боксы) C_δ , размером δ . Определим *крупнозернистый гельдеровский показатель меры* в боксе выражением [9, 14]

$$\alpha(C_\delta) = \log \mu(C_\delta) / \log \delta. \quad (13)$$

Пусть $N_\delta(\alpha, \varepsilon) = \#\{C_\delta : \alpha(C_\delta) \in (\alpha - \varepsilon, \alpha + \varepsilon)\}$, где $\#\{*\}$ – число непустых боксов, содержащих меру с показателем $\alpha \pm \varepsilon$. Тогда, *крупнозернистый мультифрактальный спектр больших отклонений* [9, 14, 15] определяется выражением

$$f_g(\alpha) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \limsup_{\delta \rightarrow 0} \frac{\log N_\delta(\alpha, \varepsilon)}{\log(1/\delta)}. \quad (14)$$

Термин *крупнозернистый* объясняется конечной точностью оценки³ α . Форма определения $f_g(\alpha)$ связана с теоремой о больших отклонениях, позволяющей дать вероятностную интерпретацию спектра. А именно, вероятность найти $\alpha(C_\delta) \approx \alpha$ ведет себя приблизительно как [14]

$$N_\delta(\alpha, \varepsilon) / N_\delta = P_\delta[\alpha(C_\delta) \approx \alpha] \approx \delta^{d - f_g(\alpha)}. \quad (15)$$

Здесь N_δ – общее число боксов, содержащих меру, а d – топологическая размерность носителя. Трудности вычисления этого спектра связаны с существованием двух пределов и независимостью конкретного разбиения носителя на боксы от распределения меры [14, 15]. Более точное значение гельдеровского показателя может быть достигнуто уменьшением размеров боксов. Использование сглаживающего ядра [15] позволяет связать скейлинг α с размером δ и избавиться от одного из пределов. Этот подход дает возможность регулировать ширину ядра сглаживания, добиваясь сходимости кривых $f_g(\alpha)$ для определенного разрешения по δ . Заметим, что $f_g(\alpha) \leq f_l(\alpha)$, поэтому лежандровский спектр является огибающей для спектра больших отклонений [9].

Мультифрактальный формализм на емкостях Шоке

Основная проблема применения описанного выше формализма связана с вопросом, что собственно считать *мерой* для магнитограммы? Напомним, что мерой μ на множестве X является функция, ставящая в соответствие каждому подмножеству $A \subset X$ число $\mu(A) \in [0, \infty]$, такое что

³ В отличие от (2), при определении показателей (13) не используется предельный переход.

$$\mu(\emptyset) = 0; A \in \bigcup_{i=1}^{\infty} A_i \Rightarrow \mu(A) \leq \sum_{i=1}^{\infty} \mu(A_i). \quad (16)$$

Равенство в (16) возникает в случае, если $\forall i, j, A_i \cap A_j = \emptyset$.

Двумерное полутонное изображение $I(p)$, $p \in Z \times Z$ можно представить как отображение $I: R \times Z \times Z \rightarrow R$, где точка p определена целочисленными координатами на решетке пикселей $Z \times Z$, а $I(p)$ принимает значения в «уровнях серого», обычно, $I(p) \in [0, 255]$. Обычно меру μ определяют как сумму интенсивностей пикселей изображения (т.н. *sum-мера*), которая удовлетворяет (16), однако крайне неудобна для вычислений по двум причинам. Во-первых, ее нельзя усреднять: в случае бинарного изображения $I(p) \in [0, 1]$, состоящего из одного белого и одного черного пиксела, среднее значение соответствует серому пикселу, который вообще отсутствует! Во-вторых, нельзя увеличить окно, в котором подсчитывается *sum-мера* меньше чем на один пиксел, по каждому из четырех направлений решетки. Для изображений с существенными изменениями $grad I$ мы получим «ступеньки» в графиках для определения показателей α . По этим причинам удобнее использовать *емкости Шоке* [16, 17], известные из квази-байесовской теории [18]. Эти величины не обладают свойством аддитивности (16), однако имеют следующие приятные свойства [17]:

1. емкость Шоке c – неубывающая функция множества: для $A \subset B \Rightarrow c(A) \leq c(B)$,
2. если $\{A_n\}$ возрастающая последовательность подмножеств X , т.е. $A_n \subseteq A_{n+1}$, то $c(\bigcup_n A_n) = \sup_n c(A_n)$,
3. если $\{A_n\}$ убывающая последовательность подмножеств X , т.е. $A_{n+1} \subseteq A_n$, то $c(\bigcap_n A_n) = \inf_n c(A_n)$

Определим три емкости Шоке μ_{\max} , μ_{\min} , μ_{iso} для области Ω цифрового изображения следующим образом. Пусть $\Omega^* \subset \Omega$ подмножество, в котором отсутствуют нулевые значения интенсивности, а $p(i)$ – интенсивность пиксела i . Тогда,

$$\mu_{\max}(\Omega) = \max_{i \in \Omega} p(i), \quad \mu_{\min}(\Omega) = \min_{i \in \Omega^*} p(i). \quad (17)$$

Емкость μ_{iso} зависит от дискретизации уровней серого. Будем считать два пиксела i и j эквивалентными $p_{\delta}(i) \approx p_{\delta}(j)$, если уровни серого в них не различаются с точностью до фиксированного числа δ , т.е. $|p(i) - p(j)| < \delta$. Тогда

$$\mu_{iso}(\Omega) = Card \{i \in \Omega \mid p_{\delta}(i) = p_{\delta}(G(\Omega))\}, \quad (18)$$

где $G(\Omega)$ – геометрический центр Ω . Поясним введенные определения на примере (Рисунок 1). Слева показана область Ω , справа численные значения $I(p)$. Очевидно, что $\mu_{\max} = 255$ и $\mu_{\min} = 25$, напомним, что нулевые значения не учитываются. Для порога $\delta = 2$ эквивалентными относительно центрального являются два пиксела: (254) и сам центральный (255). Следовательно, $\mu_{iso} = 2$.

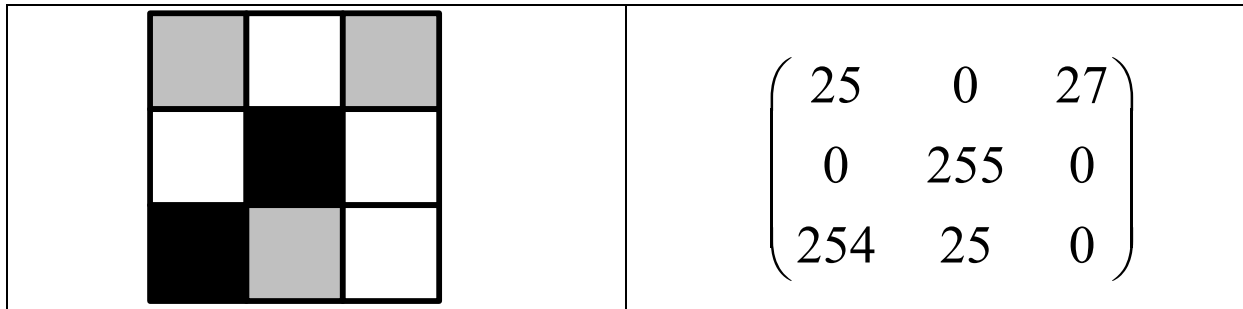


Рис. 1.

Используя введенные емкости, можно получить прямые оценки Гельдеровских экспонент α_{\min} , α_{\max} , α_{iso} , согласно (13), как наклоны прямолинейного участка графиков $\log \mu(V_i)$ versus $\log(i)$. Здесь $V(i)$ – квадрат $i \times i$ пиксел, $i = 2n + 1$, $n = 0, 1, 2, \dots$

Численные результаты

Мы использовали MDI – данные с сайта [19] и пакет **FracLab 2.03** [20], для вычисления спектра больших отклонений.

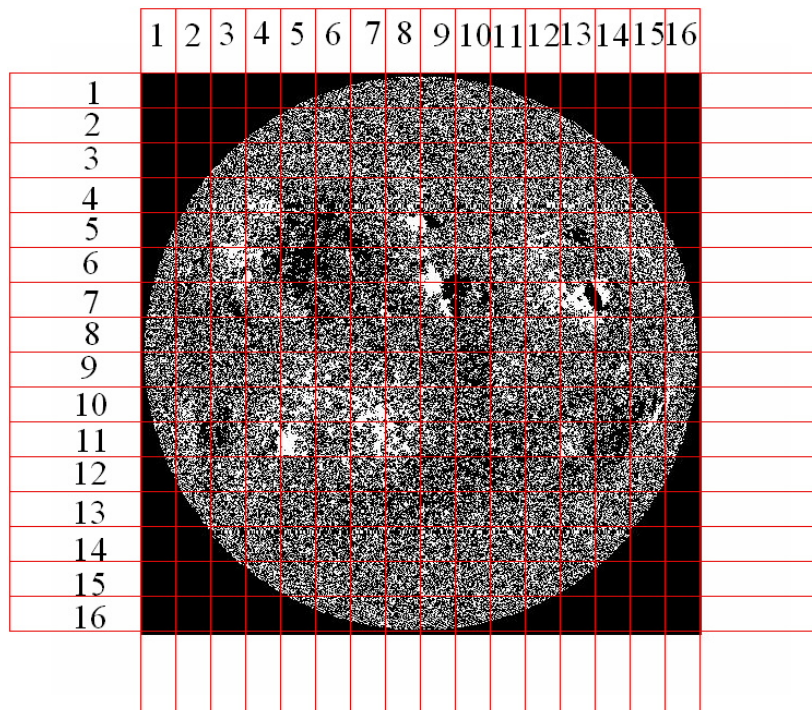
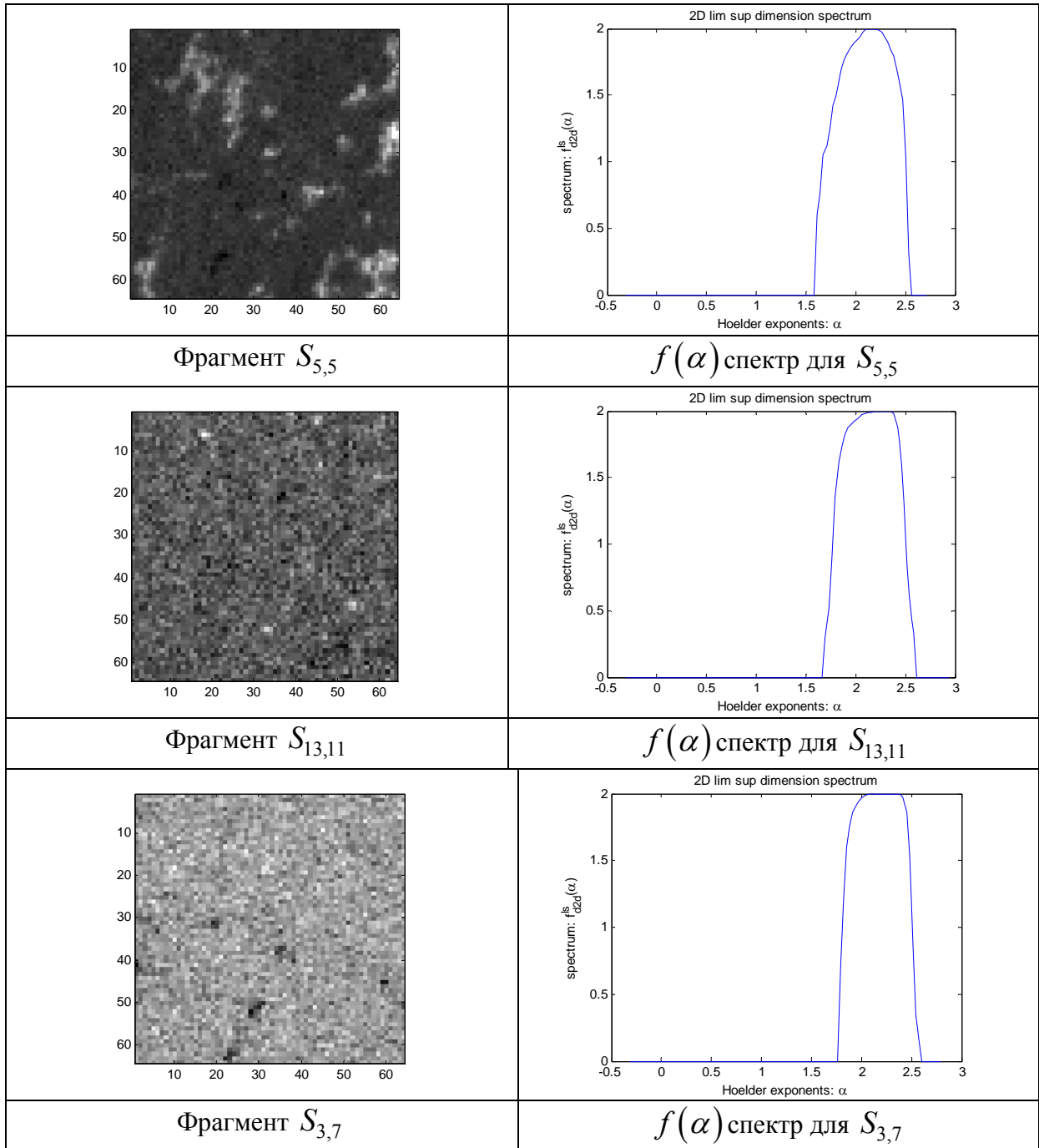
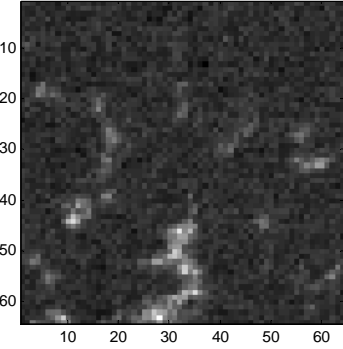
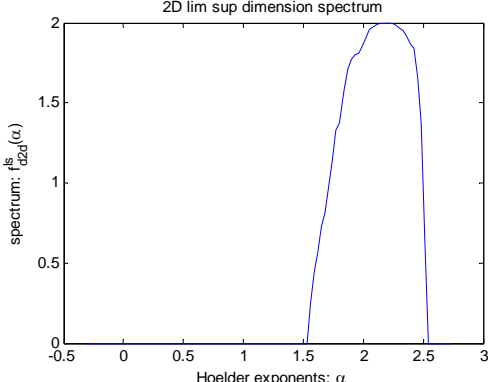
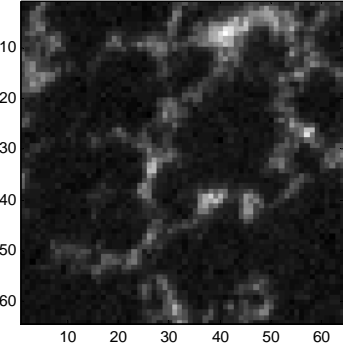
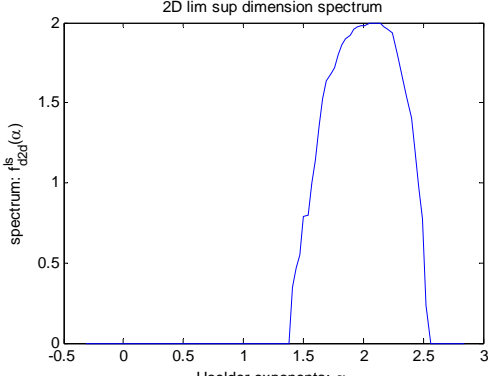
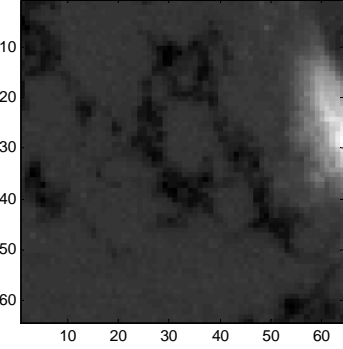
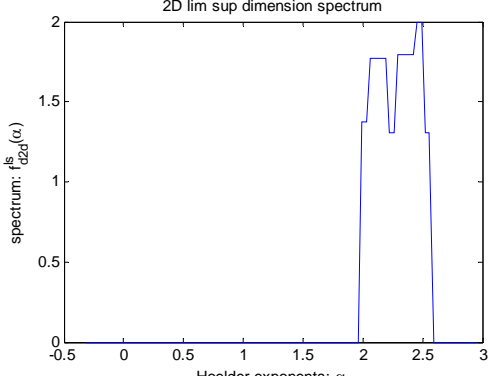
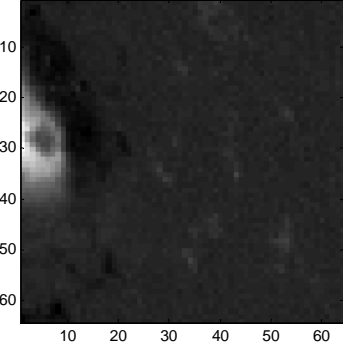
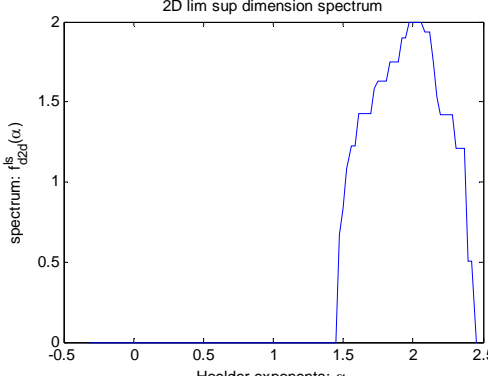


Рис. 2.

Изображение полного диска разбивалось на фрагменты S_{ij} размером 64×64 пиксел (Рис. 2). Мультифрактальный спектр вычислялся для каждого фрагмента. Лучшие результаты были получены для емкости μ_{iso} . На Рисунках ниже приведены несколько примеров фрагментов и их спектров.



	
<p>Фрагмент $S_{4,6}$</p>	<p>$f(\alpha)$ спектр для $S_{4,6}$</p>
	
<p>Фрагмент $S_{6,5}$</p>	<p>$f(\alpha)$ спектр для $S_{6,5}$</p>
	
<p>Фрагмент $S_{7,13}$</p>	<p>$f(\alpha)$ спектр для $S_{7,13}$</p>
	
<p>Фрагмент $S_{7,14}$</p>	<p>$f(\alpha)$ спектр для $S_{7,14}$</p>

Заключение

Численные результаты показали, что (1) мультифрактальные характеристики действительно могут быть обнаружены на магнитограммах, (2) емкость Шоке μ_{iso} оптимальна для получения спектров для MDI – изображений.

Литература

1. *Lawrence J.K., et.al.* // *Astrophys. J.* 1993. V. 417. P. 805.
2. *Meunier N.* // *Astroph. J.* 1999. V. 515, part 1 P. 801
3. *Stark B., et al.* // *Solar Phys.* 1997.V. 174. No 1-2. P.297
4. *Abramenko V.I., et.al.* // *Astroph. J.* 2002. V. 577. P. 487.
5. *Abramenko V.I., et. al.* // *Astrophys. J.* 2003. V. 597. P.1135.
6. *Salakhutdinova I.I., Golovko A.A.* // *Solar Physics.* 2005, V. 225. P.59.
7. *Criscuoli S., et al.* //arXiv:astro-ph/0609748
8. *Федер Е.* Фракталы. – М.: Мир, 1991. – 260 с.
9. *Riedi R.H.* // Long range dependence: theory and applications, eds. Doukhan, Oppenheim and Taqqu, Birkhäuser. 2002. P. 625.
10. *Halsey T.C., et al.* // *Phys.Rev.A.* 1968. V. 33. P. 1141.
11. *Макаренко Н.Г.* // Нелинейные волны'2002. Нижний Новгород, 2003. С. 381.
12. *Jaffard S* // *SIAM J.Math.Anal.* 1997. V.28. P. 944.
13. *Schertzer, D., S. Lovejoy, P. Hubert* //Mathematical Problems in Environmental Science and Engineering, A. Ern and Liu Weiping (eds.). Series in Contemporary Applied Mathematics, 2002. V.4. Higher Educ. Press, Beijing, P.106
14. *Riedi R., Scheuring I.* // *Fractals.* 1997. V. 5. P.153.
15. *Canus Ch., Vehel J., Tricot C.* Continuous large deviation multifractal spectrum: definition and estimation // <http://www-rocq.inria.fr/fractales>.
16. *Levy-Vehel J., Berroir J-P.* Image analysis throught multifractal description // Rapport de recherché, INRIA. <http://www.inria.fr/rrrt/rr-1942.html>
17. *Levy-Vehel J., Vojak, R.* RR-2576 : Multifractal Analysis of Choquet Capacities: Preliminary Results // Rapport de recherché, INRIA. <http://www.inria.fr/rrrt/rr-2576.html>
18. *Cozman F.* Introduction to the theory jf sets of probabilities// <http://www.cs.cmu.edu/~qbayes/Tutorial/>
19. <http://soi.stanford.edu/magnetic/index5.html>
20. <http://www.irccyn.ec-nantes.fr/hebergement/FracLab/>

ТЕОРИЯ МОРСА ДЛЯ ОПИСАНИЯ ТОПОЛОГИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ

Макаренко Н.Г.,^{1,2} Макаренко И.Н.¹

¹Главная Астрономическая Обсерватория РАН.

²Институт математики МОН РК, Алма-Ата, Казахстан.

THE MORSE THEORY FOR DESCRIBING THE TOPOLOGY OF MAGNETIC FIELD IN ACTIVE REGION

Makarenko N.G.,^{1,2} Makarenko I.N.²

¹Pulkovo Astronomical Observatory, 196140, Saint-Petersburg, Russia,

²Institute of Mathematics, Alma-Ata, Kazakhstan.

Abstract

We describe a method of vector field topology coding with the help of the Morse theory. The idea is to investigate the behavior of critical points of the field in a so-called scale space, which is a result of convolution of an initial image with a normalized Gaussian kernel. Topological graph that codes an image of the vector field is supposed to describe the various types of annihilations and creation of pairs of critical points according to Gaussian blurring change. We clarify the theory with an MDI of active Sun areas.

Топологический анализ Солнечных магнитных полей рассматривается в настоящее время как один из самых перспективных подходов для понимания физики процессов как в локальных областях Солнца [1], так и на глобальных масштабах [2, 3]. Цель нашей статьи – дать краткое описание способа кодирования динамической топологии магнитных полей Активных Областей с помощью теории Морса. Практическим контекстом подхода является выявление корректных дескрипторов, полезных для прогноза Солнечных вспышек.

Эвристическая идея заключается в последовательном сглаживании исходного изображения $L(\mathbf{x})$ Гауссовским фильтром с возрастающей шириной гауссианы t . Результирующее изображение $L(\mathbf{x}, t)$ подчиняется уравнению диффузии, в котором дисперсия сглаживающего ядра t рассматривается как новая координата в пространстве масштабов (*Scale Space*). При этом, кроме обычных пространственных критических точек (седла, максимумы и минимумы) $\nabla L(\mathbf{x}, t) = 0$, возникают дополнительные критические точки в пространстве масштабов $\nabla L(\mathbf{x}, t) = 0$, $\partial_t L(\mathbf{x}, t) = 0$. При изменении масштаба t некоторые пары пространственных критических точек аннигилируют, либо рождаются новые точки. Этот процесс отображается в 3D графе катастроф, который и кодирует топологическую сложность изображения. Строгое изложение теории Scale-Space анализа изображений можно найти в работах [6-9].

Статья имеет следующую структуру. Сначала мы приводим сводку необходимых определений из теории Морса [4] и теории катастроф [5]. Затем приводим некоторые иллюстрации в применении к *MDI* изображению Активной Области.

Математические определения

Пусть $L(\mathbf{x})$, $\mathbf{x} \in R^2$ произвольное изображение. Символом $L(\mathbf{x}, t)$ мы будем обозначать изображение в Гауссовском пространстве масштабов, которое является сверткой исходного изображения $L(\mathbf{x})$ с набором гауссовских фильтров с нулевым средним и стандартным отклонением $\sqrt{2t}$:

$$L(\mathbf{x}; t) = G(\mathbf{x}; t) \otimes L(\mathbf{x}) = \int \left(\sqrt{4\pi t} \right)^{-1} \exp \left[-|x - y|^2 / 4t \right] L(\mathbf{y}) d\mathbf{y}. \quad (1)$$

Изображение $L(\mathbf{x}, t)$ является гладким и удовлетворяет уравнению диффузии

$$\partial_t L(\mathbf{x}; t) = \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} L(\mathbf{x}; t) + \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} L(\mathbf{x}; t) = \Delta L(\mathbf{x}; t), \quad (2)$$

где Δ – оператор Лапласа и $\partial_t \equiv \partial / \partial t$. Напомним [4], что функция $f(p)$, $p \in R^2$ имеет критическую точку p_0 , если

$$\frac{\partial f}{\partial x}(p_0) = 0, \quad \frac{\partial f}{\partial y}(p_0) = 0 \Rightarrow \nabla f = 0. \quad (3)$$

Гессианом функции f в точке p_0 называют матрицу смешанных производных:

$$H_f(p_0) = \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 f}{\partial x^2}(p_0) & \frac{\partial^2 f}{\partial x \partial y}(p_0) \\ \frac{\partial^2 f}{\partial y \partial x}(p_0) & \frac{\partial^2 f}{\partial y^2}(p_0) \end{pmatrix}$$

Критическая точка называется *Морсовской* или *невырожденной*, если Гессиан функции невырожден в p_0 :

$$\det H_f(p_0) \neq 0, \quad (4)$$

Функция $f : M \rightarrow R$ называется *Морсовской*, если все ее критические точки невырождены. Согласно *Лемме Морса* [4, 5], в окрестности невырожденной критической точки p функцию f можно представить в локальной системе координат (y_1, y_2) в одной из следующих канонических форм:

$$\begin{aligned} f &= f(p) + y_1^2 + y_2^2 - \text{точка минимума;} \\ f &= f(p) - y_1^2 - y_2^2 - \text{точка максимума;} \\ f &= f(p) + y_1^2 - y_2^2 - \text{седловая точка.} \end{aligned}$$

Для неморсовских критических точек, в которых $\det H_f(p_0) = 0$, справедливы результаты Тома из теории катастроф [5-9]. Согласно теореме Тома функция $f(\mathbf{x}, \lambda), \mathbf{x} \in R^n$ может быть представлена в окрестности вырожденной критической точки, как [5]

$$f(\mathbf{x}, \lambda) = CG(x_1, \dots, x_k) + PT(x_1, \dots, x_k; \lambda_1, \dots, \lambda_l) + \sum_{i=k+1}^n \varepsilon_i x_i^2, \quad (5)$$

Здесь *CG-росток катастроф (Catastrophe germ)* – полином степени > 2 , *PT* – росток возмущения с l -мерным пространством параметров; последний член представляет собой Морсовскую часть где $\varepsilon_i = \pm 1$. Для $l \leq 4$ существует семь стандартных катастроф – так называемая *семерка Тома*, для которых каждый из упомянутых членов имеет каноническую форму [5].

Для изображений *пространственные критические точки* удовлетворяют условиям:

$$\nabla L(\mathbf{x}, t) = 0, \partial_t L(\mathbf{x}, t) = 0. \quad (6)$$

Из последнего уравнения и (2) следует, что $\Delta L(\mathbf{x}, t) = 0$. Легко убедиться, что критические точки в пространстве масштабов *всегда только седла!*

Критическими кривыми называются одномерные многообразия в пространстве масштабов, на которых $\nabla L(\mathbf{x}; t) = 0$. Эти кривые получаются в результате пересечения поверхностей

$$\partial L / \partial x = 0, \partial L / \partial y = 0. \quad (7)$$

Тор-точками называют пересечения критических кривых с поверхностью $\det H = 0$ [6, 9]. Граф, который кодирует изображение, можно получить соединив все седла в пространстве масштабов, либо все *top-точки*.

Численные эксперименты

Для численных экспериментов мы использовали *MDI* магнитограммы активной области NOAA 9077 связанной с вспышкой *Бастилия* (14.07.2000 г.) Вычисления проводились в пакете *ScaleSpaceViz* [10]. На Рисунке 1 приведена одна из исходных магнитограмм.

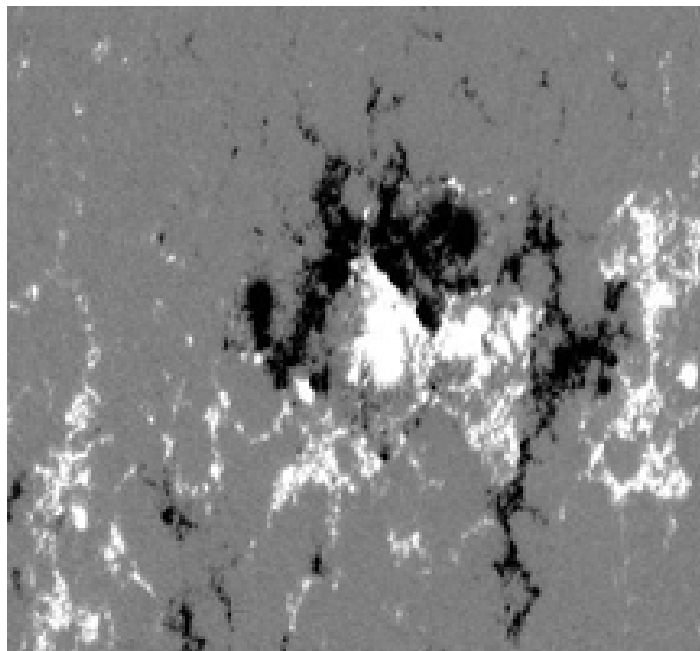


Рис. 1.

Рисунок 2 показывает ее критические кривые в пространстве масштабов.

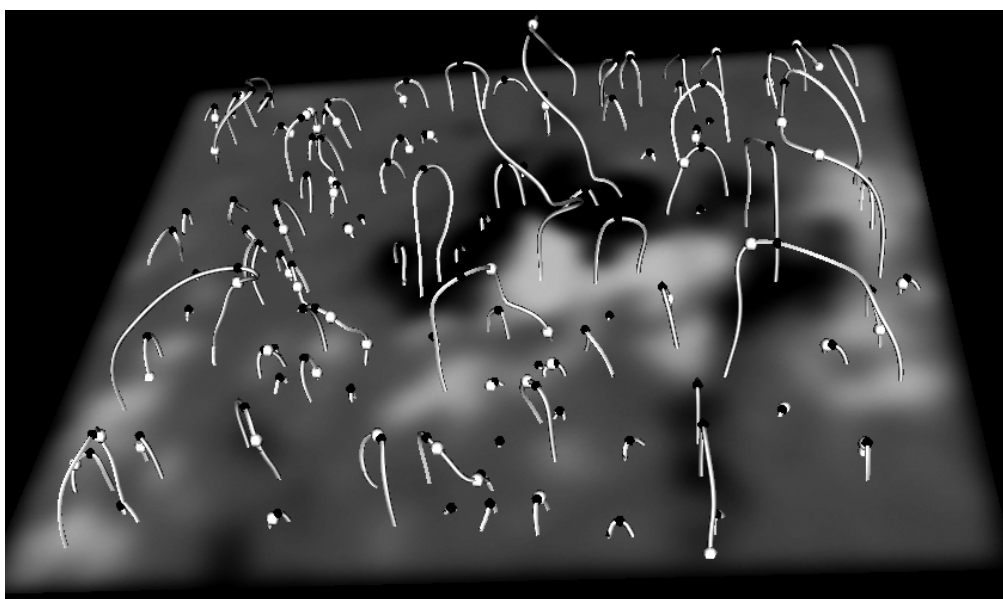


Рис. 2.

Поверхность $\det H = 0$, которая представляет неморсовские точки, показана на Рисунке 3. Пример графа катастроф, построенного по седлам, приведен на Рисунке 4. Рисунок соответствует топологии магнитного поля Активной Области до вспышки. Интересно, что эта структура является персистентной: она сохраняется по меньшей мере в течение нескольких

часов¹. Непосредственно перед вспышкой структура графа изменяется: на Рисунке 5 появляется длинное диагональное ребро. На этих рисунках все ребра двойные – здесь наложены графы от 2-х последовательных по времени магнитограмм.

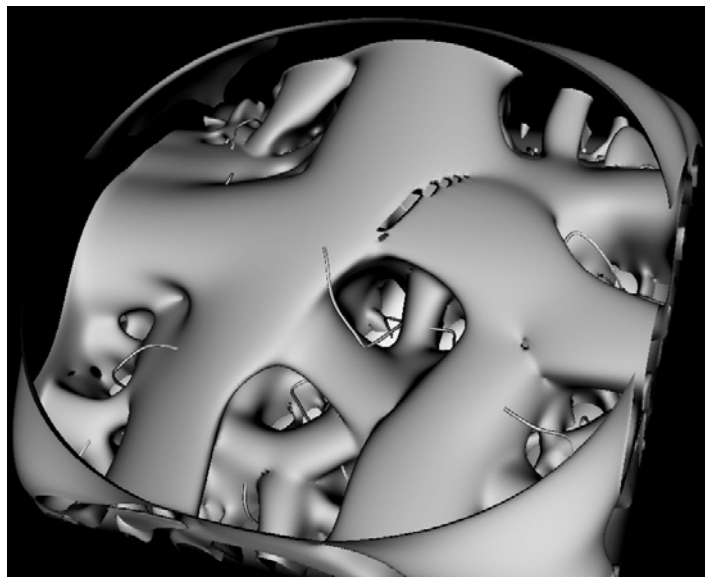


Рис. 3.

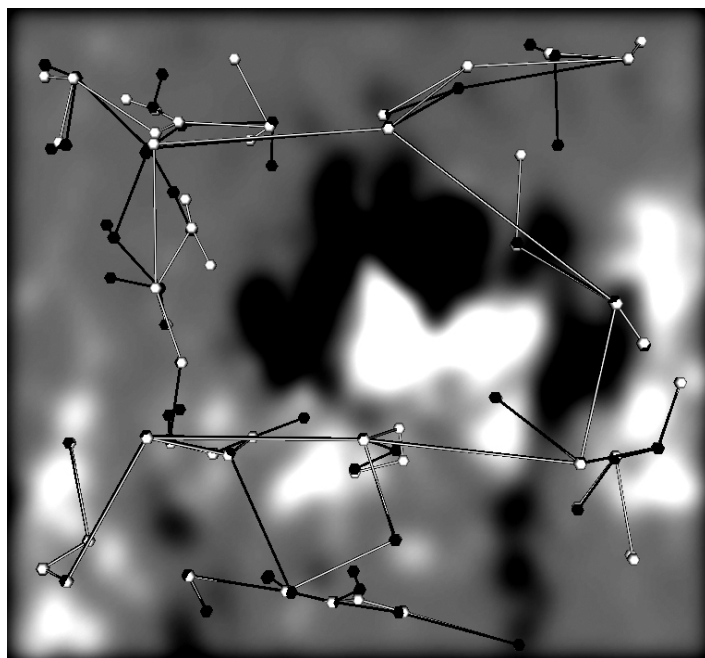


Рис. 4.

¹ Мы пока не закончили обработку магнитограмм, относящихся к 12 и 13 июля 2000 г., и поэтому не можем указать границы интервала персистентности.

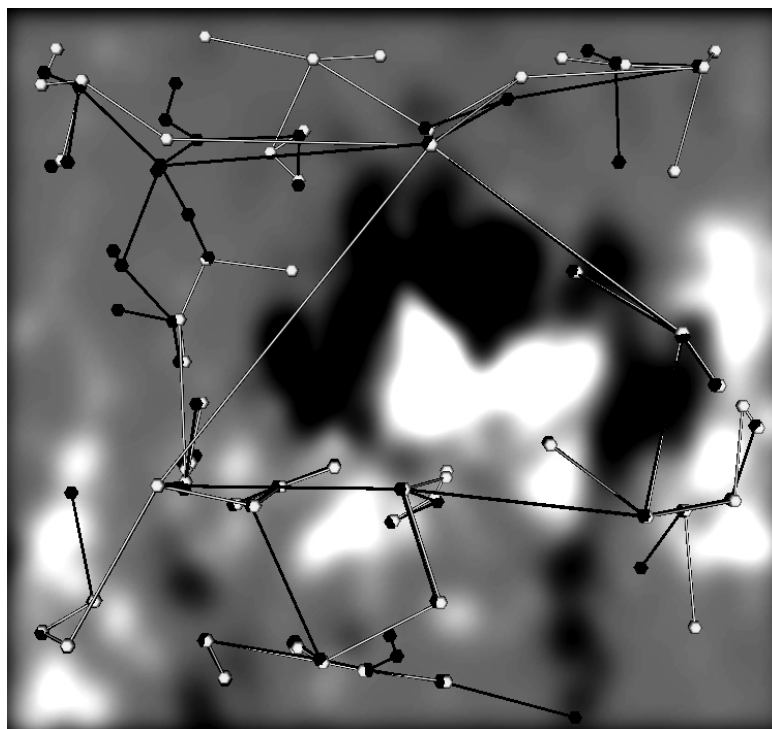


Рис. 5.

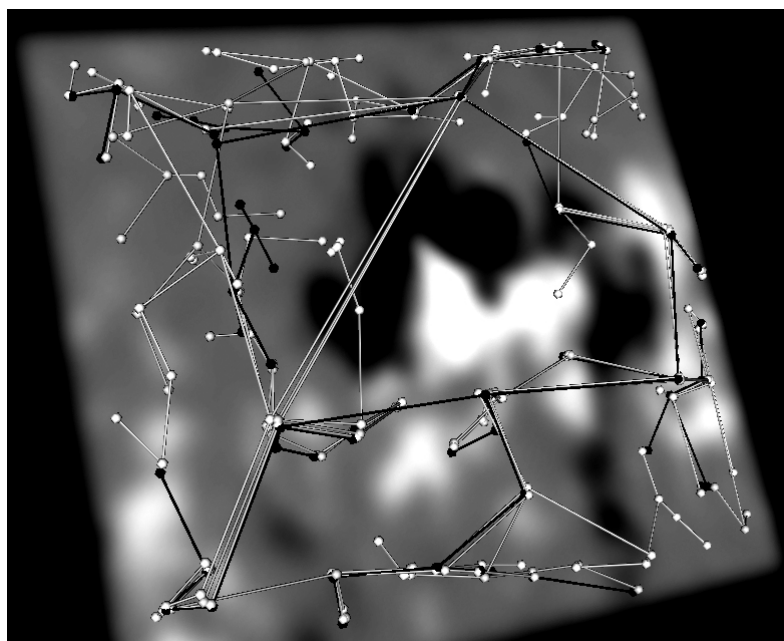


Рис. 6.

Наконец, на рисунке 6 наложены 4 графа, построенные по седлам. Их структура совпадает с точностью до деталей. Большое диагональное ребро появляется перед вспышкой.

Устойчивость обнаруженного эффекта надлежит, конечно, проверить для других аналогичных ситуаций, и это является нашей ближайшей целью. В случае если вспышке действительно предшествует топологическая

перестройка графа, построенного на *top*-точках, можно будет попытаться преобразовать 3D граф в более удобный планарный (2D) граф. Альтернативой является построение контурного дерева [11].

Авторы благодарны Е.Е. Беневоленской за помощь в получении материалов и полезные консультации.

Литература

1. **Longcope D.W.** // Living Rev. Solar Phys.2005. V. 2. P.7 // <http://www.livingreviews.org/lrsp-2005-7>
2. **Makarenko N.G., Karimova L.M., Novak M.** // Emergent Nature.Patterns, Growth and Scaling in the Sciences. World Scientific. 2001. P. 197.
3. **Makarenko N., Karimova L.** // Nuclear Instr.& Methods in Physics Res. 2003. A502. P. 802.
4. **Matsumoto Y.** An Introduction to Morse theory. Translation of Mathematical Monographs. V.208. AMS. 2002.
5. **Гулмор Р.** Прикладная теория катастроф. М.: Мир. 1984. т.1,2.
6. **Florack L.J., Kuijper A.** // J. Math. Imagin and Vision, 2000. V.12. P. 65.
7. **Kalitzin S.N., ter Haar Romeny B.M., et al.** // J. Math. Imagin. and Vision. 1998. V.9. №3.
8. **Platel B.**, Master of Science Thesis 2002// <http://research.platel.com/>
9. **B. Platel, L.M.J. Florack, et al.** Accepted for Advanced School for Computing and Imaging, ASCI 2003 Conference, June 4-6, 2003, Proceedings // <http://research.platel.com/>
10. ScaleSpaceViz//<http://www.bmi2.bmt.tue.nl/image-analysis/people/Kanters/>
11. **Pascucci V., Cole-McLaughlin K.** // Algorithmica. 2003. V.38. P.249.

Круглый стол № 2

**АНАЛИЗ ПАРАМЕТРОВ И ФИЗИЧЕСКОЙ ПРИРОДЫ
КОЛЕБАНИЙ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУКТУР
СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЫ**

МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА, РАВНОВЕСИЕ, УСТОЙЧИВОСТЬ И ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИЕ СОБСТВЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Соловьев А.А., Киричек Е.А.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

MAGNETIC STRUCTURE, EQUILIBRIUM, STABILITY AND LONG- TERM EIGEN OSCILLATIONS OF SUNSPOTS

Soloviev A.A., Kirichuk E.A.

Central (Pulkovo) astronomical observatory

Abstract

In the present paper we discuss the global magnetic structure of typical sunspot. In particular, we analyze two basic features of magnetic configuration: (i) boundary current layer between magnetic flux tube of sunspot and the surroundings (i.e. photosphere and convective zone) is thin. This fact lies in the base of Sunspot Dissipation Theory, developed by first Author earlier. (ii) Magnetic depth of sunspot L (starting from level L , magnetic flux tube expands abruptly downwards) is small and amounts to 2-4 Mm only. Basing on this second feature, the model of "shallow sunspot" was constructed. Also, in the present paper we apply the "energetic" method to describe the system in terms of values, averaged over the cross-section of sunspot. We calculate the equilibrium of the system, taking into account: (i) "fan" structure of magnetic field over the sunspot with magnetic scale λ_m , (ii) Wilson's depression $\zeta(B)$, (iii) depth L of low magnetic boundary. We show that sunspot equilibrium is stable only when its magnetic field strength B fits narrow interval from 0.8-1.0 to 4-5 kG. The new amazing feature of a sunspot is that the stable sunspot can oscillate as a whole, with eigen frequency $\omega(B)$. The frequency $\omega(B)$ increases when B grows between 0.8 kG and 2.4-2.6 kG, and decreases to zero when B grows from 2.6 to 4-5 kG. Theoretical dependence was calculated for basic global mode: the mode for the umbral oscillations, ω_1 , and for the lower modes including the oscillations of penumbra, $\omega_2 \cong \omega_1/2$, $\omega_3 \cong \omega_1/3$. The theoretical curves for $\omega_1(B)$, $\omega_2(B)$ and $\omega_3(B)$ fit very well the observational ones. Unique observational data were obtained at Pulkovo observatory by Nagovitsyn (using the Zeeman effect) and Parfinenko (using the Doppler effect). The measured periods of eigen long-term oscillations of sunspots vary from 40 to 200 min.

Введение

В предыдущей работе [1], посвященной разработке модели солнечного пятна с нижней магнитной границей, расположенной на глубине всего 2-4 тысячи км, были изложены основные особенности этой модели и вычислены наиболее характерные зависимости. Вместе с тем, по мере исследования проблемы выявились новые особенности модели «мелкого» пятна, требующие ее дальнейшего развития. В частности, мы отказались здесь от гипотезы о зависимости магнитной шкалы высот над пятном от попереч-

ного размера пятна, поскольку эта гипотеза, по существу, является дополнительным условием, не вытекающим непосредственно из физической природы модели. Это обстоятельство сразу приводит нас к выводу о независимости собственной частоты колебаний пятна от радиуса сечения его тени. Кроме того, в данной работе нами рассмотрена возможность вовлечения в колебательный процесс и полутени пятна (наряду с тенью); здесь будет более подробно описан способ вычисления обобщенных сил, действующих на систему, и точнее произведен учет неоднородности смещений газа в пятне по вертикали.

Для полноты и связности изложения мы повторим в настоящей работе некоторые основные положения модели «мелкого пятна», описанные в [1].

Напомним, прежде всего, что данная модель ставит своей целью получить ответы на фундаментальные вопросы, касающиеся физической природы солнечных пятен:

1. Почему солнечные пятна существуют только в узком диапазоне напряженностей магнитного поля: от примерно $0.8 \div 1$ кГс до $4 \div 5$ кГс, так что гистограмма распределения пятен по напряженности магнитного поля имеет максимум около 2 кГс?

2. Каковы условия глобального равновесия солнечного пятна (т.е. равновесия не только по поперечному сечению, но и по вертикали)? Как физически связаны между собой параметры равновесных состояний пятна?

3. Солнечные пятна – достаточно обособленные объекты, они резко выделяются на фоне окружающей их фотосферы. Пятна существуют достаточно долго, следовательно, их равновесие (в том узком интервале напряженностей поля, что указан выше) механически устойчиво. Среда, окружающая пятна, находится в турбулентном состоянии и постоянно оказывает на них возмущающие воздействия в широком диапазоне частот. Значит, должны наблюдаться глобальные собственные колебания пятна, как целого, при которых сохраняется его общая структура и геометрия. Как должны проявляться такого рода колебания?

4. Каковы характерные периоды таких глобальных колебаний пятна, чем они определяются? Как, в частности, зависят частоты этих колебаний от напряженности магнитного поля в пятне?

Обычно, когда обсуждаются колебательные свойства солнечных пятен, речь идет о колебаниях, обусловленных захваченными внутри магнитной силовой трубки пятна МГД-волнами. Периоды этих колебаний лежат в интервале от нескольких десятков до сотен секунд. Это – широко известные 3-5 минутные колебания [2-4 и др.]. Данные колебания относительно высокочастотные, они не носят глобального характера, т.е. не охватывают всю тень пятна, отдельные магнитные элементы в тени колеблются независимо, что при недостаточно высоком разрешении приводит к большому замыванию эффекта. Для теоретического анализа таких колебаний обычно

используется простая модель однородного вертикального цилиндра с одной компонентой поля [5-8 и др.]. В этом случае удается, линеаризовав уравнения МГД, строго поставить краевую задачу и найти спектр собственных частот системы с учетом неоднородности среды (температуры и плотности) по вертикали.

Однако очевидно, что простая «цилиндрическая» модель не отражает существенных признаков солнечного пятна, по сути дела, определяющих его структуру: «развал» магнитного поля над пятном, приводящий к формированию полутени, депрессию (понижение) наблюдаемых слоев пятна на несколько сотен км по отношению к фотосфере, наличие нижней магнитной границы пятна, т.е. того подфотосферного слоя, начиная с которого магнитная силовая трубка пятна резко расширяется книзу, и пр.

Для учета этих структурных особенностей пятна следует применять более грубый, чем задача о собственных колебаниях магнитной силовой трубки, приближенный энергетический метод, использующий вариационный принцип [9-10]. При этом приходится вводить некоторые интегральные характеристики, например, усредненные по сечению величины. Эти подходы нами уже довольно давно отрабатываются [11, 12]. В частности, вывод о том, что солнечное пятно - относительно мелкое поверхностное образование, нами был получен еще в 1984 году в работе [13] на основе анализа крутильных колебаний в биполярной группе пятен (см. также работы [14,15]). В настоящее время этот вывод о малой глубине пятна непосредственно подтверждается данными современной локальной гелиосейсмологии [16], показывающими, что область сильного магнитного поля и более холодной, чем окружающая среда, плазмы действительно простирается в конвективную зону на глубину, не превышающую 4-5 тысяч км. В более глубоких слоях магнитная силовая трубка пятна резко расширяется книзу, а температура газа в ней начинает превышать температуру окружающей среды.

Таким образом, простая теоретическая модель крутильных колебаний «мелкого» пятна позволила нам на 20 лет раньше гелиосейсмологов «заглянуть» в подпятенные слои на глубину в несколько тысяч километров.

Что касается других, некрутильных мод колебаний пятна, как целого, то в [17] (таблица 2) уже в 1992 году были получены периоды собственных вертикально-радиальных колебаний пятна, находящиеся как раз в диапазоне наблюдаемых в настоящее время величин ($T \sim$ от 30 до 200 мин). Однако долгое время само существование долгопериодических собственных колебаний пятен вызывало сомнения, внимание исследователей было направлено исключительно на исследование короткопериодических, 3-5 минутных осцилляций; о более длительных периодах имелись лишь разрозненные и неуверенные сведения.

Ситуация осложнялась тем, что выявление долгопериодических колебаний пятен представляет собою значительно более сложную задачу, чем

исследование короткопериодических осцилляций. Обнаружение колебаний больших периодов невозможно при кратковременных эпизодических сеансах наблюдений. Для этого требуются длительные (не менее 3-4 часов) непрерывные и однородные ряды наблюдений, которые можно получить лишь при постановке специальной исследовательской задачи и реализации соответствующей наблюдательной программы.

В настоящее время получены надежные, многочисленные и независимые данные о долгопериодических собственных колебаниях солнечного пятна, как целого [18-23], поэтому дальнейшее развитие и уточнение теоретической модели «мелкого» солнечного пятна является важной и актуальной задачей.

1. Структура магнитного поля и модель «мелкого» пятна

Типичная крупномасштабная структура магнитного поля солнечного пятна схематично представлена на рис. 1. Здесь не отображена тонкая структура, филаментарные неоднородности магнитного поля внутри тени пятна, которые весьма существенны при описании короткопериодических 3-5 минутных осцилляций внутри силовой трубки пятна, но не играют роли при глобальном энергетическом описании системы и анализе долгопериодических колебаний пятна как целого.. Отметим основные особенности пространственного распределения магнитного поля пятна, носящие наиболее общий характер:

1. Быстрый спад напряженности магнитного поля над пятном (вертикальный градиент составляет около -1 Гс/км), который можно охарактеризовать некоторой обобщенной координатой – магнитной шкалой высоты $\lambda_m \approx 1 \text{ Мм}$.

2. Вильсоновская депрессия - понижение уровня наблюдаемых слоев пятна по отношению к фотосфере. Это явление также обусловлено резким расширением магнитной трубки пятна на ее верхнем конце, и величина понижения определяется напряженностью магнитного поля: $\zeta(B) \approx 300 \div 500 \text{ км}$ [2].

3. Наличие тонкого граничного слоя между магнитной силовой трубкой пятна и окружающей средой [2, 24-26]. Толщина этого слоя составляет всего около 100 км. Это можно показать, исходя не только из термодинамических соображений [2] и условий стационарности [24], но из электродинамического условия непрерывности тангенциальной составляющей электрического поля на границе магнитной силовой трубки. Это требование в данном случае имеет вид [25]: $v_m \left. \frac{\partial B}{\partial r} \right|_{r=a-0} = v_m \left. \frac{\partial B}{\partial r} \right|_{r=a+0}$. Поскольку магнитная вязкость v_m внутри магнитной силовой трубки пятна примерно на два порядка меньше ($v_m = c^2 / 4\pi\sigma \cong 10^{10} \text{ см}^2 / \text{с}$), чем снаружи

($v_m = V/3 \approx 3 \times 10^{12} \text{ см}^2 / \text{с}$), то и характерный масштаб изменения магнитного поля у внутренней границы пятна должен быть на два порядка меньше, чем соответствующий масштаб вне пятна. Последний равен примерно радиусу пятна, поэтому для толщины граничного слоя пятна получается оценка $\delta \approx a/300 \approx 10^7 \text{ см}$.

4. Полутень пятна является сугубо поверхностным образованием, ее вклад в энергетику пятна очень мал. В темных волокнах полутени магнитное поле прижато к поверхности течениями Эвершеда и образует с вертикалью угол, близкий к 90° . В светлых волокнах (т.е. фактически в подлежащей фотосфере) присутствует крупномасштабная составляющая магнитного поля, у которой угол наклона к вертикали составляет в полутени около $50 \div 60^\circ$. Под полутенью это поле, прошедшее через граничный слой в результате диффузии, запутано конвективными движениями плазмы, имеющим характерный пространственный масштаб $l \approx 10^8 \text{ см}$ (рис. 1).

5. Подфотосферный слой, на уровне которого начинается резкое расширение магнитной силовой трубки пятна книзу, будем называть нижней магнитной границей пятна. Обозначим глубину этого уровня L (рис.1, 2).

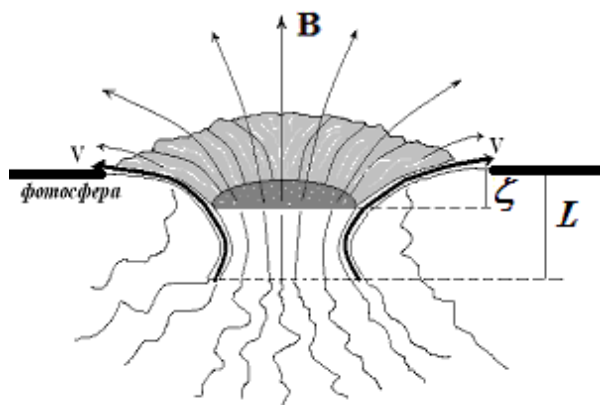


Рис. 1. Вертикальный разрез солнечного пятна. Магнитное поле пятна имеет перетяжку на глубине нескольких тысяч км. ζ - вильсоновская депрессия, L – глубина нижней магнитной границы.

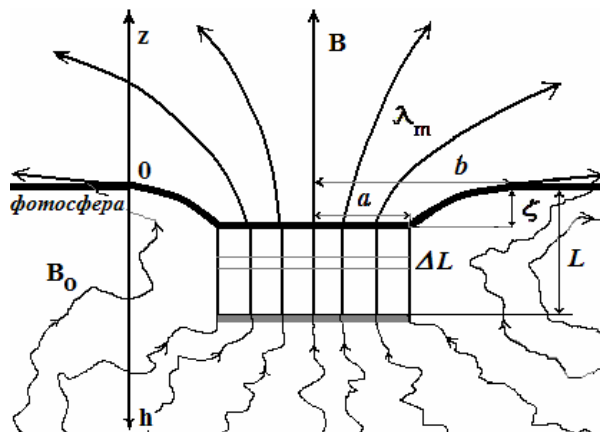


Рис. 2. Упрощенная модель пятна с цилиндрической средней частью его магнитной силовой трубки. λ_m - магнитная шкала высоты, a – радиус тени, b – радиус пятна с полутенью.

Как уже отмечалось выше, сейчас твердо установлено, что L составляет всего несколько тысяч км, так что пятно представляет собою четко локализованное по горизонтали и вертикали, и достаточно мелкое поверхностное образование. Пятно – это область резкой перетяжки магнитного поля, в которой температура газа и уровень наблюдаемых слоев заметно понижены по сравнению с фотосферой (рис.1).

Мы будем рассматривать упрощенную геометрию магнитного поля правильного круглого пятна, приняв, что на глубинах $\zeta < h < L$ оно имеет

однородное по высоте цилиндрическое распределение: $B_z = B$, $B_r \approx 0$ (рис.2). Буквой B обозначаем среднее значение магнитного поля в цилиндре и поле на верхнем срезе магнитной силовой трубки пятна, т.е. на глубине $h = \zeta$. Выше этого уровня магнитное поле достаточно быстро ослабевает с высотой.

Характерное значение внешнего поля в окружающей пятно фотосфере (рис 1, 2) примем равным B_0 ($\approx 200 \div 300$ Гс). Течениями Эвершеда в полутени будем пренебрегать, их вклад в общую энергетику пятна пренебрежимо мал. Мы также не будем учитывать течений газа в пятне и под пятном, которые отмечаются по данным гелиосейсмологии [16], поскольку эти течения дозвуковые и их вклад в энергетику мал. Однако, надо подчеркнуть, что эти течения существенно влияют на геометрию поля в том смысле, что благодаря их наличию мы наблюдаем очень четко выраженную нижнюю магнитную границу пятна. В данном отношении роль этих течений, консолидирующих, поджимающих с боков магнитную силовую трубку пятна на уровне глубин $\zeta < h < L$, но размывающих, растаскивающих ее на глубинах, превышающих L , в нашей модели очень важна.

Веерообразную геометрию магнитного поля над солнечным пятном мы в энергетическом рассмотрении станем описывать следующим образом. Не детализируя структуру магнитного поля в этой области, т.е. не задавая какого-либо конкретного распределения вертикальной и радиальной составляющей поля над пятном, мы введем соответствующую вертикальному направлению обобщенную координату λ_m - магнитную шкалы высоты - таким образом, чтобы полная энергия магнитного поля во всей области пространства над пятном (здесь и ниже отмечаем ее звездочкой) выражалась формулой:

$$E_m^* = \frac{B^2}{8\pi} \pi a^2 \frac{\lambda_m}{2}. \quad (1)$$

Коэффициент $\frac{1}{2}$ введен в (1) из соображений формального удобства, только для того, чтобы численно величина λ_m оказалась ближе к шкале высоты для вертикальной составляющей магнитного поля при ее экспоненциальном убывании с высотой. Надо, однако, иметь в виду, что введенная определением (1) обобщенная координата λ_m не совпадает точно с указанной характеристикой. Если мы зададимся каким-то определенным пространственным распределением магнитного поля над пятном ($B = \{B_r(r, z), 0, B_z(r, z)\}$) в потенциальном или бессилловом приближении и, рассчитав интеграл магнитной энергии, приведем его к виду (1), что, очевидно, всегда можно сделать, то λ_m окажется довольно сложной функцией ряда параметров, задающих геометрию магнитного поля над пятном. Эти параметры, если с их помощью попытаться описать более или менее точно реальную структуру магнитного поля пятен, будут сильно варьировать от

пятна к пятну вследствие того, что в каждом пятне могут иметь место свои особенности: достаточно большие отклонения от осевой симметрии, вкрапления полей другой полярности (в этом случае часть силовых линий возвращается в пятно), светлые мосты и пр. Использование обобщенной координаты λ_m позволяет в данной модели отвлечься от этих тонких различий между отдельными пятнами и обойтись только одной интегральной величиной.

На отрезке глубин $\zeta < h < L$ для силовой трубки пятна выполняется поперечный баланс давлений:

$$P_{ex}(h) = P_{in}(h) + \frac{B^2}{8\pi}. \quad (2)$$

Давление относительно слабого внешнего магнитного поля на этих глубинах можно считать включенным в качестве малой добавки в газовое давление внешней среды $P_{ex}(h)$. Проведенные нами ранее работы по детальному моделированию внутренней структуры солнечных пятен показали [27, 28], что в наблюдаемых слоях пятна даже при наличии вертикального градиента магнитного поля всегда имеется уровень, на котором баланс давлений между окружающей средой и осью симметрии пятна имеет простой «цилиндрический» вид: $8\pi P_{ex}(h) = 8\pi P_{in}(0, h) + B^2(0, h)$, поэтому принятое выше предположение о возможности аппроксимировать часть магнитной силовой трубки пятна отрезком цилиндрической трубки выглядит достаточно оправданным, оно не внесет существенных ошибок в описание энергетики пятна. На глубинах $\zeta < h < L$ выполняется также условие равенства плотностей на одном и том же геометрическом уровне: $\rho_{ex}(h) = \rho_{in}(h) = \rho(h)$. Пользуясь этим, из уравнения (2), записанного для уровня $\zeta = h$ в виде

$$P_{ex}(\zeta) = \frac{R\rho(\zeta)T_{s,ef}}{\mu} + \frac{B^2}{8\pi}, \quad (3)$$

мы можем, используя численную модель фотосферы и конвективной зоны [29, 30], рассчитать величину вильсоновской депрессии пятна как функцию магнитного поля $\zeta(B)$. Но для этого надо знать, как зависит эффективная температура пятна от напряженности его магнитного поля, т.е. функцию $T_{s,ef}(B)$. (В качестве начального уровня, от которого идет отсчет глубин вниз, выбираем уровень фотосферы с $\tau \cong 1$, где, согласно [30], имеем: $P_{ex}(0) = 1.31 \times 10^5 \text{ дин/см}^2$, $\rho(0) = 3.19 \times 10^{-7} \text{ г/см}^3$, $T_{ex}(0) = 6390 \text{ К}$).

В простейшем варианте можно принять, что для всех значений поля в пятне $T_{s,ef} = \text{const} \cong 4000 \div 4200 \text{ К}$. В этом случае, как было показано еще в [12], получается линейная зависимость вильсоновского понижения от магнитного поля: $\zeta(B) \cong 0.16(B - B_0)$. Здесь B измеряется в кГс, а ζ - в тысячах км (Мм). В принципе, для выражения зависимости $\zeta(B)$ можно было бы

ограничиться и этим результатом, но с целью повышения точности модели мы предпочли использовать более сложную эмпирическую зависимость $T_{S,ef}(B^2)$, полученную в работе [31] (см. в [31] Fig. 7). Ее аналитическая аппроксимация, построенная нами, выглядит следующим образом:

$$T_{S,ef} = T_{ph} (0.3146 \exp(-0.02B^4) + 2/3), \quad (4)$$

где принято $T_{ph} = T_{ex}(0) = 6390 K$. Соответствие распределения (4) эмпирическим данным работы [31] можно наглядно оценить из рис. 3.

Из условий (3) и (4) и данных численной модели конвективной зоны [30] получается зависимость вильсоновской депрессии от глубины, приведенная на рис. 4. На уровне $h=0$ (т.е. когда $\zeta=0$) баланс (3) при условии (4) имеет место, если $B = B_0 = 0.25 kGc$. Это и дает оценку внешнего магнитного поля.

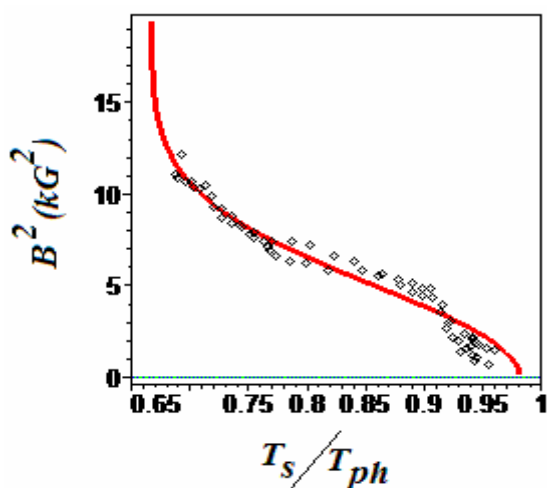


Рис.3. Зависимость квадрата напряженности магнитного поля в пятне от его эффективной температуры.

Ромбиками отмечены точки, снятые с графика 7 работы [31], а сплошной линией – зависимость, представляемая аналитической формулой (4).

Как видим, (4) включает в себя эффект насыщения: при $T_S \cong 0.65T_{ph}$ рост магнитного поля не ведет к дальнейшему охлаждению пятна.

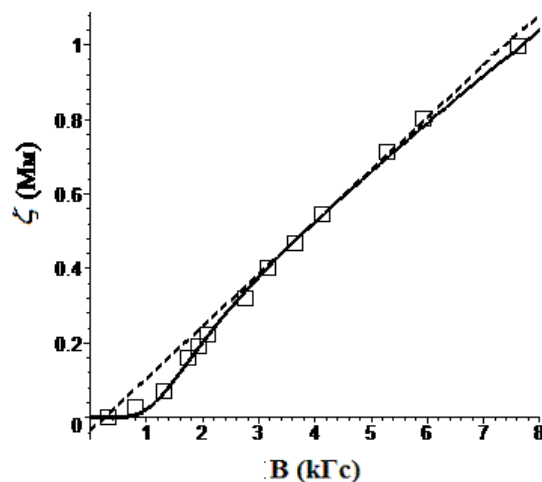


Рис.4. Зависимость величины вильсоновской депрессии от напряженности магнитного поля в пятне.

Результаты расчетов по формулам (3), (4) с использованием табличных моделей [29, 30] отмечены квадратиками. Прямой пунктирной линией показана линейная аппроксимация:

$$\zeta = 0.14(B - B_0); \quad B_0 = 0.25 kGc,$$

а сплошной толстой линией - нелинейная аппроксимация, задаваемая формулой (5).

Аналитически зависимость глубины депрессии от напряженности магнитного поля $\zeta(B)$, изображенная на рис. 4 квадратиками, может быть описана формулой

$$\zeta(B) = \frac{0.165(B - B_0)^4}{2 + (B - B_0)^{3.1}}. \quad (5)$$

Как видим, форма кривой (5), получаемой с учетом достаточно сложной эмпирической зависимости (4), слабо отличается от прямой линии, которая получается при простейшей гипотезе $T_{s,ef} = const$, но, тем не менее, мы предпочтем использовать (5), поскольку в дальнейшем в формулу для частоты колебаний (42) войдет вторая производная $\zeta''(B)$, которая в случае (5) отлична от нуля и вносит заметный вклад в результирующую кривую $\omega(B)$.

В дальнейшем нами будет использоваться еще одна аппроксимационная формула, описывающая распределение плотности плазмы в верхней части конвективной зоны, задаваемое известной численной моделью конвективной зоны [30]. Для глубин, не превышающих 5-6 тысяч км (что вполне достаточно для рассматриваемой нами модели), эту зависимость можно представить в виде следующего полинома третьей степени:

$$\rho(h) = \rho(0)(1 + 2.53h + 1.22h^2 + 3.27h^3), \quad (6)$$

где h выражается в мегаметрах, а $\rho(0) = 3.19 \times 10^{-7} \text{ г/см}^3$. Масса газа, заключенная в цилиндрической части силовой трубки пятна, будет равна:

$$M(L) = \rho(0)\pi a^2 (L + 1.265L^2 + 0.407L^3 + 0.8175L^4). \quad (7)$$

При расчете массы газа в пятне мы брали интеграл по h от 0 до L , т.е. учитывали и массу газа над уровнем $h = \zeta$, которая, как будет показано ниже, перемещается при образовании пятна на глубину $h = L$. (На рис. 2 этот тонкий слой, прилегающий к нижней части трубки пятна показан полоской серого цвета. Толщина этого слоя Δ много меньше L , поскольку плотность газа на этих глубинах значительно больше фотосферной. Мы пренебрегаем Δ по сравнению с L , но учет полной массы газа в столбе единичного сечения над данным уровнем важен и с точки зрения гидростатического равновесия всей системы: если пятно в целом окажется менее (или более) тяжелым, чем аналогичный объем свободной поля от соседней фотосферы и конвективной зоны, то все пятно целиком будет всплывать (тонуть) под действием архимедовой силы).

2. Вертикальное перераспределение плотности газа в процессе образования пятна

Солнечное пятно формируется из всплывшей квазивертикальной магнитной силовой трубки. Фотосферная ее часть охлаждается вследствие лучистого высвечивания, поскольку влияние нарастающего магнитного поля на конвекцию не позволяет поддерживать баланс тепла в наблюдаемых слоях на том же уровне температур, что и в окружающей фотосфере. По мере охлаждения поверхностных слоев пятна понижается шкала высоты в этих слоях, и часть массы газа из верхней магнитной «воронки» переходит вниз, на глубину нижней границы пятна, - так формируется вильсоновская депрессия и понижается гравитационная энергия системы, обеспечиваю-

шая устойчивость системы в целом. Эффект перераспределения массы по вертикали при локальном, квазистатически медленном поперечном сжатии вертикальной силовой трубки легко показать, дифференцируя (2) по z и учитывая, что при гидростатическом равновесии выполняются условия: $\partial P / \partial z = -\rho g$, $\partial P_{ex} / \partial z = -\rho_{ex} g$. Для тонкой магнитной трубки, пренебрегая малой радиальной составляющей магнитного поля, получим:

$$8\pi g(\rho - \rho_{ex}) = \partial B^2 / \partial z. \quad (8)$$

Отсюда видно, что в расширяющейся кверху части магнитной силовой трубки возникает дефицит плотности $\partial B^2 / \partial z < 0$, $\rho < \rho_{ex}$; а в части трубки, расширенной книзу – избыток: $\partial B^2 / \partial z > 0$, $\rho > \rho_{ex}$.

Таким образом, основные структурные особенности солнечного пятна: охлаждение, приводящее к его боковому поджатию, веерообразная структура магнитного поля над пятном, обуславливающая образование полутени, и пониженный по сравнению с фотосферой геометрический уровень наблюдаемых слоев пятна, где оптическая толщина $\tau \cong 1$, тесно связаны между собой в едином физическом процессе охлаждения и перераспределения газовых масс пятна по вертикали. Масса газа из «воронки пятна», т.е. из области вильсоновской депрессии, перемещаясь на глубину L , обеспечивает устойчивое состояние всей системы. При боковом сжатии и погружении пятна в более плотные слои фотосферы и конвективной зоны, с одной стороны, - возрастает магнитная энергия системы, что препятствует дальнейшему росту поля, а с другой стороны, – уменьшается (за счет вертикального перераспределения газовых масс) гравитационная энергия системы, что способствует его дальнейшему погружению.

Баланс этих двух тенденций и определяет равновесные состояния пятна, а также их устойчивость относительно вертикальных смещений пятна, как целого.

3. Некоторые порядковые оценки

Прежде чем двигаться дальше, произведем, как это обычно делается при построении физических моделей, несколько простых и наглядных порядковых оценок, которые позволят нам лучше представить интервал основных физических величин, который мы можем получить в рамках изложенной идеологии и саму суть нового физического подхода.

Грубо равновесное значение магнитного поля в пятне можно оценить, если просто приравнять (по модулю) друг к другу две «конкурирующих» энергии: энергию магнитного поля над пятном (1) и изменение гравитационной энергии, вызванное перераспределением газовых масс по вертикали: $M_f g(L - \zeta)$, где M_f - масса газа, перемещенная по вертикали из области

вильсоновской депрессии на глубину L . (Изменение магнитной энергии в цилиндрической части пятна частично скомпенсировано изменением тепловой энергии системы, поэтому в порядковой оценке эти эффекты можно не учитывать). Мы получаем:

$$\frac{B^2}{8\pi} \pi a^2 \frac{\lambda_m}{2} \cong M_f g(L - \zeta) \cong M_f gL, \quad (9)$$

для массы газа, перемещаемой при образовании пятна по вертикали прием оценку $M_f \approx \pi a^2 \rho_0 \Lambda$, где Λ - шкалы высоты однородной атмосферы в пятне. Тогда:

$$B \cong \sqrt{16\pi g \rho_0 \Lambda \frac{L}{\lambda_m}}. \quad (10)$$

Принимая, что $\Lambda \approx 10^7$ см, а отношение $\frac{L}{\lambda_m} \approx 3$, получаем правильную

порядковую оценку напряженности магнитного поля в пятне: $B \cong 3500$ Гс. Далее мы можем оценить и характерную частоту колебаний пятна как цело-

лого: $\omega \approx \sqrt{\frac{k}{M}}$, где k - коэффициент эффективной упругости системы. Он

равен по порядку величины полному магнитному натяжению, приложенному к системе, деленному на характерный масштаб, т.е. $k = \pi a^2 B^2 / 4\pi L$. То-

гда учитывая, что масса газа в пятне равна $M = \pi a^2 L \hat{\rho}_0$, где $\hat{\rho}_0 \approx 10\rho_0$ средняя по глубине плотность массы, находим:

$$\omega \approx \frac{B}{L\sqrt{4\pi\hat{\rho}_0}} \approx \frac{3500}{3 \times 10^8 \sqrt{4\pi \times 3 \times 10^{-6}}} \cong 2 \times 10^{-3} \text{ с}^{-1}; \quad T \cong \frac{2\pi}{\omega} \cong 1 \text{ час}. \quad (11)$$

Именно такие, околочасовые периоды колебаний пятен и будут обсуждаться далее.

4. Равновесие сил в цилиндрической части пятна

Расчет обобщенных сил, действующих на вертикальный магнитный цилиндр (с учетом давления внешней среды и силы тяжести) может быть проведен, например, на основе методологии, описанной в [32]. Выделим в цилиндрической части трубки пятна дифференциально тонкий диск объемом $\Delta V = \pi a^2 \Delta L$ (см. рис 2). Полная энергия такой, как принято их называть в термодинамике, расширенной (т.е. учитывающей воздействие внешней среды) системы в указанном малом цилиндре составит:

$$E = \frac{1}{\gamma - 1} P \Delta V + P_{ex}(h) \Delta V + \frac{B^2}{8\pi} \Delta V - g \Delta M h, \quad (12)$$

где $\Delta M = \rho \Delta V$ - масса газа в данном объеме, g – ускорение силы тяжести на Солнце. Основное уравнение термодинамики для данного элемента объема запишем в виде [32]:

$$dE = TdS - \sum_k X_k dx_k + \sum_i \mu_i dN_i + \mu_z d\Phi. \quad (13)$$

Здесь S – энтропия, x_k - внешние параметры, X_k - обобщенные силы, сопряженные этим параметрам и определяемые как соответствующие частные производные со знаком минус, μ_i - химический потенциал i -того сорта частиц, а μ_z - химический потенциал магнитной фазы, т.е. функция, учитывающая изменение энергии системы E при изменении магнитного потока, $\Phi = B\pi a^2$, на единицу. Как видно из (13), всякую обобщенную силу X_j необходимо рассчитывать (как частную производную) при формальных условиях:

$$S = const, \text{ т.е. } P\Delta V^\gamma = const; \quad x_{k \neq j} = const; \quad \Delta M = const; \quad \Phi = B\pi a^2 = const. \quad (14)$$

Поскольку масса газа и магнитный поток в данном элементе объема сохраняются и по физическому смыслу нашей задачи (мы не рассматриваем здесь эффектов, связанных с изменением этих величин), то вместо (13) получаем:

$$dE = TdS - X_{\Delta L} d\Delta L - X_a da - X_h dh \quad (15)$$

и, соответственно:

$$X_{\Delta L} = - \left. \frac{\partial E}{\partial \Delta L} \right|_{\substack{S=const, a=const, h=const \\ \Delta M=const, \Phi=const}} = \pi a^2 (P - P_{ex} - \frac{B^2}{8\pi}), \quad (16)$$

$$X_a = - \left. \frac{\partial E}{\partial a} \right|_{\substack{S=const, \Delta L=const, h=const \\ \Delta M=const, \Phi=const}} = 2\pi a \Delta L (P - P_{ex} + \frac{B^2}{8\pi}), \quad (17)$$

$$X_h = - \left. \frac{\partial E}{\partial h} \right|_{\substack{S=const, a=const, \Delta L=const, \\ \Delta M=const, \Phi=const}} = - \frac{\partial P_{ex}(h)}{\partial h} \Delta V + g\Delta M = -g(\rho_{ex} - \rho)\Delta V. \quad (18)$$

Таким образом, условия равновесия внутри цилиндра по радиусу сечения и по глубине h , (т.е. условия $X_a = 0$ и $X_h = 0$) имеют вид: $P_{ex} = P + \frac{B^2}{8\pi}$, $\rho_{ex} = \rho$. Выше мы их уже обсуждали как физически очевидные. Однако сила $X_{\Delta L}$ в ноль при этом не обращается:

$$X_{\Delta L} = -\pi a^2 \frac{B^2}{4\pi}. \quad (19)$$

Эта величина, как видим, зависит только от a и B и потому оказывается одной и той же для любого дифференциально малого элемента объема цилиндра ($\Delta V = \pi a^2 \Delta L$). Суммируя по таким малым элементам, мы получаем,

что работа этой силы при виртуальном изменении протяженности всей цилиндрической части силовой трубки пятна равна:

$$X_L \delta(L - \zeta) = -\pi a^2 \frac{B^2}{4\pi} \delta(L - \zeta). \quad (20)$$

Если перейти на язык вариаций функционала полной энергии системы, как это принято у Шафранова [10], то, как видно из (15), работа обобщенной силы, сопряженной длине трубки, и первая вариация энергии цилиндра по соответствующей переменной при указанных выше дополнительных условиях отличаются только знаком (знак минус перед вторым членом справа в (15)).

$$\delta E_c = \pi a^2 \frac{B^2}{4\pi} \delta(L - \zeta). \quad (21)$$

Выражения (19)-(21) показывают, что вдоль нескрученного магнитного цилиндра, содержащего продольное магнитное поле B , действует магнитное натяжение $B^2/4\pi$, стремящееся сократить цилиндр в длину. Этот результат легко понять из хорошо известных в магнитной гидродинамике наглядных физических соображений, представляющих магнитные силовые линии как упругие нити, обладающие продольным натяжением $B^2/4\pi$ и поперечным давлением $B^2/8\pi$. В равновесии магнитное давление уравновешено поперечной разностью газовых давлений (2), а полное продольное натяжение магнитного цилиндра $\pi a^2 B^2/4\pi$ должно быть скомпенсировано на его концах, на верхней и нижней границах.

В этом смысле модель магнитного поля пятна в виде цилиндра конечной длины с краевыми эффектами, принципиально отличается от модели бесконечного однородного цилиндра, в которой вопрос о магнитном равновесии пятна по длине заведомо исключен из рассмотрения вследствие слишком высокой идеализации геометрии системы.

Заметим, что при условиях $M = const$ и $\Phi = B\pi a^2 = const$ относительные вариации напряженности магнитного поля, радиуса и глубины нижней магнитной границы пятна связаны между собой следующим образом

$$\frac{\delta B}{B} = -2 \frac{\delta a}{a}, \quad \frac{\delta B}{B} = q(L) \frac{\delta L}{L}, \quad (22),(23)$$

где

$$q(L) = \frac{1 + 2.53L + 1.22L^2 + 3.27L^3}{1 + 1.265L + 0.407L^2 + 0.8175L^3} - \quad (24)$$

величина, заключенная в пределах: $1 \leq q(L) \leq 4$. Как видим, при вертикальном сжатии (растяжении) пятна меняются и его горизонтальные размеры и

напряженность магнитного поля: когда пятно, сжимаясь по высоте, «приподнимается», оно расширяется и его магнитное поле ослабевает, когда пятно, растягиваясь по вертикали, погружается – его магнитное поле растёт. Колебания такого типа будем называть вертикально-радиальными.

На вариации трех основных величин δB , δa , δL наложены два условия сохранения: $\Phi = const$ и $M = const$. Поэтому только одна из вариаций является независимой и, соответственно, условия равновесия системы (и колебания) в поперечном и продольном направлениях не являются независимыми, они оказываются связанными. Однако, для случая долгопериодических колебаний имеется возможность разделить движения плазмы пятна в поперечном и вертикальном направлениях. Дело в том, что хотя мы рассматриваем модель «мелкого» пятна ($L \leq a$), время установления равновесия по сечению пятна почти на порядок меньше характерного времени вертикальных смещений, в которых участвует вся масса пятна. Действительно, магнитостатическое равновесие в сечении a устанавливается за характерное время $\tau_a \approx a/V_{AS}$, где $V_{AS} = \sqrt{c_s^2 + V_A^2}$, c_s - скорость звука, V_A - альфвеновская скорость. Поскольку $a \cong (0.5 \div 1) \times 10^9 \text{ см}$, а $V_{AS} \cong 2 \times 10^6 \text{ см/с}$, то $\tau_a \cong 5 \div 10$ минут. Вертикальные колебания пятна, как целого, которые мы намерены описывать, имеют период от 30 до 200 и более минут, поэтому данный процесс можно рассматривать как квазистатический относительно поперечного равновесия. В дальнейшем, упрощая задачу, мы при исследовании колебаний по длине пятна L , будем предполагать, что система во всякий момент времени успевает релаксировать к равновесию в поперечном сечении, т.е. считать, что условие (2) всегда выполняется.

5. Баланс натяжений на нижней границе

На уровне $h = L$ натяжение (19) должно быть уравновешено натяжением расширяющейся книзу трубки, которое, в свою очередь, должно, согласно (8), компенсировать избыток плотности газа на нижнем конце цилиндрической части трубки. Иными словами, приведенная выше работа силы, сопряженной параметру L , здесь должна быть равна изменению гравитационной энергии системы, вызванному перераспределением газовых масс по вертикали:

$$\delta E_g = -M_f g \delta(L - \zeta), \quad (25)$$

где M_f - масса газа, перемещенная из воронки пятна вниз, на расстояние $(L - \zeta)$. Эта величина, рассчитанная в линейном приближении (8), составит:

$$\begin{aligned}
 M_f &= \int_{-\zeta_0}^{\infty} \int_0^a (\rho_{ex} - \rho) 2\pi r dr dz = \frac{1}{8\pi g} \int_{-\zeta_0}^{\infty} \int_0^a \frac{\partial B^2}{\partial z} 2\pi r dr dz = \\
 &= \frac{1}{4\pi g} \int_{-\zeta}^{\infty} \frac{\partial B}{\partial z} \int_0^a B(z) 2\pi r dr dz = \frac{1}{4\pi g} \int_{-\zeta}^{\infty} \frac{\partial B}{\partial z} \Phi dz = \frac{\Phi}{4\pi g} \int_{-\zeta}^{\infty} \frac{\partial B}{\partial z} dz = \frac{\Phi B}{4\pi g} = \pi a^2 \frac{B^2}{4\pi g}.
 \end{aligned}
 \tag{26}$$

Сравнивая (21), (25) и (26), мы видим, что выражение для изменения гравитационной энергии системы по модулю оказывается в точности равно вариации (21), но отличается по знаку. Таким образом, требование механического равновесия удовлетворяется на нижнем конце трубки тождественно, так что и вторая вариация энергии, описывающая суммарную работу возмущенных сил, будет здесь равна нулю. Следовательно, равновесие на нижнем конце цилиндрической части силовой трубки пятна является безразличным – никакого вклада в устойчивость или неустойчивость системы оно не вносит.

Решение вопроса об устойчивости системы по отношению к вертикальным смещениям зависит только от баланса натяжений на верхнем конце трубки.

6. Баланс натяжений в верхней части пятна

Рассматривая область пространства над верхним срезом пятна, будем учитывать не только магнитную энергию E_m^* , запасенную в этой области пространства, но и потенциальную энергию бокового обжатия верхнего конца магнитной силовой трубки пятна внешним магнитным полем B_0 и давлением фотосферного газа в области вильсоновской депрессии, при $0 \leq h \leq \zeta$. Последний член вносит малую поправку в общее выражение для энергии, поэтому нам достаточно для него грубой порядковой оценки. Мы оценим его как $\pi a^2 P_{ex}(\zeta) \times \kappa \zeta$, где κ – малый множитель, равный примерно отношению шкалы высот в фотосфере к величине вильсоновской депрессии. (Можно полагать, что $\kappa \approx 0.5$).

$$E^* = \frac{B^2}{8\pi} \pi a^2 \frac{\lambda_m}{2} + \frac{B_0^2}{8\pi} \pi a^2 \frac{\lambda_{m,0}}{2} + \pi a^2 P_{ex}(\zeta) \times \kappa \zeta.
 \tag{27}$$

Здесь $\lambda_{m,0}$ – магнитная шкала высоты для обжимающей трубку пятна внешнего магнитного поля (или можно сказать, это – шкала высоты поля в первоначальной трубке пятна, из которой посредством бокового поджатия и опускания газовых масс образовалось данное солнечное пятно). Рассчитаем, прежде всего, силу, действующую в поперечном направлении в области над пятном. Для этого проварьируем (27) по сечению a с учетом сохранения магнитного потока ($Ba^2 = const$) и фиксируя при этом «вертикальные» обобщенные координаты λ_m, ζ и внешние давления. Это даст:

$$\delta E_a^* = \left(\frac{B^2}{8\pi} \pi a^2 \frac{\lambda_m}{2} - \frac{B_0^2}{8\pi} \pi a^2 \frac{\lambda_{m,0}}{2} - \pi a^2 P_{ex}(\zeta) \times \kappa \zeta \right) \frac{\delta B}{B} = 0. \quad (28)$$

Отсюда, вводя плазменный параметр $\beta(\zeta) = 8\pi P_{ex}(\zeta) / B^2$, найдем:

$$\lambda_m = \lambda_{m,0} \frac{B_0^2}{B^2} + 2\kappa\beta\zeta. \quad (29)$$

Как видим, магнитная шкала высоты уменьшается по мере бокового поджатия силовой трубки пятна примерно по закону $1/B^2$, а при больших напряженностях магнитного поля λ_m стремится к ζ (численно $2\kappa\beta \cong 1$). Эта зависимость наглядно проиллюстрирована на рис. 5.

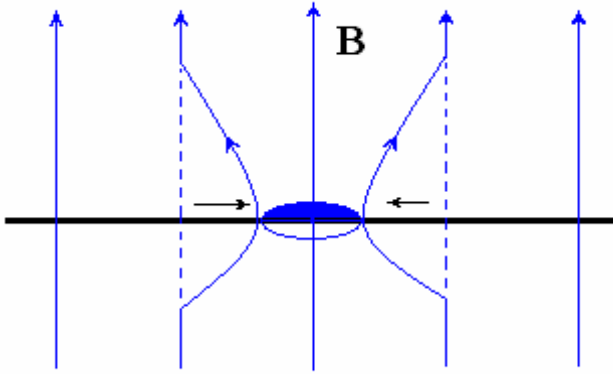


Рис.5. Показано уменьшение магнитной шкалы высоты по мере бокового поджатия на уровне фотосферы вертикальной магнитной силовой трубки, формирующей солнечное пятно: $\lambda_m \propto 1/B^2$. В первоначальном состоянии для однородной вертикальной магнитной трубки $\lambda_m = \lambda_{m,0} \rightarrow \infty$.

Далее проварьируем энергию над пятном (27) по «вертикальным» обобщенным координатам λ_m и ζ , учитывая (29). Члены с $\kappa\delta\zeta$ при этом сократятся, и мы получим:

$$\delta E_\lambda^* = \frac{\delta B}{B} \left(\frac{B^2}{4\pi} \right) \pi a^2 \left(-\frac{\lambda_{m,0}}{2} \frac{B_0^2}{B^2} \right). \quad (30)$$

Таким образом, неточно определяемый в данной модели параметр κ выпадает из условия равновесия вдоль вертикали, которое теперь примет вид:

$$\delta E = \delta E_\lambda^* + \delta E_c = \frac{\delta B}{B} \left(\frac{B^2}{4\pi} \right) \pi a^2 \left(-\frac{\lambda_{m,0}}{2} \frac{B_0^2}{B^2} + \frac{L}{q} - \frac{\partial \zeta}{\partial B} B \right) = 0 \quad (31)$$

или

$$\frac{\lambda_{m,0}}{2} \frac{B_0^2}{B^2} = \frac{L}{q} - \frac{\partial \zeta}{\partial B} B. \quad (32)$$

Найдем далее вторую вариацию энергии системы при условиях, что сохраняется магнитный поток и выполняется (32), т.е. что первая вариация в начальном равновесном состоянии равна нулю. Мы получим:

$$\delta^2 E = \left(\frac{\delta B}{B} \right)^2 \left(\frac{B^2}{4\pi} \right) \pi a^2 \left(\frac{L}{q} \left(2 + \frac{1}{q} - \frac{L}{q^2} \frac{dq}{dL} \right) - 3B \frac{\partial \zeta}{\partial B} - B^2 \frac{\partial^2 \zeta}{\partial B^2} \right). \quad (33)$$

7. Область устойчивых состояний и глубина пятна

Вторая вариация полной энергии системы (33) определяет работу возмущенной силы при отклонении системы от равновесия $\delta^2 E = - \int \xi F\{\xi\} dr$, где ξ - вектор смещения плазмы [10, стр. 108]. В соответствии с идеологией энергетического подхода уравнение малых МГД-колебаний представляется в виде [9]:

$$\rho_0 \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -\hat{K} \xi = F(\xi), \quad (34)$$

где ρ_0 - невозмущенное распределение плотности, \hat{K} - самосопряженный оператор, определяющий обобщенный «коэффициент упругости» системы, возникающей при малых отклонениях от равновесия. Выбирая зависимость всех величин от времени в виде $\exp(i\omega t)$, мы получим:

$$-F\{\xi\} = \omega^2 \rho_0 \xi, \quad (35)$$

Отсюда имеем известное выражение для частоты малых колебаний системы [9, стр.140]:

$$\omega^2 = \frac{\int_V \xi \hat{K} \xi dV}{\int_V \rho_0 \xi^2 dV} = \frac{\delta^2 E}{\int_V \rho_0(h) \xi^2(h) dV}. \quad (36)$$

Следовательно, если мы выразим в формуле (33) первый множитель $\left(\frac{\delta B}{B} \right)^2$ через смещение плазмы ($|\xi| \cong \xi_z$), то мы сможем определить частоту собственных вертикально-радиальных колебаний солнечного пятна, как целого. Выражая в (33) δB через δL , мы из (36) получим

$$\omega(B) = \frac{10^3}{10^8 \sqrt{4\pi\rho(0)}} \frac{B}{Z} \sqrt{\frac{\delta L^2 \left(Z \left(2 + \frac{1}{q} - \frac{Z}{q} \frac{dq}{dL} \right) - 3B \frac{\partial \zeta}{\partial B} - B^2 \frac{\partial^2 \zeta}{\partial B^2} \right)}{\int_0^L \xi^2(h) (1 + 2.53h + 1.22h^2 + 3.27h^3) dh}}. \quad (37)$$

Здесь использовано выражение для плотности (6) и обозначено $Z = L/q(L)$, равное, согласно (32):

$$Z(L) = \frac{\lambda_{m,0}}{2} \frac{B_0^2}{B^2} + B \frac{\partial \zeta}{\partial B}. \quad (38)$$

В формуле (37) численные коэффициенты 10^3 и 10^8 показывают, что, как и ранее, B измеряется в килогауссах (кГс), а длины - в тысячах км (Мм), при том, что частота выражается в обратных секундах. Из соотношения (38) мы можем найти L как функцию магнитного поля B и, входя с нею в (37), рассчитать искомую функцию $\omega(B)$, если известна зависимость $\xi(h)$. При смещениях по вертикали цилиндрическая часть пятна испытывает неоднородные растяжения (сжатия), так что $\delta\zeta \neq \delta L$ (см. ниже формулу (40)). Выберем линейную зависимость $\xi(h)$ так, чтобы на глубине $h = \zeta$ смещение было равно $\xi(\zeta) = \delta\zeta$, а при $h = L$, соответственно, $\xi(L) = \delta L$:

$$\xi(h) = \delta L \left(1 - \frac{(L-h)}{(L-\zeta)} \left(1 - \frac{\delta\zeta}{\delta L} \right) \right). \quad (39)$$

Учитывая, что, согласно (20), имеет место связь:

$$\delta\zeta = B \frac{\partial \zeta}{\partial B} \left(\frac{\delta B}{B} \right) = B \frac{\partial \zeta}{\partial B} q \frac{\delta L}{L}, \quad (40)$$

получим:

$$\xi(h) = \delta L \left(1 - \frac{(L-h)}{(L-\zeta)} D \right), \quad (41)$$

где обозначено: $D = 1 - \frac{q}{L} B \frac{\partial \zeta}{\partial B}$. Подставив (41) в (37), мы найдем $\omega(B)$ в виде:

$$\omega(B) = 5 \times 10^{-3} \frac{B}{Z} \sqrt{\frac{Z(2 + \frac{1}{q} - \frac{Z}{q} \frac{dq}{dL}) - 3B \frac{\partial \zeta}{\partial B} - B^2 \frac{\partial^2 \zeta}{\partial B^2}}{G(L)}}, \quad (42)$$

где функция $G(L)$, имеющая размерность длины, дается выражением:

$$G(L) = L + 1.265L^2 + 0.407L^3 + 0.8175L^4 - \frac{D}{L-\zeta} (L^2 + 0.8433L^3 + 0.2033L^4 + 0.327L^5) + \left(\frac{D}{L-\zeta} \right)^2 (0.21083L^4 + 0.04066L^5 + 0.0545L^6).$$

Расчеты $\omega(B)$ по формуле (42) при различных значениях параметра $\lambda_{m,0}$, дающего, согласно (29), основной вклад в магнитную шкалу высоты в наблюдаемых слоях пятна λ_m , представлены на рис. 6. Как видно из рисунка,

область устойчивых состояний солнечного пятна в данной модели оказывается ограниченной диапазоном напряженностей магнитного поля от $0.8 \div 1$ до $4 \div 5$ кГс в полном соответствии с фундаментальными наблюдательными фактами, о которых говорилось во Введении.

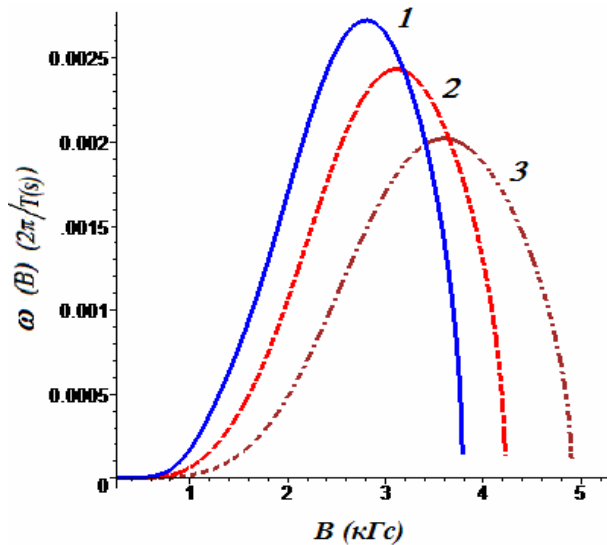


Рис.6. Зависимость частоты $\omega = 2\pi/T(c)$ собственных вертикально-радиальных колебаний пятна от напряженности магнитного поля при трех значениях параметра $\lambda_{m,0}$: 1. $\lambda_{m,0} = 50Mm$. 2. $\lambda_{m,0} = 75Mm$. 3. $\lambda_{m,0} = 125Mm$. При этих значениях $\lambda_{m,0}$ магнитная шкала высоты в пятне λ_m близка к $1.0 \div 1.5$ Мм (см. формулу (29)). Значение циклической частоты $\omega = 0.00052 \text{ c}^{-1}$ соответствует периоду колебаний в 200 минут, а 0.0026 c^{-1} – периоду в 40 минут.

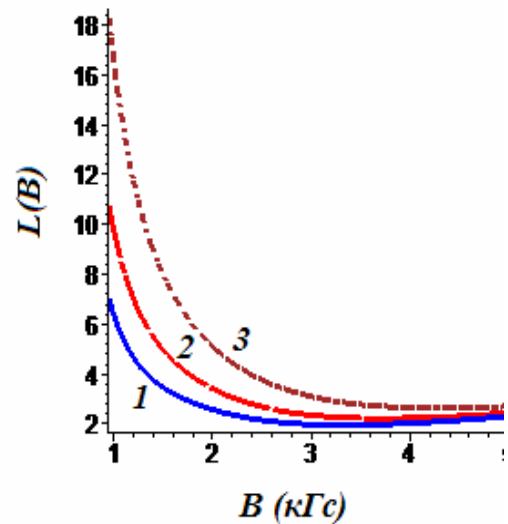


Рис. 7. Зависимость глубины нижней магнитной границы солнечного пятна L от напряженности магнитного поля.

1. $\lambda_{m,0} = 50Mm$, 2. $\lambda_{m,0} = 75Mm$,
3. $\lambda_{m,0} = 125Mm$.

Для пятен с напряженностью магнитного поля в $2 \div 5$ кГс глубина нижней магнитной границы L составляет 2- 5 Мм.

Из следующего рисунка 7, на котором приведена зависимость L от B , видно, что $L \cong 2 \div 5$ Мм для пятен с полем в $2 \div 5$ кГс, а при слабом (около 1 кГс) поле, но относительно большом значении магнитной шкалы высот λ_m (кривая 3) равновесие требует большой протяженности регулярного магнитного поля вглубь, что физически невозможно, поскольку уже на глубине около 2 Мм такое поле будет запутано конвективными движениями плазмы и потеряет свою регулярную структуру. Следовательно, равновесие пятен со слабым магнитным полем возможно лишь при достаточно малых λ_m ($\lambda_{m,0} < 50 Mm$).

8. Раскачка полутени.

Основная глобальная мода и нижние субгармоники

Учтем еще один важный момент: несмотря на то, что полутень пятна - поверхностное образование, она также должна вовлекаться в глобальный колебательный процесс, поскольку напряженность магнитного поля в ней еще достаточно велика, а масса газа, расположенного под полутенью, поджимается сверху и снизу магнитным полем расширяющейся в стороны магнитной силовой трубки пятна (рис.1). Тем самым, эта кольцеобразно прилегающая к пятну область должна неизбежно возбуждаться колебаниями тени пятна. В этом случае эффективная масса, участвующая в колебаниях, будет увеличена на фактор $b^2/a^2 - 1$, где b - внешний радиус полутени. Исходя из этого, можно ожидать, что при наблюдениях в каждом солнечном пятне с достаточно развитой полутенью, должны обнаруживаться две основных колебательных моды: ω_1 - когда в колебаниях участвует масса газа, заключенная в тени пятна (т.е. в объеме $\pi a^2 L$) и ω_2 - когда в колебательном процессе задействована вся масса газа пятна, вместе с его с полутенью (т.е. в объеме $\pi b^2 L$). Можно сказать, что в этом случае мы будем иметь два связанных гармонических осциллятора, и собственная частота колебаний каждого из них будет представлена в колебательном спектре другого.

Известно, что если связь между осцилляторами достаточно слаба, то частоты колебаний отдельных (парциальных) систем близки к собственным частотам независимых осцилляторов. Соотношение частот этих двух основных мод равно примерно $\omega_1/\omega_2 \cong \sqrt{b^2/a^2 - 1} \approx b/a$. Согласно Аллену ([33] стр. 264) отношение радиуса тени пятна к радиусу полутени составляет в среднем 0.42. Следовательно, мы должны были бы ожидать, появления в спектре колебаний пятна наряду с ω_1 частоты $\omega_2 \approx 0.42\omega_1$. Но необходимо понимать, что оценка Аллена - среднестатистическая, у реальных пятен это отношение может значительно отличаться от среднестатистического, как в сторону увеличения, так и в сторону уменьшения. По смыслу задачи ясно, что вовлечение полутени в колебательный процесс будет достаточно эффективным, если собственная частота ее колебаний окажется кратной собственной частоте колебаний основного осциллятора - тени. Поэтому, из общих теоретических соображений надо ожидать, что вследствие наложения колебаний полутени в спектре пятна должны появляться низкие субгармоники: $\omega_2 = \omega_1/2$, $\omega_3 = \omega_1/3$, $\omega_4 = \omega_1/4$ и так далее. Очевидно, что наиболее вероятны частоты ω_2 , ω_3 , как более близкие к среднестатистической оценке $0.42\omega_1$.

9. Сравнение теоретических зависимостей с наблюдаемыми

Как уже отмечалось выше, теоретически долгопериодические колебания пятен с периодами \sim от 30 до 200 мин обсуждались и ранее [17], но практически до последнего времени не было получено надежных количественных данных о свойствах таких колебаний. Недавно Наговицыным Ю.А. были обработаны длительные ряды наблюдений временных вариаций магнитного поля пятен, определяемые по зеемановскому расщеплению спектральных линий в пятне [22]. Эти данные были в свое время получены Вяльшиным Г.Ф. в Пулкове, а также Наговицыным Ю.А. на Кубе и в Кисловодске. Обрабатываемые ряды имели длительность до 8-9 часов при скважности наблюдений в 10-15 минут. Такой уникальный наблюдательный материал позволил надежно выявить при помощи вейвлет-анализа долгопериодические колебания магнитного поля пятен в диапазоне от 40 до 200 минут. Отчетливо проявилось наличие двух глобальных колебательных мод: относительно короткопериодическая с T примерно от 40 до 100 минут и долгопериодическая с T от 100 до 220 минут (см. рис. 8). (Отношение частот близко к 2.4). Исследование амплитудных характеристик показало, что амплитуды высокочастотной моды в несколько раз превышают амплитуды низкочастотной [22]. Это ясно указывает на то, что колебания с ω_1 не являются субгармоникой нижней моды, а, напротив, представляют собою основную моду колебаний. В рамках нашей модели эта разница амплитуд двух мод представляется совершенно естественной: раскачка второй, нижней субгармоники связана с вовлечением в колебательный процесс дополнительной массы газа в области полутени, и потому амплитуда низкочастотной моды всегда должна быть значительно меньше, чем амплитуда первой.

Долгопериодические колебания солнечных пятен выявлены также Парфиненко Л.Д. и Ефремовым В.И. по исследованию лучевых скоростей в пятнах и их окрестностях в тех случаях, когда удавалось провести достаточно длительные (до 4-х часов) сеансы наблюдений.

(Аппаратура и методика таких исследований описаны в [34]). Важно, что точки, полученные по лучевым скоростям, соответствуют не только ветвям роста кривых $\omega(B)$ (как это имеет место с данными Наговицына Ю.А.), но и областям их спада при достаточно больших B (рис. 8).

Эти данные особенно интересны, поскольку солнечные пятна с напряженностью больше 3 кГс встречаются редко, и проследить ход кривой $\omega(B)$ во всем диапазоне наблюдаемых напряженностей довольно сложно.

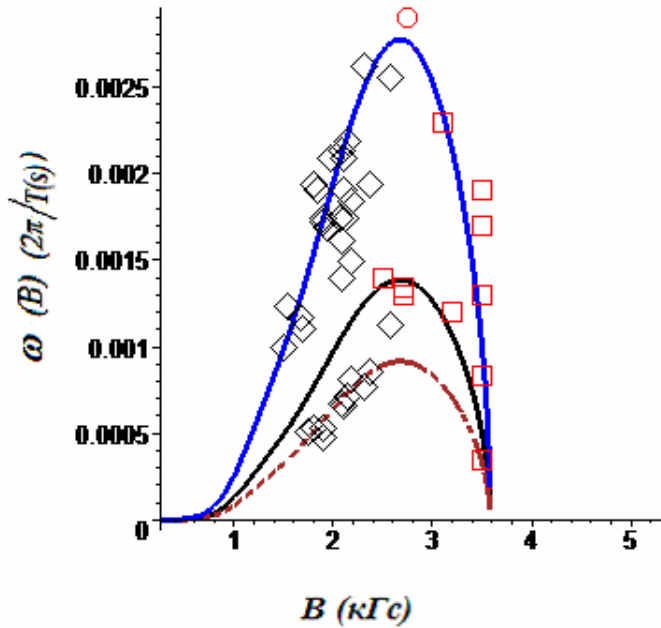


Рис. 8. Верхняя сплошная кривая – теоретическая зависимость $\omega(B)$ для первой моды при $\lambda_{m,0} = 40 \text{ Мм}$. Нижние кривые – та же зависимость для второй и третьей субгармоник: $\omega_2 = 0.5\omega_1$, $\omega_3 = 0.33\omega_1$. Ромбиками отмечены значения $\omega(B)$, полученные Наговицыным Ю.А. при обработке данных о временных вариациях магнитного поля пятен. Крестиком – одна точка, полученная тем же методом Лозицкими Н.И. и В.Г. Квадраты отмечают данные, полученные Парфиненко Л.Д. и Ефремовым В.И. по исследованию лучевых скоростей в пятнах.

Как видим, совокупность наблюдательных данных, полученных разными наблюдателями, различными методами и для самых разных солнечных пятен, хорошо соответствует полученным теоретическим зависимостям.

10. Заключение

Детально описана новая, значительно более реалистичная, чем известные ранее, модель солнечного пятна, учитывающая, что существенный вклад в общий энергетический баланс системы вносит гравитационная энергия вещества, вытесненного расходящимся магнитным полем пятна из его верхней воронкообразной части (из области вильсоновской депрессии) и перемещенного на глубину «нижней магнитной границы» пятна – в область, где сильно сжатая магнитная силовая трубка, формирующая солнечное пятно, начинает резко расширяться книзу.

Модель позволяет теоретически рассчитать область устойчивых равновесных состояний пятна. Найдено, что пятна устойчивы лишь при напряженности их магнитного поля в пределах от примерно $0.8 \div 1$ до $4 \div 5$ кГс.

Получено, что глубина нижней магнитной границы устойчиво равновесного пятна составляет всего $2 \div 4$ тысяч км.

Рассмотрены долгопериодические ($T \geq 30$ минут) собственные колебания солнечного пятна, как целого, вблизи устойчивых равновесных состояний.

Найдена зависимость частоты собственных вертикально-радиальных колебаний пятна от напряженности магнитного поля для основной колеба-

тельной моды: ω_1 - колебания собственно пятна (тени) - и субгармоник: ω_2 и ω_3 - колебания всего пятна с полутенью ($\omega_2 = 0.5\omega_1, \omega_3 = 0.33\omega_1$).

Показано, что для всех трех глобальных колебательных мод теоретические зависимости $\omega_1(B)$ и $\omega_2(B), \omega_3(B)$ хорошо согласуются с наблюдаемыми.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН «Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля».

Авторы выражают глубокую признательность Ю.Н. Наговицыну, Л.Д. Парфиненко, Н.И. и В.Г. Лозицким (Киевский НУ) за полезные обсуждения проблемы и предоставление наблюдательных данных по исследованию долгопериодических колебаний солнечных пятен.

Литература

1. **Соловьев А.А.** Труды IX Пулковской конференции ГАО РАН, Пулково, 4-9 июля, 2005. с. 577-588.
2. **Thomas J.H., Cram L.E., Ney A.H.** Nature. 297. P. 485. 1982.
3. **Обридко В.Н.** Солнечные пятна и комплексы активности. М. Наука. 1985.
4. **Могилевский Э.И., Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д.** Астроном. циркуляр, № 669, с.1. 1972.
5. **Bogdan T.J.** Solar Phys. V. 192. P. 373-394. 2000.
6. **Zugzda, Y. D., Staude, J., Locans, V.A.** Solar Phys. V.91. P. 219. 1984.
7. **Zhukov V.I.** A&A, v. 386, P. 653-657. 2002.
8. **Zhukov V.I.** A&A, v. 433, P. 1127-1132. 2005
9. **Кадомцев Б.Б.** Вопросы теории плазмы. М. Атомиздат, вып. 2, С.132. 1963.
10. **Шафранов В.Д.** Вопросы теории плазмы. М. Атомиздат, вып. 2, С. 92-131. 1963.
11. **Соловьев А.А.** Солнечные данные, №4, с. 54-60. 1976.
12. **Соловьев А.А.** Астрономический журнал, т. 61, вып. 4, С. 764-770. 1984.
13. **Соловьев А.А.** Солнечные данные. №1, С.73-78. 1984.
14. **Певцов А.А., Самтаров И.С.** Солнечные данные. №3, с. 65-71. 1985.
15. **Наговицын Ю.А.** Письма в АЖ. Т. 23. №11. с. 859 – 862. 1997.
16. **Zhao J., Kosovichev A.G, Duval T.L.** Astrophys. J. v. 557. P. 384-388. 2001.
17. **Соловьев А.А.** Диссерт. на соиск. уч. ст. доктора физ.-мат. наук. «Теоретические исследования магнитной структуры солнечных пятен». М., ИЗМИРАН, март 1992 г.

18. **Borzov V.V., Vialshin G.F., Nagovitsyn Yu.A.** Contrib. Astr. Obs. Skalnaté Pleso. v. 15. P. 75-85. 1986.
19. **Gelfreikh G.B., Shibasaki K., Nagovitsyna E.Yu., Nagovitsyn Yu.A.** Proceedings of IAU Symposium No 223. Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity. St. Petersburg. P. 525-528. 2004.
20. **Gelfreikh G.B., Nagovitsyn Yu.A., Nagovitsyna E.Yu.** Publ. Astr. Soc. Japan, v. 58, No 1, p. 29-35. 2006.
21. **Гельфрейх Г.Б. и др.** VII Пулковская конференция по физике Солнца. Климатические и экологические аспекты солнечной активности. ГАО РАН. С. 111-116. 2003.
22. **Соловьев А.А., Наговицын Ю.А.** Труды конференции: «Солнечная активность как фактор космической погоды», С.-Пб, с. 593-598. 2005.
23. **Nagovitsyn Yu. A., Vyalshin G.F.** Астрон. Циркуляр. №1533, с.1-2. 1992.
24. **Соловьев А.А., Калинин А.А.** Солнечные данные. №3, с.65-69.1983.
25. **Соловьев А.А.** Астрономический журнал. т. 68. №1, С.166-174. 1991.
26. **Соловьев А.А.** Астрономический журнал. т. 68. №3, С.624-631. 1991.
27. **Соловьев А.А.** Астрономический журнал. т. 74. №1, С.131-138. 1997.
28. **Соловьев А.А.** Астрономический журнал. т. 75. №1, С.125-131. 1998.
29. **Gingerich O. et al.** Solar Phys. v. 18. P. 347. 1972.
30. **Spruit H.C.** Solar Phys. v. 34. P. 277-290. 1974.
31. **Kopp G., Rabin D.** Solar Phys. v. 141. P. 253-265. 1992.
32. **Соловьев А.А.** Письма в Астрон. журнал. т.2. №1, С. 39-43. 1976.
33. **Аллен К.У.** Астрофизические величины. М. Мир. 1977.
34. **Parfinenko L.D.** Solar Phys. v. 213. p. 291. 2003.

КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН НА ВРЕМЕННЫХ ШКАЛАХ ДЕСЯТКИ МИНУТ И СОТНИ ЧАСОВ

Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю.

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория Российской академии наук,
Санкт-Петербург, Россия*

QUASI-PERIODIC OSCILLATIONS OF SUNSPOTS ON TIME SCALES OF TENS MINUTES AND HUNDREDS HOURS

Nagovitsyn Yu.A., Nagovitsyna E.Yu.

Central Astronomical Observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia

Abstract

The paper is a review of more than 20-yr studies of authors of the quasi-periodic dynamical processes in solar active regions. The main objects of investigations were the sunspots. It was shown that the entire complex of collected observational data was evidence of new solar phenomenon, which may be called by the term "long-term oscillation of sunspots". These quasi-periodic oscillations were in existent over two time scales: tens minutes and tens hours, distinctly separating from well-known 3-5 min oscillations. Main characteristics of the observational oscillations are shown. Physical properties seeming as central to interpret this phenomenon are resulted.

Четверть века назад были получены первые наблюдательные свидетельства существования в активных областях (АО) Солнца особого типа локальных колебаний, периоды которых больше (иногда гораздо больше) хорошо известных 3-минутных колебаний вертикального компонента скорости газа в пятнах. Были обнаружены квазипериодические колебания (КПК) пятенного магнитного поля и поля скорости с типичными периодами десятки-сотни минут – с одной стороны, и десятки-сотни часов – с другой. В этой статье мы будем называть первый тип КПК *долгопериодическими*, а второй – *сверхдолгопериодическими*.

К сожалению, проведению длительных наблюдений с высоким пространственно-временным разрешением, необходимым для изучения этого явления, препятствуют погодные, атмосферные и другие очевидные факторы. Вероятно, именно поэтому мы пока недостаточно информированы о КПК больших периодов, хотя данные непрерывно накапливаются. Таким образом, провести обзор и анализ наблюдательных данных, имеющих отношение к данной проблеме и полученных нами и другими исследователями в течение последних 20-25 лет с помощью различных типов наблюдений, вероятно, своевременно. Поскольку само явление долгопериодических и сверхдолгопериодических КПК долгое время «неочевидно» ряду исследователей, специальное внимание в статье будет уделено методическим вопросам исследования КПК.

Объем статьи вынуждает нас сосредоточиться, главным образом, на долгопериодическом диапазоне: 40-200 мин; колебания с суточными периодами будут затронуты несколько меньше. Однако вовсе не упомянуть о них невозможно, т.к. ряд их свойств достаточно ясно свидетельствует об общей для двух диапазонов периодов физике процесса, которая будет обсуждена в предпоследнем разделе статьи.

Первые наблюдательные свидетельства существования долгопериодических КПК

В 1985 г. Гопасюк [1] сообщил о наблюдении 40-минутных крутильных колебаний в солнечном пятне с амплитудой 50 м/с. Демченко и др. [2] тогда же наблюдали 70-минутные колебания площади пятен. Бертон и Рэйроул [3] в это же время написали о наблюдении 40-50 минутных колебаний азимутального компонента скорости газа в пятне (заметим, что о долгопериодических – 15-минутных – осцилляциях на внешней границе тени упоминалось и в известной статье Бекерса и Шульца [4], посвященной наблюдениям 3^м колебаний). Авторами [3] явление было интерпретировано как захват хромосферными и корональными арками МГД-мод, возбуждаемых конвективной зоной. Это означало, что подобные КПК можно было пытаться обнаружить при наблюдениях корональных арок и протуберанцев.

Большой цикл работ, посвященных КПК в протуберанцах, принадлежит Башкирцеву и Машнич [5-8 и др.]. Ими, в частности, определен геометрический характер мод – как суперпозиция крутильных и долготных колебаний, – а также оценены характерные периоды. Основным диапазоном составили 40-80 минутные КПК, хотя наблюдались и несколько меньшие периоды.

Периоды 10-30^м в колебаниях протуберанцев наблюдались и другими авторами. Так, Ландман и др. [9], производя наблюдения спокойных протуберанцев, нашли долгопериодические $T \approx 25^m$ низкоамплитудные колебания в ширине и интенсивности линии $D_3 \text{ HeI}$.

Виер и др. [10] сообщили о доплеровских колебаниях H_α - амплитуд протуберанцев с периодами 50, 60 и 64^м. Балтазар и др. [11] наблюдали периодические ($T \approx 1^h$) доплеровские сдвиги также в H_α линии. Следующая работа [12] подтвердила эти результаты.

Что касается наблюдений долгопериодических колебаний в корональных арках, отметим работы Гаррисона [13], который обнаружил колебания с $T \sim 24^m$, Швестки [14] (по данным GOES, рентгеновский диапазон) – $T \sim 20^m$, Де Фореста и Гурмана [15] (по данным SOHO/EIT, ультрафиолетовый диапазон) – $T \sim 15^m$, Кауфмана [16] (микроволновой радиодиапазон) – $T = 41^m$.

Борцов и др. [17] рассмотрели изменения напряженности магнитного поля, площади и магнитного потока пятен. Было найдено, что характери-

стики пятен испытывают циклические изменения с типичными периодами 35-140^м.

Наговицын и Вяльшин [18] методом трассеров обнаружили в пятнах крутильную моду с периодом 45-120^м и меридиональные колебания с периодом 155-185^м. Последний результат был подтвержден Дружининым и др. [19], наблюдавшими периодический компонент собственных движений пятен с $T = 158^m$. Основным же результатом, полученный группой СиБИЗМИР в этой и других работах [20-21], – выявление крутильных колебаний с периодом около часа. Важно то, что в работах [19-21] в отличие от работ пулковской группы (часть которых представлена в этой статье) использован метод спектральной композиции доплеровского сигнала от двух областей полутени, симметричных относительно центра пятна вблизи края диска Солнца, и совпадение результатов, полученных разными методами, говорит в пользу реальности обнаруженного явления.

Ихсанов и Наговицына [22] показали, что нерегулярный компонент собственных движений пятен (использовано 48 фрагментов 4 пятен) представляет собой КПК с $T = 70-240^m$ двух независимых мод – широтной φ и долготной λ – причем частота широтной всегда выше. Далее Наговицына [23-24] на примере нескольких пятен показала, что крутильная θ - и радиальная r -мода относительных колебаний пятен, напротив, зависимы. Была получена оценка периода относительных КПК: $T = 60-120^m$.

Методические аспекты определения параметров КПК

Изучение КПК требует применения специальных инструментов анализа квазипериодических процессов. Приведем здесь их сводку.

Для *почти* гармонических процессов или оценки параметров квазипериодических процессов в первом приближении можно использовать метод корреляционного периодограммного анализа (КПГА) (см. например [25]). Здесь реализация $f(t_i)$ последовательно сравнивается с функциями вида

$$SC(t_i) = A(\omega) + B(\omega) \sin \omega t_i + C(\omega) \cos \omega t_i. \quad (1)$$

Аналогично Фурье-анализу, можно говорить о *дискретном* КПГА, когда $\omega = 1, 2, \dots, n$, и функция раскладывается по ортогональному базису, и *непрерывном* КПГА, когда ω принимает непрерывные значения, ограниченные снизу критерием Найквиста, а сверху – длиной реализации. Оценки частотного состава $f(t_i)$ производятся или по локальным максимумам коэффициента корреляции $\rho(\omega)$ между $f(t_i)$ и пробной $SC(t_i)$, или по критерию минимума квадрата невязки между этими функциями. Вероятность неслучайного отличия $\rho(\omega)$ от нуля, т.е. значимость гармоники с частотой ω , определяется по формуле:

$$P(\omega) = 1 - \{1 - [\rho(\omega)]^2\}^{M/2-1}, \quad (2)$$

где M – число точек реализации.

Заметим, что подход КПГА не принципиально отличен от подхода интегрального Фурье-преобразования. Просто в КПГА вместо минимума *интеграла* квадрата невязок между функцией и ее синусоидальной аппроксимацией используется минимум *суммы* квадратов этих невязок.

Теперь о вейвлет-преобразовании. Техника разложения по вейвлетам – самоподобным хорошо локализованным функциям солитоноподобной формы – получила развитие в целом ряде задач, начиная с работ Гроссмана и Морле [26]. В настоящее время существует уже весьма обширный список литературы по вейвлет-преобразованию. Специально отметим обзор Астафьевой [27], замечательную по полноте монографию Добечи [28], учебное пособие Витязева [29] и работу Фрик, Соколова и др. [30]. Ортонормированный базис, по которому осуществляется разложение функции, строится с помощью линейных растяжений и трансляций базового вейвлета, так что вейвлет-преобразование выступает в роли некоторого “математического микроскопа”, работающего с различными временными масштабами сигнала [27].

Часто используют вещественный МНАТ-вейвлет

$$\psi(t) = (1 - t^2)e^{-t^2/2}, \quad (3)$$

представляющий собой элемент семейства, образуемого m -ой производной гауссианы:

$$\psi^{(m)} = (-1)^m \frac{\partial^m}{\partial t^m} e^{-\frac{t^2}{2}} \quad (4)$$

при $m = 2$. Порядок m вейвлета семейства (4), или какого-либо другого семейства – например, еще более часто используемых вейвлетов Морле

$$\psi(r) = \exp(imr) e^{-\frac{r^2}{2}}, \quad (5)$$

– параметр, связанный с результирующим частотным разрешением, и для ряда задач он должен быть большим, чем для МНАТ-вейвлета. Однако увеличение m демпфирует реально возможные быстрые вариации частот, и для задач нестационарного анализа изначально лучше использовать вейвлет невысокого порядка.

Ортонормированный базис в смысле нормы

$$\begin{aligned} \|p\| &= \langle p, p \rangle^{1/2}, \\ \langle p, p \rangle^{1/2} &= \int_{-\infty}^{\infty} p(t)q^*(t)dt \end{aligned} \quad (6)$$

формируется из базового вейвлета как

$$\psi_{jk}(t) = 2^{j/2} \psi(2^j t - k). \quad (7)$$

Непрерывное вейвлет-преобразование исследуемой функции $f(t)$ определяется формулой

$$[W_{\psi} f](a, b) = |a|^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \psi^* \left(\frac{t-b}{a} \right) dt, \quad (8)$$

где параметры a и b связаны с частотной и временной шкалами соответственно. Таким образом, выполняя вейвлет-преобразование (8), мы находим корреляцию между $f(t)$ и анализирующим вейвлетом при его линейных масштабных преобразованиях и его трансляции по длине реализации.

Вычисление вейвлет-преобразования от синусоиды и вычисление т.н. *скелетона*, очерчивающего изменения положения максимумов $[W_{\psi} f](a, b)$, позволяют интерпретировать (8) в терминах *нестационарной* зависимости $A = A(\omega)$, понимаемой в данном случае как $A(t) = A(\omega(t))$ и верной не только для линейных колебательных процессов, но и для КПК.

Более конкретно, для решения разных задач мы использовали вейвлет Morlet-6:

$$\psi(t) = \pi^{-1/4} \exp(irt - \frac{t^2}{2}), \quad r = 6. \quad (9)$$

Спектр мощности вейвлет преобразования (8) функции $f(t)$ определяется как $[W_{\psi} f]^2$. Для его интерпретации в терминах квазипериодических компонентов используется тестовый гармонический сигнал $x(t) = A \cos \omega t$ [192]. Нахождение параметра a_0 , при котором достигается максимум $[W_{\psi} f]^2 \equiv |W|^2(a_0)$, *скелетона*, дает нам оценки частоты

$$\omega = (r + \sqrt{r^2 + 2}) / 2a_0 \quad (10)$$

и амплитуды

$$A^2 = 2\pi^{-1/2} a_0^{-1} e^{(\omega a_0 - r)^2} |W|^2(a_0). \quad (11)$$

Отметим, что в таком понимании вейвлет подход как раз и позволяет из экспериментальных данных находить зависимости $\omega = \omega(t)$, $A = A(t)$ и $A(t) = A(\omega(t))$, т.е. получать *нестационарные* спектры КПК, понимаемые в духе традиционных методов исследования нелинейных колебаний: подхода Крылова-Боголюбова, теории аналитического сигнала и т.п.

Простые группы пятен – симплексы

Традиционно для изучения горизонтального поля скорости пятен другие исследователи использовали впечатляюще сложные, многоцентровые группы. Отчасти потому, что искали связь между собственными движениями пятен и вспышечной активностью, повышенной в сложных группах. Мы же, наоборот, ставим целью изучить *почти* стационарные процессы (квазипериодические колебания), т.к., чтобы найти *особенное*, нужно понять *общее*. Поэтому группы пятен мы выбираем простые, наименее индивидуализированные, с максимально «спокойной» структурой магнитного

поля. Поскольку такие группы пятен обладают высоким подобием друг другу, их можно выделить в особый класс. Мы называем *биполярным симплексом* простую биполярную группу, у которой главные (ведущее p и хвостовое f) пятна развиты (имеют полутени), а число пор незначительно или их практически нет. Аналогично *униполярным симплексом* мы называем униполярную группу, общий пятенный магнитный поток которой сосредоточен в ее главном развитом пятне (u).

В терминах трехмерной классификации Макинтоша симплексы имеют следующие характеристики:

- модифицированный цюрихский класс – C, D, E, F или H;
- параметр наибольшего пятна – s, a, h или k;
- степень компактности – x, 0 или i.

Частоту встречаемости симплексов можно оценить по результатам Киндала, приведенным в монографии Обридо [31], – симплексы составляют не менее 52% среди всех наблюдаемых групп пятен. Таким образом, симплексы – обычное, нормальное проявление пятенной активности, и именно их следует использовать для понимания *общей* структуры поля скорости и других параметров групп пятен. А на этой основе уже можно судить о вспышечно-активных и прочих *особенностях*.

Методические аспекты наблюдений кпк в поле скорости

Значительная часть результатов, полученных нами, касается КПК в поле скорости. Поэтому имеет смысл упомянуть о методике измерения горизонтального поля скорости на Солнце, разработанной нами в связи с поручением XVI Генеральной ассамблеи МАС в Гренобле Горной станции ГАО и Дебреценской гелиофизической обсерватории (Венгрия) продолжить Гринвичский фотогелиографический каталог.

При обычном варианте получения гелиографических координат [32] координаты избранной детали на фотогелиограмме первоначально вычисляются в полярной системе координат $\{\rho, p^*\}$, связанной с центром диска Солнца, где $r/R \equiv \sin \rho$ – относительный радиус, а p^* – позиционный угол детали. Широта φ и долгота l детали на Солнце в этом случае с помощью эфемеридных кэррингтоновых элементов опорного вращения $\{B, p_0, \lambda_0\}$ определяются формулами:

$$\sin \varphi = \cos \rho \sin B + \sin \rho \cos B \cos p, \quad (12)$$

$$\cos \varphi \sin l = \sin \rho \sin p, \quad (13)$$

$$\cos \varphi \cos l = \cos \rho \cos B - \sin \rho \sin B \cos p. \quad (14)$$

Здесь B – гелиографическая широта Земли, $p = p^* + p_0$ – позиционный угол детали в кэррингтоновой системе вращения, $\lambda = l + \lambda_0$ – кэррингтонова долгота.

(12)-(14) – система нелинейных алгебраических уравнений, поэтому перенос систематических ошибок измерений $\sigma_p, \sigma_\rho, \sigma_B \Rightarrow \sigma_\phi, \sigma_l$ имеет нетривиальный характер. В [33] этот «процесс» рассмотрен нами детально и предложена «теория ошибок фотогелиографа». Оказалось, что действие систематических ошибок, зависящих от конкретного инструмента, его установки, точности приведения к опорным элементам вращения, таково, что без соответствующих коррекций трудно говорить о вычислении реальных траекторий солнечных деталей.

В результате в разное время нами были предложены две методики получения гелиографических координат HELICOR [34] и HELICOR-M [33] (обе – в компьютерном варианте).

Методика HELICOR предназначена для наблюдений на стандартном гелиографе Службы Солнца АФР-2. Она производит исправление данных за систематические погрешности экваториальной установки телескопа, дисторсию его объектива, рефракцию земной атмосферы. Методика позволяет также осуществлять контроль качества изображения на фотогелиограмме по состоянию края диска Солнца (предварительно исправленного за описанные выше систематические ошибки). Коррекция рефракционного искажения производится в терминах абсолютной рефракции, поскольку при не малой величине углового радиуса Солнца формулы дифференциальной рефракции, применяемые, например, в наблюдениях двойных звезд, оказываются неприемлемыми.

В [33] описана методика HELICOR-M, предназначенная для наблюдений на специальном фотогелиографе (фотогелиограф ГАО на базе телескопа АВР-2). В данном случае метод съемки позаимствован из астрометрии, где его называют «след–масштаб» и применяют, например, при съемке планет и их спутников. Мы же получаем на фотогелиограмме три изображения полного солнечного диска с отключением часового ведения телескопа в промежутках между экспозициями. Стратегия устранения погрешностей, вызываемых дифференциальной рефракцией и дисторсией, соответствует методике HELICOR. Новым в методике HELICOR-M является дополнительный специфический учет радиальных невязок между опорными точками края диска Солнца и МНК-окружностью (после исправления за рефракцию и дисторсию). Источниками подобных невязок являются погрешности оптической системы (неперпендикулярность касетной плоскости главной оптической оси, несовпадение оси инструмента и главной оптической оси и т.п.), дифференциальное гнутие трубы, а при наблюдении на большом зенитном расстоянии – дифференциальная экстинкция. Кроме контроля качества изображения, методика позволяет отслеживать текущее изменение рефракции.

Как показала практика, методики HELICOR и HELICOR-M дают в 2 раза более высокую точность измерения координат (и, следовательно, скоростей) трассеров, чем другие современные прецизионные методики (на-

пример, дебреценская методика DAREAL), а по сравнению с традиционно используемыми методиками (гринвичской, пулковской, ташкентской и т.п.) их точность выше в 5-10 раз.

Виды долгопериодических КПК пятен

Поскольку наши исследования посвящены главным образом пятенным колебаниям, приведем здесь классификацию геометрических мод, которые были обнаружены. Наблюдаются следующие типы КПК:

- 1) крутильные (θ -мода);
- 2) радиальные (r -мода);
- 3) широтные (φ -мода);
- 4) долготные (λ -мода).

Первый тип проявляет себя как возвратные вращательные движения пятна как целого или отдельных деталей его структуры. Именно такой тип движений наблюдал Гопасюк [1] и др. Второй тип колебаний проявляется в квазипериодических изменениях площади пятна (Демченко и др., [2]) или радиального расстояния его фрагментов. Кроме того, с этим же типом КПК связаны наблюдаемые изменения центральной напряженности поля пятен (Борцов, и др., [17]) и – для надпятенных корональных структур – вариации интенсивности микроволнового радиоизлучения (Гельфрейх и др., [35-37]). Третий и четвертый тип проявляется как квазипериодические изменения абсолютных гелиографических координат пятна как целого: его широты и долготы соответственно (Наговицына, [23-24] и др.). Первые два типа колебаний, развивающихся в относительной, полярной системе координат, связанной с пятном, мы называем *относительными*, а вторые два, развивающиеся в абсолютной координатной сетке, – *абсолютными*.

КПК в поле скорости

Сразу после начала применения методики HELICOR в конце 1983 г. мы заметили, что собственные движения солнечных пятен наряду с линейным (поступательным) компонентом содержат значимый квазиколебательный компонент, причем характер периодичности был разным у φ - и λ -компонентов движения. Нашу уверенность подкрепили специальные параллельные наблюдения горизонтального поля скорости и магнитного поля пятен, проведенные в Кисловодске 26.06.1984 – рис. 1.

Постепенно данные накапливались, вышли работы [1, 3] по крутильным колебаниям, и мы поняли, что имеем дело с типичным явлением. Табл. 1 содержит данные по абсолютным КПК ряда пятен, наблюдаемых нами в разное время в середине 80-х годов.

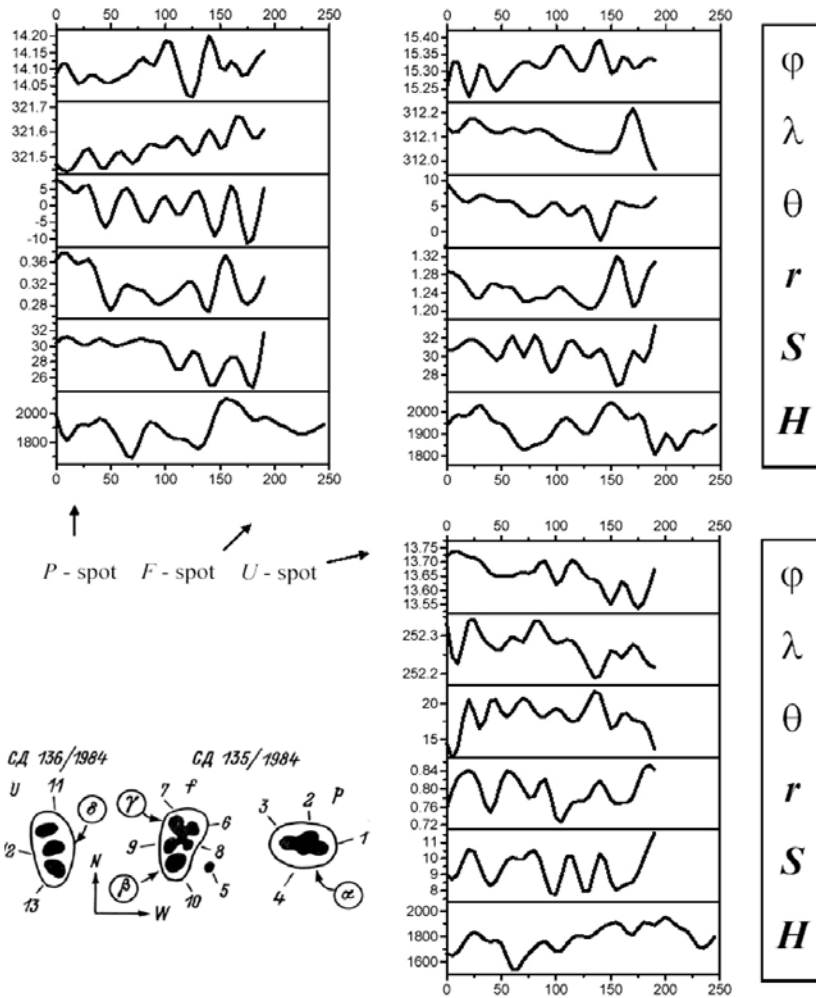


Рис. 1. Первые наблюдения долгопериодических КПК 26.06.1984 по комплексу различных мод (Кисловодск, [17]). На отдельных панелях приведены: широтная φ , долготная λ , крутильная θ , радиальная r моды, а также моды, связанные с вариациями площади S и центральной напряженности магнитного поля пятен H .

Таблица 1. Характеристики абсолютных колебаний ряда групп пятен.

Дата	№, СД	Пятно	φ , hd	V_{φ} , $hd/сут.$	V_{λ} , $hd/сут.$	T_{φ} , мин.	T_{λ} , мин.	A_{φ} , hd	A_{λ} , hd
13.01.84	5	U	-6.3	-0.26 ± 0.14	0.50 ± 0.14	78	105	0.032	0.025
	8	U	-13.6	0.05 ± 0.44	1.06 ± 0.17	117	237	0.066	0.055
	10	P	-15.9	0.02 ± 0.27	1.20 ± 0.31	102	234	0.055	0.088
	10	F	-17.0	-0.14 ± 0.31	0.80 ± 0.24	102	189	0.060	0.084
25.06.84	135	P	-14.2	0.28 ± 0.16	1.36 ± 0.12	129	71	0.028	0.018
	135	F	-15.3	0.56 ± 0.17	-0.51 ± 0.25	130	138	0.034	0.030
	136	U	-13.2	-1.07 ± 0.11	-0.59 ± 0.16	107	106	0.021	0.024
						71		0.021	
19.04.86	23	U	+0.9	-0.07 ± 0.16	0.03 ± 0.12	(80)	350	0.064	0.045
	23	U	+0.5	-0.21 ± 0.17	0.13 ± 0.30	225	154	0.107	0.100
					336		0.064		
5.08.86	38	U	+9.1	-1.03 ± 0.26	1.11 ± 0.52	49	54	0.030	0.058
	38	U	+8.5	-0.70 ± 0.26	1.86 ± 0.48	(19)	48	0.026	0.056

В этой таблице наряду с характеристиками КПК пятен – периодами T и амплитудами A – приведены дата, номер группы по бюллетеню «Солнечные данные», широта пятна φ в гелиографических градусах hd (1 hd вдоль меридиана равен 12200 км) и линейные скорости V по широте и долготе.

Наиболее детальное исследование колебательных режимов пятен было осуществлено нами 24.06.1989, когда в результате 5.5-часовых наблюдений мы смогли определить параметры абсолютных КПК 23 пятен – см. табл. 2.

Таблица 2. Характеристики абсолютных колебаний пятен 24.06.1989.

№ пятна	φ , hd	λ , hd	R/R_0	V_φ , $hd/сут$	V_λ , $hd/сут$	T_φ , мин	T_λ , мин	A_φ , hd	A_λ , hd
1	25.3	306.2	.508	-0.16	-0.44	131	239	0.027	0.040
2	26.5	296.6	.613	0.19	-0.89	179	300	0.019	0.025
3	26.6	287.6	.706	1.15	-0.23	91	100	0.023	0.019
4	25.6	284.1	.737	-0.78	0.12	106	114	0.062	0.024
5	-17.7	315.0	.390	0.11	0.13	87	127	0.015	0.021
6	-20.1	307.2	.491	0.20	-0.04	110	115	0.014	0.017
7	-18.9	299.6	.560	-0.07	-0.14	106	121	0.022	0.016
8	-19.2	292.7	.639	-0.16	0.29	110	105	0.031	0.033
9	-19.9	284.2	.735	-0.03	-0.30	94	92	0.035	0.078
10	-15.6	274.7	.813	-0.26	0.39	106	102	0.025	0.055
11	-15.0	268.5	.869	0.88	-0.01	159	114	0.034	0.050
12	15.9	288.0	.651	-0.20	0.68	111	111	0.017	0.028
13	8.4	282.7	.700	-0.31	0.09	242	117	0.019	0.026
14	19.6	280.3	.752	-0.05	0.50	280	76	0.034	0.019
15	22.6	275.7	.807	-0.32	0.40	90	132	0.025	0.044
16	22.4	266.9	.880	0.00	0.02	113	123	0.025	0.065
17	-19.9	9.9	.744	-0.14	-0.05	92	134	0.027	0.047
19	-17.4	10.5	.739	0.00	0.54	68	111	0.021	0.047
19	-11.8	4.1	.644	0.21	-0.07	300	135	0.032	0.060
20	-16.2	337.6	.364	-0.26	0.06	217	133	0.016	0.039
21	-14.7	335.6	.328	-0.24	-1.97	122	82	0.022	0.039
22	21.5	359.5	.610	-0.28	-0.42	98	89	0.015	0.042
23	22.6	353.0	.544	-0.43	-0.48	88	89	0.016	0.024

В третьем и четвертом столбцах таблицы дополнительно приведены кэррингтоновские долготы λ и относительные радиусы R/R_0 пятен.

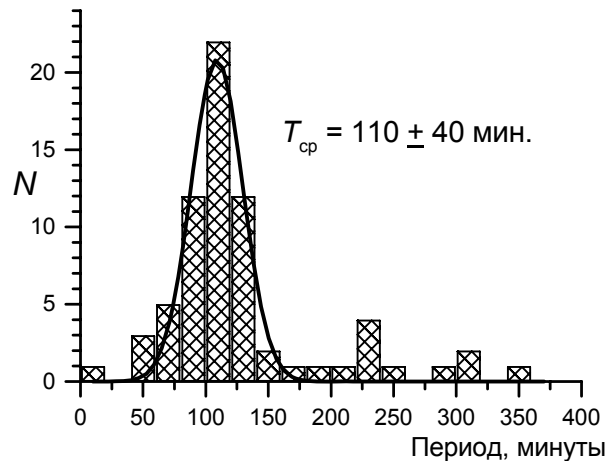


Рис.2. Гистограмма встречаемости периодов долгопериодических абсолютных колебаний.

На рис.2 приведена гистограмма встречаемости различных периодов абсолютных долгопериодических КПК пятен по материалам табл. 1-2. Среднее значение амплитуды составило $A_{\phi} = 0.033 \pm 0.020 hd$ для широтных колебаний и $A_{\lambda} = 0.042 \pm 0.022 hd$ для долготных.

Остановимся на синхронизации абсолютных колебаний различных пятен. Здесь нам интересны, прежде всего, два вопроса. Первый: показывают ли пятна разных АО какую-либо синхронизацию движения? Второй: имеют ли пятна, принадлежащие одной АО, повышенную синхронизацию движения? Первый вопрос важен с методической точки зрения, т.к. корреляция траекторий физически несвязанных пятен может указывать на наличие систематических ошибок – хотя мы от них тщательно избавлялись. Второй – с физической точки зрения, поскольку он может пролить свет на природу колебаний. Мы построили матрицы коэффициентов корреляции $\rho_{\phi}(X, Y)$, $\rho_{\lambda}(X, Y)$ между каждой парой пятен X, Y из всех, наблюдаемых 24.06.1989. Затем выделили *сильные* связи – $|\rho_{\phi, \lambda}| \geq 0.70$. Как будет видно далее, внутри АО число сильных связей между пятнами действительно повышено, но сейчас отметим тот факт, что пятна 1, 5 и 12 не показали ни одной сильной связи с пятнами своих АО. Все эти пятна – головные пятна АО, и их фронтное взаимодействие с фотосферным полем скорости, вероятно, вызывает специфические возмущения их движения. Так или иначе, мы исключили «аномальные» пятна 1, 5 и 12 из рассмотрения.

Для наглядного представления результатов о синхронизации движений пятен мы ввели показатель k , характеризующий взаимную корреляцию (синхронизацию) и вычисляемый как отношение числа сильных связей к общему числу связей между пятнами в данных АО, т.е. k – относительная частота сильных связей. В табл. 3 по главной диагонали расположены k , относящиеся к пятнам одной и той же АО, а в остальных случаях – к пятнам разных АО. Видно, что внутри АО показатель k значительно выше (среднее значение k для пятен разных АО составляет 7 ± 6).

Таблица 3. Относительное число сильных связей k , % между активными областями I ÷ VI по наблюдениям 24.06.1989.

	I	II	III	IV	V	VI
I	50	5	10	0	8	8
II		20	3	3	4	4
III			50	8	6	0
IV				33	8	8
V					50	25
VI						50

Таким образом, можно сделать следующие выводы:

- 1) Пятна одной АО показывают определенную синхронизацию динамики в абсолютных гелиографических осях. Это может свидетельствовать о наличии источника возмущения движения пятен, имеющего масштаб АО, – например, это могут быть вспышечно-активные процессы.
- 2) Рассмотренные пятна, принадлежащие разным АО, не показывают синхронного движения. Это исключительно важно, поскольку прямо доказывает реальность наблюдаемой мелкомасштабной динамики пятен в абсолютной системе координат Солнца, изучаемой с помощью методики HELICOR.

Кроме *абсолютных* колебаний, нами были изучены *относительные* колебания для тех же пятен, что и в табл. 2. Рассмотрим данные о них.

Исследуемые объекты на этот раз представлены порами и темными деталями внутри пятен – *магнитными фрагментами* (МФ), имеющими горизонтальные размеры $\sim 10^8$ см и яркость < 0.8 окружающего фона. Время их жизни – от часов до дней, а их носителями являются локальные неоднородности магнитного поля: пучки трубки магнитного потока с типичными значениями 10^{19} - 10^{20} Мкс [38]. Выборка содержала 114 фрагментов 12 пятен, гелиографические координаты которых были получены по методике HELICOR-M. Среднее радиальное расстояние фрагментов \bar{r} нормировано к радиусу пятна с полутенью R , который мы определяем в симметричном приближении как радиус круга, эквивалентного по площади пятну:

$$\rho = \frac{\bar{r}}{R}, \quad \bar{r} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n r_i, \quad R(\text{км}) = 984 \sqrt{S(\text{м.д.н.})} \quad (15)$$

В 1-7 столбцах табл. 4 приведена общая информация об этих пятнах – номер группы и полярность пятна (1 столбец), номер в нашей работе (2), гелиографическая широта (3) и долгота (4), площадь (5), радиус (6) и число фрагментов (7 столбец).

В нашей работе [39] на основе рассмотрения дисперсии мелкомасштабной компоненты движения (т.е. дисперсии невязок $\Delta r(t)$, $\Delta\varphi(t)$ между полярными координатами деталей и их линейными трендами) были проведены качественные оценки амплитуд относительных колебаний фрагментов и получена средняя картина изменения амплитуды КПК по пятну. Эта картина такова: от центра пятна к границе тени ($\rho \approx 0.45$) амплитуда незначимо падает, в полутени – монотонно возрастает, достигая абсолютного максимума на $\rho \approx 0.8$, затем опять падает до т.н. «внешнего яркого кольца» ($\rho \approx 1.6$) и снова возрастает, достигая еще одного локального максимума в зоне пор ($\rho \approx 2.2 - 2.8$).

Таблица 4. Основные характеристики пятен и относительных КПК в них.

№ группы, полярность	№ пятна	B , град	L , град	S , м.д.п.	R , 10^9 см	N	H , 10^2 Гс	H^* , 10^2 Гс	$\overline{v_c}$, 10^{-4} Гц	$\overline{v_p}$, 10^{-4} Гц	$\max A_c$, 10^8 см
5542-N	17	-19.9	9.9	292	1.68	9	24.5	30.2	3.92 ± 0.39	2.48 ± 0.19	1.85
5549-N	20	-16.2	337.6	106	1.01	5	22.5	22.8	2.50 ± 0.20	--	2.52
5552-N	5	-17.7	315.0	210	1.43	13	23	28.2	3.73 ± 0.62	3.08 ± 0.33	2.61
5552-S	6	-20.0	307.2	159	1.24	11	23	26.1	3.66 ± 0.29	3.32 ± 0.36	1.91
5555-N	2	26.5	296.6	299	1.70	15	24.5	30.3	3.77 ± 0.19	4.10 ± 0.28	0.50
5555-S	1	25.3	306.2	697	2.60	16	29.5	33.8	4.21 ± 0.26	3.50 ± 0.42	0.84
5556-N	7	-18.9	299.6	231	1.49	11	24.5	28.8	3.58 ± 0.06	2.39 ± 0.15	2.84
5558-S	13	8.4	282.7	200	1.39	8	25	27.8	4.16 ± 0.29	1.91 ± 0.11	1.62
5559-S	14	19.6	280.3	157	1.23	6	21	26.0	2.72 ± 0.25	--	2.06
5561-N	8	-19.2	292.7	186	1.34	7	25	27.3	3.09 ± 0.44	--	3.80
5561-S	9	-19.9	284.2	226	1.48	7	21	28.6	3.27 ± 0.33	2.52 ± 0.70	1.71
5563-N	10	-15.6	274.7	189	1.35	6	21.5	27.4	3.15 ± 0.48	--	2.04

В следующей работе [40] по той же выборке с помощью вейвлет подхода проведен количественный анализ характеристик относительных колебаний. В начале по временному ходу $\Delta r(t)$, $\Delta\varphi(t)$ фрагментов, находящихся на разном расстоянии от центров пятен, путем двумерной фильтрации косинусоидальным фильтром в плоскости {время \times расстояние} с ин-

терполяцией невязок на равноотстоящие узлы $\{9^m \times 0.1R\}$, мы получили трехмерные портреты радиальных и крутильных КПК всех 12 пятен.

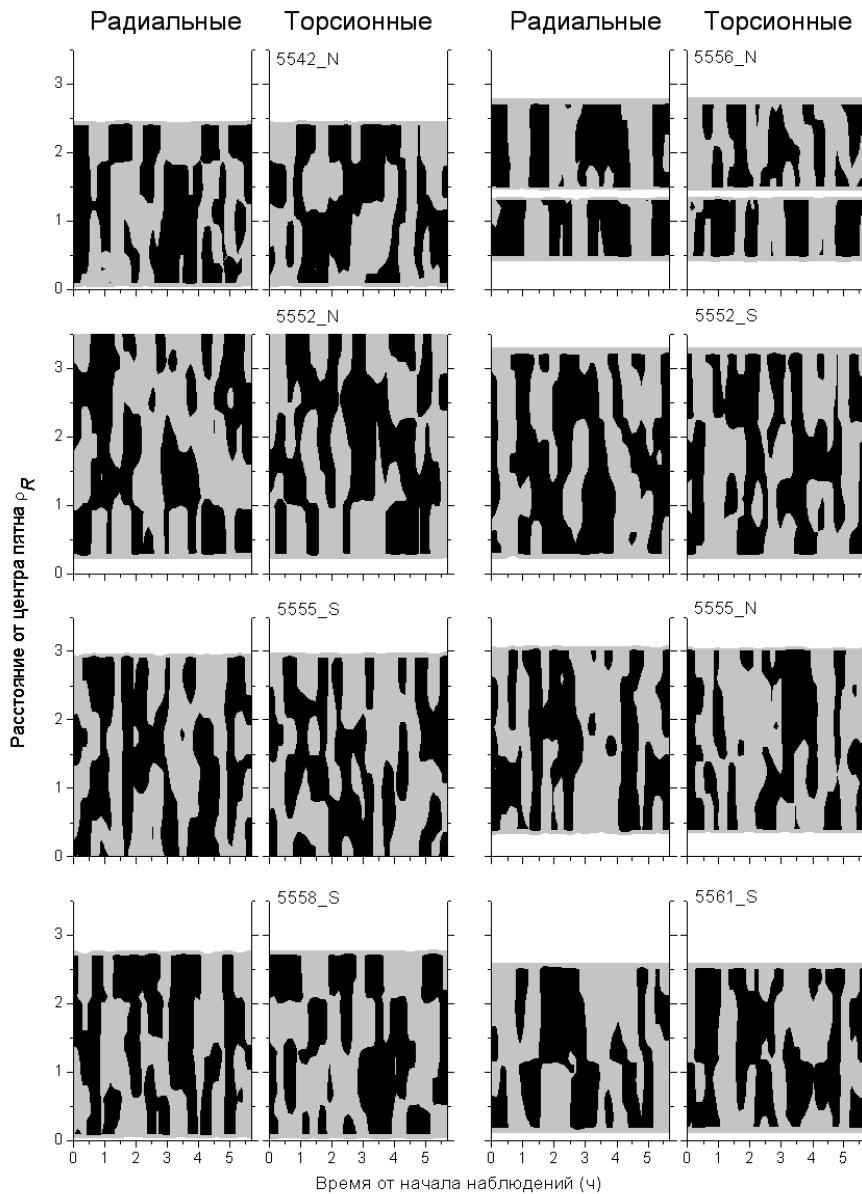


Рис. 3. Трехмерные интерполированные портреты радиальных и крутильных КПК для восьми пятен. Дата наблюдений 24.06.1989

Предварительный гармонический анализ показал, что в спектре мощности колебаний присутствует целый ряд пиков [41]. Вейвлет-анализ также дает несколько пиков, близких по частоте к обертонам, однако *доминирующая* мода колебаний обычно выделяется однозначно. Мы делаем это следующим образом. Поскольку колебания разложены по ортогональным пространственным компонентам – радиальному и азимутальному – на выходе амплитудно-частотные параметры представлены спектрами $A_r(\nu_r)$ и $A_a(\nu_a)$. В них мы отождествляем отдельные пики (их обычно не больше трех) и для каждого пика по максимальным амплитудам и соответствующим частотам определяем полную амплитуду и средневзвешенную частоту относительных колебаний

$$A = \sqrt{A_r^2 + A_\theta^2}, \quad v = (v_r A_r + v_\theta A_\theta) / (A_r + A_\theta). \quad (16)$$

Выбрав пик с наибольшей амплитудой A , находим доминирующую моду колебаний. Интерполированные портреты рис. 3 позволили нам провести эту процедуру с шагом $0.1R$.

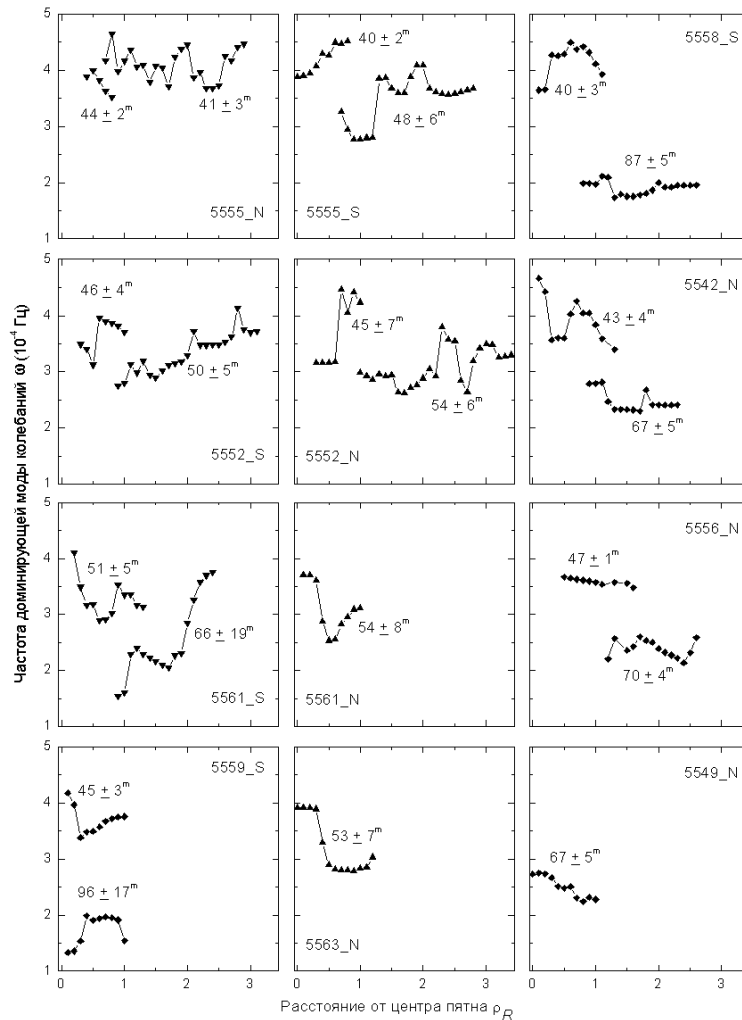


Рис. 4. Частоты доминирующих мод относительно колебаний пятен и окружающих их пор в зависимости от расстояния до центра пятна.

На рис. 4 представлена частота доминирующей моды $v(\rho)$ всех 12 пятен. В первой колонке рис. 4 (кроме нижней панели) стоят f -пятна биполярных групп, во второй – p -пятна, в третьей и внизу первой – u -пятна униполярных групп. Видно, что у всех пятен, окруженных порами, есть разрыв радиального хода частоты вблизи границы пятна ($\rho = 1$), т.е. системы колебаний в пятне и окружающих порах – различны. Мы назвали систему пятенных колебаний *центральной* (нижний индекс c), а систему колебаний пор – *периферийной* (индекс p). В столбцах 10 и 11 табл. 4 приведены средние частоты

$$\overline{v_c} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n v_c(\rho_i), \quad \overline{v_p} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n v_p(\rho_i). \quad (17)$$

На рис. 4 указаны соответствующие средние доминирующие периоды колебаний, они лежат в диапазоне 40-100^m. Среднестатистический период относительных КПК пятна составил 48 мин, а окружающих пор – 57 мин. На рис. 4 видно также, что частота относительных КПК более стабильна в 3 колонке (униполярные группы), чем в 1 и 2 (биполярные группы). По табл. 4 средняя дисперсия $\nu(\rho)$ в униполярных группах составляет 0.205, а в биполярных – 0.392. Таким образом, стабильность $\nu(\rho)$, отражающая стационарность колебаний, обусловлена, вероятно, спокойствием АО, – эволюционно старые униполярные группы имеют наиболее спокойную конфигурацию магнитного поля.

В 8 столбце табл. 4 приведена наблюдаемая центральная напряженность магнитного поля пятна H , а на рис. 5(а) построена зависимость средней частоты $\bar{\nu}_c$ от H . Несмотря на невысокую корреляцию (68%), есть тенденция к пропорциональной зависимости. В 9 столбце табл. 4 рассчитана максимальная напряженность H^* (10^2 Гс) по эмпирической формуле Хаутгаста и ван Слойтерса

$$H^* = 37S / (S + 66), \quad (18)$$

где S – площадь пятна в м.д.п. На рис. 5(б) частота $\bar{\nu}_c$ приведена в функции расчетной H^* , – использование H^* увеличивает корреляцию (78%). Причина – эффект «центр–край», из-за которого $H = H^*$ только в центре солнечного диска, а с приближением к краю H падает [42]. Наши же пятна расположены от 0.35 радиуса диска (пятно 5549-N) до 0.8 (пятно 5563-N). Т.о., можно заключить, что в целом частота относительных КПК пятна пропорциональна центральной напряженности его магнитного поля.

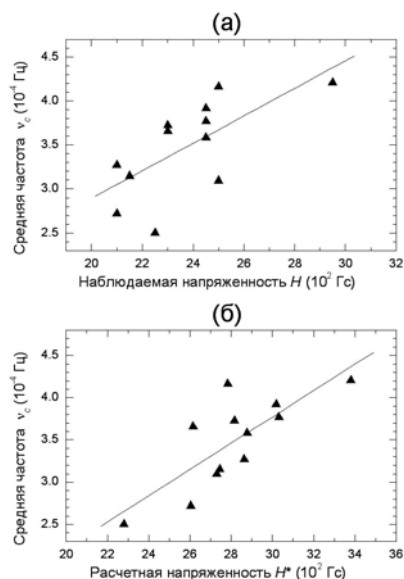


Рис. 5. Корреляция частоты относительных КПК пятна с центральной напряженностью его магнитного поля (а – наблюдаемой, б – расчетной).

К этому факту мы еще вернемся. Подытоживая же результаты этого раздела, отметим, что абсолютные долгопериодические КПК пятен имеют собственную частоту $\nu = 0.152 \pm 0.055$ мГц или $T = 110 \pm 40$ мин, а отно-

сительные – $\nu = 0.333 \pm 0.067$ мГц или $T = 50 \pm 10$ мин. Первые из них можно назвать «медленными», а вторые – «быстрыми».

КПК в интенсивности микроволнового радиозлучения

В [35-37] нами проведено исследование КПК в интервале периодов от нескольких минут до нескольких часов в микроволновом диапазоне ($\lambda = 1.76$ см) по наблюдениям радиогелиографа Нобеяма (Япония). Исходные данные – радиокарты Солнца в канале интенсивности с временным разрешением 10 секунд.

Первые наблюдения КПК в радиодиапазоне выполнены Кобриным и др. ([43] и ряд других работ). Дальнейшее развитие эти исследования получили в [44-47], но касались в основном короткопериодических 3 и 5-минутных колебаний. В [37] представлены наши исследования КПК, главным образом, в диапазоне долгопериодических мод. Использовался вейвлет-подход. Приведем здесь одну из ярких картин – рис. 6.

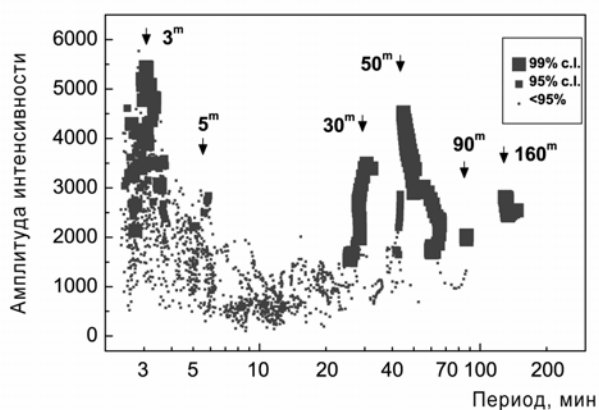


Рис. 6. Нестационарный амплитудно-частотный спектр радиоисточника над крупным солнечным пятном. Размеры квадратов здесь и ниже пропорциональны уровню достоверности (малая панель в верхнем правом углу). Дата наблюдений 30.06.1993.

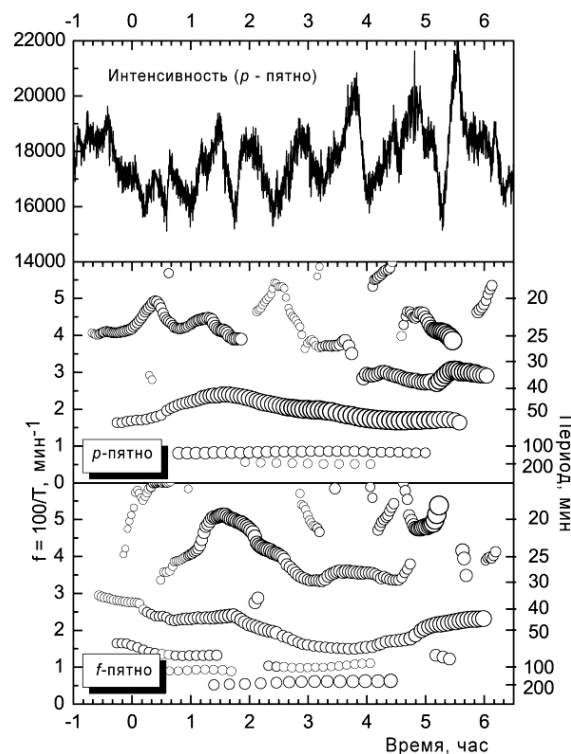


Рис. 7. Интенсивность радиоисточника № 2 (*p*-пятно) – верхняя панель, его динамический спектр – средняя панель и динамический спектр радиоисточника № 1 (*f*-пятно) – нижняя панель. Дата наблюдений 15.03.2002.

На рис. 7 приведен график изменения интенсивности (верхняя панель) и динамические спектры мощности радиоисточников над головным и хвостовым пятнами AR NOAA 9866 (средняя и нижняя панели).

Здесь мы вкратце затронули только часть результатов [37], остальные также подтверждают наш основной вывод: кроме известных 3-5 мин. колебаний, в надпятенных областях пятна, как и в самих пятнах, наблюдаются КПК с типичными периодами десятки минут: 40-60^m и более 100^m.

КПК магнитного поля пятен и их физически значимые свойства

Наблюдения долгопериодических КПК проводились нами и на основе измерения зеемановского расщепления линий в магнитном поле солнечных пятен $H(t)$. Таким образом, мы наблюдали изменения центрального пятенного магнитного поля, связанные, по-видимому, с радиальной модой долгопериодических КПК.

С 60-х годов прошлого века существовала наблюдательная программа «Быстрые изменения магнитных полей солнечных пятен». Однако исследователи, изучая связь таких изменений с хромосферными вспышками, вероятно, не ставили своей задачей выявление именно значимых квазипериодических компонент $H(t)$ с периодами порядка десятков минут, и до наших работ, насколько нам известно, сообщений об обнаружении КПК на основе зеемановских наблюдений не было.

Одной из трудностей интерпретации быстрых изменений наблюдаемых $H(t)$, как именно изменений магнитного поля пятен, является возможное влияние на наблюдения атмосферных условий. Поэтому на практике всегда производилась визуальная оценка качества изображения $K(t)$ и дрожания $D(t)$. При наших наблюдениях мы также оценивали эти характеристики и проводили вычисление их спектрального состава. При совпадении частот в спектре $H(t)$ и любой из функций $K(t)$ и $D(t)$ наблюдения должны были быть отброшены (этого, правда, ни в одном из случаев не потребовалось).

Кроме того, отметим, что любой вид наблюдений долгопериодических КПК, о которых мы говорили в этой работе, – наблюдения в белом свете методом трассеров, радионаблюдения и зеемановские измерения, – не может считаться вполне самостоятельным, поскольку имеет свои особенности. Только соответствие результатов, полученных разными методами, и обнаружение зависимостей, допускающих разумное физическое толкование, обеспечивает решение задачи открытия нового явления.

Сравнение результатов, полученных на основе наблюдений различного типа, составляет одну из основных целей этой работы. В этом же разделе мы, не забывая об этой цели, обсудим наблюдаемые – вполне объяснимые, как кажется, – зависимости, которые выявились при исследовании нашего наблюдательного материала по $H(t)$.

Уже в «механическом» приближении представляется, что периоды КПК пятен должны быть связаны с величиной напряженности магнитного поля (в восстанавливающую силу должна входить сила магнитного натя-

жения), т.е. частота $\omega_H = \omega(H)$, причем на типичном интервале определения функция $\omega(H)$ должна быть возрастающей. Что касается амплитуды КПК A_H , то в линейном приближении она определяется условиями внешнего возбуждения (а не свойствами колебательной системы). Отметим, что если возбуждение колебаний происходит какого-либо рода горизонтальными движениями вещества, то можно принять, что изменение магнитного давления $\Delta\left(\frac{H^2}{8\pi}\right)$ при возбуждении приблизительно равно изменению динамического давления $\Delta P_D \equiv \Delta\left(\frac{\rho V^2}{2}\right)$, т.е.

$$\frac{1}{4\pi} H \delta H \approx \delta P_D, \quad A_H \equiv \delta H \sim \frac{\delta P_D}{H}. \quad (19)$$

Поэтому можно ожидать зависимости и частоты (периода), и амплитуды колебаний от напряженности магнитного поля пятна.

Таким образом, следуя идеологии работы [48], будем рассматривать отдельные пятна как элементы общего кластера, имеющего типичные свойства и описываемые в данном случае интегральными зависимостями $\omega_H = \omega(H)$ и $A_H = A(H)$. Наличие же этих зависимостей и предстоит нам проверить.

Для этого мы пошли достаточно «жестким» путем. Мы использовали все имеющиеся у нас серии наблюдений КПК в магнитном поле пятен *одновременно*. Табл. 5 содержит сводку этих наблюдений. Наблюдения серий 1 и 5 принадлежат Вяльшину, о них сообщалось ранее в [49-50].

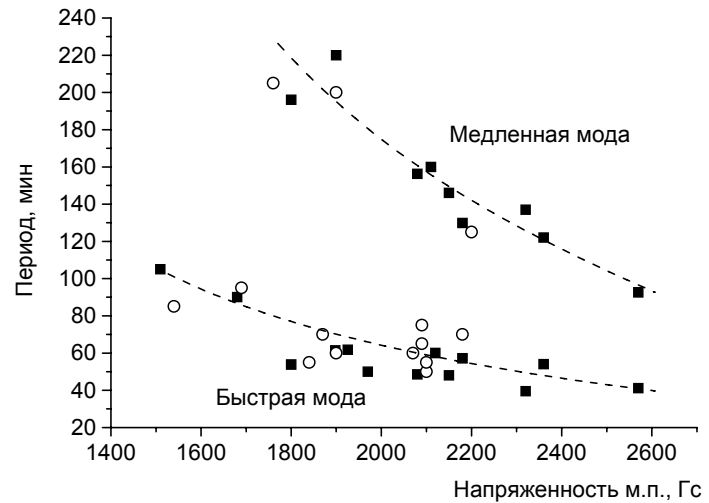
Таблица 5. Серии наблюдений колебаний магнитных полей пятен.

№ серии	Дата	Число пятен	Продолж. серии, мин	Врем. шаг, мин	Место наблюдения
1	7.08.75	5	530	10	ГАО, Пулково
2	15.09.81	9	120	17	ГАС, Кисловодск
3	9.07.82	1	240	10	ГАС, Кисловодск
4	23.07.82	1	120	10	ГАС, Кисловодск
5	21.08.83	3	510	15	ГАО, Пулково
6	26.06.84	2	200	10	ГАС, Кисловодск
7	2.03.90	4	210	13	Обс. Какауаль, Куба

Построим зависимость периода колебаний магнитного поля от напряженности поля из наблюдений. На рис. 8 она представлена по результатам [51] (черный цвет, серии 1, 3, 5, 7) и по добавленным нами здесь данным (белый цвет, серии 2, 4, 6). Мы видим, что значения периодов группируются около двух ветвей колебаний, в каждой из которых период убывает с увеличением H . Значения периодов для «быстрой» моды составляют

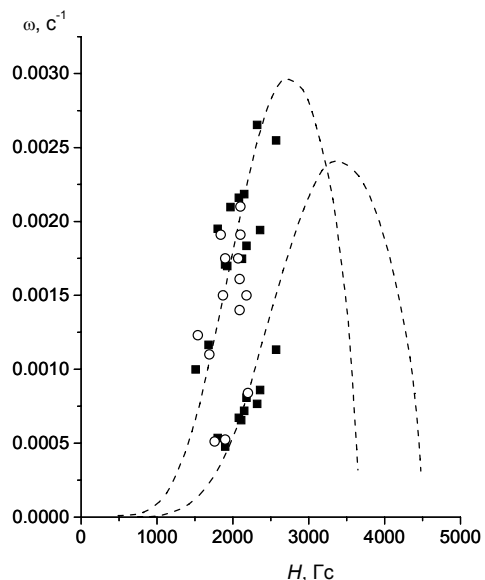
$T = 60 \pm 15$ мин, для «медленной» $T = 155 \pm 40$ мин (ср. с результатами по наблюдениям в белом свете), коэффициенты линейной корреляции зависимостей на рис. 8 равны 0.76 и 0.94 соответственно.

Рис. 8. Наблюдаемая зависимость периода КПК магнитного поля от его напряженности. Черные квадратики – серии 1, 3, 5, 7, белые кружки – серии 2, 4, 6.



В [51] в свете модели «мелкого» солнечного пятна Соловьева [55] предложена интерпретация полученных выше данных. Используя свободные параметры модели – магнитный поток в тени пятна и магнитную шкалу высоты, – получена теоретическая зависимость частоты колебаний от величины магнитного поля, достаточно хорошо соответствующая наблюдениям (на рис. 9 представлено сравнение модели с наблюдениями). Две ветви интерпретированы Соловьевым как коллективные частоты p - и f -пятен, имеющих слабую энергию связи.

Рис. 9. Сравнение теоретической по Соловьеву [51] и наблюдаемой зависимости частоты колебаний от напряженности магнитного поля пятна. Черные квадратики – серии 1, 3, 5, 7, белые кружки – серии 2, 4, 6.



В настоящем сборнике А.А.Соловьев приводит также несколько другой вариант интерпретации наблюдаемой зависимости рис.8. Она также хорошо описывает как наши данные, так и данные, полученные позже Л.Д.Парфиненко и др.

Теперь о зависимости *амплитуды* колебаний магнитного поля от напряженности. На рис. 10 она представлена в тех же обозначениях серий, что и на рис. 8. Видно, что в соответствии с нашим прогнозом (19) зависимость носит убывающий характер (с увеличением напряженности поля амплитуда колебаний уменьшается). Проверка формулы (19) по МНК показала, что коэффициент корреляции $\rho = -0.72$, т.е. можно говорить о ее выполнении. Не очень высокий ρ (хотя он все же достаточно высок для такого рода данных), по-видимому, говорит о том, что δp_D в (19) у разных пятен может несколько отличаться.

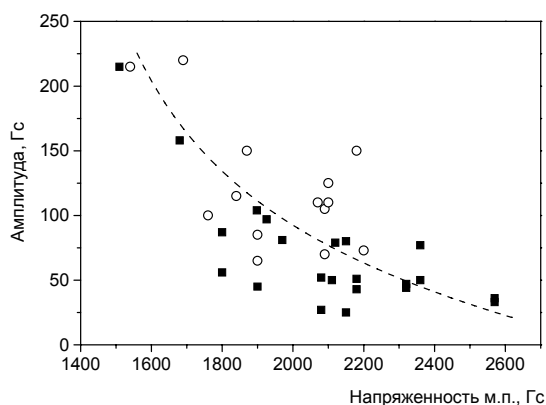
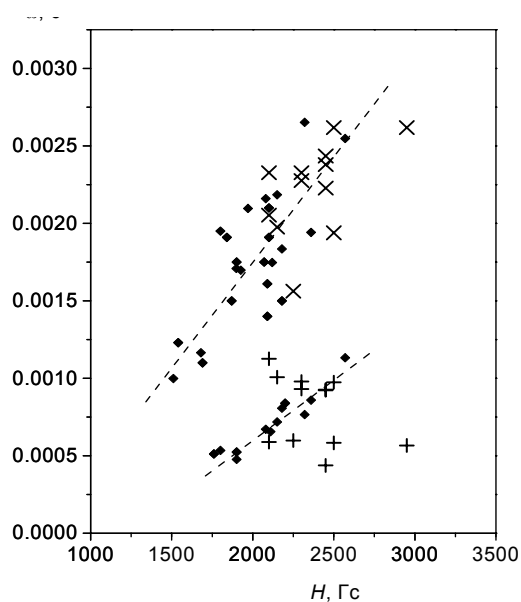


Рис. 10. Зависимость амплитуды КПК магнитного поля от его напряженности. Черные квадратики – серии 1, 3, 5, 7, белые кружки – серии 2, 4, 6.

Отметим еще один факт, который может иметь отношение к существованию двух ветвей зависимости частоты колебаний от напряженности магнитного поля. Вспомним, что при исследовании КПК в горизонтальном поле скорости относительные колебания дали значения периодов $T = 50 \pm 10$ мин, а абсолютные $T = 110 \pm 40$ мин, и нанесем на график эти наблюдения (воспользовавшись рутинными определениями H из табл. 4) вместе с данными, приведенными на рис. 9.

Рис. 11. Зависимость частоты колебаний от напряженности магнитного поля пятна: ромбики – колебания напряженности поля, прямые крестики – абсолютные горизонтальные колебания (средние частоты меридиональной и долготной мод) из табл. 2, косые крестики – относительные горизонтальные колебания из табл. 4.



Как видно на рис. 11, все значения частот относительных колебаний ложатся на верхнюю ветвь, совпадая с быстрой модой колебаний напря-

женности магнитного поля, а значения частот абсолютных колебаний – на нижнюю ветвь, совпадая с медленной модой этих колебаний. Имея ввиду, что для колебаний в поле скорости мы отбирали доминирующие моды, а для колебаний H брали все имеющиеся, можно предположить, что наличие двух ветвей зависимости частоты долгопериодических колебаний от напряженности магнитного поля связано, как и у сверхдолгопериодических колебаний (см. следующий раздел), с двумя их геометрическими типами, так что *относительные* колебания имеют периоды около часа, а *абсолютные* – около 2 часов.

Некоторые свойства сверхдолгопериодических КПК на шкале десятки-сотни часов

Поскольку кроме долгопериодических колебаний наблюдаются и более длинные периодические вариации параметров солнечных пятен, упомянем здесь эти наблюдения.

В 1981 г. Гопасюк [52] сообщил об обнаружении крутильных колебаний у двух основных пятен биполярной группы, происходивших *синфазно* с периодом $T_0 = 6$ сут. и амплитудой $A = 11^\circ$. Анталова [53] обнаружила аналогичные колебания тоже в биполярной группе с периодами 10 и 13 сут., но происходившие в противофазе. Певцов и Саттаров [54] по 17 пятнам определили период крутильных КПК как 7.1 ± 3.0 сут., амплитуду как $40^\circ \pm 23^\circ$. Последние авторы, а также Соловьев [50] и Гопасюк [56] предложили интерпретации явления.

Гопасюк и др. [57] по данным о более, чем 100 пятнах, исследовали зависимость периода крутильных КПК от других характеристик пятна. Авторы не нашли зависимость периода КПК от напряженности магнитного поля пятна и его средней угловой скорости вращения. Отмечено уменьшение T с возрастанием гелиографической широты, но только для пятен с напряженностью магнитного поля меньше 2500 Гс.

Гопасюк и Лямова [58], используя одиночные и простые по структуре пятна 1970-1982 гг., показали, что крутильные колебания пятен – не уникальное, а типичное явление. Колебания широко варьируют по значениям периодов и амплитуд: $T = 2 \div 26$ сут., $A = 4^\circ \div 68^\circ$. В среднем амплитуда колебаний возрастает с ростом периода. К максимуму 11-летнего цикла растут средние и период, и амплитуда КПК. Заметим, что оценки значений периодов в диапазоне $14 \leq T \leq 26$ сут. представляют собой, вероятно, недоразумение.

Наговицына и Наговицын [59] оценили параметры крутильной θ -моды у p -пятна симплекса СД 10-1984: $T_0 = 4.5$ сут., $A_0 = 5^\circ.5$; там же показано, что головное и хвостовое пятно у этой группы вращались в *противофазе*.

Наговицына [60] по характерным выступам на краях тени p - и f -пятна биполярной группы СД 199-1984 с использованием КПГА получила: p -пятно: $T_0 = 11.3$ сут., $A_0 = 27^\circ.2$; f -пятно: $T_0 = 10.5$ сут., $A_0 = 25^\circ.5$. Основные пятна также вращались в *противофазе*.

Хуцишвили и др. [61-62] по выборке 324 пятен 1950-1990 гг. получили характеристики крутильных колебаний как $A_0 = 2 \div 64^\circ$, $T_0 = 0 \div 20$ сут. (с максимумом встречаемости на 4-6 сут.). Показано, что и амплитуда, и период колебаний растут с ростом активности в течение 11-летнего цикла с фазовым запаздыванием 1-2 года. Подтверждена корреляция амплитуды с периодом, выявленная Гопасюком и Лямовой [58].

Гопасюк и Гопасюк [63] по реконструкции поля скорости, наблюдаемого спектральным методом в линии FeI 5253, с использованием 5 пятен получили значения периодов $T_0 = 3.4 \div 7.7$ сут.

Вильямс и др. [64] получили для двух пятен $T_0 = 2.84$ сут., $A_0 = 42^\circ.8$ и $T_0 = 4.72$ сут., $A_0 = 15^\circ.2$ по материалам SOHO/MDI.

Ко времени обнаружения Гопасюком сверхдолгопериодических крутильных КПК мы уже обладали методикой точных координат HELICOR, и – несколько позднее – появился первый выпуск Дебреценского каталога, выполненный на основе методики DAREAL, имевшей хоть и вдвое меньшую координатную точность, но все же превосходившей другие методики. Поэтому мы сделали на основе выборки более 40 пятен некоторые статистические оценки характеристик колебаний – см. рис. 12.

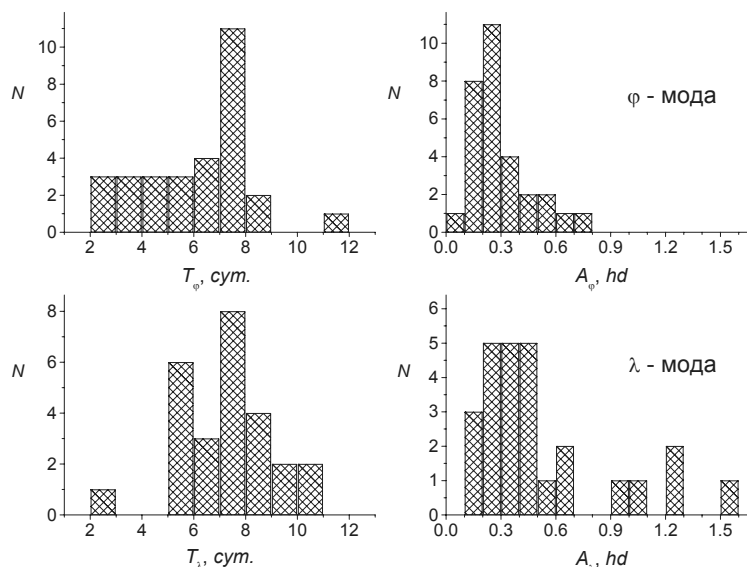


Рис. 12. Гистограммы встречаемости параметров абсолютных колебаний по материалам обработки с помощью методик HELICOR и DAREAL.

Видно, что максимум встречаемости периодов ϕ -моды составляет 6-8 сут. (со средневзвешенным значением 6.1 сут.), λ -моды – 5-9 сут. (со средневзвешенным 7.2 сут.). Максимум встречаемости амплитуд ϕ -моды приходится на 0.10-0.40 hd (средневзвешенное 0.29 hd), λ -моды – на 0.10-0.50 hd

(средневзвешенное 0.52 hd). Эти величины получены с использованием описанных выше высокоточных материалов, однако статистика невелика. Для ее увеличения пойдем следующим путем.

Наговицыным и др. [65] методом сравнения трех каталогов была, в частности, произведена оценка точности Гринвичского каталога: в среднем 0.23 hd по каждой координате (или 0.32 hd в сумме). Из этого легко найти, что минимальная амплитуда абсолютных колебаний, которую мы можем увидеть по этому каталогу, составляет не менее $0.23 \text{ hd} / \sqrt{n - m + 1}$ (где n – число дней наблюдения, в нашем случае, если брать только симплексы, наблюдавшиеся пол-оборота, отбрасывая их краевые положения, $n = 12$; m – число параметров аппроксимации, для КПГА $m = 3$) или 0.07 hd , что заведомо меньше значений амплитуд, приведенных в предыдущем абзаце и показанных на рис.12.

Далее заметим, что в Гринвичском каталоге приведена только одна пара ежедневных координат для всей группы пятен. Поэтому биполярные группы мы использовать не можем. Но можно рассматривать униполярные симплексы, которые были таковыми все время пребывания на видимом диске, и для их отбора использовать приводимую в Каталоге характеристику группы пятен.

Так мы и поступили, рассмотрев годы с 1950 по 1976 (год окончания Гринвичского каталога). Объем выборки составил 425 пятен. Следуя нашей работе [66], мы с помощью КПГА находили для униполярных симплексов ϕ - и λ -моды – непосредственно из суточных значений кэррингтоновых координат, а также, дополнительно, радиальные r -моды относительных колебаний – из суточных значений площади тени (S_U) и тени + полутени (S_P) пятен. Таким образом, для r -мод мы обладали двумя оценками: первая относится к центральным областям пятна (будем называть ее временной профиль u -модой), вторая – к пятну в целом (pu -мода). Итак, для каждого пятна мы могли оценить максимум 4 различные моды колебаний. Для дальнейшего изучения отбирались только те колебания, которые были статистически значимы (вероятность неслучайного отличия коэффициента корреляции от нуля по формуле (2) $p > 0.9$).

Далее мы строили динамические гистограммы распределения периодов симплексов для каждой из четырех мод колебаний. Расположив группы в порядке их наблюдения в 1950-1976 гг. и выбирая последовательно по 25 пятен, мы строили для них гистограмму и определяли временную привязку как среднюю эпоху наблюдения этих пятен. Полученные двумерные распределения имеют неравномерную ось времени, зато свободны от влияния недостатка статистики в минимумах цикла – см. рис. 13.

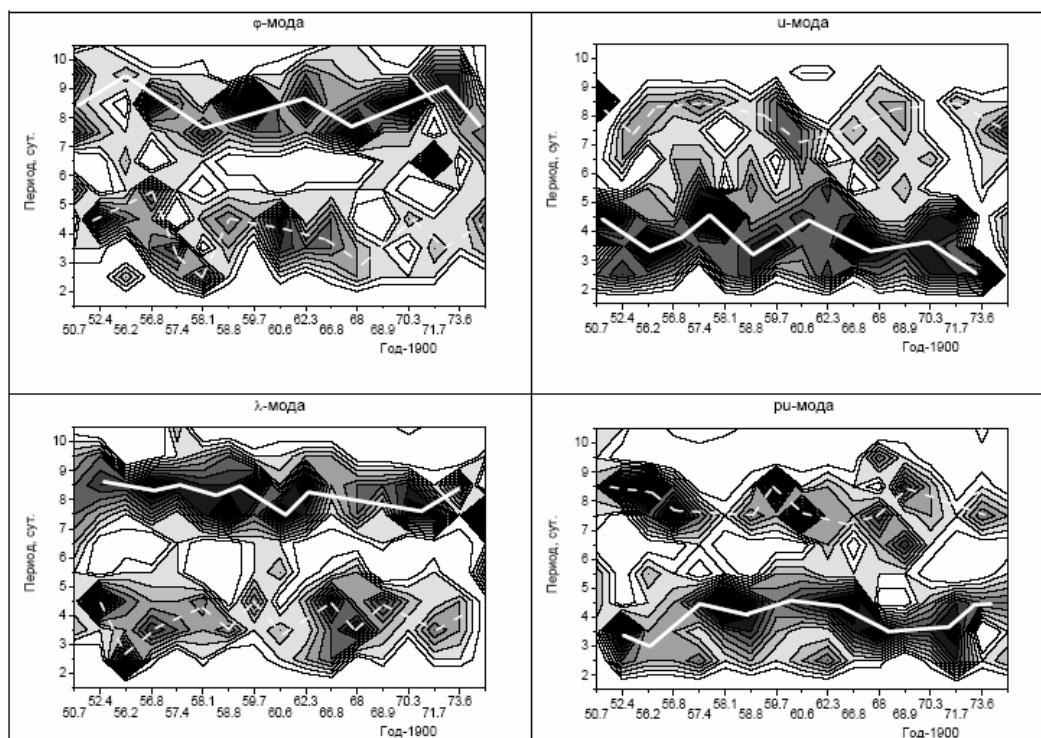


Рис. 13. Изменения со временем периодов абсолютных (ϕ - и λ -) и относительных (u - и ru -) колебаний пятен по Гринвичскому каталогу. Сплошные линии – основные моды колебаний, пунктирные – вторичные.

Основной особенностью рис. 13 являются выраженные, устойчивые по времени полосы периодов колебаний вблизи 7-8 сут. и 3-4 сут. Причем для абсолютных ϕ - и λ -мод большей плотностью вероятности и устойчивостью обладает первая полоса, с более длинными периодами, а для относительных r - и ru -мод – вторая, с более короткими. В то же время, оба диапазона периодов присутствуют у всех мод, так что можно для каждой из них говорить об основной и вторичной частоте колебаний. В табл. 6 представлены значения средних периодов отдельно по модам в 1950-1976 гг., причем периоды, соответствующие основным частотам согласно рис. 13, выделены жирным шрифтом.

Таблица 6. Средние значения периодов КПК (в сутках) униполярных симплексов в 1950-1976 гг.

Мода	Тип КПК	Короткий период	Длинный период
ϕ	абсолютные	4.0 ± 2.5	8.3 ± 2.4
λ	абсолютные	4.0 ± 2.2	8.1 ± 2.0
u	относительные	3.8 ± 2.3	7.7 ± 2.6
ru	относительные	3.9 ± 2.3	8.0 ± 2.1

Ситуацию, зафиксированную рис. 13 и табл. 6, можно интерпретировать, если представить общую картину сверхдолгопериодических колебаний следующим образом. Пятну присущи колебания на двух резонанс-

ных частотах в соответствии с геометрической конфигурацией – в абсолютной или относительной системе координат – мод КПК. Абсолютные колебания, развиваясь на собственной частоте, соответствующей $T = 8 \pm 2$ сут., в то же время возбуждаются вне резонанса со стороны относительных колебаний на их резонансной частоте, соответствующей $T = 4 \pm 2$ сут., и наоборот: относительные колебания возбуждаются вне резонанса на собственной частоте абсолютных колебаний с $T = 8 \pm 2$ сут. и в своем резонансе на $T = 4 \pm 2$ сут.

Таким образом, подытоживая: *абсолютные сверхдолгопериодические КПК пятен имеют собственную частоту $\omega = 1.4 \pm 0.3$ мкГц или период $T = 8 \pm 2$ сут., а относительные – $\omega = 2.8 \pm 1.2$ мкГц или период $T = 4 \pm 2$ сут. Первую из них можно назвать «медленной», а вторую – «быстрой».*

О возможной теоретической интерпретации

долгопериодических и сверхдолгопериодических кпк пятен

В этой работе мы представили наблюдательные свидетельства квазипериодических колебаний пятен для двух временных шкал: десятки-сотни часов (сверхдолгопериодические КПК) и десятки-сотни минут (долгопериодические КПК). Мы получили, что оба вида колебаний представлены *относительными* – крутильными и радиальными – и *абсолютными* – широтными и долготными – модами. Для *относительных* сверхдолгопериодических колебаний характерны периоды 4 ± 2 сут., для *абсолютных* – 8 ± 2 сут. Аналогичные значения для долгопериодических КПК составляют 50 ± 10 мин. и 110 ± 40 мин. соответственно.

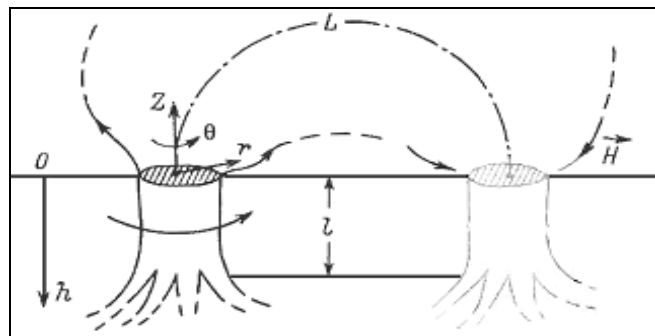


Рис. 14. Основные обозначения при интерпретации сверхдолгопериодических крутильных колебаний

В 1984 г. Соловьев [55] предложил теорию сверхдолгопериодических колебаний, основанную на уравнении динамики вращающегося тела. Эта «механическая» теория позволила ему описать крутильные КПК с периодами несколько суток в биполярной группе пятен и оценить глубину пятна как несколько тысяч километров – *мелкое* пятно.

В нашей работе мы будем основываться на несколько иных соображениях – с одной стороны, и рассмотрим уединенное пятно – с другой.

Оставим те же обозначения, что и у Соловьева. Они приведены на рис. 14, взятом из [55].

Итак, рассмотрим униполярный симплекс (поэтому правое пятно на рис. 14 изображено бледным цветом). Магнитное поле \vec{H}_z пятна радиусом a и массой M направлено перпендикулярно поверхности. Длина силовой трубки над поверхностью – L , она замыкается на хвостовую часть АО.

Вначале – о крутильных колебаниях. Предположим, как и в [55], что пятно вращается твердотельно. При повороте пятна на (малый) угол θ горизонтальная проекция силы натяжения, приходящейся на одну силовую линию, будет

$$f_1 = \frac{\theta H_z}{8\pi L}. \quad (20)$$

Восстанавливающая сила, приходящаяся на единицу площади, следовательно, вычисляется как

$$P = \frac{\theta H_z^2}{8\pi L}. \quad (21)$$

Тогда в уравнении колебаний (F – полная восстанавливающая сила)

$$M\ddot{\theta} + F = 0, \quad (F = \int_s P) \Leftrightarrow \ddot{\theta} + \omega^2\theta = 0 \quad (22)$$

квадрат частоты находится как

$$\omega_0^2 = \frac{2\pi}{8\pi LM} \int_0^a H_z^2 r dr = \frac{1}{4LM} K_1, \quad (23)$$

где

$$K_1 = \int_0^a H_z^2 r dr. \quad (24)$$

Примем ту же формулу распределения напряженности по пятну, что и Соловьев [55]:

$$H_z(r) = H_0 \left(1 + 2 \frac{r^2}{a^2}\right)^{-3/2}. \quad (25)$$

Подставляя (25) в (24) и делая замены переменных, имеем:

$$K_1 = \frac{a^2 H_0^2}{4} \int_0^2 (1 + \xi)^{-3} d\xi = \frac{a^2 H_0^2}{9}. \quad (26)$$

Подставляя (26) в (23) и обозначая, как и в [55],

$$M = \pi a^2 J_2, \quad J_2 = \int_0^l \rho(h) dh, \quad (27)$$

где l – глубина пятна, получаем формулы для квадрата частоты

$$\omega_0^2 = \frac{H_0^2}{36\pi L J_2} \quad (28)$$

и периода крутильных колебаний

$$T_0 = \frac{12\pi^{3/2}}{H_0} \sqrt{LJ_2}. \quad (29)$$

Формула (29) отличается от конечной формулы Соловьева только отсутствием множителя $\sqrt{2}$, который появился у него из-за того, что он рассматривал биполярную, а не униполярную, группу пятен и, соответственно, принимал для уравнения динамики вращающегося тела удвоенное значение момента инерции. Беря за основу график функции $J_2(l)$ в [55], полученный из [67], по значению $T_0 = 4$ сут. находим глубину пятна $h \approx 3000$ км. Это значение достаточно хорошо соответствует недавним результатам Жао, Косовичева и Дюваля [68], полученным с помощью гелиосейсмологии и подтверждает более раннее заключение Соловьева [55].

Предложенный нами путь интерпретации крутильных колебаний позволяет описать и *абсолютные* – широтные и долготные – колебания. В случае этих видов КПК требование твердотельности движения – слишком жесткое. Поэтому введем корректирующий «коэффициент нетвердотельности» $g(r)$ в формулу (20), обозначив через x смещение границы пятна (по широте или долготе в соответствии с конфигурацией моды):

$$f_1 = \frac{xH_z}{8\pi L} g(r). \quad (30)$$

Поскольку мы описываем деформацию площади, занимаемой пятном, естественно для $g(r)$ использовать форму, линейную по площади:

$$g(r) = \left(\frac{r}{a}\right)^2. \quad (31)$$

Формула для квадрата частоты абсолютных колебаний приобретает вид

$$\omega_x^2 = \frac{2\pi}{8\pi LMa^2} \int_0^a H_z^2 r^3 dr = \frac{1}{4LMa^2} K_3. \quad (32)$$

Принимая (25), имеем

$$K_3 = \frac{a^4 H_0^2}{4} \int_0^{\sqrt{2}} (1 + \xi^2)^{-3} \xi^3 d\xi = \frac{a^4 H_0^2}{36}, \quad (33)$$

что дает

$$\omega_x^2 = \frac{H_0^2}{4 \cdot 36\pi LJ_2} \quad (34)$$

и для периода абсолютных колебаний

$$T_x = \frac{24\pi^{3/2}}{H_0} \sqrt{LJ_2}. \quad (35)$$

Сравнивая (35) и (29), получаем $T_x/T_0 = 2$, что в точности совпадает с наблюдениями.

Таким образом, мы интерпретировали и относительные, и абсолютные *сверхдолгопериодические* колебания пятен с типичными периодами десятки-сотни часов, подтвердили результат о малой глубине пятна и получили отношение периодов абсолютных и относительных колебаний, совпадающее с наблюдениями.

Как представляется, предложенный путь, наряду с другой теорией Соловьева – вертикально-радиальных колебаний [51], пригоден и для интерпретации *долгопериодических* колебаний пятен с типичными периодами десятки-сотни минут.

Заметим, что, говоря о долгопериодических колебаниях в поле скорости, мы обращали внимание на то, что это – колебания *магнитных фрагментов* (МФ) пятен [38], движение которых по пятну в целом, конечно, в достаточной степени синхронизировано, но, в то же время, имеются и заметные отклонения от такого движения (рис. 3). С другой стороны, если мы принимаем в рассмотрение МФ как элементы структуры пятен, было бы странно для них в качестве типичного линейного размера колебаний (обозначим эту величину L^*) в формулах (20), (30) выбирать L – длину надпаянной магнитной силовой трубки: последняя величина связана со структурой пятна (и активной области) в целом, а не его деталей. Поэтому мы стоим перед выбором: либо в качестве линейного размера мы принимаем тот масштаб (по высоте в атмосфере), на котором отдельные магнитные трубки МФ сливаются в единый жгут, либо просто полагаем, что этот размер равен l (эффективной глубине пятна для магнитного фрагмента). Полагая, что более вероятной является первая возможность, положим L^* равной характерному размеру МФ, т.е. порядка 10^8 см.

Тогда, производя необходимые вычисления с использованием (20)-(35), получаем по наблюдаемым периодам долгопериодических колебаний глубину МФ, равную ~1000-1500 км. Имея ввиду, что эта величина должна быть меньше глубины пятна в целом (~ 3000 км), результат кажется вполне приемлемым.

В отличие от сверхдолгопериодических, «суточных» КПК, мы описали здесь только «сценарий» возможной интерпретации долгопериодических колебаний, в котором центральным элементом было рассмотрение МФ пятен. Дальнейшее уточнение картины – за будущими исследованиями, поскольку наша работа имеет, главным образом, наблюдательный характер.

Заключение

Ряд оппонентов этой работы замечал, что правильнее при анализе нового явления – долгопериодических и сверхдолгопериодических КПК, – которому посвящена данная статья, говорить о «флуктуациях» параметров, а не о колебаниях в пятнах. Не вступая в терминологическую дискуссию, отметим, что результаты, представленные в нашей работе, все-таки дока-

зывают, что более правильно воспринимать это явление именно как квази-периодические колебания, имеющие свои определенные амплитуды и частоты, закономерно связанные с физическими характеристиками пятен.

Авторы благодарны А.А. Соловьеву за постоянный интерес к результатам этого исследования и обсуждение.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 04-02-17560) и программы Президиума РАН № 16.

Литература

1. **Гонасюк С.И.** // *Изв. КрАО*, т. 73, с. 7, 1985.
2. **Demchenko B.I., Minasyants G.S., Makarenko N.G., Obashev, S.O.** // *Астрон. цирк.*, 1360, 1985.
3. **Berton R., Rayrole J.** // *Astron. Astrophys.*, v. 152, no. 2, pp. 219-228, 1985.
4. **Beckers J.M., Schultz, R.B.** // *Solar Physics*, v. 27, p.61, 1972.
5. **Bashkirtsev V.S., Kobanov N.I., Mashnich G.P.** // *Solar Physics*, v. 82, pp. 443-445, 1983.
6. **Bashkirtsev V.S., Mashnich G.P.** // *Solar Physics*, v. 91, pp. 93-101, 1984.
7. **Bashkirtsev V.S., Mashnich G.P.** // *Astron. Astrophys.*, v. 235, no. 1-2, p. 428-430, 1990.
8. **Bashkirtsev V.S., Mashnich G.P.** // *Astron. Astrophys.*, v. 279, no. 2, pp. 610-614, 1993.
9. **Landman D.A., Edberg S.J., Laney C.D.** // *Astrophys. Journ.*, Part 1, v. 218, pp. 888-897, 899, 900, 1977.
10. **Wiehr E., Balthasar H., Stellmacher G.** // *Solar Physics*, v. 94, pp. 285-288, 1984.
11. **Balthasar H., Knoelker M., Wiehr E., Stellmacher G.** // *Astron. Astrophys.*, v. 163, no. 1-2, pp. 343-346, 1986.
12. **Balthasar H., Wiehr E., Stellmacher G.** // *Astron. Astrophys.*, vol. 204, no. 1-2, pp. 286-300, 1988.
13. **Harrison R.A.** // *Astron. Astrophys.*, v. 182, no. 2, pp. 337-347, 1987.
14. **Svestka Z.** // *Solar Physics*, vol. 152, no. 2, pp. 505-508, 1994.
15. **Deforest C.E., Gurman, J.B.** // *Astrophys. Journ. Lett.*, v.501, p.L217, 1998.
16. **Kaufmann P.** // *Solar Physics*, Vol. 23, p.178-182, 1972.
17. **Borzov V.V., Vialshin G.F., Nagovitsyn Yu.A.** // *Contrib. Astr. Obs. Skalnate Pleso*, v.15, p.75-85, 1986.
18. **Nagovitsyn Yu., Vyalshin G.F.** // *IAU Symposium # 138. Abstract booklet*, p. 115, Kiev, 1989.
19. **Druzhinin S.A., Pevtsov A.A., Levkovsk, V.L., Nikonova M.V.** // *Astron. Astrophys.*, v. 277, pp. 242-248, 1993.
20. **Druzhinin S.A., Pevtsov A.A., Levkovskii V.I., Nikonova M.V.** // *Kinematika i Fizika Nebesnykh Tel*, v. 6, p. 29-35, 1990.
21. **Druzhinin S.A., Pevtsov A.A., Levkovskii V.I., Nikonova M.V.** // *Kinematika i Fizika Nebesnykh Tel*, v. 7, p. 51-60, 1991.
22. **Ихсанов Р.Н., Наговицына Е.Ю.** // *Солн. данные*, № 4, с.77-83, 1990.
23. **Наговицына Е.Ю.** // *Солн. данные*, № 5, с.79-86, 1990.

24. **Наговицына Е.Ю.** Исследование квазипериодических движений пятен и особенностей горизонтального поля скорости на Солнце координатными методами повышенной точности. // *Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук.* Ленинград, 1990, 14 с.
25. **Витинский Ю.И., Конецкий М., Куклин Г.В.** *Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца.* М.: Наука, 1986.
26. **Grosmann A. and Morlet J.** // *SIAM J. Math. Anal.* 15, p. 723-736, 1984.
27. **Астафьева Н.М.** // *Успехи физ. наук*, т.166, № 11, с. 1145-1170, 1996.
28. **Daubechies I.**, *Ten Lectures on Wavelets.* Philadelphia: Society for Industrial and Applied Mathematics, 1992.
29. **Витязев В.В.** *Вейвлет-анализ временных рядов. Учебное пособие.* С.-Пб.: Изд-во С.-Петербургского университета. 2001.
30. **P. Frick, D. Galyagin, D. Hoyt, E. Nesme-Ribes, K. Schatten, D. Sokoloff, V. Zakharov** // *Astron. Astrophys.* 328, 670 (1997).
31. **Обридко В.Н.** *Солнечные пятна и комплексы активности.* М.: Наука, 1985.
32. **Гневышева Р.С.** // *Бюллетень КИСО.* № 3-4, с.13-20. 1949.
33. **Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю.** // *Кинематика и физика небесных тел*, т. 12, № 6, с. 55-64, 1996.
34. **Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю.** // *Солн. данные*, № 11, с. 76-81, 1984.; II: № 12, с. 54-59, 1984.
35. **Гельфрейх Г.Б., Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю., Гольдварг Т.Б., Рябов Б.И., Ниндос А.** // *Сборник: Актуальные проблемы физики солнечной и звездной активности.* Н.-Новгород, Т. 1, с. 58-63, 2003.
36. **Gelfreikh G.B., Shibasaki K., Nagovitsyna E.Yu., Nagovitsyn Yu.A.** // *Proceedings of IAU Symposium No 223. Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity.* St. Petersburg, p. 525-528, 2004.
37. **Gelfreikh G., Nagovitsyn Yu., Nagovitsyna E.** // *Publ. Astron. Soc. Japan*, v. 58, No 1, p. 29-35, 2006.
38. **Keppens R., Martinez Pillet V.** // *Astron. Astrophys.*, v. 316, pp.229-242, 1996.
39. **Наговицына Е.Ю., Наговицын Ю.А.** // *Письма в Астрон. журнал.*, т. 27, № 2, с. 144-149, 2001.
40. **Наговицына Е.Ю., Наговицын Ю.А.** // *Письма в Астрон. журнал.*, т. 28, № 2, с. 140-149, 2002.
41. **Наговицына Е.Ю., Наговицын Ю.А.** // *Письма в Астрон. журнал*, т. 24, № 7-8, с. 554-559, 1998.
42. **Брей Р., Лоухед Р.** *Солнечные пятна.* М.: Мир, 1967ю
43. **Kobrin M.M., Korshunov A.I.** // *Solar Physics*, v. 25, pp.339-342, 1972.
44. **Gelfreikh G.B., Shibasaki K.** // *Magnetic Fields and Solar Processes.* The 9th European Meeting on Solar Physics, held 12-18 September, 1999, in Florence, Italy. Edited by A. Wilson. European Space Agency, ESA SP-448, 1999. ISBN: 92-9092-792-5., pp.197-202.
45. **Gelfreikh G.B., Grechnev V., Kosugi T., Shibasaki K.** // *Solar Physics*, v. 185, Issue 1, pp. 177-191, 1999.
46. **Gelfreikh G.B., Tsap, Yu.T., Kopylova Yu.G., Goldvarg, T.B., Nagovitsyn Yu.A., Tsvetkov L.I.** // *Astronomy Letters*, v. 30, pp. 489-495, 2004.

47. **Nindos A., Alissandrakis C.E., Gelfreikh G.B., Bogod V.M., Gontikakis, C.** // *Astron. Astrophys.*, v.386, pp.658-673, 2002.
48. **Наговицын Ю.А.** // *Письма в Астрон. журн.*, т. 23, № 11-12, с. 859-862, 1997.
49. **Вяльшин Г.Ф., Наговицын Ю.А., Гольдварг Т.Б.** // *Труды конференции: Солнце в эпоху смены знака магнитного поля*, С-Пб, с. 101-106, 2001.
50. **Nagovitsyn Yu.A., Vyalshin G.F.** // *Астрон. циркуляр*, № 1553, с. 1-2, 1992.
51. **Соловьев А.А., Наговицын Ю.А.** // *Труды конференции: Солнечная активность как фактор космической погоды*. С.-Пб. С. 593-598. 2005.
52. **Гопасюк С.И.** // *Изв. КрАО*, т.64, с.108-118, 1981.
53. **Antalova A.** // *Bull. Astron. Inst. Czechosl.*, v.34, pp.96-98, 1983.
54. **Певцов А.А., Самтаров И.С.** // *Солн. данные*, № 3, с.65-71, 1985.
55. **Соловьев А.А.** // *Солн. данные*, № 1, с.73-78, 1984.
56. **Гопасюк С.И.** // *Астрон. журн.*, т.61, с.157-162, 1984.
57. **Гопасюк С.И., Лямова Г.В., Ханейчук В.И.** // *Изв. КрАО*, т.79, с.34-41, 1988.
58. **Гопасюк С.И., Лямова Г.В.** // *Изв. КрАО*, т.77, с.17-24, 1987.
59. **Наговицына Е.Ю., Наговицын Ю.А.** // *Солн. данные*, № 6, с. 69-74, 1986.
60. **Наговицына Е.Ю.** // *Солн. данные*, № 3, с. 58-62, 1987.
61. **Khutsishvili E., Kvernadze T., Sikharulidze, M.** // *Solar Physics*, v. 178, Issue 2, pp.271-283, 1998.
62. **Khutsishvili, E.V., Gigolashvili, M.Sh., Kvernadze, T.M.** // *Solar Physics*, v. 206, Issue 2, pp. 219-228, 2002.
63. **Gopasyuk S.I., Gopasyuk O.S.** // *Solar Physics*, v. 231, Issue 1-2, p. 11-21, 2005.
64. **Williams D.R., van Driel-Gesztelyi L., Nakariakov V.M.** The possible back-rotation of sunspots: torsional oscillations. // *Advances in Space Research* (in print).
65. **Наговицын Ю.А., Никонов О.В., Перес Доваль Х.** // *Солн. данные*, № 6, с. 81-85, 1992.
66. **Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю.** // *Крупномасштабная структура солнечной активности: достижения и перспективы*, ГАО РАН, С-Пб, с. 181-186, 1999.
67. **Spruit H.** // *Solar Physics*, v. 34, No 2, p. 277-290, 1974.
68. **Zhao Junwei, Kosovichev Alexander G., Duvall Thomas L., Jr.** // *Astrophys. J.*, v. 557, Issue 1, pp. 384-388, 2001.

КОЛЕБАНИЯ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ НА РАЗНЫХ ВЫСОТАХ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ СОЛНЦА

Ефремов В.И., Ихсанов Р.Н., Парфиненко Л.Д.
Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

OSCILLATIONS OF RADIAL VELOCITIES IN A SPOT AND NEAR TO A SUN-SPOT AT DIFFERENT LEVELS OF PHOTOSPHERE

Efremov V.I., Ikhsanov R.N., Parfinenko L.D.
Central (Pulkovo) Astronomical Observatory of RAN, Saint-Petersburg, Russia

Abstract

The research of the temporary and spatial characteristics of radial velocities in active areas of the Sun is conducted.

Методика наблюдений

В качестве телескопа используется телескоп АЦУ-5, являющийся классическим горизонтальным солнечным телескопом, оснащенный четырехкамерным термостатированным спектрографом. Зеркала телескопа изготовлены из ситалла и подняты на 4 м над поверхностью почвы. Откатная часть отделена от павильона большой плоскопараллельной пластиной диаметром $d = 500$ мм, изготовленной из оптического стекла К-8. В результате уменьшено влияние конвективных потоков от почвы и снижена амплитуда дрожаний изображения. Павильон телескопа стоит среди большого поля покрытого летом густой зеленой травой, что также благоприятно сказывается на качестве изображения. В данной работе использованы наблюдения, полученные в 2006 г. по новой методике. Вместо регистрации лучевых скоростей с помощью CCD видеокамеры спектрогелиографа-магнитографа [1] мы в данном исследовании применили прямую регистрацию доплер-смещений по изображениям солнечного спектра, полученным с помощью цифровой зеркальной камеры типа CANON. Матрица камеры (CMOS датчик) размером 22.2×14.8 мм установлена в фокальной плоскости спектрографа солнечного горизонтального телескопа АЦУ-5. Фокусное расстояние телескопа – 17 метров. Диаметр Солнца на щели спектрографа равен 161 мм, т.е. мы имеем $11.9''/\text{мм}$. Изотермический четырехкамерный спектрограф солнечного телескопа имеет дисперсию спектра в IV порядке в районе линии $H\alpha$ около 3.7 м\AA , при этом обеспечивается спектральное разрешение 0.15 nm . Общее количество пикселей - 8.2 миллиона. Использовано разрешение 3456×2304 пикселя. Тип получаемых изображений JPEG или RAW (12 бит). При наблюдении солнечного спектра освещенность матрицы цифровой камеры оказывается вполне

достаточной для работы с выдержками короче 0.01 сек при чувствительности ISO200.

Цифровая камера управляется с помощью компьютера через скоростной интерфейс USB2. В процессе наблюдений камера автоматически делает снимки спектра через необходимый временной интервал (15-30 сек) на протяжении всей серии наблюдений. Для удобства применения Фурье преобразования делается серия из 512 кадров. Получены серии наблюдений длительностью от 1 часа до 4 часов.

При проведении наблюдений такого рода наблюдатель должен вести тщательный контроль положения выбранной области на щели спектрографа. Оно несколько меняется на протяжении длительной серии наблюдений из-за вращения Солнца и из-за годового изменения склонения Солнца. Для осуществления данного контроля нами используется зеркальная щель спектрографа, отражающая с увеличением изображение щели на специальный экран, и изображение спектра, получаемое с помощью вспомогательной телевизионной камеры на видеомониторе, по которому легко и удобно контролировать положение конкретных элементов изображения на щели спектрографа.

Преимущество использования цифровой зеркальной камеры перед стандартными аналоговыми ССД видеокамерами – большой размер матрицы и очень высокое качество (разрешение) цифрового изображения (для нашего телескопа даже избыточное, из-за умеренного атмосферного качества изображения, составляющего обычно 2"-3").

Методика обработки

Измерение лучевых скоростей в атмосфере Солнца, как известно, основано на определении смещений спектральных линий, обусловленного эффектом Доплера:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda_0 = \frac{v}{c} \times \lambda_0$$

где $\Delta\lambda$ - измеренное смещение линии в спектре, обусловленное движением источника излучения относительно наблюдателя – доплеровское смещение; λ' , λ_0 – значение длин волн движущегося и неподвижного источника, соответственно; v – собственно лучевая скорость (проекция скорости на луч зрения); c – скорость света.

Исходные данные, получаемые на АЦУ-5, представлены в виде последовательности спектрограмм (битовых карт в формате jpg) участка солнечного спектра в диапазоне $\lambda 649.38$ нм - $\lambda 649.97$ нм. В зависимости от длительности наблюдений (от 1 часа до 4 часов) интервалы между спектрограммами выбираются от 15 сек до 30 сек. Как правило, это последовательность из 512 спектрограмм. Обработку данного материала

можно разбить на три основных этапа: подготовительный, расчетный и анализ полученных карт.

Подготовка данных

Подготовка, в основном, состоит в разработке сценария действий для одной спектрограммы и применения его ко всей их последовательности. Как правило, сценарий включает в себя использование ряда стандартных программ: Resize Image, Change to Grayscale, Negative Image, Adjust brightness/Contrast, Filter: blur more и др. Это позволяет выбрать нужную рабочую область, устранить локальные дефекты (царапины, пробитые пиксели), повысить контраст спектральных линий для более точного определения положения центра тяжести линии. Заключительным этапом подготовки данных является перевод битовой карты в ASCII коды.

Построение доплер-карт

Это - основной этап обработки данных, требующий больших ресурсов компьютера и времени. На процессорах типа AMD Athlon XP 1700+ для построения 7 доплер-карт (т.е. для 7 спектральных линий) по последовательности из 512 спектрограмм требуется 8-10 часов счетного времени.

Прежде всего, для каждой спектральной линии определяются свои границы области, которые выбираются в зависимости от полуширины спектральной линии, так чтобы контур линии в крыльях был достаточно пологим. Это позволяет достичь достаточно уверенного определения положения максимума контура спектральной линии и, соответственно, величины его смещения относительно следующих сканов. Сканирование спектральной линии выполняется на программном уровне: в каждом разрезе строится контур, в котором центральная его часть аппроксимируется полиномом 2 или 4 степени. Эта процедура необходима, чтобы исключить локальные выбросы на контуре, которые могут исказить реальную величину смещения центра тяжести линии. Размеры аппроксимационной части контура зависят от параметра захвата, который определяется уровнем депрессии в выбранной точке контура линии и составляет, как правило, 60%-80% от величины центральной депрессии.

При первом сканировании мы определяем точку - положение центра контура линии (центра тяжести), которая затем становится реперной для последующих сканов. В результате после окончания сканирования линии мы получаем вектор смещений, а обработав все 512 спектрограмм (4 часа наблюдений) – карту доплер-смещений для данной спектральной линии. Учитывая дисперсию в данной спектральной области, окончательно получаем карту доплер-скоростей.

Заключительной частью этого этапа обработки является фильтрация карт – снятие трендов, вызванных некоторым (незначительным) наклоном

спектральных линий в спектре, дисторсией, а также чистка различных дефектов типа муаров, духов и пр.

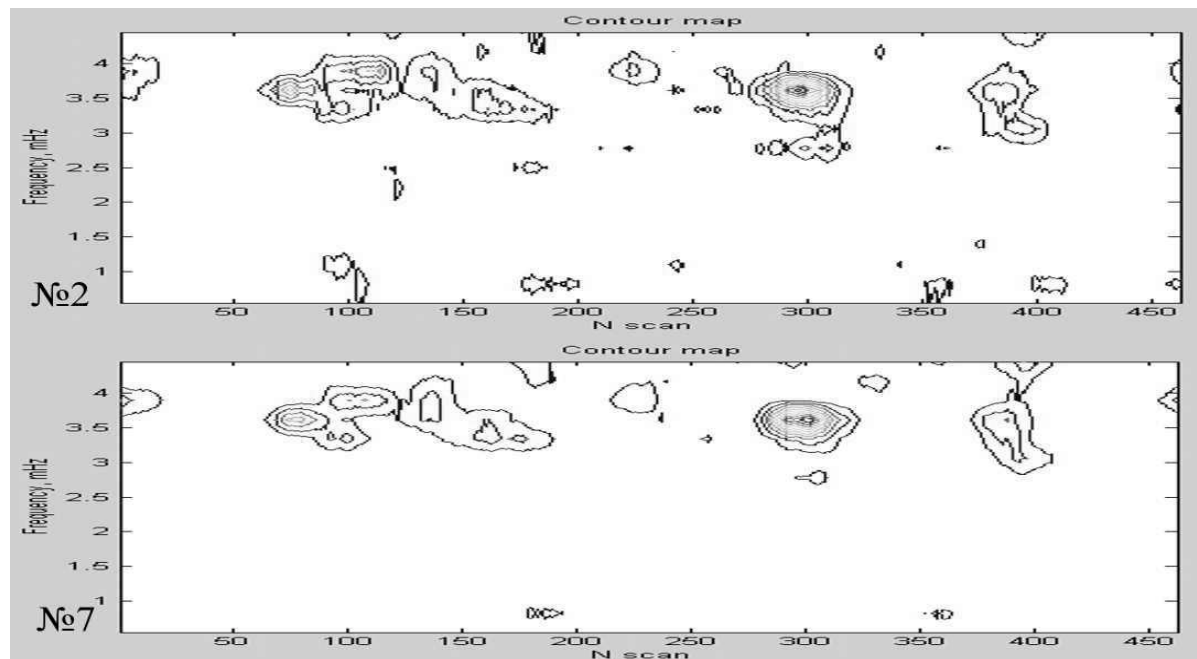


Рис.1.

Теперь все готово для проведения анализа данных: щель спектрографа вырезает определенную область на Солнце, а выбранный диапазон линий позволяет изучить распределение вертикальных скоростей с высотой. В результате обработки всех кадров данной серии, мы получаем двумерную цифровую матрицу. По одной координате показывается калиброванное распределение скоростей вдоль щели спектрографа, по другой дается развертка скоростей во времени. Это позволяет изучать колебательные процессы строго одновременно для всех линий, попадающих в рабочую площадь матрицы, т.е. можно определять сдвиг фазы скорости с высотой в атмосфере Солнца.

Результаты наблюдений и их обсуждение

На рис.1 приведены две двумерные карты линейных спектров мощности (СМ) лучевых скоростей по наблюдениям фотосферы вблизи одного из пятен группы СД66(2005). По оси ординат отложены частоты (mHz), по оси абсцисс – линейные размеры вдоль щели спектрографа в пикселях. Продолжительность наблюдений данной серии составляла 60 минут. На верхней карте представлены СМ, полученные в спектральной линии с эффективной высотой образования около 190 км, а на нижней карте – в линии с высотой 500 км. Из правой половины рис.1 следует, что при малой активности (слабом магнитном поле) наблюдаются в основном только пятиминутные колебания лучевых скоростей сосредоточенные в

диапазоне частот 2.8-4.3 mHz. Спектральная мощность лучевых скоростей сосредоточена в локальных образованиях размером 6"-10". Расстояние между максимумами их пиков через один составляет 36"-38", т.е. имеет размер супер-

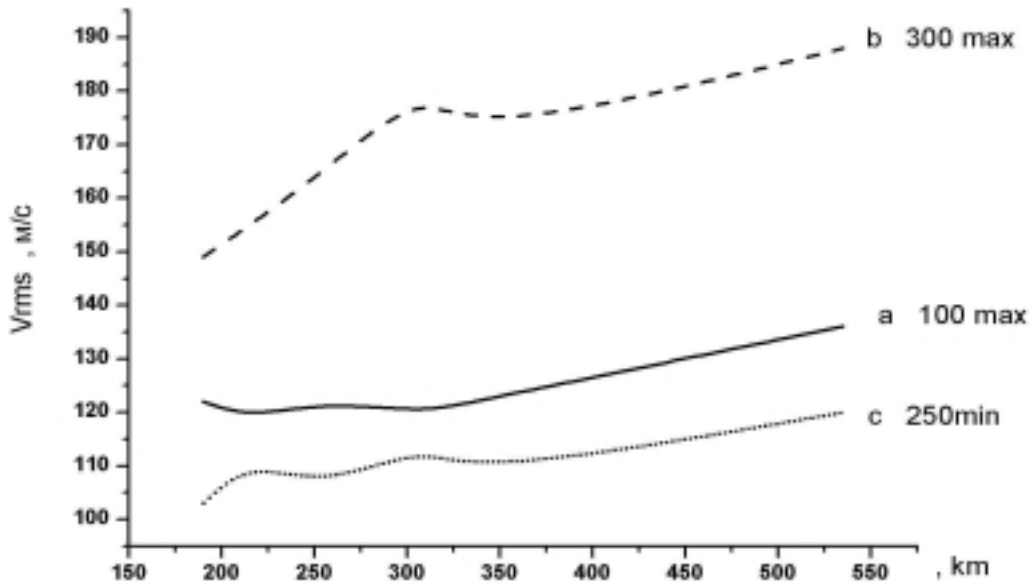


Рис.2.

гранулы. С приближением к пятну (пятно находится слева), размеры и формы локальных областей, в которых наблюдаются 5-ти минутные колебания, заметно изменяются. Проведенные расчеты распределения дисперсии лучевых скоростей с высотой ($V_{rms}(h)$) показывают, что в местах

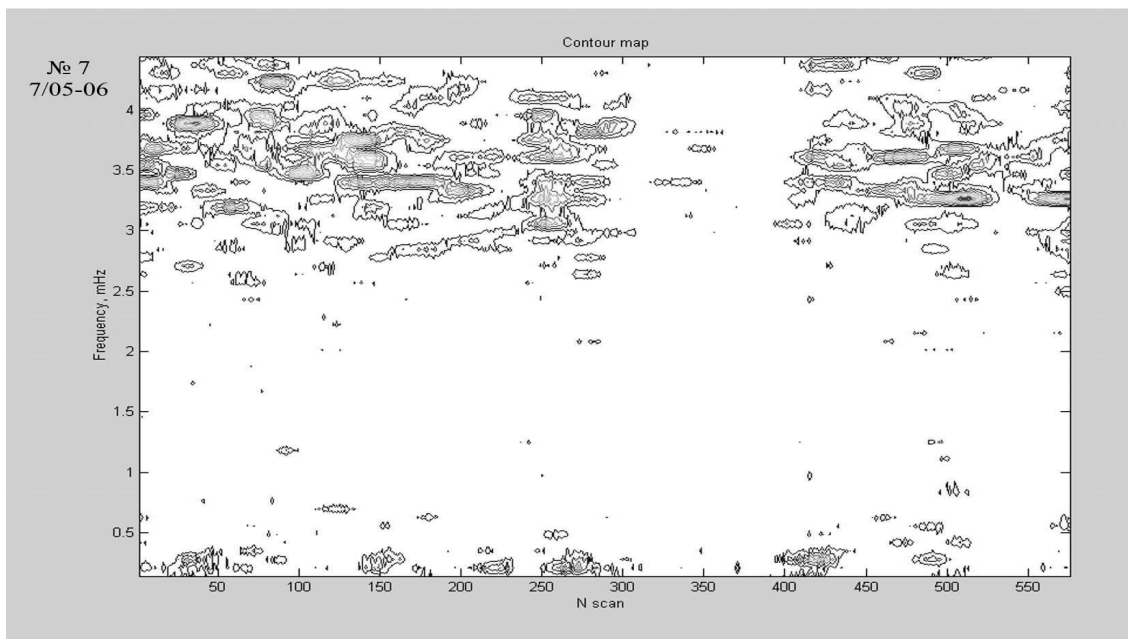


Рис.3.

локализации пиков СМ и промежутках между ними ход и характер поведения колебаний различен. Так на разрезах 300 и 100 (рис.1) в местах максимумов пиков СМ величины V_{rms} заметно выше (рис.2), чем на разрезе 250 в минимуме. Причем, чем выше пик СМ, тем выше дисперсия скоростей.

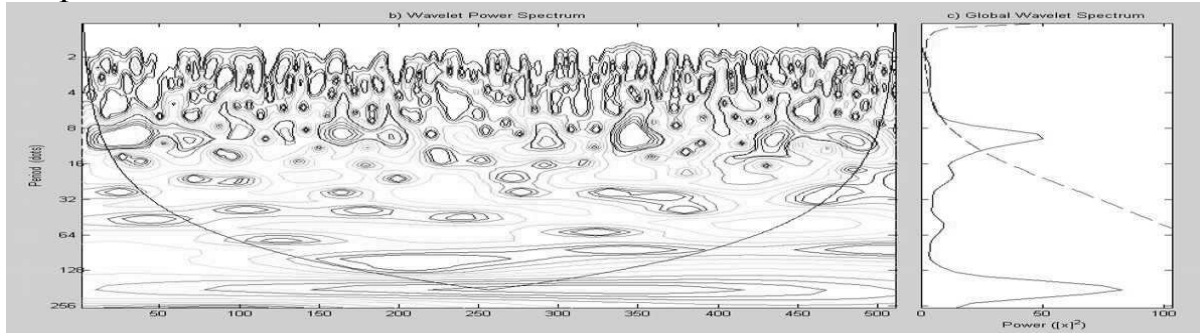


Рис.4.

Как следует из рисунка, скорость с высотой после 200 км имеет тенденцию медленно увеличиваться. Далее, на рис.1 кроме локальных образований с 5-ти минутными колебаниями, видна также цепочка слабых локальных пиков СМ, колеблющихся с периодами около 21 минуты. Положение тех и других пиков СМ часто совпадает, однако, не всегда. В связи с этим представляет интерес исследовать серии наблюдений продолжительностью более 1 часа.

На рис.3 приведена двумерная карта СМ лучевых скоростей для спектральной линии №7 в районе пятна СД 7 мая 2006 г. С продолжительностью серии 4 часа. Из рисунка видно, что кроме 5-ти минутных колебаний локальных образований, плотно заполнивших область частот 2.8-4.5 mHz., кроме участка самого пятна, наблюдаются также колебания в основном в диапазоне 0.2-0.6 mHz с периодами 28-80 минут. Вейвлет анализ, проведенный для разреза 35 пс (рис.4), показывает, что цуги 5-ти минутных колебаний появляются в среднем через 20-35 минут, а их надежность существенно превышает 3σ . В тоже время согласно карте комплексного вейвлет анализа длинноволновые колебания происходят непрерывно в течение всего времени наблюдений, но их надежность невысока. В отличие от слабо возбужденной фотосферы, 19 июня 2004 г. в сильно возбужденной фотосфере и полутени большого пятна группы СД127 наряду с 5-ти минутными, наблюдались длинноволновые колебания с периодами в 7, 13, 21 минут. В этом случае спектрограммы получались через 30сек в течение 4 часов. На рис.5 приведены две карты СМ, представляющие распределение лучевых скоростей по частоте вдоль щели спектрографа для спектральных линий №2 и №7, характеризующих нижнюю и верхнюю половину высот фотосферы. Сравнение верхней и нижней карт хотя и показывает, в основном, совпадение локальных максимумов СМ, но имеет и различия.

Так в полосе частот 2.8-4.2 мHz, соответствующей 5-ти минутным колебаниям, в нижней фотосфере при переходе от фотосферы (область А) вправо через границу полутени в область В не происходит заметного ослабления

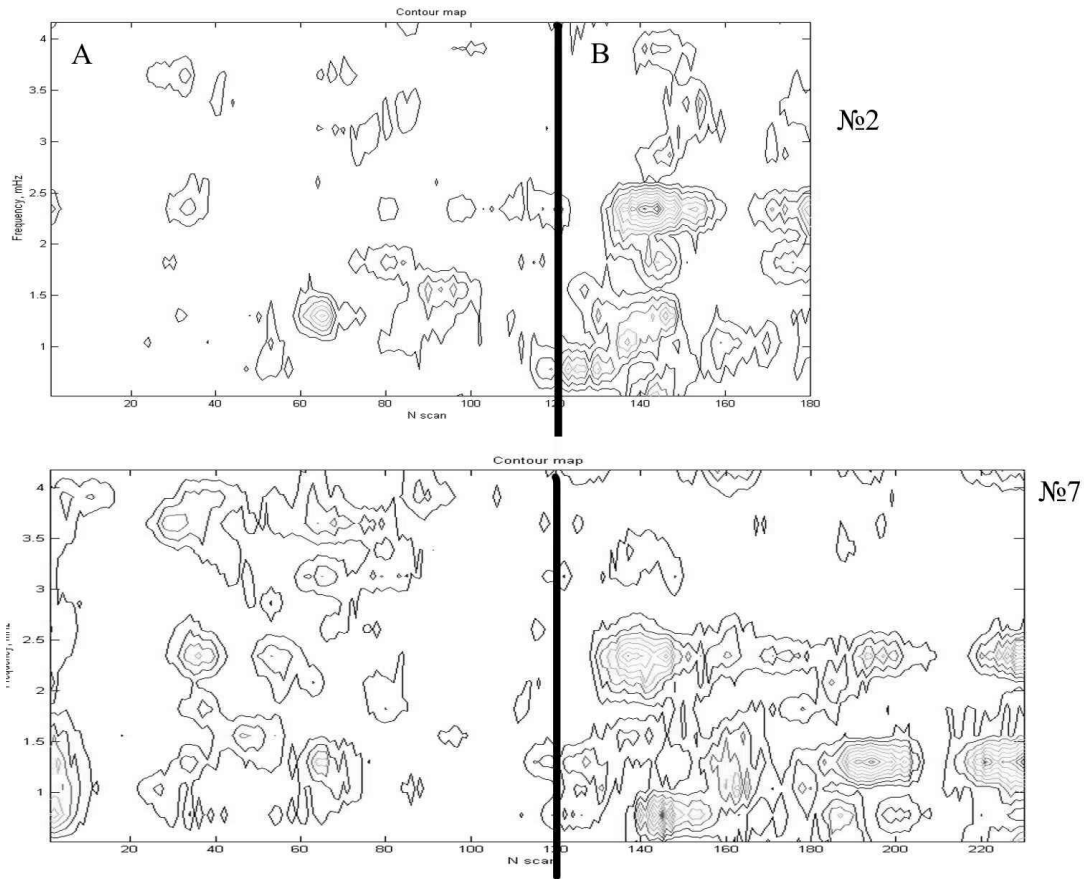


Рис.5.

локальных максимумов СМ, в то время как в верхней половине высот в полутени пятна наблюдается их явное ослабление. В случае частот меньше 2.8 мHz, напротив, на обеих картах в полутени происходит существенное усиление и образование новых максимумов СМ. Особенно выделяются моды с периодами 7,13,21 минут.

Ход V_{rms} с высотой также показывает заметное различие в областях А и В (рис.6): вне полутени вплоть до высот 300 км скорость в среднем падает, а выше, до высот 500 км, слабо растет. В области полутени в районе 215-250 км наблюдается максимум V_{rms} и только затем происходит резкое падение скорости до высоты 300 км.

Выводы

В слабо возбужденной фотосфере наблюдаются в основном 5-ти минутные колебания в диапазоне частот 2.8-4.5 мHz. В сериях

продолжительностью в два часа и более присутствуют и длинноволновые колебания с квазипериодами в 35-80 минут.

В спектре мощности 5-ти минутные колебания проявляются в локальных образованиях размером 6"-10" с расстояниями между ними 12" и 38", что соответствует размерам мезогранул и супергранул соответственно. Время жизни локальных образований составляет в среднем 25-35 минут.

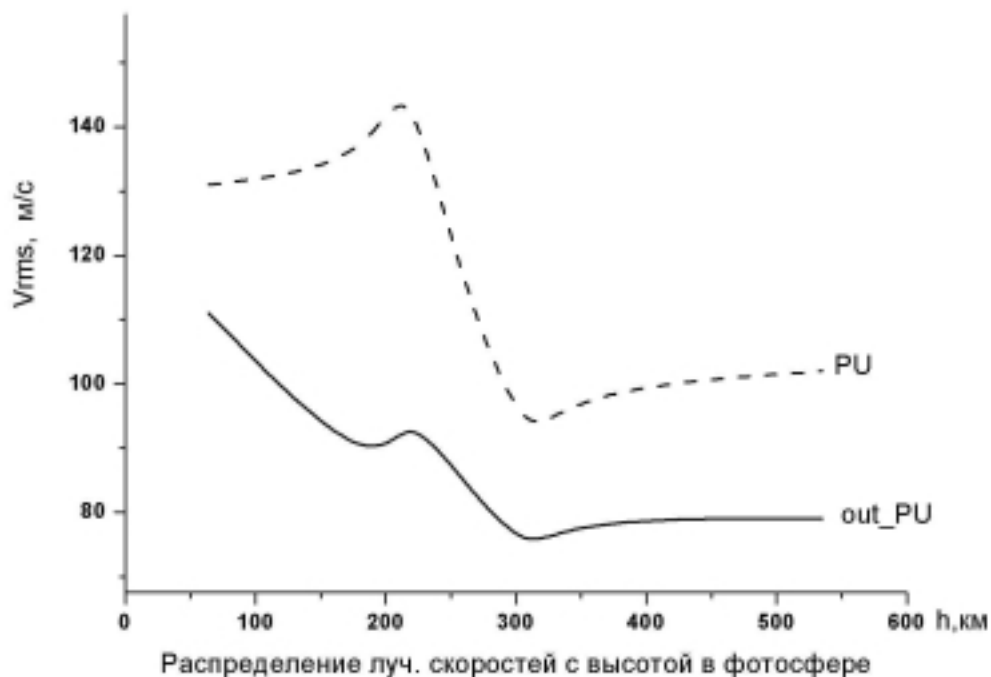


Рис.6.

Дисперсия скоростей с высотой слабо возрастает. При этом чем выше пики локальных образований, тем выше V_{rms} .

В полутени и тени величина СМ локальных образований 5-ти минутных колебаний падает, а максимальная дисперсия лучевых скоростей наблюдается на средних высотах фотосферы (200 – 300 км)

В СМ лучевых скоростей, кроме 5-ти минутных, выявляются так же колебания с периодами 35-80 минут, а в полутени пятен наблюдаются и более короткие моды равные 13 и 21 минутам.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 04-07-90254.

Литература

1. *Efremov V.I., Ikhsanov R.N., Parfinenko L.D.*, Oscillations of magnetic filed in a sunspot umbra, Proceedings of IAU Symposium 223 "Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity", 14-19 June, 2004

НАБЛЮДЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ЗАТМЕНИЙ В РАДИОДИАПАЗОНЕ

Гельфрейх Г.Б.

ГАО РАН, С.-Петербург, Россия

OBSERVATIONS OF SOLAR ECLIPSES AT RADIO WAVES

Gelfreikh G.B.

Central Astronomical Observatory at Pulkovo RAS, St.-Petersburg, Russia

Abstract

Radio observations of the solar eclipses have played an important role in constructing the nature of the solar active regions and its dynamic at the levels of the coronal and upper chromosphere of the solar atmosphere. These observations gave information on high resolution structure both of the quiet and active regions of the solar disk, much before the similar results could be obtained from the large antenna systems. The eclipse observations, especially in circular polarized emission, gave observational evidence of gyroresonance emission in stable state of the solar active regions, both of thermal and nonthermal particles. The construction of the idea of magnetospheres of the solar ARs is significantly based on the radio eclipse observations. The effective usage of the eclipse method needed a construction of special equipment and development of the methods of observations and treating the data.

Special radio interferometers with small spacing were constructed and large mirrors were effectively used. Also many organizing problems of the expeditions to the eclipse regions were met. The effectiveness of usage of radio observations of the eclipses is still important today.

Введение

Солнечные затмения во все века притягивали внимание человечества. Однако методом научных исследований они стали лишь в последние столетия. Первым впечатляющим результатом таких исследований было установление того факта, что Солнце окружено горячей атмосферой – “коронной” с температурой около миллиона градусов. Возможность исследования короны во время затмения определяется тем, что Луна затмевает яркий свет солнечной фотосферы, который на много порядков по яркости превосходит яркость разреженной короны. По аналогии с этим естественным явлением для исследования короны создавались и создаются коронографы, использующие искусственные затмения, в которых вместо Луны устанавливаются небольшие диски. Метод этот сегодня применяется и в наблюдениях Солнца из космоса.

Однако в астрономии представляет интерес наблюдения покрытий Луною не только Солнца, но и Звёзд. По моментам их исчезновения с высокой точностью меряются их взаимные координаты. Важный прогресс в использовании такой методики был предложен Мак Маоном (1909) для определения не только координат, но и размеров звёзд. Интересно, что в то же время это предложение встретило принципиально важную критику со

стороны Эддингтона, который обратил внимание на неизбежность размытия кривой изменения яркости звезды при её покрытии эффектами дифракции на краю лунного диска. Возможно, что в силу этой критики первые наблюдения такого рода были выполнены только в 1939 году, при этом дифракционная картина действительно была обнаружена.

Что касается радио наблюдений затмений, то их начало относится к середине XX века и практически совпадает с началом развития солнечной радиоастрономии. Уместно здесь упомянуть наблюдения в метровом диапазоне полного затмения 20 мая 1947 года с борта теплохода «Грибоедов» у берегов Бразилии, выполненные С.Э. Хайкиным. Эти наблюдения в метровом диапазоне волн доказали, что метровое радио излучение Солнца генерируется в солнечной короне. Это следовало из того, что в момент полной фазы радио поток Солнца упал только в 2.5 раза, подтвердив зарождающиеся в то время представления о природе солнечного радио излучения.

Фундаментальный результат, полученный С.Э. Хайкиным во время этого затмения, можно думать, послужил толчком к его переходу исследований в области радио астрономии, и он явился основателем одного из основных направлений исследований послевоенного Пулково – радиоастрономии.

Зачем наблюдают затмения в радио диапазоне

Исследования Солнца, как известно, составляют одну из центральных проблем астрофизики, что связано как с чисто научными аспектами (космическая лаборатория плазмы, ближайшая звезда), так и прикладными аспектами (погода в Космосе, прогнозы солнечной активности). Прямым воздействием на Землю и окружающее нас космическое пространство оказывают потоки солнечного ветра, быстрых частиц, жесткого электромагнитного излучения, идущие из короны Солнца. Поэтому физика короны оказывается в центре внимания ряда ведущих проблем астрофизики. В то же время, в силу слабой яркости в оптическом диапазоне, её наблюдения сильно затруднены, а в пределах диска вообще отсутствуют.

Полноценные наблюдения короны Солнца, её структуры могут производиться либо в далёком ультрафиолете и рентгене, либо в радио диапазоне. Говоря по-крупному, данные этих диапазонов существенно дополняют друг друга. Первичной задачей астрофизики является определение на основе наблюдений параметров структур солнечной плазмы: температуры, плотности, магнитного поля, присутствия и энергетического спектра быстрых (надтепловых) частиц, исследование их распределения в пространстве, а также вариаций во времени. (Следующим этапом является построение физических моделей объектов, природы и динамики их энерговыделения и т.д.)

Указанная процедура требует получения из наблюдений распределения в пространстве яркости (яркостной температуры), спектра, поляризации источника с возможно более высоким пространственным и временным разрешением. Известно, что пространственное разрешение оптических телескопов определяется отношением λ/D – длины волны к характерному размеру апертуры инструмента. Для обычных оптических телескопов эта величина составляет около секунды дуги или долей секунды. Однако длина волны радиоизлучения на много порядков больше длин волн оптического диапазона и для того, чтобы достигнуть аналогичного пространственного разрешения требуются инструменты с характерным размером антенн – километры, даже на коротких волнах сантиметрового излучения. В середине прошлого столетия решение такой технической проблемы представлялось не реальной. Однако наблюдения солнечных затмений позволили её решить.

Как уже упоминалось выше, имеются ограничения, вызванные дифракционной картиной на краю лунного диска. Её характерный размер порядка $(\lambda/R)^{1/2}$, где R – расстояние до Луны. Для сантиметрового диапазона эта величина составляет несколько секунд. Более того, возможно математическое восстановление изображения, искаженного дифракцией.

Методы радио наблюдений затмений

Итак, наблюдения солнечных затмений стало первым радиоастрономическим методом, обеспечившим анализ структур в радио диапазоне с пространственным разрешением в секунды дуги. Естественно, что такие наблюдения начались с регистрации полного потока радиоизлучения Солнца на малых антеннах, диаграмма направленности которых перекрывала весь диск Солнца. Одномерное изображение Солнца (структура, просуммированная вдоль лунного края) определяется как производная от наблюдаемой кривой. Даже при хорошем качестве аппаратуры на получаемой таким образом кривой проявляются значительные флуктуации, которые не позволяют реализовать ожидаемую чувствительность метода. Поэтому часто ограничивались регистрацией точек перегиба кривой, которые хорошо видны для локальных источников и определяют его размер. В пользу такого метода свидетельствует и факт использования одномерного разрешения.

Между тем, важнейшей задачей методики затменных наблюдений является возможно полное использование его разрешающей способности. Наиболее сильным источником флуктуаций сигнала обычно являются колебания атмосферного поглощения (принципиальным пределом являются колебания, определяемые шумовой природой радио излучения Солнца). Исследуемый источник составляет обычно несколько процентов в полном потоке Солнца, а колебания генерируются ослаблениями всего солнечного излучения. Эффект этот поэтому очень велик, если не принять специаль-

ных мер. Рядом авторов использовались следующие пути решения проблемы: анализ поляризованной компоненты, частотное сканирование (регистрация разности сигналов на двух близких частотах), использование интерферометра с малой базой (РИМБ), наблюдения на больших полноповоротных антеннах.

Во всех перечисленных методах на порядок снижается вклад общего потока Солнца в регистрируемое излучение. Спокойное Солнце практически не поляризовано, спектр его и локальных источников различен, база интерферометра (около 130 λ) выбирается такой, что амплитуда сигнала спокойного Солнца в интерферометрическом канале нулевая. Диаграмма направленности больших зеркальных антенн составляет несколько минут, что на порядок снижает фоновый сигнал от области, окружающей источник. Конечно, каждый из перечисленных методов вносит новые источники погрешностей, но все они оправдали своё применение.

Для перехода от одномерного разрешения по одной записи возможно проведение наблюдений из разных пунктов, где покрытие источника свершается разными участками лунного диска; разное направление бывает также и при покрытии и открытии источника.

Экспедиции и сопутствующие проблемы

Для обсуждаемых задач радиоастрономии достаточно проводить наблюдения затмения в частной фазе (но так, конечно, чтобы исследуемая область покрывалась Луной). Между тем на наблюдения затмений организуются экспедиции, так они видны в ограниченной области земной поверхности. При этом, естественно, едут в район наблюдения полной фазы. В таких экспедициях участвуют и радио астрономы. Их преимущество – слабая зависимость результатов от погоды в момент затмения.

Организация и участие в экспедициях накладывает на участников ряд новых проблем, весьма разнообразных по своей природе, не говоря уже об очевидных трудностях, связанных с весом аппаратуры. Здесь к месту поделиться некоторыми воспоминаниями.

В советские времена наши органы “безопасности” причиняли много забот, а часто и вреда организаторам зарубежных поездок. Так, из состава экспедиции в Китай, на остров Хайнань (в Южно-Китайском море) были первоначально исключены все члены экспедиции с нерусскими фамилиями (включая и автора данной статьи). Практически это означало несостоятельность всей экспедиции. Правда, усилиями энтузиастов, крупных ученых нашей науки с участием Президента АН, частично эту плачевную ситуацию удалось преодолеть, и наблюдения затмения прошли в целом успешно.

В 1965 году мы на экспедиционном судне АН «Витязь» ехали на атолл Харвей Южных островов Кука. Атолл не имел постоянных жителей и источников горячей воды. В пути на судне мы испытали купленную для

экспедиции электропечь от электродвигателя, который тоже везли с собой. Оказалось, что они не совместимы. Мы везли в стеклянных бутылках некоторое количество питьевой воды. Но выгрузить её с помощью небольших плоскодонок (судно дрейфовало в океане, откуда шла погрузка наших вещей на местные лодки, которые только и могли доставить груз на центральный остров). Нас беспокоило: на чем готовить, что пить? Все, однако, обошлось благополучно. Готовили на костре, дождевую воду собирали с крыш палаток, в которых жили.

Когда мы собирались 1969 году наблюдать затмение на Кубе, иностранном отделе АН, оформлявшем наши документы, сказали: «у вас всё в порядке, но, пожалуйста, отложите ваше наблюдение затмения на месяц, т.к. мы сейчас уходим в отпуск не успеваем оформить вашу поездку». Мир не без добрых людей – удалось преодолеть и эту проблему.

В июле 1972 года мы наблюдали затмение на Чукотке. Высаживались на косу Русская Кошка на десантной барже. Когда подошли к берегу, то он оказался забит льдами (в июле!). Походив вокруг полуострова, капитан смог нас посадить в другом месте. Однако до маяка (километры) нам пришлось тащить весь наш груз (радио телескоп) на своих плечах, что, пользуясь светом белой ночи (почти незаходящего Солнца), мы и сделали.

Основные результаты

В предыдущих разделах было показано, что проведение эффективных наблюдений затмений Солнца в радио диапазоне потребовали весьма значительных усилий. Правомочен вопрос, в какой мере они были оправданы. Здесь, прежде всего, хочется отметить, что по своему пространственному разрешению они на ряд лет опередили другие методы радио наблюдений. Может быть поэтому долгое время получаемые здесь результаты не получали должной оценки. Их противоречия с существовавшими в то время концепциями природы радио излучения Солнца не находили признания, не вызывали должного интереса среди астрономов, работавших в области физики Солнца и радиоастрономии.

Первое радио наблюдение затмения в Пулкове имело место 2 декабря 1956 года. На волне 3 см в круговой поляризации был обнаружен источник размером около 20 угловых секунд, совпадавший по положению с тенью большого пятна, но меньшего его по размерам. Этот результат не уместился в рамки существовавших тогда механизмов генерации микроволнового радио излучения Солнца, которое рассматривалось как тормозное излучение (электронов в электрическом поле ионов) в корональной конденсации (уплотнения короны).

Несмотря на очевидную абсурдность такого подхода, все первые публикации результата пытались как-то согласовать результат с существующими теориями, лишь уточняя модельные представления. Более того, начатые в том же декабре наблюдения на БПР, крупнейшем в то время в ми-

ре радио телескопе, тоже продемонстрировавшие много нового в анализе локальных источников активных областей Солнца, также трактовались в рамках уточнения модели корональной конденсации.

Положительным эффектом успеха первого наблюдения было, однако, стремление провести в расширенном диапазоне наблюдения одного из следующих затмений 19 апреля 1958 года в южном Китае. Это затмение с еще большей точностью подтвердило, что в диапазоне 3 (и 5 см) существуют сильно поляризованные источники над пятнами, имеющие размер, близкий к размеру тени пятна. Даже два ядра пятен в одной полутени мели отдельные источники. Было показано также, что проекция их смещения по высоте близка к нулю, т.е. высота генерации этих, очевидно, корональных источников не превосходит нескольких тысяч км.

Еще более впечатляющим результатом этих наблюдений было отсутствие значимого источника, как в канале интенсивности, так и поляризации в диапазоне двух см. Результаты эти уже настолько не ложились в рамки существовавших модельных представлений, что на их окончательную формулировку, более точную обработку данных (особенно сопоставление с оптическими наблюдениями пятен) ушло ряд лет. По существу их полноценная публикация совпала с появившейся в начале 60-х годов новой теорией генерации теплового излучения над солнечными пятнами циклотронным механизмом. Разработанные с учетом этого механизма модели радио излучения активных областей Солнца уже не противоречили затменным результатам, а существенно базировались на них.

При наблюдениях затмения 7 марта 1970 года на Кубе группе М.М. Кобрин удалось реализовать радиоманитографию активной области на основе теории переноса теплового тормозного излучения, разработанной Г.Б. Гельфрейхом.

Наблюдения солнечных затмений в микроволновом диапазоне позволило также выявить ряд других компонент радиоизлучения активных областей Солнца, включая и таковые генерируемые нетепловыми частицами, ускорение которых происходит непрерывно в АО Солнца. Тем самым был заложен фундамент для развития концепции магнитосферы активной области Солнца – многокомпонентной плазменной структуры в солнечной короне. Наиболее полная информация об её особенностях и, прежде всего, магнитных полях и ускоренных частицах наиболее надежным образом получена из радио наблюдений.

Эти фундаментальные результаты в значительной части базируются на данных затменных наблюдений.

Заключение

Полстолетия затменных наблюдений перекрывают пять одиннадцатилетних солнечных циклов. При этом наблюдения перекрывали самые разные фазы циклов. Кроме данных о структуре АО в радиодиапазоне были

получены и принципиально новые сведения о распределении радио яркости по диску спокойного Солнца, радио диаметр Солнца, распределение яркости вблизи края. Эта информация использовалась при построении моделей атмосферы спокойного Солнца.

В отличие от середины прошлого века распределение радио яркости по Солнцу сейчас исследуется с помощью ряда крупных инструментов, регулярность наблюдений на которых ставит под сомнение эпизодичность затменных данных. Стоит ли в этом случае продолжать использовать метод затмений?

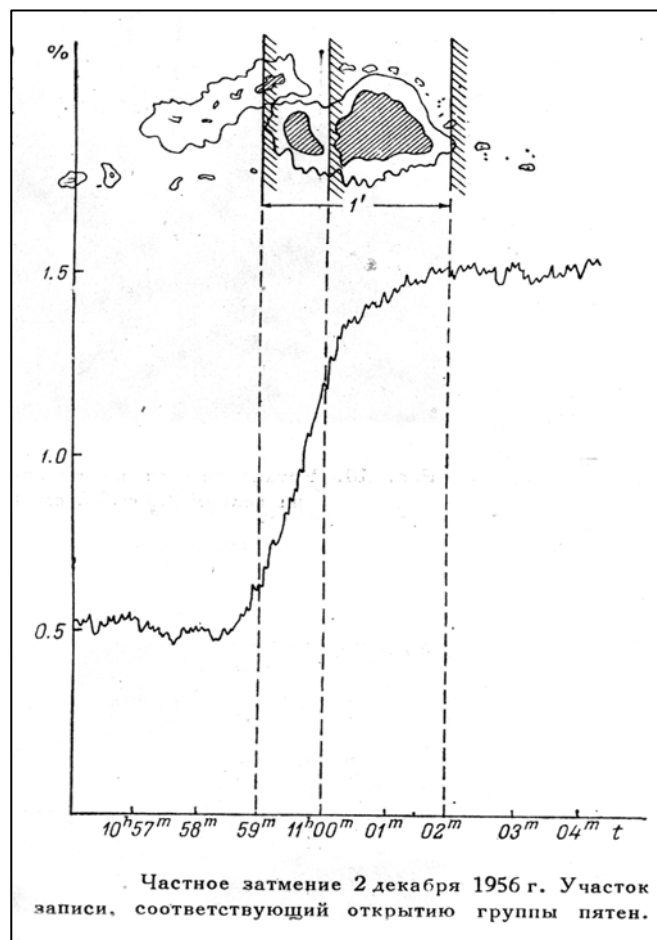
Однако крупнейшие современные солнечные радиотелескопы – радиогелиографы Нобеяма (Япония) и Бадары (СССР), РАТАН-600 имеют разрешающую способность 10-20 угл. сек., ниже, чем достигается в затменных наблюдениях. Близким по пространственному разрешению оказывается многоэлементный интерферометр VLA (Very Large Array, США). Однако он преимущественно используется не для солнечных наблюдений. Последние, если они включены по конкурсу в программу, назначаются на определённые даты. И здесь встаёт та же проблема, что и при наблюдениях затмений: будут ли на Солнце в этот день объекты интересующего вас типа и соответствующем образом расположенные на диске. Кроме того, число дней выделяемых на VLA для солнечных программ крайне мало. Так что эти два метода могут состязаться. Успех затмений зависит при этом, конечно, от уровня вложенных средств и усилий.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 05-02-16229.

Литература

1. *Апушкинский Г.П., Гребинский А.С., Еникеев Р.И., Левинко Р.Т., Нагнибеда В.Г.* Вестник Ленинградского Универ., 1968, №2, 141-148.
2. *Ш.Б. Ахмудов, В.М. Богод, В.Н. Боровик, Г.Б. Гельфрейх, В.Н. Диккий, А.Н. Коржавин, Д.В. Корольков, Л.А. Пустильник, В.Е. Сорель.* Исследования по магнетизму, аэрономии и физике Солнца. Выпуск 62, Изд. “Наука”, 1982.
3. *Г.Б. Гельфрейх, Д.В. Корольков.* Изв. ГАО, №164, 1960, 179-186.
4. *Г.Б. Гельфрейх, Д.В. Корольков, Г.М. Тимофеева.* Изв. ГАО, №184, 1968.
5. *В.Н. Ихсанова.* Известия ГАО, №164, 1960, 74.
6. *Г.Б. Гельфрейх.* Астрон. Цирк. №699, 1970.
7. *Г.Б. Гельфрейх, С.Д. Снегирев, В.М. Фридман, О.А. Шейнер.* Изв. Высш. Учебных Заведений. Том XVIII, №12, 1975.
8. *Х.А. Кинёнес, А.Н. Коржавин, Н.Г. Петерова, Х. Сантос.* Солн. Данные, №3, 1975.
9. *Д.В. Корольков, Н.С. Соболева.* Солн. Данные, №1, 1957.

10. *Д.В. Корольков, Н.С. Соболева, Г.Б. Гельфрейх.* Изв. ГАО, №164, 1960.
11. *А.П. Молчанов.* Астрон. Журнал. №5, 1961, 851.
12. “*Радиоастрономические наблюдения затмения 20 мая 1966*”, Изд. “Наука”, 1970.
13. *А. Ричард Томпсон, Джеймс М. Моран, Джордж У. Свинсон-мл.* Интерферометрия и синтез в радиоастрономии. Ред. А. Матвиенко. Москва. Физматлит. 2003.
14. *Anatoly N. Korzhavin, Jose I. Arreola, Ventura Casselyn Leon, Gera M. Timofeeva.* Boletin del Instituto Tonantzintla. Vol. 1, №2, 1974.



СОЛНЕЧНЫЕ МГД РАЗРЫВНЫЕ СТРУКТУРЫ КАК ИСТОЧНИК НЕСТАЦИОНАРНЫХ КОЛЕБАНИЙ ПЛАЗМЫ

Гриб С.А.

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Пулково,
Санкт-Петербург, 196140, Россия*

SOLAR MHD DISCONTINUOUS STRUCTURES AS THE SOURCE OF NONSTATIONARY PLASMA OSCILLATIONS

Grib S.A.

*Central (Pulkovo) Astronomical Observatory, Pulkovo, Saint-Petersburg,
196140 Russia*

Abstract

An alternative to the so called magnetic reconnection theory used for the solution of some typical problems of solar and solar wind physics is proposed. The Riemann-Kotchine or the problem of the splitting of the arbitrary discontinuity is solved in correct way in many cases instead of the looking to the reconnection or merging of the magnetic field lines. The nonlinear interactions between such typical coronal MHD discontinuities as a solar fast shock wave and a tangential discontinuity at the boundary of the streamer, the magnetic cloud and coronal hole are considered. It is shown that usually a refracted fast shock wave appears inside a cloud but in case of a specific oblique collision a refracted slow shock wave stable due to the magnetic field may effect the region. These results help to understand better the experimental data on the interactions of the solar shock waves with magnetic clouds, pressure balanced structures and streamers.

Введение

Многие экспериментальные данные [1] говорят о наличии в большинстве своём прямых МГД взаимодействий между солнечными разрывами, приводящих к возникновению тангенциальных разрывов в солнечном ветре, истекающим из корональной плазмы. Теория магнитного пересоединения [2], часто привлекаемая для объяснения процессов, возникающих при столкновении плазменных областей с противоположно направленными магнитными полями без учёта взаимодействия сильных разрывов, подвергается критике с различных позиций [3].

Представляет значительный интерес рассмотреть столкновение различных солнечных плазменных структур, содержащих разрывы, с МГД точки зрения как распад произвольного разрыва с использованием метода обобщённых поляр [4] или метода пробного расчёта [5]. Важно при этом обратить внимание на тот факт, что большинство межпланетных МГД разрывов, наблюдаемых на космических аппаратах, непосредственно связано с солнечными корональными МГД разрывами [6], взаимодействия которых (часто асимметричные) во многом аналогичны МГД взаимодействиям раз-

рывов солнечного ветра друг с другом вблизи от планетарной магнитосферы [7]. Кроме того, необходимо подчеркнуть эффективность использования классических методов МГД, начиная от корональных магнитоплазменных неоднородностей типа аркад [8], магнитных облаков и вспыхивающих нестационарных ударных волн и кончая вращательными разрывами и стационарными тангенциальными разрывами [1].

Тангенциальные и вращательные разрывы, границы потоков и магнитные облака относятся к структурам с постоянным давлением. В значительной степени геоэффективные магнитные облака, движущиеся по потоку солнечного ветра, обладают следующими свойствами [6,9]:

- 1) большой величиной магнитного поля внутри облака;
- 2) часто встречающимся плавным вращением направления магнитного поля внутри облака;
- 3) низкой температурой протонов и малой величиной плазменного параметра β , выражающего отношение газокINETического давления к давлению магнитного поля.

Из непосредственных межпланетных данных известно [10], что 19 марта 1980 года в солнечном ветре наблюдалось одно из типичных магнитных облаков, при переходе через границу которого величина магнитного поля возрастала от 5 нТ до 16 нТ, температура же и плотность падали. Плазменный параметр β внутри облака был близок величине $1/30$ при скорости Альфвена, равной 210 км/с. В то же время скорость потока солнечного ветра имела незначительную величину около 300 км/с. Отсюда ясно, что в рамках МГД модели границу облака можно аппроксимировать поверхностью тангенциального разрыва.

1. Постановка задачи и её решение

Рассмотрим взаимодействие вращательного разрыва и быстрой магнитогидродинамической ударной волны с контактными или с тангенциальными разрывом в переходной области и в корональной плазме.

Возникает задача о распаде произвольного магнитогидродинамического разрыва или обобщенная проблема Римана-Кочина. При этом считаем выполненной теорему Лэкса, говорящую о том, что существует окрестность точки ξ такая, что если $\xi \in V(\xi)$, то обобщенная задача Римана-Кочина имеет решение, когда каждые два промежуточных состояния отделяются истинной ударной волной, центрированной волной разрежения или особым разрывом. При этом существует только одно решение этого типа, если промежуточные состояния лежат в окрестности ξ .

Для разделения волн на приходящие волны и уходящие можно применить известный критерий Ландау, по которому приходящие волны – это волны, вдоль которых не могут распространяться возмущения, образуемые

на линии взаимодействия и идущие от нее. Здесь проявляется закон причинности.

Кроме того, основной принцип, который используется при решении задачи о распаде произвольного разрыва, заключается в том, что сумма скачков физической величины при переходе через волну (ударную, простую или особый разрыв) должна равняться скачку этой величины на начальном разрыве:

$$\Delta_0 a_i = \sum (\Delta_f a_i, \Delta_s a_i, \delta_f a_i, \delta_s a_i, \delta_a a_i, \Delta_s a_i), \quad (1)$$

где начальный разрыв величины a_i , под которой можно соответственно понимать энтропию S , плотность ρ , компоненты скорости V_x, V_y, V_z , и компоненты магнитного поля B_y, B_z . Индексы "f", "s" относятся соответственно к быстрой и медленной волнам, а "a" к альфвеновскому разрыву.

Для фронта ударной волны считаем выполненными магнитогидродинамические уравнения Рэнкина-Гюгонио. Тогда параметры потока за набегающей волной солнечного ветра и за головной ударной волной могут быть найдены по методу и формулам приведённым в [4]. Для быстрых S_+ и медленных ударных волн S_- имеем:

$$\begin{aligned} S_+ : \Delta U = U_2 - U_1 = \pm f_+, \quad \Delta V = V_2 - V_1 = \pm \varphi_+ \text{sign } h, \\ S_- : \Delta U = U_2 - U_1 = \pm f_-, \quad \Delta V = V_2 - V_1 = \pm \varphi_- \text{sign } h, \end{aligned} \quad (2)$$

где $f_{\pm} = \frac{h_2 - h_1}{\sqrt{1 + h_2 z}} z V_{a1}$, $\varphi_{\pm} = \left| \frac{h_2 - h_1}{\sqrt{1 + h_2 z}} V_{a1} \right|$, $h_i = \frac{B_{yi}}{B_x}$, $z = \frac{P_2 - P_1}{h_2 - h_1} + \frac{1}{2}(h_2 + h_1)$.

U, V – компоненты вектора скорости. Верхний знак в формулах соответствует волне, идущей вверх, нижний – вниз по потоку. Для быстрой (R_+) или медленной (R_-) волны разрежения будем иметь другие соотношения:

$$\begin{aligned} R_+ : U_2 - U_1 = \mp \psi_+, \quad V_2 - V_1 = \pm \chi + \text{sign } h, \\ R_- : U_2 - U_1 = \mp \psi_-, \quad V_2 - V_1 = \mp \chi + \text{sign } h, \end{aligned}$$

$$\psi_{\pm} = \frac{V_{a1}}{\gamma \rho_1^{\frac{1}{2}}} \int_{P_2}^{P_1} \left(\frac{P}{\rho_1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2\gamma}} q_{\pm}^{\frac{1}{2}} dP \quad (3)$$

$$\chi_{\pm} = \frac{V_{a1}}{\gamma \rho_1^{\frac{1}{2}}} \int_{P_2}^{P_1} \left(\frac{P}{\rho_1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2\gamma}} \left(\frac{1 - q_{\pm}}{1 - P q_{\pm}} \right)^{\frac{1}{2}} dP,$$

где γ – показатель политропы, R_+ – быстрая волна разрежения, R_- – медленная, q_{\pm} – решение дифференциального уравнения:

$$\frac{dP}{dq} + \frac{\theta P}{1 - q} \frac{\theta}{q^2 (1 - q)} = 0, \quad \theta = \frac{\gamma}{z - \gamma}. \quad (4)$$

Метод решения задачи заключается в следующем: по начальным условиям на произвольном разрыве определяем, какому неравенству удовле-

творяют эти условия: или $P_0 > P_{s+}(h_0, h'_0, P'_0), (P_{s+} < P_c)$, или $P'_0 < P_{R+}(h_c, h'_c, P_0)$. Тогда ясно, уравнения каких линий нужно писать для волн, чтобы воспользоваться плоскостью значений $(\Delta U, \Delta V)$ [4]. Далее узнаем комбинации волн и разрывов, на которые распадается первоначальный разрыв. Затем получаем систему алгебраических уравнений, которую численно решаем.

Используем для сильных разрывов соотношения динамической совместности, которые следуют из законов сохранения массы, импульса и энергии, а также из условия непрерывности нормальной к разрыву составляющей вектора магнитной индукции \vec{B} . Этими соотношениями являются:

$$\begin{aligned} \{\rho v_n\} = 0, \quad \left\{ \rho v_n^2 + P + \frac{B_t^2}{8\pi} \right\} = 0, \quad \left\{ \rho v_n \vec{v}_t - \frac{B_n}{4\pi} \vec{B}_t \right\} = 0, \\ \left\{ \rho v_n \frac{v^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1} v_n P + v_n \frac{B_t^2}{4\pi} - \frac{B_n}{4\pi} (\vec{v}_t \cdot \vec{B}_t) \right\} = 0, \\ \left\{ B_n \vec{v}_t - v_n \vec{B}_t \right\} = 0, \quad \{B_n\} = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Рассмотрим нелинейное взаимодействие солнечной быстрой ударной волны с границей корональной полости, корональной дыры и магнитного облака, представляемой в виде тангенциального разрыва, что во многом подобно задаче о взаимодействии межпланетной ударной волны с магнитопаузой

Считая столкновение солнечной прямой быстрой ударной волны с границей магнитного облака T_0 локально плоским, что не противоречит сфероидальной внутренней структуре облака, получим задачу Римана или задачу о распаде произвольного разрыва, которая решалась для других условий [11] МГД методом пробного расчёта с использованием обобщённых ударных поляр.

Рассмотрим падение солнечной быстрой магнитогидродинамической ударной волны \mathfrak{S}_0 на корональный тангенциальный разрыв T_0 . Разрывы будем аппроксимировать плоскостями.

Область невозмущенного течения, обозначенная на рис.1 индексом 0, характеризуется следующими параметрами $\rho_0, \rho_0, \bar{H}_0, \bar{V}_0, \gamma$. Ударная волна однозначно определяется одним параметром ϕ - углом наклона ее плоскости к плоскости T_0 или скачком плотности на ней.

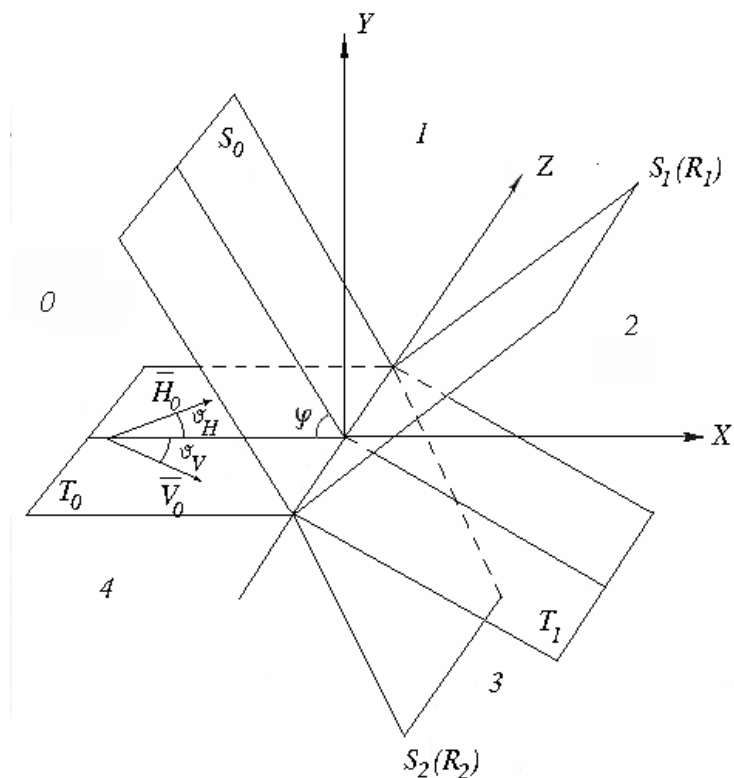


Рис.1. Модель столкновения солнечной быстрой ударной волны S_0 с тангенциальным разрывом T_0 на границе стримера, магнитного облака или корональной дыры.

Для простоты будем называть области 0, 1, 2 областью течения “сверху” от тангенциального разрыва, а области 3, 4 - “снизу”.

На тангенциальном разрыве необходимо задать скачки плотности, скорости и магнитного поля, причем вектора скорости и магнитной индукции $V = H$ параллельны плоскости T_0 с обеих сторон от него, что следует из условий на тангенциальном разрыве:

$$\begin{aligned} H_{n0} &= H_{n4} = 0, \\ V_{n0} &= V_{n4} = 0, \\ \{p + H^2 / 8\pi\} &= 0 \end{aligned} \quad (6)$$

Индексом 4 обозначена область снизу от T_0 (рис.1), а фигурными скобками - разность значений сверху и снизу от тангенциального разрыва.

Выберем движущуюся систему координат, связанную с линией пересечения разрывов, которую примем за ось Z . Ось X , перпендикулярная к ней, лежит в плоскости T_0 и направлена так, чтобы $\psi < 90^\circ$; ось Y - так, чтобы получилась правая декартова система координат (рис.1). Без нарушения общности можно считать, что в области 0 скорость и магнитное поле параллельны.

Условия (6) должны выполняться на деформированном тангенциальном разрыве T_1 , который содержится в решении и разделяет области с разными газодинамическими параметрами и векторами магнитной индукции. В силу того, что $\bar{V}_0 \parallel \bar{H}_0$ в выбранных системах координат, одно из первых двух условий выполняется автоматически при выполнении второго, которое при этом используется для нахождения положения T_1 . Вместе с третьим условием - равенства полного давления с двух сторон от тангенциального разрыва - оно является граничным для задачи о взаимодействии.

Так как задача не содержит характерного линейного размера, она допускает автомодельное решение, которое может быть регулярным или маховским. Рассматриваем только регулярное решение.

Для удовлетворения граничных условий необходимо наличие двух свободных параметров. Такими параметрами являются интенсивности двух волн - отраженной и преломленной. Под интенсивностью при этом будем понимать отношение плотностей перед и за волной.

2. Основные результаты

Изучение взаимодействия солнечной быстрой ударной волны S_{0+} с границей корональной полости со стороны нижней области стримера, корональной дыры и магнитного облака, представляемой в виде тангенциального разрыва T_0 с разрежением плазмы при переходе через него, в случае наклонного взаимодействия (при угле взаимодействия в 30°) указывает на возникновение преломленной медленной ударной волны S_{2-} : $S_{0+} T_0 \rightarrow R_{1+} T_1 S_{2-}$, где S_{0+} , R_{1+} - быстрая ударная волна и быстрая волна разрежения. Стрелка, направленная влево, указывает направление на Солнце, стрелка направо - от Солнца. Преломлённая медленная ударная волна будет увеличивать концентрацию частиц и величину температуры протонов вместе с незначительным понижением величины магнитного поля, что может привести к размытию магнитного облака в потоке солнечного ветра, наблюдаемому на расстояниях, больших 2 а.е. от Солнца [6].

Преломлённая медленная ударная волна не будет подвергаться затуханию Ландау внутри границы из-за малой величины плазменного параметра давления.

При прямом или лобовом догонном столкновении солнечной быстрой ударной волны с границей разреженного магнитного облака произойдёт взаимодействие типа $S_{0+} T_0 \rightarrow R_{1+} T_1 S_{2+}$, при котором возникнет преломлённая в облако быстрая ударная волна S_{2+} , влияющая на конфигурацию облака [10].

Важно обратить внимание на реальную возможность возникновения диссипативной ударной волны в короне Солнца при преломлении солнечного бездиссипативного вращательного разрыва через контактный разрыв в переходной области. При этом в случае наклонного столкновения возникает преломлённая медленная ударная волна, создающая при соответствующих параметрах большой нагрев плазмы из-за затухания Ландау.

Можно отметить, что в последнее время обращается внимание на возможность нагрева солнечной короны волнами Альфвена, приходящими из переходной области [12], но в данной работе речь идёт о вращательном разрыве или альфвеновском, представляющим собой сильный МГД разрыв.

Полученные результаты представляют интерес для прогноза космической погоды и для построения теории нагрева корональной плазмы.

Работа осуществлялась в рамках программы фундаментальных исследований ОФН РАН–16.

Литература

1. *Neugebauer M.* Comment on the abundance of rotational and tangential discontinuities in the solar wind. *J. of Geophys. Res.*, 2006, v.111, A 04103, doi: 10.1029/2005 JA 011492, 2006.
2. *Прист Э., Форбс Т.* Магнитное пересоединение. М., Физматгиз. 2005.
3. *Пономарёв Е.А., Седых П.А.* Как разрешить проблему суббурь? *Геом. и Аэронавтика*. 2006, т.46.№4, с.560-575.
4. *Куликовский А.Г., Любимов Г.А.* Магнитная гидродинамика. – М.: Логос, 2005.
5. *Grib S.A.* Interaction of non-perpendicular/parallel solar wind shock waves with the Earth's magnetosphere. *Space Sci.Rev.*, 1982, v.32, pp.43-48.
6. *Burlaga L.F.* Interplanetary Magnetohydrodynamics. N-Y.: Oxford Univ. Press. 1995.
7. *Гриб С.А., Пушкарь Е.А.* Асимметрия нелинейных взаимодействий солнечных МГД разрывов с головной ударной волной. *Геом.и Аэронавтика*. 2006, т.46, №4, с.442-448.
8. *Aschwanden M.J.* Coronal magnetohydrodynamic waves and oscillations: observations and quests. *Roy. Soc. London Trans. Ser.A*. 2006, v.364, pp.417-432.
9. *Wang C. and Du D., Richardson J.D.* Characteristics of the interplanetary coronal mass ejections in the heliosphere between 0.3 and 5.4 AU // *J.Geophys.Res.*, 2005, v.110, A10107.
10. *Zhang G.-L.* Intense magnetic clouds and their interactions with ambient solar wind streams.//*Solar Wind Seven Proc. of the 3-rd COSPAR Colloq.* Held in Goslar, Germany. Ed by Marsh E. and Schwenn R. Pergamon Press, Oxford, 1992, p.689.

11. **Гриб С.А., Сазонова В.Н.** Об одном возможном механизме возникновения медленных ударных волн в короне Солнца.// Письма в Астрон. журн., 1995, т.21, №4, с. 294.
12. **Li Xiao Qing, Zhenda Zhang and Zhang Youyi.** A heating model for the transition zone and inner corona. Solar Phys., 1984, v.91, pp.289-297.

Круглый стол № 3

**ВАРИАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА
НА РАЗЛИЧНЫХ ДЛИТЕЛЬНЫХ ШКАЛАХ ВРЕМЕНИ
И СОЛНЕЧНО-ЗЕМНЫЕ СВЯЗИ**

ВАРИАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА НА РАЗЛИЧНЫХ ДЛИТЕЛЬНЫХ ШКАЛАХ ВРЕМЕНИ И СОЛНЕЧНО-ЗЕМНЫЕ СВЯЗИ: ОСНОВНЫЕ ПРОБЛЕМЫ

Наговицын Ю.А.

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория Российской академии наук,
Санкт-Петербург, Россия*

VARIATIONS OF THE SOLAR MAGNETIC FIELD ON THE DIFFERENT PROLONGED TIME SCALES AND SOLAR-TERRESTRIAL LINKS: MAIN PROBLEMS

Nagovitsyn Yu.A.

Central Astronomical Observatory at Pulkovo, St.Petersburg, Russia,

Abstract

In this paper some problems of investigations of the solar activity, geomagnetic activity and climate changes in framework of the "Space Climate" approach are discussed. The author's version of the list of "key" questions is formulated.

В этой работе мы бы хотели представить наше видение подходов к решению ряда проблем долговременных изменений солнечной активности и ее влияния на земные процессы.

Современная гелиофизика рассматривает солнечную активность (СА) как комплексный процесс изменения магнитного поля Солнца на различных временных масштабах.

Благодаря Службе Солнца, к настоящему моменту мы располагаем вполне удовлетворительным описанием феноменов, происходивших на Солнце в последние 50-100 лет, и представляем, более или менее детально, 11-летний цикл СА. Совсем иначе обстоит дело с СА в масштабах, превышающих столетие. Работы многих авторов содержат указания на то, что кроме 11-летнего, существуют и долгопериодические циклы СА: ~ 80-90 лет (цикл Глейсберга), ~ 200 лет (цикл Зюсса), ~ 900 лет и больше. Информация о них очень важна, т.к. именно их суперпозиция определяет сложный динамический сценарий СА на большом интервале времени. Однако для таких времен нет удовлетворительных наблюдательных данных, и для исследования СА ее необходимо предварительно реконструировать, т.е. в первую очередь разработать специальные подходы и методы моделирования, способы оценки достоверности получаемых сценариев.

В XX в. были накоплены данные о текущем влиянии СА на целый ряд земных процессов, и было введено специальное понятие «Космическая погода» («Space Weather»). В то же время, связь длительных, эпохальных климатических изменений с активностью Солнца остается до сих пор дис-

кусионной. Это обусловлено, главным образом, тем, что нет надежных данных о поведении гео- и гелиофизических систем на достаточно длительном интервале времени.

В июне 2004 г. в Оулу (Финляндия), прошла первая международная конференция по Космическому климату («Space Climate») – новому понятию, имеющему непосредственное отношение к вопросам, интересующим нас. Данному понятию можно дать несколько *рабочих определений*. Это:

- долгопериодические тенденции Космической погоды;
- совокупность внешних космических факторов, влияющих на климат Земли;
- совокупность долговременных солнечно-земных связей.

Основные цели исследований в рамках проблемы «Космический климат» можно было бы сформулировать как следующие:

- Получение физически информативных комплексных данных о динамике СА, геомагнитного поля, ММП и климата Земли на различных пространственно-временных масштабах.
- Количественный и качественный анализ эволюции СА на основе реконструкций поведения различных компонент магнитного поля Солнца на длительных временах.
- Построение физических моделей СА и солнечно-земных связей.
- Исследование прогностических сценариев вариаций активности Солнца и климата Земли на интервале нескольких сотен лет.

Таким образом, тематически в обсуждаемой проблеме можно выделить *следующие разделы*:

- I. Солнечная активность на различных временных шкалах.
- II. Геомагнитная активность и межпланетное магнитное поле.
- III. Космические лучи и климат.

Ниже мы представим по этим разделам список некоторых вопросов и задач, которые представляются нам важными для дальнейшего продвижения в понимании долговременных тенденций СА, геомагнитной активности и климата, а также обозначим возможные подходы для их решения. Поскольку наши предыдущие исследования касались, главным образом, СА, основное внимание будет уделено именно ей.

I. СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ НА РАЗЛИЧНЫХ ВРЕМЕННЫХ ШКАЛАХ

Наши исследования в рамках этой проблемы [1] представляют собой специальное направление изучения долговременной динамики магнитного поля Солнца – «Истории Солнца». Конкретно решаемая задача – описание СА на разных типичных временных шкалах – с одной стороны, приближает нас к пониманию природы СА, а с другой, – создает необходимую базу данных для прикладных исследований в области геофизики и солнечно-земных связей. Сопоставление реконструкции СА на интервалах времени

от нескольких сотен до десятков тысяч лет с климатической реконструкцией может реально продвинуть нас в понимании причин, вызывающих глобальные изменения климата Земли.

Основу идеологии проекта составляет новое рассмотрение СА и солнечно-земных связей в плане «временных шкал», выделяемых в соответствии с нашими возможностями использования для реконструкций того или иного наблюдательного материала. В применении к СА могут быть выделены следующие шкалы:

а) шкала 100-150 лет - прямые регулярные наблюдения СА (геомагнитной активности и климатических параметров);

б) шкала 400 лет – нерегулярные прямые наблюдения СА;

в) шкала 1000-2000 лет - набор косвенных данных о солнечной активности (полярные сияния, пятна, замеченные невооруженным глазом; радионуклиды в природных архивах; археомагнитные данные);

г) шкала 10000 лет – данные о концентрации радиоуглерода и бериллия-10 в датированных образцах (кольцах деревьев, полярных льдах).

Оправданность такого подхода вытекает с одной стороны из «логарифмической логики» исследования: для представления более продолжительных интервалов требуется более грубая информация, а с другой – каждая следующая по времени шкала опирается на предыдущую как на эталонную, что важно для последовательной калибровки реконструкций.

Главное, к чему мы должны стремиться при описании СА для шкалы а) – это составление однородных рядов, в том числе и для уже завершившихся классических рядов индексов: цюрихского числа Вольфа и гринвичского площади пятен. Именно на этой шкале мы также сможем заложить основу перехода от статистических индексов к физическим параметрам солнечного и геомагнитного поля.

Вторая шкала б) для составления реконструкций требует специальных методов, и они нами предложены [2, 3] – это методы MSR и DPS (подробнее см. ниже). Основное их содержание – учет мультимасштабных по времени связей процессов, позволяющий из рядов опорных индексов получать желаемые.

Шкала в) из-за неопределенности и «косвенности» имеющихся данных также диктует «правила игры». Мы предлагаем при ее исследованиях применять «принцип свидетелей» [2, 4], т.е. опираться на весь комплекс имеющихся данных с их взаимной верификацией.

Шкала г) – наиболее трудная для исследования. Бериллиевые данные содержат в себе заметный климатический сигнал, и поэтому они вряд ли удобны для использования, а в таком случае у нас остается только один ряд радиоуглерода, и принцип свидетелей мы применить не можем. Тем не менее, рабочие модели поведения СА в Голоцене нам крайне важны. Мы предлагаем решение «обратной задачи баланса радиоуглерода» (термин – наш) на основе MSR метода в применении к ряду Стюйвера относительной

концентрации 14С за последние 10 тысяч лет. «Черновое» решение этой задачи уже опубликовано нами [5]. Как представляется, такой подход к получению длительной реконструкции СА в сравнении с обычными т.н. *n*-резервуарными моделями, реализующими «прямую задачу», более перспективен, т.к. не ограничивает нас априорным выбором числа резервуаров (которые иногда физически трудноразделимы в природе).

Основу философии реконструкций поведения СА в прошлом представляют собой подходы, основанные на вейвлет-преобразовании и подходе нелинейной динамики, предложенные нами ранее [2, 3]. Первый метод назван методом кратномасштабных регрессий, MSR (Multi-Scale Regression method). Он позволяет выявлять и учитывать возможные соотношения между рядами, имеющими различную связь для разных временных шкал (степеней свободы). Этот метод основан на построении (вообще говоря, многомерных) моделей в пространстве вейвлет-коэффициентов рядов с последующим обратным вейвлет-преобразованием. Предложен также другой метод, названный DPS – методом (method of Decomposition in terms of pseudo-Phase Space), который позволяет отслеживать мультимасштабные связи процессов. Он вытекает из известного подхода Такенса, установившего, в частности, связь динамических систем (а в контексте нашей статьи мы полагаем, что рассматриваемые нами процессы могут быть описаны системами дифференциальных уравнений) с авторегрессионными моделями. Следуя основной идее DPS метода, мы можем по временному ряду одного индекса, описывающего процесс солнечной активности, на основе разложения по его псевдофазовому пространству получать временной ряд другого индекса, полагая что оба продуцируются одной и той же динамической системой.

Наконец, в конце этого раздела хотелось бы привести список конкретных задач, решение которых, как нам представляется, важно для понимания процесса СА. Это:

- *Насколько хороши наши реконструкции поведения СА в прошлом?* (мы, производя разнообразные реконструкции СА, не всегда можем указать степень доверия к полученной информации, требуются специальные подходы к верификации моделей).
- *Как себя ведет СА во время грандиозных минимумов?* (ближайший по времени к нам Маундеровский минимум, несмотря на то, что он произошел уже после изобретения телескопа, сравнительно бедно обеспечен наблюдательными данными о СА, это обстоятельство в еще большей мере относится к другим, более «древним» глобальным минимумам СА: Шпеллера, Вольфа и др.).
- *«Взрывная» гипотеза Вальдмайера: действительно ли характер 11-летней кривой говорит о независимости отдельных циклов?* (важным элементом этой гипотезы является фиксация того факта, что длина ветви роста циклов связана обратным линейным соотношением с их амплитудой; в

[6] мы показали, что подобный факт может говорить о физически совсем другом свойстве СА: нелинейном характере ее колебаний – и соответственно, наоборот, о корреляции отдельных 11-летних вариаций и зависимости их свойств от вековых изменений).

- *Вековые вариации СА – их отношение к 11-летнему циклу и подходы к описанию* (в ряде работ, в том числе Рубашева [8] и нашей [5], показывалось, что характер кривых в плане соотношения «амплитуда–период» у 11-летних и вековых циклов различен, а это накладывает определенные рамки на описание длительных вариаций СА).

- *Правило Гневышева-Оля: расширенные формулировки и физический смысл* (до сих пор различные исследователи по-разному понимают смысл этого правила: некоторые видят в нем фиксацию того факта, что нечетные циклы выше четных, другие большее значение придают объединению 11-летних циклов в пары; к тому же, наши ранние исследования говорят, что может быть, по «временным» параметрам характер объединения в пары противоположен тому, к которому мы привыкли по «энергетическим»).

- *Проблема И. Усоскина: «Потерянный и возвращенный цикл»* (И.Усоскин в ряде работ, [7] и др., отстаивал положение, что на ветви спада самого продолжительного из наблюдаемых циклов – № 4 – присутствует еще один, потерянный в цюрихской нумерации; проблема важна в свете сохранения или изменения четности циклов до № 4).

- *Какова длина основного цикла: 11 лет или 22 года?* (в некоторых работах предлагалось в статистических исследованиях СА применять т.н. «магнитный», альтернированный цикл, когда циклам различной четности приписываются знаки «+» или «-», обозначая закон Хэйла; поскольку такое описание по сравнению с обычным дает несколько иную картину вековых вариаций, следует выяснить, какое же из описаний более обосновано).

- *Как соотносятся между собой экваториальная, крупномасштабная и полярная активность?* (к настоящему времени, мы знаем, что 11-летние вариации крупномасштабной активности предваряют соответствующие изменения пятенной; о полярной же активности, представленной, главным образом, рядом полярных факелов, мы пока знаем лишь, что отдельные флуктуации полярного поля с типичными временами в несколько лет предваряют аналогичные флуктуации в числах Вольфа, хотя в целом цикл полярной активности находится в точной противофазе с циклом Швабе-Вольфа – закон Вебера).

- *Загадки N-S асимметрии активности* (этот параметр, хотя он уже давно используется исследователями, до сих пор остается загадочным; необходимы новые подходы к его изучению, описывающие в том числе и новые ряды асимметрии полушарий для полярной активности [2]).

II. ГЕОМАГНИТНАЯ АКТИВНОСТЬ И МЕЖПЛАНЕТНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

В последние годы в литературе была развернута дискуссия, касающаяся долговременных тенденций поведения геомагнитной активности и межпланетного магнитного поля.

В 1999 г. Локвуд и др. [9] заключили, что напряженность межпланетного магнитного поля увеличилась в течение 20-го столетия в два раза. Их заключение основывалось на поведении *aa*-индекса. Как было показано в последующих исследованиях [10], калибровка *aa* во второй половине 20-го века вызывает вопросы [2-3]. Свальгаард и Клайвер [11] предложили длительный ряд *IDV*-индекса, хорошо коррелирующего с рядом *u*-меры Бартельса – в качестве альтернативы индексу *aa* Майо. Они же вывели длительный ряд напряженности межпланетного поля. В этом сборнике мы повторяем исследование [11], основываясь на наших методах взаимного шкалирования индексов с учетом их дифференциальной связи на различных временных масштабах.

Как представляется, острота дискуссии между двумя группами исследователей [9] и [11] во многом была обязана ряду работ, в которых утверждался беспрецедентно высокий характер СА в 20-м веке ([12] и др.). В работах нашей группы, основанных на обширном наблюдательном материале, этот вывод подвергался сомнению. В частности, было показано, что СА в 11 и 14 веках Н.Э. была столь же высокой, как и 50 лет назад [2, 13].

Так или иначе, мы видим несколько задач, решения которых представляются нам важными в свете сказанного. Это:

- *Изменения ММП на длительных временных шкалах: уникальны ли тенденции последних 100 лет?* (хотелось бы выяснить не только точные величины возрастания напряженности ММП в предыдущем столетии, но и оценить частоту таких – достаточно уникальных – явлений в историческом плане)
- *Геомагнитная активность: какие индексы предпочтительнее для описания?* (поведение *IDV* и *aa* индексов геомагнитной активности различается. Почему? Только ли из-за неточной калибровки *aa*-индекса, или есть более глубокие физические причины?)
- *Каков относительный вклад различных солнечных источников геомагнитной возмущенности?* (После работы Ричардсона и др. [14] мы знаем, что процессы, связанные с корональными выбросами массы – главным образом, со вспышечными процессами в активных областях, – в целом развиваясь в фазе с 11-летним циклом, дают вклад 50% и больше в величину *aa*-индекса в максимумах. В то же время, процессы, связанные с высокоскоростными потоками солнечного ветра (из открытых конфигураций магнитного поля – корональных дыр), развиваясь в противофазе с низкоширотной активностью, обеспечивают соответствующий вклад до 70% в ми-

нимуме. Вклад низкоскоростных потоков солнечного ветра – приблизительно равномерный по времени и не превышает по величине 20% от суммарной величины геомагнитных возмущений. Предстоит выяснить, насколько мы можем связать физически различные источники геомагнитных возмущений с разными компонентами глобального магнитного поля Солнца, каков относительный вклад этих компонент в разные геомагнитные индексы. В [3] мы попытались провести процедуру разделения для aa -индекса. А как она будет выглядеть для IDV ?

III. КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ И КЛИМАТ

Этот пункт мы сформулировали в таком виде, поскольку наиболее обоснованной в настоящее время, как представляется, является точка зрения, что вариации земного климата на длинной временной шкале в значительной мере обусловлены влиянием на альбедо Земли и, следовательно, на полное количество поступившей к ее поверхности лучистой энергии, именно космических лучей, модулируемых СА [16]. Таким образом, солнечная активность должна иметь ясный «сигнал» в климатических изменениях (заметим: не обязательно одинаковый для различных временных масштабов).

Ряд исследователей связывают внешние источники вариаций климата непосредственно с изменением собственно солнечной иррадиации, происходящей в зависимости от СА. Однако, такая точка зрения выглядит слишком «прямолинейной», и вряд ли наблюдаемая (с 1978 г.) радиометрами космических аппаратов разность яркости Солнца от максимума к минимуму – 0.07% , даже с учетом вековых изменений, может обеспечить сколько-нибудь заметный эффект [17].

С другой стороны, нельзя отрицать и эндогенные процессы формирования климата, и техногенный фактор в потеплении последнего времени.

Таким образом, основными проблемами в этом разделе мы видим самые общие:

- *Создание непротиворечивой реконструкции глобальной температуры Земли на 1000-летней шкале* (более десятка имеющихся в настоящий момент реконструкций имеют очень большую рассогласованность между собой; предстоит выработать принципы оценки точности этих реконструкций).
- *Поскольку механизм формирования климата не является ни чисто экзогенным, ни чисто эндогенным, то каков относительный вклад космических и земных факторов и как он изменяется со временем?* (одним из основных вопросов здесь является выяснение вклада «техногенного» потепления климата в последние годы).
- *Каков вклад солнечных источников в климатические изменения для различных временных шкал* (даже простые экспертные оценки в проблеме свя-

зи СА и климата говорят о дифференциальном характере связей на различных шкалах; предстоят количественные выводы).

Таким образом, в этой заметке мы попытались сформулировать основные задачи, стоящие – с нашей точки зрения – перед исследователями, изучающими солнечную и геомагнитную активность, а также влияние космических факторов на климат Земли. Безусловно, наш список не может претендовать на полноту. Однако он должен быть полезен в плане дальнейшего продвижения в рамках проблемы «Космический климат».

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты 04-02-17560, 06-02-16268-а), СПбНЦ и программы Президиума РАН № 16.

Литература

1. **Наговицын Ю.А.** Квазипериодические проявления солнечной активности на различных временных шкалах. *Автореф. диссертации на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук.* СПб. 2006.
2. **Nagovitsyn Yu.A., Ivanov V.G., Miletsky E.V., Volobuev D.M.** // *Solar Physics*, v. 224, No 1-2, p. 103. 2004.
3. **Наговицын Ю.А.** // *Письма в Астрон. журн.*, т.32, № 5, с. 382, 2006.
4. **Наговицын Ю.А., Огурцов М.Г.** // *Труды международной конференции: Климатические и экологические аспекты солнечной активности*, С.-Пб, с. 321, 2003.
5. **Volobuev D. M., Nagovitsyn Yu.A., Jungner H., Ogurtsov M.G., Ivanov V.G., Miletsky E.V.** // *Proceedings of IAU Symposium No 223. Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity.* St. Petersburg. p. 565-566, 2004.
6. **Наговицын Ю.А.** // *Письма в Астрон. журн.*, т. 23, № 11-12, с. 851, 1997.
7. **Usoskin I.G., Mursula K., Kovaltsov G.A.** // *Geophys. Res. Lett.*, v. 29, Issue 24, p. 36, 2002.
8. **Рубашев Б.М.** Проблемы солнечной активности. М.-Л. «Наука», 1964.
9. **Lockwood, M., R. Stamper, M.N. Wild,** *Nature*, 399, 437, 1999.
10. **Svalgaard, L., Cliver E.W., and Le Sager P.,** *Adv. Space Res.*, 34(2), 436, 2004.
11. **Svalgaard, L., Cliver E.W.,** *J. Geophys.Res.*, 110, A12103, 2005.
12. **Solanki, S.K., Usoskin I.G., Kromer B., Schuessler M. and Beer J.** // *Nature*, v. 431, p.1084-1087, 2004.
13. **Miletsky E.V., Ivanov V.G., Nagovitsyn Yu.A., Jungner H.** // *Solar Physics*, v. 224, No 1-2, p. 77-84, 2004.
14. **Richardson I.G., Cane H.V., and Cliver E.W.** *J. Geophys. Res.* 107, SSH 8-1, 2569, 2002.
15. **Наговицын Ю.А., Огурцов М.Г.** // *Труды международной конференции: Климатические и экологические аспекты солнечной активности*, С.-Пб, с. 327, 2003.
16. **Пудовкин М.И.** // *СОЖ*, № 10, с. 106–113, 1996.
17. **Foukal P., Fröhlich C., Spruit H. and Wigley T.M.L.** // *Nature*, 443, 161, 2006.

Часть I. Солнечная активность на различных временных шкалах

АНАЛИЗ КАЧЕСТВА СОВРЕМЕННЫХ РЕКОНСТРУКЦИЙ АКТИВНОСТИ СОЛНЦА В ДОИНСТРУМЕНТАЛЬНУЮ ЭПОХУ

Огурцов М.Г.

*Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия,
Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория, С.-Петербург, Россия.*

ANALYSIS OF QUALITY OF MODERN RECONSTRUCTIONS OF THE SUN'S ACTIVITY OVER THE PREINSTRUMENTAL EPOCH

Ogurtsov M.G.

*A.F. Ioffe Physico-Technical Institute, St. Peterdurg, Russia,
Central Astronomical Observatory at Pulkovo, St.Petersburg, Russia,*

Abstract

Method of verification of currently available reconstructions of solar activity over the preinstrumental epoch (prior to 1615 AD), covering the time intervals up to 10000 years, was carried up and tested. The approach is based on evaluation of possibility of prediction of actual sunspot numbers, determined by means of telescopic observations, using the reconstructed solar series as a source of information. Testing of few paleoreconstructions performed over time intervals of up to 10000 year length, showed that they contain rather qualitative than quantitative information about behavior of solar activity in the past. It was shown that recently appeared hypothesis about abnormally high level of solar activity over the last century is only the arbitrary assumption, which can't be neither reliably confirmed nor fully rejected.

Введение

Солнечная палеоастрофизика извлекает и собирает информацию о поведении различных параметров активности Солнца (солнечные пятна, вспышки, магнитные поля и т.д.) в эпоху, предшествующую возникновению инструментальной астрономии (приблизительно до 1615 г.). Она активно развивается в последнее время (см. [1]) причём современные реконструкции чисел солнечных пятен охватывают до 10 000 лет [2-4]). Анализ полученной палеоастрофизической информации привёл ряд авторов к выводу об аномальном уровне солнечной активности (СА) в последнее столетие – самом высоком за последнюю тысячу лет [5] и, даже, за последние восемь тысяч лет [3]. Эта гипотеза немедленно была оспорена другими исследователями [6-7]. Не углубляясь в детали развернувшейся дискуссии, следует отметить существенные различия между числами солнечных пятен восстановленных разными способами – согласно одним реконструкциям [3-4] активность Солнца в XX веке получается самой высокой за 8000 лет, а, согласно другим [2, 7-8] – нет. Наличие подобных расхождений поднимает вопрос о пригодности палеоастрофизических методов для извлечения

количественной информации и о пределах применимости солнечной палеоастрофизики.

Данные

Для ответа на указанный вопрос были исследованы два солнечных палеоряда длиной более 10000 лет [3, 4], одна реконструкция, охватывающая примерно 5000 лет [9] и несколько тысячелетних рядов [5, 8, 10]. Здесь и далее они будут для краткости называться R_{SOL} , R_{OG} , R_{NAG} по имени авторов.

Методы реконструкции можно условно разделить на три группы:

а). Чисто математические методы [9,10]. При использовании этих методов нужный параметр солнечной активности восстанавливается из косвенного индикатора (концентрация космогенного изотопа) при помощи регрессии того или иного типа. При этом параметры регрессии подбираются из условия достижения на каком-то определённом интервале наилучшего согласия между восстановленными данными и данными опорными - измеренными инструментально и достоверно известными. В рамках математического подхода, физика процессов, лежащих в основе образования соответствующей изотопной «записи» не учитывается.

б). Методы, которые можно условно назвать математико-физическими. Они были использованы в реконструкциях [2,4]. Данный подход был разработан советскими исследователями ещё в начале 80-х годов [12]. Он учитывает процесс перераспределения образованного в атмосфере космогенного радиоуглерода между различными резервуарами углеродообменной системы. Параметры углеродообменной системы определяются также путём подгонки восстановленной характеристики СА к опорному ряду. Долговременный тренд радиоуглерода в работах [2,4] вычитался математически, а число солнечных пятен определялось из рассчитанной скорости образования ^{14}C путём линейной регрессии. Таким образом, в указанном классе методов чисто математические процедуры по-прежнему играют значительную роль. Основным недостатком как математических, так и математико-физических методов является то, что параметры модели, определённые при помощи фитирования на очень коротком (200-400 лет) опорном интервале, экстраполируются в прошлое на длительные промежутки.

в). Физические методы [3, 5] основываются на достигнутом авторами глубоким понимании физики всех без исключения процессов, связывающих колебания СА и концентрации космогенных изотопов в соответствующих природных архивах. Каждое из звеньев соответствующей цепочки рассчитывается в работах [3, 5] при помощи адекватной физической модели. Согласие восстановленных данных с экспериментально измеренными, в рамках физического подхода достигается не путём подгонки модельных параметров, а возникает естественным образом.

Очевидно, что верификация правильности солнечных палеореконокструкций, произведённых разными методами, является важнейшей задачей палеоастрофизики.

Результаты и обсуждение

В данной работе для оценки качества реконструкций СА в эпоху, предшествующую телескопическим наблюдениям был предложен и использован следующий способ: производилось предсказание ряда чисел групп солнечных пятен (ЧГСП), инструментально измеренных в 1615-1995 гг. [13] с использованием различных восстановленных солнечных рядов, охватывающих периоды до 1615 г., в качестве источника информации. Для прогноза был использован модифицированный метод нелинейного предсказания Сугихары-Мэя. Сначала исследовались две наиболее длинные декадные (временной шаг 10 лет) палеореконокструкции R_{SOL} и R_{OG} . В качестве «библиотеки» траекторий были выбраны данные за период 8505 до н. э. – 1605 н.э. (1013 точек). С использованием этих сведений был произведён прогноз реальных ЧГСП в 1615-1995 гг. (39 точек). Результаты показаны на рис. 1а. На рис.1а показаны коэффициенты корреляции между ЧГСП реальными и предсказанными при помощи двух реконструкций – серии R_{SOL} полученной физическим методом [3] и серии R_{OG} полученной математико-физическим методом [4]. Из рисунка видно, что для предсказания на 10-20 лет вперёд коэффициенты корреляции предсказанного ряда с реальным превышают 0.5, а прогностические способности обеих указанных серий примерно одинаковы. Для приблизительной оценки качества исследуемых реконструкций проанализируем следующие возможности:

а) солнечные реконструкции R_{SOL} , R_{OG} не содержат никакой информации о действительном уровне СА до 1605 г., а высокие коэффициенты корреляции получились случайно. В этом случае предсказание действительных величин ЧГСП в 1615-1995 гг. при помощи белого шума, состоящего из 1013 точек и имеющего дисперсию и функцию распределения аналогичную рядам R_{SOL} , R_{OG} должно оказаться столь же успешным, как и предсказание, произведённое с помощью исходных данных. Для оценки вероятности этой возможности была произведена серия численных экспериментов, в каждом из которых из исследуемого солнечного палеоряда генерировался белый шум путём его перемешивания. Очевидно, что если структура исходного ряда имела какую-либо внутреннюю логику, то при перетасовке эта логика полностью разрушается. С использованием полученного шума производилось предсказание ЧГСП для 1615-1995 гг. и вычислялся коэффициент корреляции предсказанного ряда с реальным. С помощью гистограммы этих коэффициентов корреляции оценивалась вероятность того, что прогноз, произведённый при помощи белого шума, будет более качественным, чем прогноз, произведённый при помощи той или иной исходной палеореконокструкции.

б) солнечные реконструкции R_{SOL} , R_{OG} содержат информацию лишь о наиболее общих статистических свойствах активности Солнца до 1605 г. В этом случае качество прогноза не должно быть чувствительно к конкретной форме восстановленного солнечного ряда. Для тестирования этой возможности была произведена серия численных экспериментов, в каждом из которых из исследуемой солнечной реконструкции генерировался случайный сигнал путём рандомизации фаз её преобразования Фурье. Такой случайный ряд имеет Фурье спектр идентичный спектру исходной серии. Оценка вероятности того, что прогноз, произведённый с использованием случайного ряда, имеющего тот же Фурье-спектр, что и исходный, будет более качественным, чем прогноз, произведённый с помощью исходного ряда, производилась так же, как и в предыдущем случае.

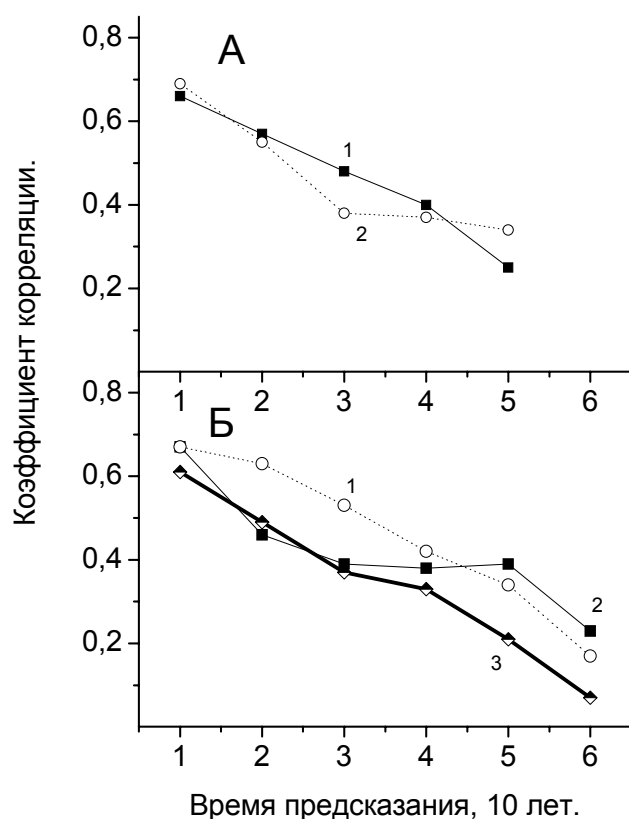


Рис. 1. А – коэффициенты корреляции между реальными ЧГСП (1605-1995 гг., 39 точек) и числами пятен, предсказанными с помощью солнечных рядов R_{OG} (сплошная линия с квадратиками) и R_{SOL} (пунктирная линия с пустыми кружками) (1013 точек);

Б – коэффициенты корреляции между реальными ЧГСП (1605-1995 гг., 39 точек) и числами пятен, предсказанными с помощью солнечных рядов R_{OG} (сплошная линия с квадратиками), R_{SOL} (пунктирная линия с пустыми кружками), R_{NAG} (жирная линия с ромбиками) восстановленных для промежутка 3005 до н. э. – 1605 н. э. (462 точки).

На рис.2а,б,в приведены гистограммы коэффициентов корреляции между ЧГСП инструментально измеренными и предсказанными с помощью наборов случайных чисел, полученных перетасовкой палеосери R_{OG} . Коэффициенты корреляции, полученные при использовании в качестве

банка данных для прогноза исходного ряда R_{OG} , показаны на рисунках жирными линиями. Как видно из рис.2а,б,в вероятность того, что прогноз, сделанный с использованием белого шума, окажется лучше прогноза, произведённого на основе реконструкции R_{OG} , пренебрежимо мала – даже для предсказания на три шага (30 лет) вперёд она не превышает 0.03.

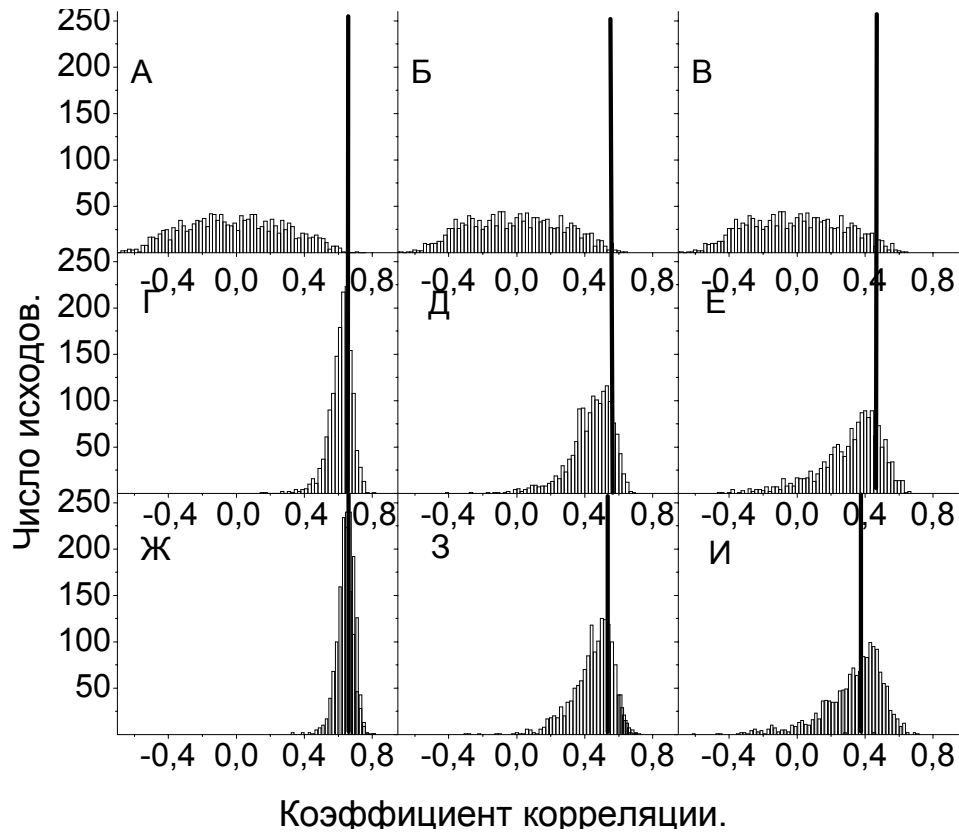


Рис. 2. Гистограммы коэффициентов корреляции между реальными ЧГСП (1605-1995 гг., 39 точек) и числами пятен, предсказанными: А, Б, В - с помощью случайных рядов, полученных рандомизацией реконструкции R_{OG} ([4], 1013 точек); Г, Д, Е – с помощью случайных рядов, полученных рандомизацией фаз преобразования Фурье реконструкции R_{OG} ([4], 1013 точек); Ж, З, И – с помощью случайных рядов, полученных рандомизацией фаз преобразования Фурье реконструкции R_{SOL} ([3], 1013 точек). На всех рисунках жирные вертикальные линии показывают коэффициент корреляции реальных ЧГСП с исходным, не рандомизированным рядом. Левая панель каждого ряда – предсказание на 1 шаг (10 лет) вперёд, центральная – на 2 шага вперёд, правая – на 3 шага вперёд.

Это свидетельствует в пользу того, что реконструкция R_{OG} , полученная в работе [4], действительно содержит информацию о временном ходе активности Солнца в период 8505 до н. э. – 1605 н.э. Сходный результат был получен и для ряда R_{SOL} . Теперь оценим, насколько качество прогноза чувствительно к конкретной форме восстановленного ЧГСП. На рис.2г,д,е приведены гистограммы коэффициентов корреляции между ЧГСП инструментально измеренными и предсказанными с помощью рядов, полученных рандомизацией фаз преобразования Фурье ряда R_{OG} , а на рис.2ж,з,и то

же для R_{SOL} . Полученные таким способом случайные серии, имеют близкие к свойствам исходного ряда основные статистические свойства (коэффициенты авторегрессии, спектр Фурье), но, при этом, весьма отличную форму. Из рис. 2г, д, е, ж, з, и видно, что вероятность того, что прогноз, сделанный с использованием рядов, полученных рандомизацией фаз преобразования Фурье, окажется лучше прогноза, произведённого на основе исходных реконструкций R_{SOL} , R_{OG} достаточно ощутима. Она составляет 0.13-0.23 для ряда R_{OG} и 0.14-0.35 для R_{SOL} . Это можно расценить, как свидетельство того, что солнечные палеорекострукции содержат информацию только о наиболее общих чертах поведения СА в доинструментальную эпоху. Ещё раз отметим, что сравнение серии R_{SOL} , полученной при помощи физических подходов с серией R_{OG} , полученной с помощью более простых математико-физических методов, произведённое на промежутке 8505 до н. э. – 1605 н. э. не даёт каких-либо указаний на то, что ряд R_{SOL} воспроизводит временной ход СА более точно и адекватно. Теперь сопоставим три палеорекострукции R_{SOL} , R_{OG} , R_{NAG} на более коротком временном интервале 3005 до н. э. – 1605 н. э. Тестирование было произведено по той же схеме, что и на предыдущем этапе. Результаты прогноза реальных ЧГСП в 1615-1995 гг. (39 точек) с использованием R_{SOL} , R_{OG} , R_{NAG} (462 точки) показаны на рис. 1б. Из рисунка видно, что по прогностической способности серия R_{SOL} несколько превосходит ряды R_{OG} , R_{NAG} . Численные эксперименты с предсказанием ЧГСП при помощи перемешанных палеорядов показали, что вероятность того, что качество таких прогнозов превзойдёт величины, показанные на рис. 1б, близка к нулю. Вероятность того, что прогноз, сделанный с использованием рядов, полученных рандомизацией фаз преобразования Фурье, окажется лучше прогноза, произведённого на основе палеосерий R_{SOL} , R_{OG} , R_{NAG} составляет 0.03-0.30, 0.18-0.32 и 0.12-0.42 соответственно (см. гистограммы на рис. 3). Как и в предыдущем случае, эти вероятности значительны. Можно отметить также некоторое превосходство реконструкции R_{SOL} , полученной образом, результаты верификации солнечных палеорекострукций длиной 5000-10000 лет, проведённые с помощью исследования их способности к прогнозу реальных инструментально измеренных ЧГСП, указывают на то, что восстановленные ряды R_{SOL} , R_{OG} , R_{NAG} отражают лишь наиболее общие черты временного хода активности Солнца. Относиться к этому выводу следует осторожно, т.к. он получен весьма косвенным методом. Анализ реконструкций СА, полученных в работах [1, 3, 4, 5, 8, 9, 10] показал, что количественные различия между ними достаточно велики. Согласно реконструкциям, полученным в работах [3, 4, 5, 9, 10] активность Солнца в 20-м веке действительно была самой высокой за последнюю тысячу лет, а, согласно реконструкциям [1, 8] в течение указанного промежутка времени аблюдались периоды с СА превышающей современный уровень. Радиоуглеродная реконструкция [7] и оценки уровня СА в прошлом, сделанные в работе [14]

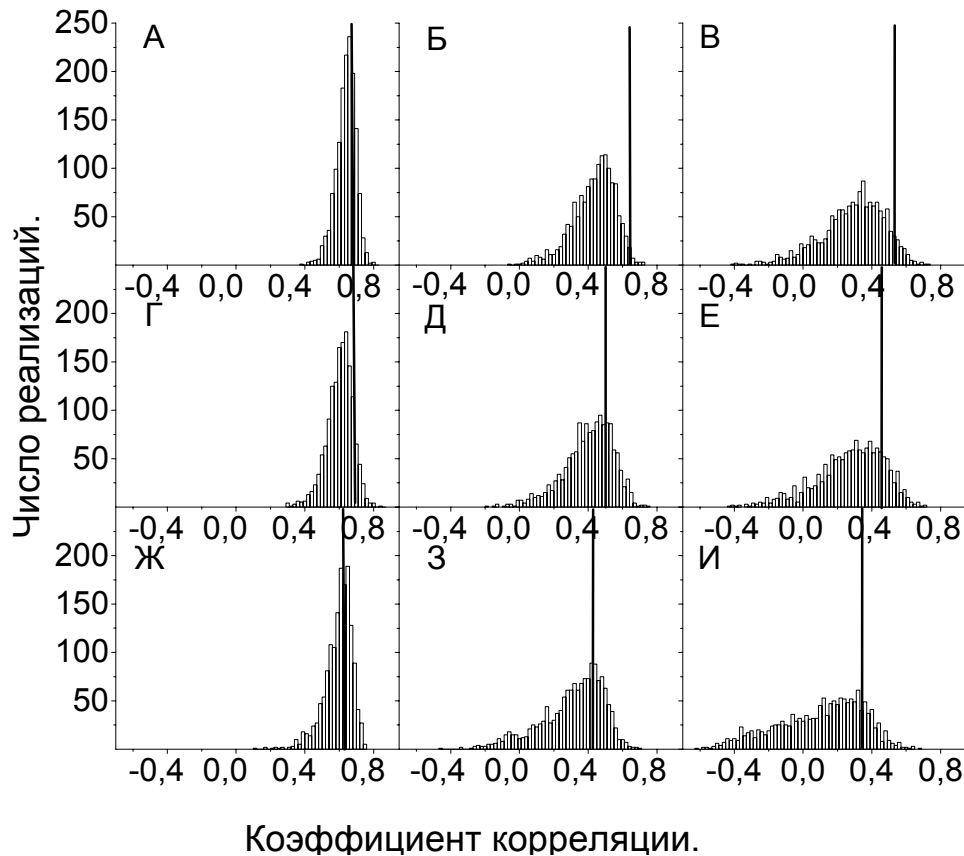


Рис. 3. Гистограммы коэффициентов корреляции между реальными ЧГСП (1605-1995 г., 39 точек) и числами пятен, предсказанными с помощью случайных рядов, полученных: А, Б, В – рандомизацией фаз преобразования Фурье реконструкции R_{SOL} ([3], 462 точки); Г, Д, Е - рандомизацией фаз преобразования Фурье реконструкции R_{OG} ([4], 462 точки); Ж, З, И – рандомизацией фаз преобразования Фурье реконструкции ([9], 462 точки). На всех рисунках жирные вертикальные линии показывают коэффициент корреляции реальных ЧГСП с исходным, не рандомизированным рядом. Левая панель каждого ряда – предсказание на 1 шаг (10 лет) вперед, центральная – на 2 шага вперед, правая – на 3 шага вперед.

при помощи данных о наблюдениях солнечных пятен невооружённым глазом, также подтверждают наличие в последние 300-1000 лет периодов с более высокой, чем современная, солнечной активностью. Таким образом, в отношении гипотезы Усопкина-Соланки «показания свидетелей» расходятся.

Заключение

В данной работе впервые разработана и протестирована методика верификации имеющихся в распоряжении современной науки реконструкций солнечной активности в доинструментальную эпоху (до 1615 г.). Тестирование трёх палеосерий, проведённое на промежутках 5-10 тысяч лет показало, что они, скорее всего, содержат сведения лишь о качественных особенностях временного хода активности Солнца. Анализ семи тысячелетних реконструкций, также не дал убедительных свидетельств их пригодности

для извлечения количественной информации о СА. Показано, что гипотезу о том, что СА в 20-м веке была самой высокой за последние 8000 лет, можно расценить как достаточно произвольное предположение, ни подтвердить, ни опровергнуть которое сегодня невозможно. Для прояснения этого вопроса требуется дальнейшая работа с привлечением новых палеоданных.

Работа была выполнена в рамках программы обмена между Российской и Финской Академиями наук (проект №16), программы президиума РАН «Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля», проекта №9 научной программы Санкт-Петербургского научного центра РАН за 2006 год и поддержана грантами РФФИ 04-02-17560, 06-02-16268.

Литература

1. **Огурцов М.Г.** Астрон. журн. **82**, 1 (2005).
2. **Ogurtsov M.G.**, Solar Phys. **220**, 93 (2004).
3. **Solanki S., Usoskin I.G., Kromer B. et al.**, Nature **436**, doi:10.1038/nature04046, (2005).
4. **Ogurtsov M.G.**, Solar Phys. **231**, 167 (2005).
5. **Usoskin I.G., Mursula K., Solanki S. et al.**, Astron. Astrophys. **413**, 745 (2004).
6. **Raisbeck G.M. and Yiou F.**, Phys. Rev. Lett. **92**, 199001-1 (2004).
7. **Muscheler R., Joos F., Muller S.A. et al.**, Nature **436**, doi:10.1038/nature04045 (2005).
8. **Наговицын Ю.А.**, Астрон. журн. **23**, 851(1997).
9. **Nagovitsin Yu.A., Ivanov V.G, Miletsky E.V. et al.**, Proc. International conference-workshop (Kaunas, Vytautas Magnus University, 2003, p.41).
10. **Огурцов М.Г.** Геомагн. и Аэрон. Принято в печать (2006).
11. **Schove D.J.**, Sunspot cycles, (Hutchinson Ross Publ. Co, Stroudsburg, Pennsylvania, 1983, 255 p.
12. **Кочаров Г.Е., Васильев В.А., Дергачев В.А. и др.** Письма в Астрон. журн. **9**, 206 (1982).
13. **Hoyt D.V. and Schatten K.H.**, Solar Phys. **179**, 189 (1998).
14. **Наговицын Ю.А.** Геом. и Аэрон. **41**, 711 (2001).

О СОЛНЕЧНОЙ ЦИКЛИЧНОСТИ В ТЕЧЕНИЕ МАУНДЕРОВСКОГО МИНИМУМА

Наговицын Ю.А.

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория Российской академии наук,
Санкт-Петербург, Россия*

ON SOLAR CYCLICITY DURING THE MAUNDER MINIMUM

Nagovitsyn Yu.A.

Central Astronomical Observatory at Pulkovo, St.Petersburg, Russia,

Abstract

This study shows that the 11-yr solar cycle is operating during the Maunder minimum. This conclusion is based on the 400-yr series of Wolf numbers (W), group sunspot numbers (GSN), summarized sunspot areas (S) and a set of relative concentration of radiocarbon in tree rings (^{14}C), using the DPS-method of reconstruction [10,13]. The characteristics of extrema of individual 11-yr cycles are found using the sunspot area index. The author presents arguments in favour of using the alternating-sign ("magnetic") time series of solar activity indices for investigations of solar activity.

Так называемый Маундеровский минимум (ММ), 1645-1715 гг., – период, в течение которого солнечная активность (СА) характеризовалась специфически низким уровнем. Инструментальная эпоха в наблюдениях Солнца началась всего за несколько десятилетий до этой глубокой депрессии СА, и число наблюдательных данных о ней, дошедших до нас, невелико. Во многом поэтому к настоящему времени мы даже не знаем с уверенностью, сохранялась ли 11-летняя цикличность во время ММ.

Первые сомнения в этом вопросе высказал, по видимому, Эдди [20], затем ряд авторов обосновывал подобную точку зрения с той или иной аргументацией (например, Фрик и др., [17]). Впрочем, другие авторы придерживались более традиционного взгляда на Маундеровский минимум: Хойт и Шаттен [18], Мендоза [9], Усоскин и др. [16], Огурцов и др. [14]. Ими получены результаты, качественно подтверждающие раннюю картину Вольфа, нашедшего моменты экстремумов отдельных 11-летних циклов в ММ (эти данные были опубликованы Вальдмайером, [5]).

Дополнительные трудности в описании СА во время ММ создает также проблема соотношения различных индексов СА: иногда полагают, что простые линейные связи между ними могут помочь составить общую картину или выбрать среди имеющихся индексов наиболее «подходящие».

В нашей работе [12] на основе подхода так называемых «первичных индексов» (Витинский и др., 1986) сделан вывод, что число Вольфа W (относительное число пятен), индекс Хойта-Шаттена GSN (число групп пятен) и суммарная площадь пятен S представляют собой различные индексы, по-разному отражающие «частоту» и «мощность» процесса СА. Таким

образом, сравнение их в смысле простой линейной связи, упомянутой выше (как это делали, например, Вакуэро и др., [4]), не правомерно. Более того, на основе подхода «первичных индексов» нами получено соотношение, связывающее эти три индекса:

$$S^2(t) = aW(t)GSN(t) - bGSN^2(t). \quad (1)$$

Соотношение (1) позволило нам по имеющимся длительным рядам W и GSN восстановить ряд суммарной площади пятен S , начиная с первых телескопических наблюдений. Было показано также, что шкалирование

$$\Phi_{\Sigma}(t)[\text{Мкс}] = 2.49 \times 10^{19} S(t)[\text{мдп}] \quad (2)$$

позволяет из индекса S получить индекс суммарного пятенного магнитного потока Φ_{Σ} – величины, имеющей в отличие от W и GSN ясный физический смысл.

Кроме того, в наших работах [10,13] был, в частности, предложен так называемый DPS-метод реконструкции временного ряда одного индекса СА по другому, имеющему с ним общее фазовое пространство. Метод вытекает из подхода Такенса реконструкции псевдофазового пространства процесса по только одной наблюдаемой и, говоря кратко, сводится к построению авторегрессионных моделей вида

$$Y(t) = Y_0 + a_1 X(t + (n-1)\Delta/2) + a_2 X(t + (n-3)\Delta/2) + \dots \\ \dots + a_{n/2} X(t) + \dots + a_{n+1} X(t - (n-1)\Delta/2) \quad (3)$$

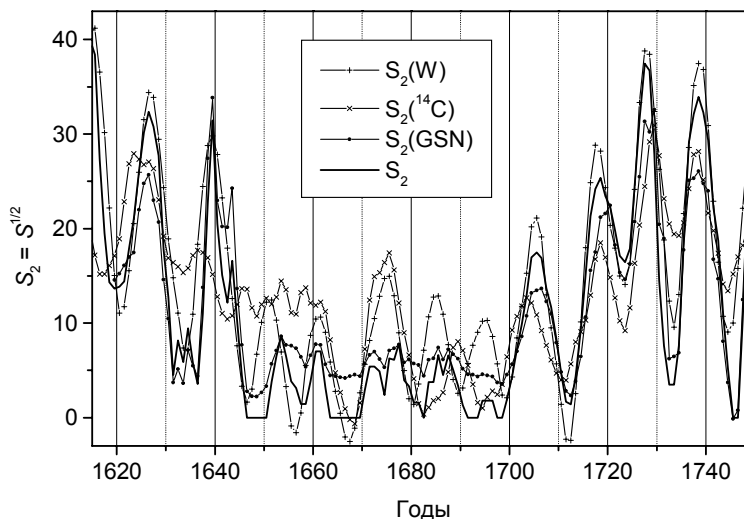
рассматриваемых как разложение по компонентам псевдофазового пространства размерности $n+1$, образованного ортогонализирующим лагом (сдвигом) Δ . В отличие от обычных авторегрессионных моделей и их модификаций (см., например, Ивахненко, Юрачковский, [8]) DPS-метод позволяет оценить необходимые значения n и Δ прямо из подхода Такенса.

Важной характеристикой циклических процессов типа СА являются локальные экстремумы отдельных циклов. Как мы уже упоминали, в конце XIX в. Вольф определил моменты экстремумов и амплитуды 11-летних циклов, начиная с цикла № -12, т.е. с 1610 г. (Вальдмайер, [5]). В настоящее время мы располагаем большим объемом данных, чем Вольф и Вальдмайер, поэтому задача определения экстремумов 11-летних циклов в XVII в. требует повторного решения.

Для нахождения моментов экстремумов циклов, имевших место до начала XVIII в., используем следующие данные: ряды W и S , ряд Хойта-Шаттена GSN и погодичный ряд относительной концентрации радиоуглерода ^{14}C (Стюйвер и др., [15]). Как и в нашей работе [13], выберем индекс $S_2 \equiv S^{1/2}$ в качестве опорного и составим DPS-реконструкции этого индекса в XVII в. по W , GSN и ^{14}C . Для строгости исследования, при построении моделей и поиске коэффициентов формулы (3) мы используем интервал

после 1700 г., где есть сравнительно надежные данные вне интересующей нас эпохи ММ. На рис.1 приведены полученные реконструкции хода СА вблизи Маундеровского минимума (сглаженные по 3 точкам). Отметим, что DPS-реконструкция по ^{14}C соответствует в основных чертах нашей MSR-версии с использованием индекса $G\text{SN}$ [10].

Рис.1. DPS-версии индекса S_2 по рядам: числа Вольфа, радиоуглерода и относительного числа групп пятен. Сплошная линия – опорный ряд.



Обратим внимание, что реконструкция для XVII в. $S_2(W)$ базируется на данных Шоува, полученных, главным образом, по полярным сияниям, $S_2(^{14}\text{C})$ – на данных по концентрации радиоуглерода в кольцах деревьев, а $S_2(G\text{SN})$ – на последних архивных данных о прямых наблюдениях солнечных пятен в прошлом. Таким образом, эти данные в достаточной степени независимы. Ряд S_2 , опорный для DPS-реконструкций, получен с помощью подхода «первичных индексов» на основе рядов W и $G\text{SN}$ по формуле (1), т.е. тоже базируется на сторонней процедуре. Построим теперь средне-взвешенную реконструкцию хода СА в XVII в. (в терминах индекса S_2). В качестве весов для данного ряда выберем его обратные средние средне-квадратические отклонения от всех остальных рядов (оценка – по опорному интервалу с начала XVIII в. до наших дней). Значения квадратных корней из весов (стандарты, соответствующие средним среднеквадратическим отклонениям) для рядов составили: $S_2(W)$ – 5.0, $S_2(G\text{SN})$ – 5.2, $S_2(^{14}\text{C})$ – 7.8, S_2 – 6.3 (в единицах м.д.п. $^{1/2}$). Полученная средняя реконструкция $S_2(\Sigma)$ вместе с рядом S_2 и оценками Вольфа моментов экстремумов приведена на рис.2.

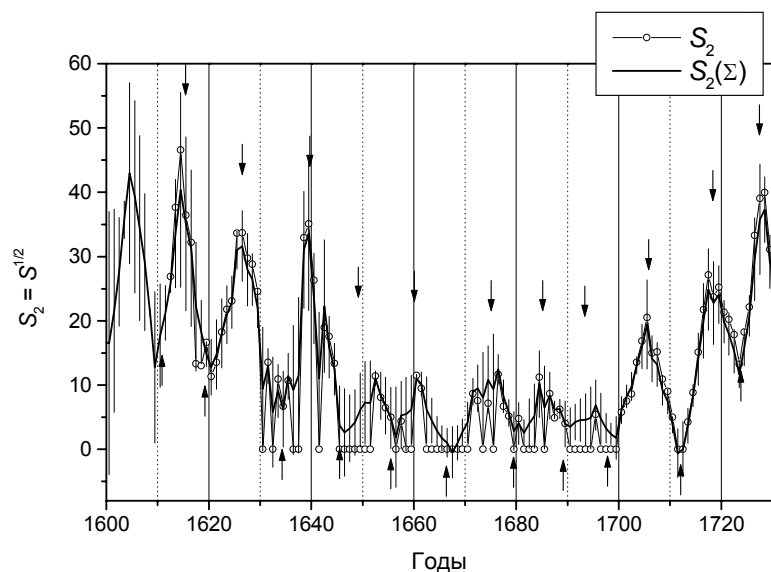


Рис.2. Средне-взвешенный ряд индекса S_2 . Вертикальные линии – доверительные интервалы. Стрелками обозначены оценки местоположения экстремумов 11-летних циклов по Вольфу (Вальдмайер, [5]).

Из рассмотрения рис.2 можно сделать следующие выводы. Проведенная процедура получения средневзвешенного ряда приводит к более «гладкой» форме вариаций, чем исходный ряд S_2 , так что отдельные 11-летние циклы выражены более определенно. Моменты максимумов циклов, оцененные Вольфом в конце XIX в. по отрывочным данным, как это ни удивительно, довольно неплохо соответствуют картине, полученной нами по новым и более обширным данным (заметные отклонения – 2-3 года – отмечаются лишь вблизи 1650 и 1695 гг.). У моментов минимумов отклонения больше, но и они не превышают 1-2 года. Добавим также, что полученный средний ряд в терминах индекса прямой площади $S(t) \equiv S_2^2(t)$ коррелирует с полученным нами по формуле (1) с $r = 0.986$, т.е. ряды практически идентичны.

Наконец, перейдем к собственно поиску характеристик экстремумов отдельных циклов ряда площади $S(t)$. Составим его из двух частей: с 1700 г. по наше время – это ряд, полученный нами ранее в [12], а XVII век – это средний ряд $S(\Sigma)$, построенный в этой работе (он лучше обеспечен данными для этого времени). Сгладим $S(t)$ по 3 точкам, проведем через его экстремумы и две соседние точки параболу и определим по ней значения моментов максимумов T_M и соответствующих максимальных S_M (аналогично – для минимумов: T_m и S_m). Как показало специальное исследование ряда числа Вольфа, такая процедура в сравнении с обычной, когда максимумы циклов определяются по сглаженным за 13 месяцев среднемесячным значениям, дает лишь небольшое отличие в определении эпох: $\Delta T_{extr} = 0.06 \pm 0.41$ года (сам факт отличия понятен, поскольку мы используем для поиска экстремумов больший временной интервал).

Таблица. Характеристики экстремумов (моментов T , годы, и амплитуд S , м.д.п.) для минимумов (нижний индекс – m) и максимумов (M) 11-летних циклов в цюрихской нумерации за последние 400 лет.

№	T_m	T_M	S_m	S_M	№	T_m	T_M	S_m	S_M	№	T_m	T_M	S_m	S_M
	(1588.5)		–			1733.2		22			1878.3		46	
-14	(1594.6)			–	-1	1739.1		1203		12	1883.7		1100	
	(1599.9)		–			1746.0		0			1889.2		77	
-13	(1604.8)		(1650)		0	1749.9		1247		13	1893.7		1363	
	1609.8		(260)			1755.5		160			1901.2		45	
-12	1614.5		1771		1	1761.4		1192		14	1906.5		957	
	1620.5		179			1766.1		260			1912.8		32	
-11	1626.4		1074		2	1770.1		1603		15	1917.9		1260	
	1633.3		71			1775.4		256			1923.3		154	
-10	1639.3		1068		3	1779.1		1846		16	1928.3		1274	
	1647.0		0			1784.3		252			1933.3		111	
-9	1652.6		92		4	1788.4		1995		17	1938.2		1943	
	1656.6		15			1798.5		86			1944.1		200	
-8	1660.9		99		5	1803.7		645		18	1947.9		2314	
	1667.3		1			1810.7		12			1954.0		143	
-7	1676.1		119		6	1816.9		663		19	1958.2		3011	
	1681.1		11			1823		30			1964.6		127	
-6	1684.9		71		7	1829.6		1091		20	1969.0		1554	
	1690.7		14			1833.5		198			1976.0		177	
-5	1695.4		35		8	1837.5		2061		21	1981.0		2325	
	1698.6		6			1843.5		200			1986.2		190	
-4	1705.4		338		9	1848.5		1766		22	1990.2		2337	
	1712.1		2			1855.9		114			1996.2		149	
-3	1718.0		645		10	1860.4		1585		23	2001.4		1900	
	1723.4		250			1866.9		205						
-2	1728.0		1480		11	1871.0		1903						

В таблице приведены характеристики экстремумов 11-летних циклов в терминах индекса суммарной площади пятен. При необходимости значения S_m и S_M могут быть переведены в шкалу полного пятенного магнитного потока по формуле (2). Невязки между нашими данными T_M , T_m и данными других авторов составили

$$T_M(\text{Вальдмайер, [5]}) - T_M = -0.9 \pm 1.5 \text{ года; } T_m - T_m = -0.9 \pm 1.1 \text{ года;}$$

$$T_M(\text{Хойт, Шаттен, [18]}) - T_M = -0.3 \pm 0.5 \text{ года;}$$

$$T_M(\text{Усоскин и др., [16]}) - T_M = +0.5 \pm 0.9 \text{ года;}$$

$$T_M(\text{Мендоза, [9]}) - T_M = +0.7 \pm 1.0 \text{ года;}$$

$$T_M(\text{Бир и др., [2]}) - T_M = +4.2 \pm 2.1 \text{ года.}$$

Отличие моментов экстремумов таблицы в 1700–2005 гг. от традиционных данных по среднемесячным значениям числа Вольфа [1] составило 0.04 ± 0.49 года.

Отметим, что процедура построения средневзвешенного ряда разработана специально для определения экстремумов СА в XVII в., для исследований временного поведения СА целесообразно использовать временные ряды, обсуждаемые в первой части работы.

Последний вопрос, который хотелось бы рассмотреть в этой работе: какие ряды солнечных индексов «правильнее» применять в исследованиях: обычные, с 11-летним циклом, или знакопеременные, с 22-летним циклом, называемые иногда «магнитными» из-за отражения ими закона Хэйла. Существуют ли, кроме понятных общепризнанных аргументов, реальные свидетельства преимущества второго способа описания СА? Как оказалось, именно поведение СА в Маундеровском минимуме позволяет нам обнаружить такое свидетельство.

С помощью вейвлета Морле сделаем вейвлет-преобразование (Гроссман, Морле, [7]) обычного ряда S_2 и вычертим скелетоны, отметив положения его максимумов – см. квадраты на верхней панели рис.3. На этот же рисунок нанесем кружками продолжительности циклов, определенные как разности моментов соседних однотипных экстремумов. Как видно, вблизи ММ происходит конкуренция двух типов циклов: коротких (с периодами $P = 8-9$ лет) и длинных (с $P = 14-17$ лет), что в терминах вейвлет-картины можно назвать *неоднозначностью основного периода цикличности в 1650–1700 гг.* Оказалось, ситуацию можно исправить с помощью учета знака магнитного поля Солнца, присваивая значениям индекса СА знак «+» или «-» в зависимости от четности номера цикла. Эта процедура была названа Куклиным «альтернированием» и применялась в работах Брейсуэлла [3], нашей [11] и целом ряде других. На нижней панели рис.3 представлено поведение продолжительности цикла (в данном случае, естественно, 22-летнего) для альтернированного ряда индекса S_2 . Совершенно очевидно, что имевшаяся *неоднозначность основного периода цикличности в Маундеровском минимуме* исчезает: период 22-летних цугов меняется плавно, и каждому циклу соответствует вполне определенная характеристика – его продолжительность. Таким образом, в исследованиях солнечной цикличности разумнее использовать знакопеременные («магнитные») ряды индексов, полученные альтернированием рядов (с использованием Таблицы), рассматриваемых в данной работе. К сожалению, это возможно лишь для последних 400 лет: для более длительных интервалов имеющиеся данные (кроме нашей версии [11]) не позволяют альтернировать ряды достаточно корректно.

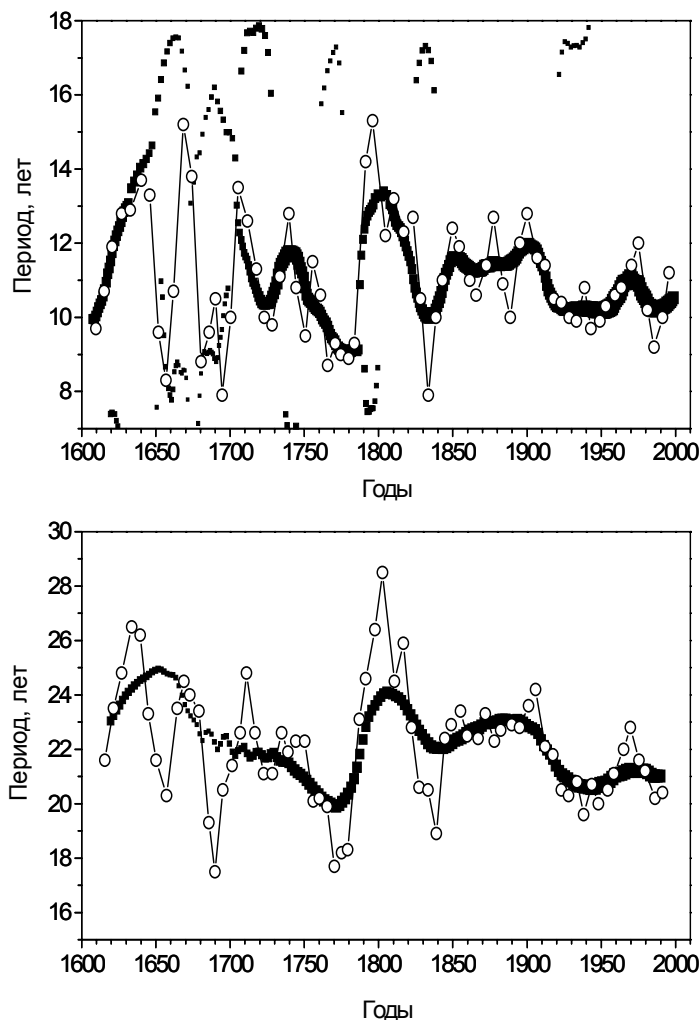


Рис.3. Изменение продолжительности основного периода цикличности для ряда S_2 (верхняя панель) и для него же в знакопеременном («магнитном») варианте (нижняя панель). Черные квадраты – скелетоны вейвлет-преобразования (размер пропорционален соответствующей амплитуде), кружки – оценки продолжительности циклов как разности между моментами соседних однотипных экстремумов.

Подытоживая результаты работы, заметим следующее.

В терминах индекса площади солнечных пятен на основе четырех временных рядов нами выведен средний ряд, характеризующий поведение солнечной активности во время Маундеровского минимума.

Найдены характеристики экстремумов 11-летних циклов на 400-летнем интервале. Приведено свидетельство преимущества использования в исследованиях солнечной цикличности знакопеременных («магнитных») рядов индексов.

Таким образом, солнечная цикличность в Маундеровском минимуме, очевидно, не прекращалась, а лишь сильно уменьшалась по амплитуде. Тот факт, что адекватное описание цикличности СА в эту эпоху требует учета знака магнитного поля циклов в соответствии с законом Хэйла, вместе с правилом Гневышева-Оля, указывающим на связь четных и нечетных циклов, свидетельствует о том, что основным циклом СА является именно 22-летний цикл.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 04-02-17560, 06-02-16268-а), Санкт-

Петербургского научного центра (грант № 9-2006) и программы Президиума РАН № 16 «Изменение окружающей среды и климата: природные катастрофы», часть 3 «Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля».

Литература

1. *Аллен К.У.*, Астрофизические величины. М.: Мир, 1977.
2. *Beer J., Tobias S., Weiss N.* Solar Phys., **181**, 237, 1998.
3. *Bracewell R.N.*, Australian Journ. Phys., **38**, 1009, 1985.
4. *Vaquero J.M., Sanchez-Bajo F. and Gallego M.C.*, Solar Phys., **209**, 311, 2002.
5. *Waldmeier M.*, The Sunspot Activity in the Years 1610-1960. Zurich: Zurich Schulthess, 1960.
6. *Витинский Ю.И., Конецкий М., Ку克林 Г.В.*, Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. М.: Наука, 1986.
7. *Grosman A. and Morlet J.*, SIAM J. Math. Analysis, **15**, 723, 1984.
8. *Ивахненко А.Г., Юрачковский Ю.П.*, Моделирование сложных систем по экспериментальным данным. М.: Радио и связь, 1987.
9. *Mendoza B.*, Annales Geophysicae, **15**, 397, 1997.
10. *Nagovitsyn Yu.A., Ivanov V.G., Miletsky E.V., and Volobuev D.M.*, Solar Phys., **224**, 103, 2004.
11. *Наговицын Ю.А.*, Письма в Астрон. журн., **23**, 851, 1997.
12. *Наговицын Ю.А.*, Письма в Астрон. журн., **31**, 622, 2005.
13. *Наговицын Ю.А.*, Письма в Астрон. журн., **32**, 382, 2006.
14. *Огурцов М.Г., Кочаров Г.Е., Наговицын Ю.А.*, Астрон. журн., **80**, 563, 2003.
15. *Stuiver M., Reimer P.J. and Braziunas T.F.*, Radiocarbon, **40**, 1127, 1998.
16. *Usoskin I.G., Mursula K., and Kovaltsov G.A.*, Astron. Astrophys., **354**, L33, 2000.
17. *Frick P., Galyagin D., Hoyt D., Nesme-Ribes E., Schatten K., Sokoloff D., Zakharov V.*, Astron. Astrophys., **328**, 670, 1997.
18. *Hoyt D.V. and Schatten K.H.*, Solar Phys., **181**, 491, 1998.
19. *Schove D.J.*, Sunspot cycles. Stroudsburg: Hutchinson Ross. Publ., 1983.
20. *Eddy J.A.*, Science, **192**, 1189, 1976.

ПРАВИЛО ВАЛЬДМАЙЕРА И ГИПОТЕЗА О “ПОТЕРЯННОМ” СОЛНЕЧНОМ ЦИКЛЕ В МИНИМУМЕ ДАЛЬТОНА

Яковчук О.С.¹, Веселовский И.С.^{1,2}

¹*Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ,
Москва*

²*Институт космических исследований, РАН, Москва*

WALDMEIER'S RULE AND THE HYPOTHESIS ABOUT “LOST” SUNSPOT CYCLE IN THE DALTON MINIMUM

Yakovchouk O.S.¹, Veselovsky I.S.^{1,2}

¹*Institute of Nuclear Physics, Moscow State University*

^{1,2}*Space Research Institute (IKI), Russian Academy of Sciences, Russia*

Abstract

Waldmeier's rule establishes the inverse relation between the duration of the rising times of the solar cycles and their amplitudes. This rule is well known and physically roots in the nonlinear physics of the solar cycle phenomena, as well as the shorter rising phases in comparison with decays. Empirical formulae were derived describing the Waldmeier rule for the smoothed sunspot numbers [1-4]. In the present work, we confirm and generalize this rule for different solar activity indices: Wolf number, sunspot group numbers and sunspot areas for different data sets. We analyze the hypotheses [5-7] about the 'lost' solar cycle in the beginning of the XVIII century during the period of low solar activity (Dalton minimum). According to this hypothesis, one should replace the very low and extremely long solar cycle 4 (its duration was 14 years by two shorter solar cycles 4' and 5 instead of it. We demonstrate that these two new cycles appear to be extremely short and occupy the places outside of the average statistical distributions. It is also shown, that the hypothesis about the lost solar cycle 4' violates the firmly established Wanderer's rule.

Введение

Одной из самых замечательных особенностей Солнца являются почти периодические, регулярные изменения различных проявлений солнечной активности, т.е. всей совокупности наблюдаемых изменяющихся (быстро или медленно) явлений на Солнце. Самым долговременным индексом солнечной активности считаются солнечные пятна. Одним из первых в телескоп их наблюдал Г. Галилей в 1610 г., а в 1848 г. Вольф предложил индекс для характеристики солнечной активности - так называемое число Вольфа или относительное цюрихское число солнечных пятен. Он показал, что относительные числа солнечных пятен, точнее, числа Вольфа претерпевают циклические колебания, причём средняя длина этого цикла составляет 11,1 года. Вальдмайер (1935, 1968) [1, 2] предложил эмпирическую формулу, которая описывает обратную зависимость между продолжитель-

ностью солнечных циклов и их амплитудой. В нашей работе мы подтверждаем и обобщаем эту зависимость.

В течение времени наблюдений солнечных пятен существуют несколько необычных периодов. Один из таких периодов – минимум Дальтона на стыке XVIII – XIX столетий.

Годы 1790-1794 в начале минимума Дальтона были плохо обеспечены наблюдениями солнечных пятен.

Усоскин и др. [5-7] предложили гипотезу, что один солнечный цикл был потерян в начале минимума Дальтона в течение 1790-ых. Эти авторы анализировали прямые данные наблюдений чисел солнечных пятен, которые, как известно, были очень ненадежны из-за редких наблюдений в течение этого периода времени. Они предложили, что солнечный цикл 4 в 1784-1799 – фактически суперпозиция двух циклов: нормального цикла 1784-1793, и нового слабого цикла 1793-1800 (см. рис. 1 в [5]). В нашей работе мы анализируем гипотезу о потерянном солнечном цикле с точки зрения правила Вальдмайера и показываем, что введенный гипотетический цикл 4' заметно нарушает это надежно установленное правило.

Данные

В нашей работе мы используем три индекса солнечной активности:

1) Число Вольфа (W): $W=k(f+10g)$, где f - общее число пятен на видимой полусфере Солнца, g - число групп пятен, k - коэффициент (обычно < 1), учитывающий суммарный вклад условий наблюдений, тип телескопа, и приводящий наблюдаемые величины к стандартным цюрихским числам. Сглаженные числа Вольфа даны на сайте ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/SUNSPOT_NUMBERS.

2) Группы солнечных пятен (GSN ряд). Этот новый ряд, введенный Хойтом и Шатеном в 1998 [8], состоит из 455242 наблюдений от 463 наблюдателей, т.е. наблюдений на 80% больше, чем во временном ряде чисел Вольфа. Данные по группам солнечных пятен представлены на ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/SUNSPOT_NUMBERS/GSN.

3) Суммарные площади солнечных пятен $S(t)$ считаются физически более естественным индексом, связанным с крупномасштабным потоком низкоширотного глобального магнитного поля Солнца. База данных представлена на <http://www.gao.spb.ru/database/esai/> [9].

Правило Вальдмайера для различных индексов

Обратное отношение между продолжительностью солнечных циклов и их амплитудой было отмечено очень давно. Это одно из основных свойств 11-летнего цикла состоящее в том, что с ростом высоты максимума цикла продолжительность ветви роста убывает. По-видимому, это правило является проявлением нелинейности физических процессов, Вальд-

майер (1935, 1968) [1,2] предложил эмпирическую формулу, которая описывает этот факт

$$\lg W_M = 2,73 - 0,18\tau. \quad (1)$$

Здесь W_M – максимальное сглаженное среднемесячное значение числа Вольфа, τ - продолжительность ветви роста в годах (от минимума к максимуму).

Кинг-Хиль [3] предложил другое приближение

$$W_M \tau^2 = 1740. \quad (2)$$

Эта формула может быть переписана как $\tau = AW_M^{-1/2}$, где $A=41,7$.

В статье Веселовского и Тарсиной [4] для 23 циклов была подтверждена законность формулы Кинг-Хиля с повышенной точностью $A=45 \pm 12$, следовательно

$$\tau = (45 \pm 12)W_M^{-1/2} \quad (3)$$

Мы проводим такой же анализ не только для чисел Вольфа, но и для групп и площадей солнечных пятен.

На основании данных сайта ftp://ftp.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/SUNSPOT_NUMBERS/maxmin о минимумах и максимумах 11-летних солнечных циклов и с учётом некоторых литературных источников (таблицы 18 книги Витинского и др. (1989) [10] и статьи Шова [11]) можно построить эти зависимости (рис. 1,2)

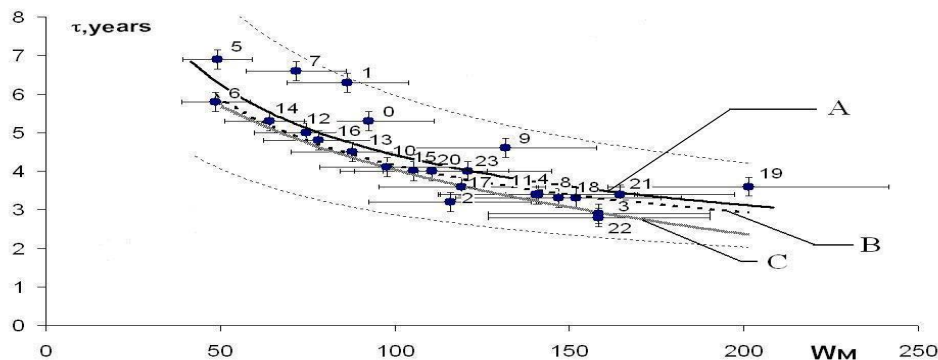


Рис.1. Эмпирическая зависимость продолжительности ветви роста τ (годы) от максимального среднемесячного значения чисел Вольфа W_M за 24 цикла: А) приближение формулой 4, В) формулой (2), С) формулой (1). Коридор дисперсии показан пунктирными кривыми.

Рис.1. демонстрирует эмпирическую зависимость $\tau(W_M)$ для солнечных циклов. По существу это такой же рисунок, как и рис.1 в статье Веселовского и Тарсиной (2002) [4], но с добавлением нового 23-го цикла, и исправлением нескольких упущений

$$\tau = 41,5W_M^{-1/2} + 0,3. \quad (4)$$

Важно обратить внимание на то, что эмпирическое обратное отношение между продолжительностью ветви роста и максимальным числом сол-

нечных пятен для этого набора данных держится с точностью лучше, чем 30-35 % (среднеквадратичное отклонение кривой: 0.35).

Следующий график (Рис.2.) отражает ту же эмпирическую зависимость, построенную с более широким набором данных. Эти данные приближённых эпох экстремумов 11-летних циклов с 1500 по 1748 взяты из таблицы 19 книги Витинского и др. [10], которые повторяют данные статьи Шова [11].

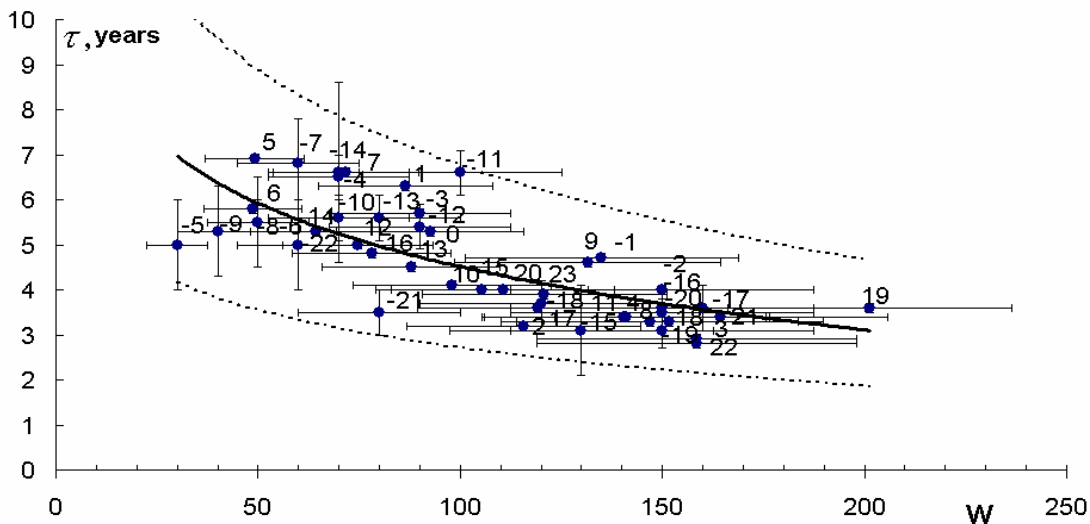


Рис.2. То же, что на рис.1, но для более широкого набора данных за 46 солнечных циклов.

Видно, что эмпирическое отношение сохраняется, но коридор дисперсии в этом случае увеличивается приблизительно до 40%. Это объясняется тем, что для этого набора использовались старые, нерегулярные, и очень приблизительные значения, включающие в себя в основном данные о наблюдениях полярных сияний в Европе. Надежность этих данных не высока. Однако, может быть предложена эмпирическая формула, подобная (3), но учитывая все данные даже в худших случаях

$$\tau = 34W^{-1/2} + 1. \quad (5)$$

Ту же операцию мы проделали для набора групп солнечных пятен: для регулярных наблюдений с 1850 года (Рис.3, формула 6), и нерегулярных наблюдений с 1610 года (Рис.4, формула 7) и получили, соответственно,

$$\tau = 27Rg^{-1/2} + 2, \quad (6)$$

$$\tau = 34Rg^{-1/2} + 1. \quad (7)$$

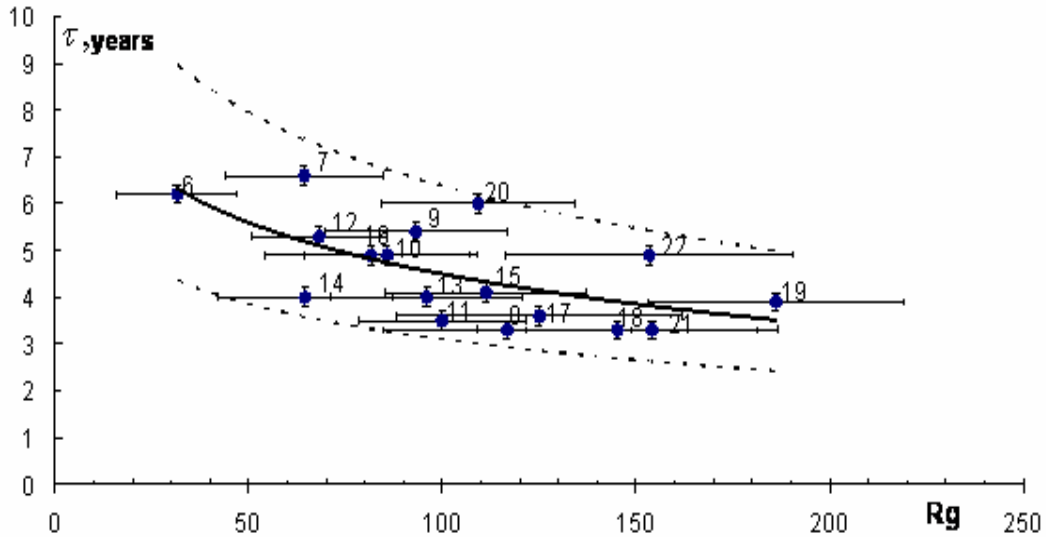


Рис. 3. То же, что на рис.1, но для максимального среднемесячного значения числа групп пятен по регулярным наблюдениям за 17 циклов. ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/SUNSPOT_NUMBERS/GROUP_SUNSPOT_NUMBERS

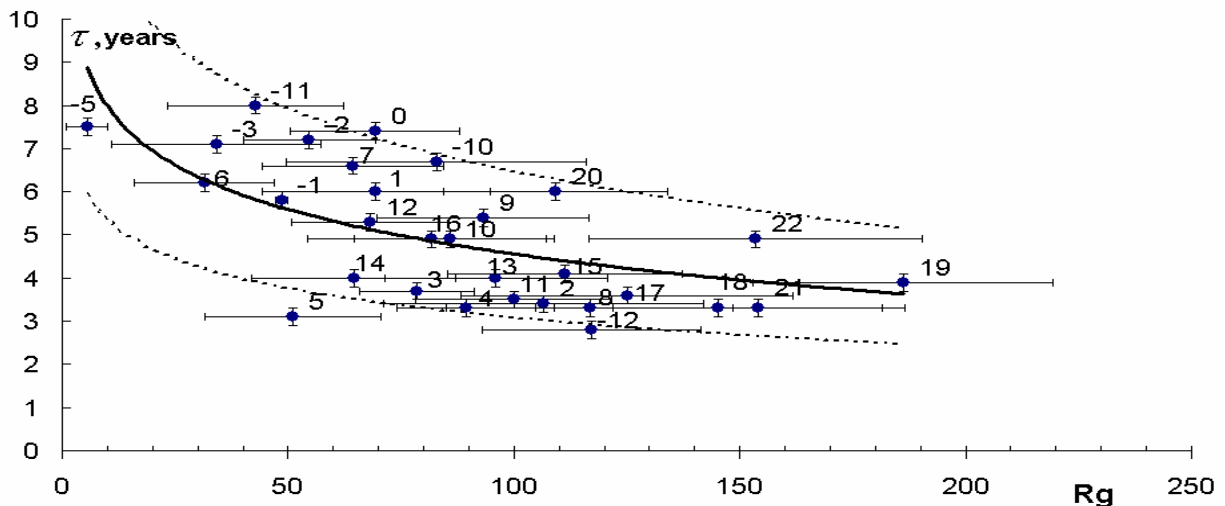


Рис.4. То же, что на рис.1, но для максимального среднемесячного значения числа групп пятен за 29 циклов, включая сюда нерегулярные наблюдения.

Мы построили такие же графики для значения площадей солнечных пятен из базы данных «Extended time series of Solar Activity Indices» <http://www.gao.spb.ru/database/esai/>, начиная с 1810 года (Рис.5.) [9], и получили следующую аппроксимацию

$$\tau = 55 S^{-1/2} + 3. \quad (8)$$

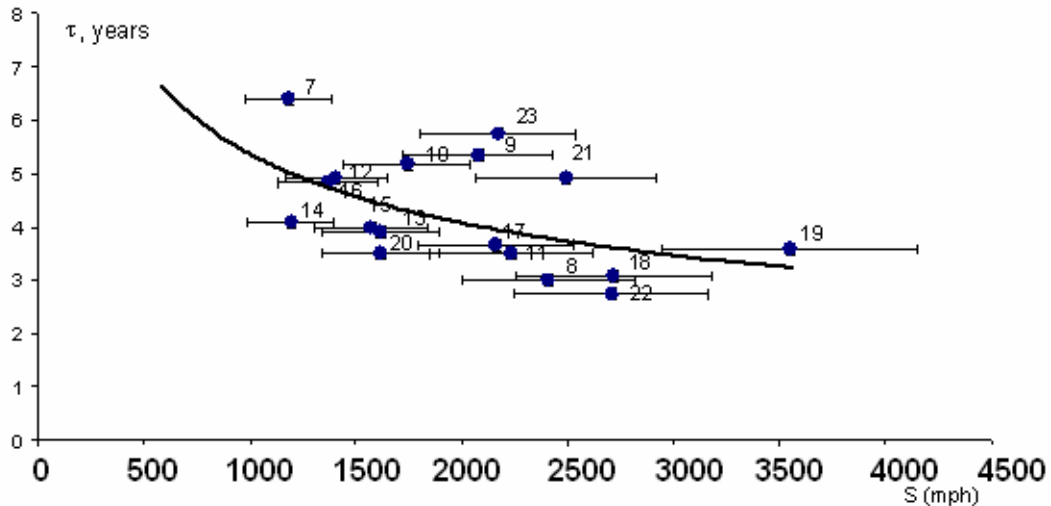


Рис. 5. То же, что на рис.1, но для максимального среднемесячного значения площадей солнечных пятен за 17 циклов.

Сопоставление с гипотезой о потерянном солнечном цикле

В течение времени наблюдений солнечных пятен существуют несколько необычных периодов. Один из таких периодов – минимум Дальтона на стыке XVIII–XIX столетий. Усоскин и др. [5,6,7] предложили гипотезу, что один солнечный цикл был потерян в начале минимума Дальтона в течение 1790-х. Эти авторы анализировали прямые данные для чисел солнечных пятен, которые, как известно, были очень ненадежны из-за редких наблюдений в течение этого периода времени. (Рис.1 в [5]). Они предположили, что солнечный цикл 4 в 1784-1799 – фактически суперпозиция двух циклов: нормального цикла 1784-1793, и нового слабого цикла 1793-1800, который был назван ими «потерянным». Однако попытка заменить солнечный цикл 4 двумя, более короткими циклами (4' и 5) [5-7] явно нарушает эмпирическое соотношение между τ и W_m (см. рис. 6).

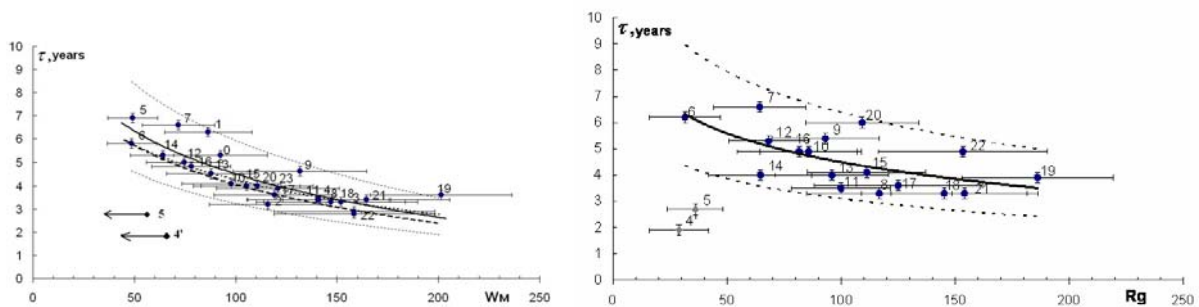


Рис. 6. Эмпирическая зависимость продолжительности ветви роста в годах от максимального среднемесячного значения чисел Вольфа (слева) групп солнечных пятен (справа) с учётом двух новых циклов.

Статистические распределения продолжительности ветви роста τ (годы) для всех солнечных циклов показали, что на протяжении 46 циклов (1500-2003) (рис.7) не было ни одного цикла с продолжительностью

ветви роста меньше, чем два года, в то время как гипотетический новый цикл имеет продолжительность ветви роста всего 1,9 года.

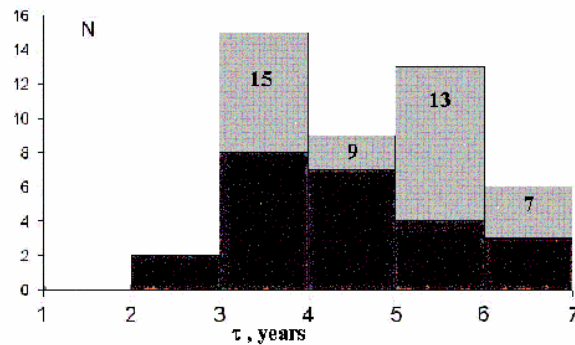


Рис.7. Статистические распределения продолжительности ветви роста τ (годы) для всех солнечных циклов.

Доступные косвенные данные о солнечной активности, такие как геомагнитные параметры, полярные сияния, также использовались в попытках поддержать эту гипотезу [5,6,7]. Авторы гипотезы сами отмечают, что данные Be^{10} и радиоуглерода C^{14} не столько подтверждают, сколько не противоречат предложенной гипотезе. Они находят связь потерянного цикла с полярными сияниями, используя данные Сильвермана [12] (Рис.1 в [6]). Однако, на основе тех же данных из статьи [12], мы расширили временной ряд, и нашли другие дополнительные пики, указанные стрелками на Рис. 8, которые, по-видимому, также не означают наличие “новых” циклов солнечной активности, а отражают их тонкую структуру.

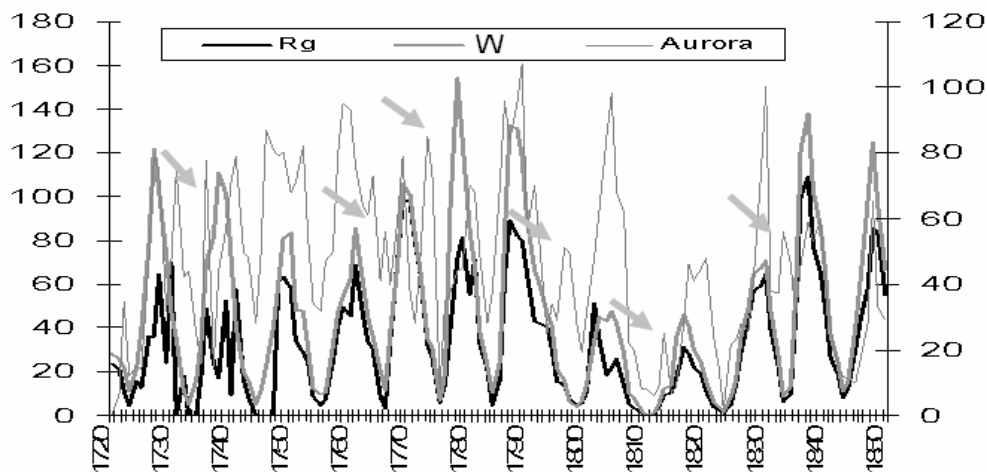


Рис.8. Временные зависимости числа групп солнечных пятен (R_g), чисел Вольфа (W) (левая ось) и числа полярных сияний ($Aurora$) (правая ось).

Выводы

В работе подтверждена и обобщена обратная зависимость между продолжительностью солнечных циклов и их амплитудой (правило Вальдмайера) для трёх индексов солнечной активности: чисел Вольфа, групп солнечных пятен и площадей пятен на разных временных шкалах.

Гипотеза о том, что один солнечный цикл был "потерян" в конце XVIII (минимум Дальтона), удаляет чрезвычайно низкий солнечный цикл 4 (его продолжительность была приблизительно 14 лет) и вводит два более коротких цикла (4', 5) вместо них. Эти гипотетические новые циклы (4', 5) являются также экстремальными, но помещенными в противоположную сторону статистического распределения продолжительностей до 7 лет, когда самые вероятные продолжительности солнечных циклов составляют в среднем - приблизительно 10-11 лет.

В работе показано, что гипотеза о «потерянном» солнечном цикле 4' заметно нарушает надежно установленное правило Вальдмайера

Литература

1. *Waldmeier M.*, 1935, Astr. Mitt. Zurich. 14, №133.
2. *Waldmeier M.*, 1968, Astr. Mitt. Zurich. 14, №285.
3. *King-Hele D.J.* 1963, Nature, 199, 226-227.
4. *Veselovsky I.S., Tarsina M.V.*, 2002, Adv. Space Res., 29, 417.
5. *Usoskin I.G., Mursula K., Kovaltsov G.A.*, 2001, A&A, 370, L31.
6. *Usoskin I.G., Mursula K., Kovaltsov G.A.*, 2002a., Geophys Res. Lett., 29, doi: 10.1029/2002 GL015640.
7. *Usoskin I.G., Mursula K., Kovaltsov G.A.*, 2002b., SOLSPA2, ESASP477, 257.
8. *Hoyt D.V. Shatten K.*, 1998, Solar Phys., 151, 351.
9. *Nagovitsyn Yu.A., Ivanov V.G., Miletsky E.V. and Volobuev D.M.* 2005, Solar Physics, 224.
10. *Вуминский Ю.И., Конецкий М., Куклин Г.В.*, 1986, Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца, Наука, Москва.
11. *Schove D.J.* 1979, Solar Phys., 63, 423-432.
12. *Silverman, S.M.*, 1983, J. Geophys. Res., 88(A10), 8123– 8128.

НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА ДИНАМИКИ ВЕКОВЫХ ВАРИАЦИЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И ПОДХОДЫ К ИХ ОПИСАНИЮ

Волобуев Д.М.

Главная (Пулковская) обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

SOME PROPERTIES OF SECULAR SOLAR ACTIVITY VARIATIONS AND APPROACHES TO THEIR DESCRIPTION

Volobuev D.

Pulkovo observatory, Saint-Petersburg, Russia

Secular variations of solar activity (Gleissberg and Suess cycles) are well known from both observed and proxy data. Here we discuss several points of view on the origin of these cycles and approaches to their modeling. It is found that electro-mechanical disc dynamo system can describe main features of the amplitude-frequency diagram for the sunspot area indices. This model supports the hypotheses of the rotational origin of the secular solar activity variation. Also some analogy can be put between solar convection and rotation of the discs in this model.

Введение

Изменение амплитуды и длительности одиннадцатилетнего цикла (правило Вальдмайера) является давно установленным фактом. Однако регулярность этих изменений (наличие вековой вариации или огибающей 11-летних циклов) может быть подвержена сомнению. Действительно, наблюдений 2-3 циклов (Рис.3, нижняя панель) недостаточно для надежного заключения о регулярности вековых циклических изменений. Такое заключение приводит к сильным выводам о наличии на Солнце механизма генерации и поддержания таких вариаций: следовательно, и о наличии соответствующих конвективных или диффузионных процессов с характерной длительностью 100-200 лет. Чтобы избежать избыточности таких предположений, несмотря на ранние гипотезы о существовании векового цикла [1], первые динамо-модели [2] описывали изменения амплитуды 11-летнего цикла посредством прямого введения стохастической переменной (равномерно распределенной "постоянной" времени всплывания магнитного поля) в уравнения динамо. В начале 1980-х годов появилось предположение о том (напр. [3]), что динамическая траектория квази-одиннадцатилетнего цикла притягивается к неустойчивому множеству типа странного аттрактора. Эта гипотеза продолжает быть популярной, но до конца не обоснованной и в наше время [4]. Следуя этой гипотезе, рядом авторов делались попытки получить из уравнений МГД в частных производных системы нелинейных обыкновенных дифференциальных уравнений, решение которых давало бы низкоразмерный хаос. Например, Knobloch и Landsberg [5] рассмотрели взаимодействие дипольной и квадрупольной составляю-

щей и получили систему обыкновенных дифференциальных уравнений 4-го порядка, имеющую хаотическую огибающую в решении для магнитной энергии. Достоинство таких гипотез в том, что они позволяют объяснить факт изменения амплитуды 11-летнего цикла без рассмотрения вековых вариаций как самостоятельного явления. Модели на их основе, однако, не описывают регулярного векового цикла (по построению). Правило Вальдмайера (обратная зависимость между длительностью и высотой 11-летнего цикла) и асимметрия ветвей роста и спада также не всегда выполнены для моделей этого типа.

Палеореконструкции солнечной активности на основе сопоставления независимых косвенных данных позволяют расширить шкалу времени в прошлое до 1 – 2, а по радиоизотопам и до 7-14 тысяч лет назад. На такой шкале времени уже надежно можно установить основные закономерности долгопериодических (до 250 лет) вариаций солнечной активности. Современные работы по реконструкциям солнечной активности на основе космогенных радиоизотопов ^{14}C , ^{10}Be , летописным свидетельствам о наблюдениях солнечных пятен невооруженным глазом и наблюдениям полярных сияний в низких широтах позволили с большой уверенностью говорить о наличии вековых вариаций солнечной активности с характерными периодами 80, 130 и 200 лет [6]. В связи с присутствием таких вариаций в косвенных климатических данных, в частности, в реконструированном индексе глобальной приземной температуры, ряд авторов предложили даже реконструкции вековой вариации солнечной постоянной (напр. [7]).

Новый уровень понимания природы вековых колебаний был достигнут В.И. Макаровым с соавторами [8], когда они получили вековые вариации глобальных крутильных колебаний Солнца из обработки синоптических карт. Это позволило им выдвинуть и обосновать [9] гипотезу о связи генерации вековых вариаций солнечной активности с соответствующими вариациями во вращении Солнца.

В данной работе мы обсуждаем свойства модели так называемого "дискового динамо" [10] построенной для вековых вариаций солнечной цикличности в рамках гипотезы В.И. Макарова с соавторами о "вращательном" происхождении модуляции 11-летнего цикла. Результат модели (полную магнитную энергию) мы сравниваем с новой реконструкцией ряда площадей пятен [11], выполненной Ю.А. Наговицыным при объединении индексов Вольфа и Хойта-Шаттена на основе т.н. подхода первичных индексов. По сравнению с работой [10] мы подробно рассматриваем и интерпретируем возможные аналогии между электромеханической системой вращающихся дисков и процессами на Солнце.

Дисковое динамо для Солнца

Дисковое динамо является простейшей электромеханической системой, позволяющей генерировать электродвижущую силу. В первичном ва-

рианте (один диск и постоянный магнит) эта система была исследована Фарадеем (т.н. униполярное динамо) и положила начало всем ныне существующим генераторам постоянного тока. Рикитаке [12] построил систему двух индуктивно связанных дисков, которая позволила ему моделировать низкоразмерный хаос в инверсиях геомагнитного поля. Его система описывает перекачку энергии из вращения в электромагнитную и обратно (1) в идеальной системе без механического трения. К каждому диску (рис. 1, слева вверху) приложен постоянный момент вращения (N), который компенсирует потери энергии на электрическое сопротивление (R). Диски абсолютно симметричны, имеют одинаковый момент инерции (C) и соединены симметричными токовыми петлями с одинаковой взаимной индукцией (M) и самоиндукцией (L).

$$\begin{aligned}\dot{X} &= \mu X + ZY \\ \dot{Y} &= \mu Y + (Z - A)X \\ \dot{Z} &= F_0 - XY\end{aligned}\tag{1}$$

Здесь $X, Y = (M/N)^{1/2} I_{1,2}$, - нормированные токи в первом и втором дисках, $Z, V = (CM/NL)^{1/2} \omega_{1,2}$, частоты вращения, F_0 - введенный нами подстроечный параметр, в стандартной системе $F_0 = 1$. При переходе к динамо на Солнце (рис. 1, сопоставляем панель справа и панель слева вверху), мы проводим аналогию между вращением диска R1 и дифференциальным вращением и аналогию между вращением диска R2 и меридиональной циркуляцией. Эти вращения несопоставимы по энергии и симметрия между дисками при этом, очевидно, теряется. Чтобы сохранить, тем не менее, симметрию системы уравнений (1) мы переходим в систему координат, вращающуюся вместе с Солнцем. Тогда отклонения от среднего вращения диска R1 (глобальные крутильные колебания) сопоставимы по энергии (моменту вращения) с меридиональной циркуляцией (диск R2) но в третьем уравнении системы (1), описывающем изменения в скорости вращения должна появиться сила Кориолиса. Ее мы можем учесть, в первом приближении полагая параметр $F_0 \gg 1$. Решение при этом становится периодическим и приобретает ряд черт, характерных для цикла Хейла (Рис. 2). Так, характерна короткая ветвь роста и длинная ветвь спада для тока первого диска (I_2), который соответствует тороидальному полю. Двухвершинность, заметная в токе первого диска (I_2) также является характерным признаком большинства индексов солнечной активности. Ток (I_1) полоидального поля меняет знак вскоре после максимума (I_2), как это делает и крупномасштабное магнитное поле Солнца, и не равен нулю в минимуме I_2 . В момент смены знака максимальна и энергия вращения, которая имеет широкий максимум также и в минимуме I_2 , что, возможно, объясняет трудности наблюдения 11-летнего цикла в энергии вращения.

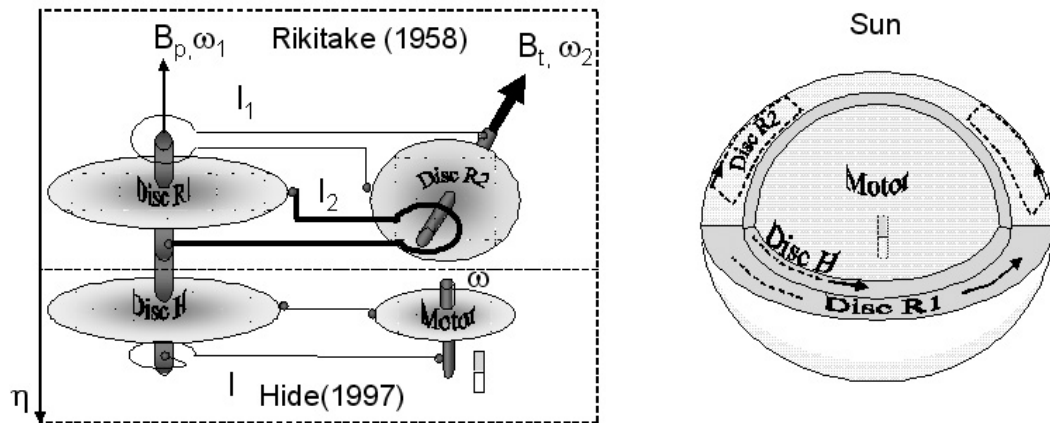


Рис 1. Топология связанных систем вращающихся дисков и ее возможная аналогия с процессами на Солнце.

Верхняя панель: Двухдисковое динамо, система уравнений (1). Каждый диск вращается в магнитном поле тока, индуцированного в другом диске. Ток I_2 порождает «тороидальное» магнитное поле B_t параллельно оси вращения первого диска R_1 . Аналогичным образом ток I_1 производит полоидальное поле B_r .

Нижняя панель: Однодисковое динамо, система уравнений (2). В системе присутствует трение и источник энергии «мотор». Постоянный момент вращения приложен к мотору и диску H . Постоянный магнит индуцирует электрический ток в «моторе», который заставляет вращаться диск H .

Связанная динамо-система (уравнения (3)) образуется присоединением диска H к диску R_1 через скользящий механический контакт.

Ряд авторов, напр. [13], исследовали обобщенные дисковые динамо в приложении астрофизическим задачам. В частности Hide [14] предложил обобщенную систему с источником энергии и трением (2), в которой параметры M – взаимная индукция между диском и токовым кольцом (Рис. 1, внизу), G – постоянный момент вращения, $\{D, B\}$ и $\{K, A\}$ коэффициенты трения и моменты инерции для «мотора» и диска соответственно, H – магнитная индукция постоянного магнита, R – полное электрическое сопротивление и L – полная самоиндукция.

$$\begin{aligned} \dot{x} &= x(y - 1) - \beta z, \\ \dot{y} &= \alpha(1 - x^2) - \kappa y, \\ \dot{z} &= x - \lambda z. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $x(\tau) = (M/G)^{1/2} I(t)$ - ток,

$y(\tau) = (M/R)^{1/2} \Omega(t)$ - частота вращения «диска»,

$z(\tau) = (M/G)^{1/2} (RB/LH) \omega(t)$ - частота вращения «мотора», безразмерные параметры заданы: $\alpha = GLM/R^2 A$, $\beta = H^2 L/R^2 B$, $\kappa = KL/RA$ и $\lambda = DL/RB$.

В работе [15] мы нашли значительное сходство в эволюции Гильберт-спектров для вращения переменной y в системе (2) при параметрах $\{\alpha=5, \beta=4, \lambda=1.2, \kappa=0\}$ и спектров реконструкции [16] для десятилетних средних числа групп солнечных пятен в эпоху Голоцена. Это позволяет развить аналогию между дисковой системой и Солнцем (Рис. 1) для векового цик-

ла. Действительно: постоянный магнит “мотора” можно рассматривать как аналог реликтового поля в глубоких слоях Солнца, диск H – медленные колебания дифференциального вращения на уровне тахоклины, которые частично передаются в вышележащие слои (диск R1), ответственные непосредственно за генерацию магнитного поля всплывающих пятен.

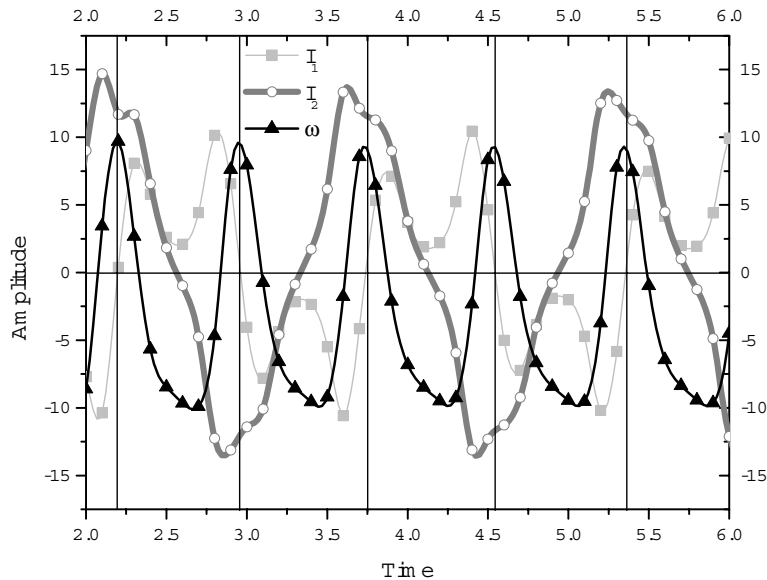


Рис 2. Периодическое решение в системе (1) периодическое решение при параметрах $\{\mu=1, K=2, F_0 = -11\}$, время и амплитуда выражены в условных единицах. Шаг по времени примерно соответствует погодичным отсчетам в индексах площадей пятен (20 точек на цикл Хейла). Обыкновенные дифференциальные уравнения решались с использованием стандартной схемы Рунге-Кутты 4-го порядка (ode45 в пакете MatLab). I_1 и I_2 - токовые системы, ответственные за полоидальное и тороидальное поля соответственно. ω - отклонение от среднего вращения. Вертикальные линии сетки соответствуют совпадающим максимумам ω и изменениям знака I_1 .

Гипотеза реликтового поля (напр. [17]) не является обязательной для нашей модели - роль магнита может выполнять альфа-эффект, или другая совокупность процессов в глубоких слоях Солнца – наша модель, очевидно, не может помочь сделать выбор между ними. Вместе с тем, мы обращаем внимание на характерную двухвершинную форму как 11-летнего (она лучше видна при более мелком шаге по времени), так и векового цикла, которая естественным образом появляется в модели, и которая говорит о подобии механизмов генерации 11-летнего и векового циклов. Полная система уравнений [10] выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned}
 \dot{X} &= dt(\mu X + ZY) \\
 \dot{Y} &= dt(\mu Y + (Z - A)X) \\
 \dot{x} &= d\tau(x(y - 1) - \beta z), \\
 \dot{y} &= d\tau\alpha(1 - x^2), \\
 \dot{z} &= d\tau(x - \lambda z). \\
 \dot{Z} + \varepsilon\dot{y} &= dt(F_0 - XY),
 \end{aligned}
 \tag{3}$$

Здесь $dt = 1.6$ и $d\tau = 0.2$ – коэффициенты масштабирования по времени, ε – коэффициент передачи вращения от диска Н к диску R1 (Рис 1). Случай $\varepsilon \rightarrow 0$ приводит к полной независимости короткопериодических и долгопериодических колебаний. Сильная модуляция $\varepsilon \sim 3.2$ приводит к потере периодичности, а слабая $\varepsilon \sim 1.6$ приводит к вековой модуляции цикла Хейла с сохранением (в основном) регулярного чередования циклов противоположной магнитной полярности, как это происходит на Солнце (Рис. 3).

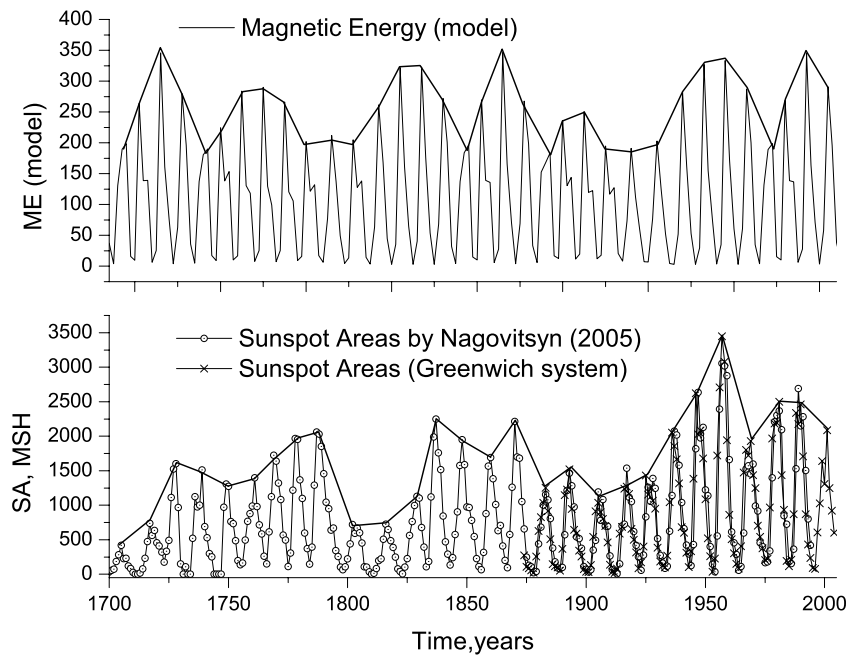


Рис 3. Индекс площади солнечных пятен и его вековая огибающая по сравнению с моделью. *Верхняя панель* – магнитная энергия в модели. *Нижняя панель* – индекс площади солнечных пятен, продолженный Ю.А. Наговицыным (2005).

В то же время, для глубоких вековых минимумов смена полярности в Хейловской паре может нарушаться для нашей модели. Видимо, это характерно и для динамо с реликтовым полем – в первом приближении, вклад постоянного реликтового магнитного поля становится сильнее для циклов малой амплитуды. Происходит ли так в действительности на Солнце – вопрос открытый, т.к. мы пока не имели возможности наблюдать или реконструировать магнитные поля в эпохи глубоких вековых минимумов.

Для сравнения решений в модели с индексом площади пятен мы перешли к магнитной энергии, вычислив ее как сумму квадратов токов, протекающих в каждом диске: $ME \equiv X^2 + Y^2 + x^2$. В нашей модели вековые колебания имеют положительный показатель Ляпунова [15], поэтому возможно только локальное во времени сравнение на отрезках времени, меньших времени Ляпунова (~200 лет) и прямое сопоставление временных рядов (рис.3), вообще говоря, некорректно.

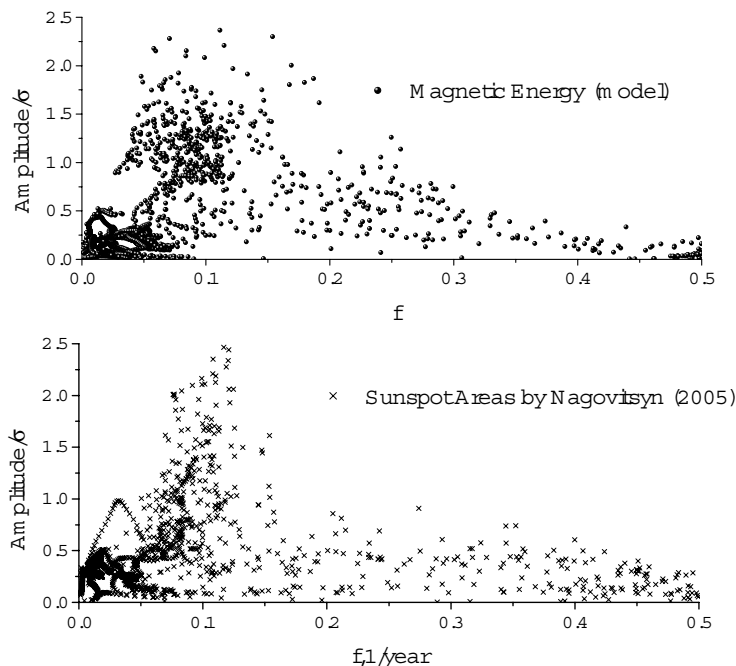


Рис 4. Амплитудно-частотная зависимость индексов площади солнечных пятен по сравнению с моделью. Зависимость построена с использованием преобразования Гильберта-Гуанга [18] временных рядов Рис 3.

Мы вычислили амплитудно-частотную характеристику, разложив временные ряды (рис. 3) на эмпирические моды посредством итеративного вычитания огибающих [18], и построив преобразование Гильберта для эмпирических мод. Результат представлен на рис. 4. На каждой из характеристик в окрестности $f = 0.1$ (одиннадцатилетний цикл) видно уменьшение амплитуды в сторону низких частот (правило Вальдмайера) и сужение в области перехода к вековым циклам.

Выводы

- По существующим на сегодняшний день данным, вековой цикл, скорее всего, обусловлен вековыми глобальными крутильными колебаниями Солнца.
- Дисковое динамо допускает аналогии с крупномасштабными движениями солнечной фотосферы и позволяет интерпретировать ряд наблюдаемых закономерностей в динамике долгопериодических циклов солнечной активности.
- Модель предсказывает возможность сбоя закона смены полярности циклов в эпохи глубоких вековых минимумов солнечной активности.

Работа выполнена при поддержке: Программы Президиума РАН «Солнечная активность и физические процессы в системе «Солнце – Земля», РФФИ No 04-02-17560, 05-07-90107, Фонда содействия отечественной науке, Санкт-Петербургского научного центра РАН.

Литература

1. **Gleissberg, W.**; *The Observatory*, **66**, 123 (1945).
2. **Leighton, R.B.**; *Astrophys. J.*, **156**, 1 (1969).
3. **Ruzmaikin, A.A.**; *Comm. Astrophys.* **9**, 85 (1981).
4. **Letellier, C., Aguirre, L.A., Maquet, J., Gilmore, R.**; *Astron. & Astrophys.* **449**, 379 (2006).
5. **Knobloch, E. and Landsberg, A.S.**; *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **278**, 294 (1996).
6. **Nagovitsyn, Yu.A., Ivanov, V.G., Miletsky, E.V., Volobuev, D.M.**; *Solar Phys.*, **224**, 103 (2004).
7. **Bard, E., Raisbeck, G., Yiou, F., and Jouzel, J.**; *Tellus B*, **52**, 985(2000).
8. **Makarov, V.I., A.G. Tlatov and D.K. Callebaut**; *Solar Phys.* **170**, 373 (1997).
9. **Kitchatinov, L.L., Pipin, V.V., Makarov, V.I., and Tlatov, A.G.**; *Solar Phys.* **189**, 227 (1999).
10. **Volobuev, D.**; *Solar Phys.* (2006) (in print) DOI: 10.1007/s11207-006-0154-x.
11. **Nagovitsyn, Yu.A.**; *Astron. Let.* **31**, 557 (2005).
12. **Rikitake, T.**; *Proc. Camb. Phil. Soc.* **54** 89 (1958).
13. **Ershov S.V., Malinetskii G.G., and Ruzmaikin A.A.**; *Geophys. Astrophys. Fl. Dyn.* **47**, 251 (1989).
14. **Hide, R.**; *Phys. Earth Plan. Int.* **103**, 281(1997).
15. **Волобуев, Д.М.**; *Тр. Конф. «Солнечная активность как фактор космической погоды»* С.-Петербург, 309 (2005).
16. **Solanki, S.K., Usoskin, I.G., Kromer, B., Schüssler, M., and Beer, J.**; *Nature*, **431**, 1084 (2004).
17. **Isaak, G.R.; Isaak, K.G.**; *Astron. Nachr.*, **323**, 436 (2002).
18. **Huang N.E., Shen, Z., Long, S.R., Wu, M.C., Shin, H.H., Zheng, Q., Yen, N.C., Tung, C.C., and Liu H.H.**; *Proc. R. Soc. Lond. A* , **454**, 903 (1998).

**ЭПИЗОДИЧЕСКАЯ И ЛАГ СИНХРОНИЗАЦИЯ
АКТИВНОСТИ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН
СЕВЕРНОГО И ЮЖНОГО ПОЛУШАРИЙ СОЛНЦА**

Золотова Н.В., Понявин Д.И.

НИИ Физики, Санкт-Петербургский Государственный Университет

**EPISODICAL AND LAG SYNCHRONIZATION OF SUNSPOT
ACTIVITY IN THE NORTHERN AND SOUTHERN HEMISPHERES OF
THE SUN**

Zolotova N.V., Ponyavin D.I.

Institute of physics, St. Petersburg State University

Abstract

Non-linear analysis of synchronization of sunspot activity between Northern and Southern hemispheres was performed. Using cross-recurrent plot technique and Hough transforms we found that synchronization is rather episodic and lagged upon examination the daily sunspot area data sets.

Введение

Сложные диссипативные процессы, связанные с появлением и эволюцией солнечных пятен, нелинейны по своей природе. Линейные же методы анализа временных рядов солнечной активности, направлены на нахождение линейных зависимостей, что может приводить к неполным или даже ошибочным результатам. В данной работе использован один из нелинейных подходов, предложенный в 1987 году Экманом, Капхорстом и Рюэлем [1], метод рекуррентных графиков. В дальнейшем данная методика была расширена на кросс-рекуррентный анализ временных рядов [2]. Применение кросс-рекуррентного метода к проблеме происхождения северо-южной асимметрии и синхронизации процессов на Солнце рассмотрена нами в предыдущих статьях [3,4].

Благодаря тому, что информация, полученная на основе кросс-рекуррентного анализа, может быть представлена в виде паттернов, стало возможным проанализировать графические изображения посредством известного преобразования Хафа [5]. С помощью преобразования Хафа координаты рассматриваемой системы (например, декартовы координаты x, y) переписываются в виде новых переменных θ и ρ (рис. 1в). Методика может быть направлена как на нахождение прямых линий на изображении, так и на обнаружение более сложных фигур, таких как окружности, эллипсы и прочие. Поскольку наличие именно прямых диагональных линий на кросс-рекуррентном графике отвечает за наличие синхронизации, то мы использовали преобразование Хафа: $\rho = x \cos(\theta) + y \sin(\theta)$. В таком параметрическом пространстве пересечение синусоид означает наличие прямой линии

в исходном x -пространстве, причем число пересекающихся синусоид соответствует числу точек на прямой.

Обсуждение

В работе [6] показано, что в случае нестационарной синхронизации, которая может быть вызвана, например, прерывистым характером взаимодействия между системами, можно определять границы установления и потери такой связи с использованием совместно метода построения кросс-рекуррентных графиков и метода, основанного на преобразовании Хафа.

Такой подход может быть применен и к реальным экспериментальным временным рядам, когда исследователь не знает о параметрах и связях рассматриваемых систем.

В данной работе рассмотрена проблема северо-южной синхронизации солнечной активности на малых временных масштабах, соответствующих нескольким дням.

В качестве индексов, характеризующих магнитную активность Солнца, были выбраны исторические данные по площадям солнечных пятен северного и южного полушарий. Для анализа взяты ежедневные данные (Royal Greenwich Observatory - USAF/NOAA Sunspot Data: <http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml>).

На рисунке 1 представлены результаты анализа синхронизации солнечной активности в течение максимума 19-го цикла. На рисунке 1а черным цветом представлена пятенная активность в северном полушарии и серым цветом – в южном полушарии. Рисунок 1б отображает кросс-рекуррентный график для этих двух временных рядов. Ниже представлено параметрическое пространство Хафа (рис. 1в). Черными квадратами выделены пересечения синусоидальных кривых, указывающих на два главных направления диагональных линий в исходном пространстве кросс-рекуррентного графика. На рисунке 1г представлен увеличенный сегмент кросс-рекуррентного графика с наложенными на него сегментами синхронизации, распознанной с применением преобразования Хафа (серые отрезки). Для лучшей визуализации результаты, полученные с помощью метода Хафа, представлены на рисунке ниже (рис. 1д). Как видно из рисунка синхронизация сильно неустойчива. Длина сегментов в среднем не превышает 13 дней, что соответствует половине полного оборота Солнца. Иными словами, используя ежедневные данные, мы не можем в полной мере трассировать синхронизацию пятнообразовательной деятельности Солнца, поскольку значительная часть жизни долгоживущих центров активности протекает на невидимой для нас половине солнечного диска.

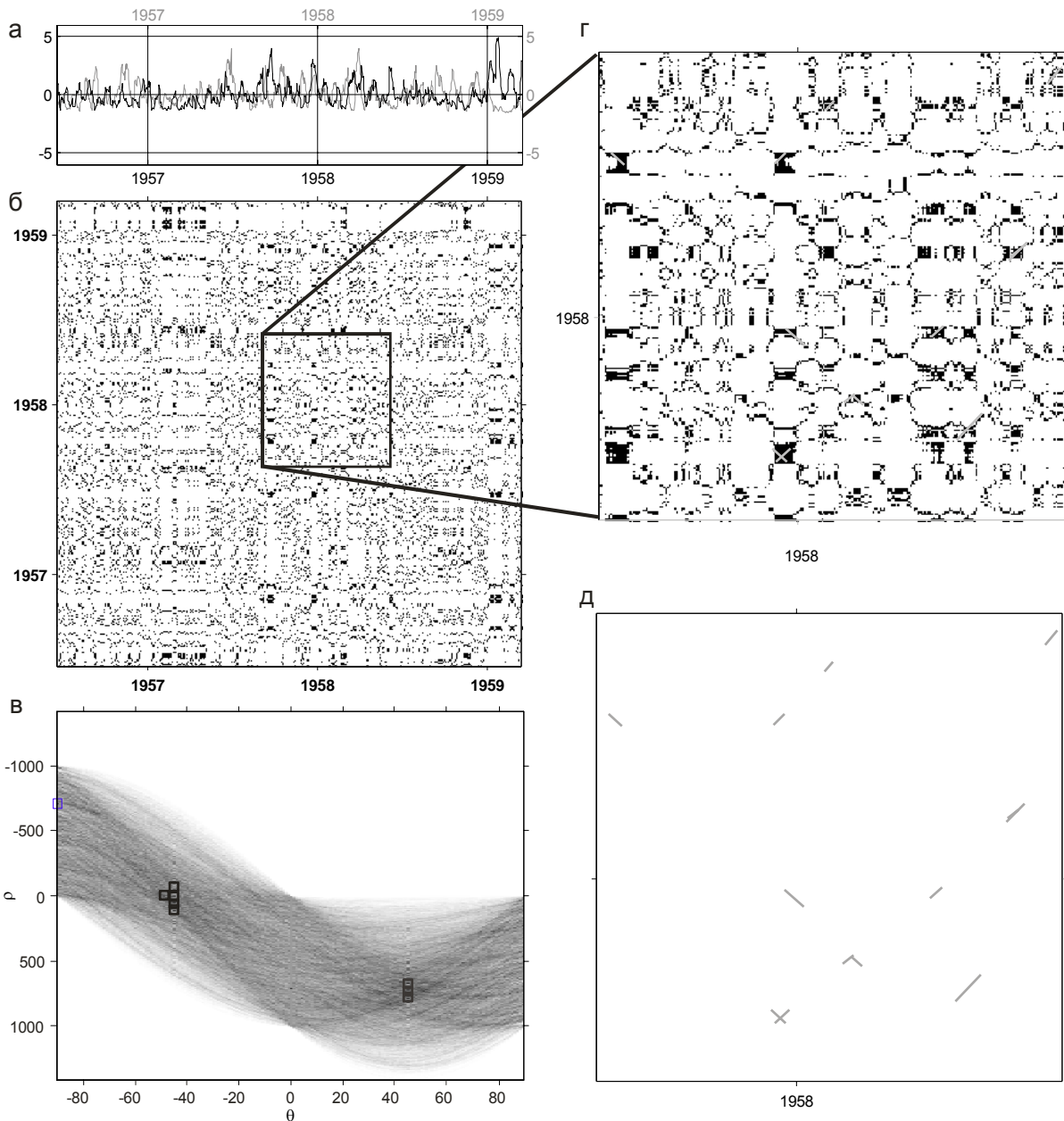


Рис. 1: а – площади солнечных пятен за 19-й цикл для северного (черная кривая) и южного (серая кривая) полушарий, ежедневные данные; б – кросс-рекуррентный график для этих данных (размерность: 1, задержка: 1, порог: 1%); в – параметрическое пространство Хафа для кросс-рекуррентного графика; г – сегмент кросс-рекуррентного графика и наложенные на него восстановленные сегменты синхронизации с помощью преобразования Хафа (серые отрезки); д – тот же временной интервал, на котором представлены результаты восстановления.

Выводы

Кросс-рекуррентный анализ и последующая процедура распознавания образов с помощью преобразования Хафа позволяет выявлять синхронизацию временных рядов. В результате применения данной методики к ежедневным данным площадей солнечных пятен северного и южного полушарий Солнца удастся выделять отдельные эпизоды синхронизации процес-

сов в обоих полушариях. Однако, согласно специфике построения этих рядов данных, проследить непрерывную эволюцию центра солнечной активности можно только на видимой части полусферы. Таким образом, обнаружить синхронизацию можно лишь на временах не более 13 дней, что соответствует половине оборота Солнца.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта Правительства Санкт-Петербурга 2006 г.

Литература

1. *Eckmann, J.-P., Kamphorst, S.O., Ruelle, D.*, Recurrence plots of dynamical systems, *Europhysics Letters*, 4, 973-977, 1987.
2. *Marwan, N., Thiel, M., Nowaczyk, N.R.*, Cross recurrence plot based synchronization of time series, *Nonlinear Processes in Geophysics*, 9, 325–331, 2002.
3. *Золотова Н.В., Понявин Д.И.*, Синхронизация пятнообразовательной деятельности в северном и южном полушариях Солнца. В сб. «Солнечная активность как фактор космической погоды». Труды IX международной конференции 4-6 июля 2005 г., ГАО, Пулково, Санкт-Петербург, 2005, с.155-160.
4. *Zolotova, N.V., Ponyavin, D.I.*, Phase asynchrony of the north-south sunspot activity, *Astron. Astrophys.*, 449, L1-L4, 2006.
5. *Ching, Y.-T.*, Detecting line segments in an image - a new implementation of Hough transform, *Pattern Recognition Letters*, 22, 421-429, 2001.
6. *Золотова Н.В., Понявин Д.И.*, Метод обнаружения скрытой синхронизации, Письма в Журнал Технической Физики, том 32, вып. 21, с.84-94. 2006.

Часть II. Геомагнитная активность и межпланетное магнитное поле

**IDV-ИНДЕКС ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ
И НАПРЯЖЕННОСТЬ МЕЖПЛАНЕТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ**

Наговицын Ю.А.

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория
Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия*

**IDV-INDEX OF GEOMAGNETIC ACTIVITY
AND INTERPLANETARY MAGNETIC FIELD STRENGTH**

Nagovitsyn Yu.A.

Central Astronomical Observatory at Pulkovo, St.Petersburg, Russia

Abstract

This paper considers differences in the character of the interrelationships between the indices of solar activity, geomagnetic activity and interplanetary magnetic field variations for different time scales. Both 400-yr and 900-yr series of interplanetary magnetic field strength B are constructed. It is shown that in the time interval between 1900 and 1960, B increased up to 35%.

Введение

Локвуд и др. [1] заключили, что межпланетное магнитное поле увеличилось за 20-е столетие в два раза. Данные этих авторов основывались на поведении aa -индекса, введенного Майо. В то же время, как показали последующие работы, калибровка этого геомагнитного индекса может вызывать сомнения [2-3]. В качестве альтернативы продолжительному ряду aa Свальгаард и Клайвер [4] предложили почти столь же длительный ряд IDV -индекса.

Как показывают Свальгаард и Клайвер, введенный ими индекс хорошо соответствует u -мере Бартельса (коэффициент линейной корреляции $\rho = 0.95$), и именно за счет измерений этого параметра в прошлом они продлевают свой ряд IDV от наших дней до 1872 года.

С другой стороны, эти авторы указывают на достаточно сильную линейную связь между IDV индексом и измеряемой на космических аппаратах с 1965 г. напряженностью межпланетного магнитного поля (ММП) B ($\rho = 0.86$). Полученное линейное соотношение

$$B(nT) = (3.04 \pm 0.37) + (0.361 \pm 0.035)IDV \quad (1)$$

позволяет им оценить увеличение напряженности магнитного поля в течение 1900–1960 гг. лишь как 20-процентное с последующей тенденцией на уменьшение. Понятно, что это заключение в сильной степени противоречит выводу [1].

Кроме того, в работе Свальгаарда и Клайвера с помощью опять же линейного соотношения ($\rho = 0.84$) выведено уравнение регрессии между напряженностью ММП и Цюрихским (Международным) числом Вольфа в варианте:

$$B(nT) = (4.62 \pm 0.16) + (0.272 \pm 0.015)R_Z^{1/2}, \quad (2)$$

которое вместе с аналогичным для индекса Хойта-Шаттена (нормализованного числа групп пятен) позволяет продлить оценки значений B к началу телескопических наблюдений солнечной активности.

Поиск связей между различными индексами и задачи реконструкции

Когда мы пытаемся установить связь между двумя наблюдаемыми индексами $X(t)$ и $Y(t)$, первое приближение, которое мы применяем – это линейная форма

$$Y(t) = a + bX(t). \quad (3)$$

Фактически, тем самым мы утверждаем, что процессы $X(t)$ и $Y(t)$ имеют одинаковое физическое происхождение, и требуется только линейное шкалирование одного индекса в другой. Наша гипотеза может быть отвергнута, если ρ низок – в предположении, что ряды индексов не обладают слишком большими ошибками измерений. Последнюю оговорку как правило, трансформируют при анализе так, что мы предполагаем, что ошибки измерений «разумно невелики», а основные свойства и временные тенденции рядов отражают реальные изменения параметров систем.

В то же время отметим, что даже если индексы $X(t)$ и $Y(t)$ имеют одинаковую природу, их связь может не выражаться соотношением (3) или даже какой-то более сложной, например, полиномиальной, формой. Действительно, в рамках подхода нелинейной динамики представим, что временная динамика физической системы определяется системой уравнений по «физическим» переменным $\{Z_i\}$:

$$\dot{Z}_i(t) = f_i(Z_1, Z_2, \dots, Z_n). \quad (4)$$

В общем виде функции $X(t)$ и $Y(t)$ являются – различными – функциями физических переменных $\{Z_i\}$, и, следовательно, их связь может иметь достаточно нетривиальный характер. Одно из возможных свойств такой связи для индексов квазипериодического вида – это ее различный характер для разных частотных масштабов процессов.

Для физических систем с квазипериодическим поведением, с «приблизительным» выполнением соотношения (3), таких, например, как описываемые n -мерной системой линейных дифференциальных уравнений первого порядка, можно предложить два подхода к установлению связи между $X(t)$ и $Y(t)$, понимаемых в данном случае как два индекса единого

процесса. Эти методы – «почастотного шкалирования» рядов – описаны нами в [5] и, кратко, состоят в следующем.

Первый метод – Метод кратномасштабных регрессий (Multi-Scale Regression method - MSR). Этот метод позволяет выявлять и учитывать возможные соотношения между рядами, имеющими различную – но значимую – связь для разных временных шкал. Он основан на построении многомерных линейных моделей в пространстве вейвлет-коэффициентов рядов с последующим обратным вейвлет-преобразованием.

Вейвлет-преобразование сигнала $f(t)$

$$[Wf](a, b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \psi^* \left(\frac{t-b}{a} \right) dt \quad (5)$$

дает возможность разложить его по базису, сформированному из ортогональных растяжений и сдвигов базового вейвлета – функции, локализованной во времени и частоте одновременно. Набор значений $a = 2^q, q = 1, 2, \dots, p$ позволяет «расщепить» $f(t)$ на p компонент, представляющих различные масштабы, с покрытием всей частотной области. Предположим, что мы хотим рассмотреть зависимость поведения функции $Y(t)$ от некоторого набора функций $X_i(t), i = 1, 2, \dots, m$. Согласно идее метода MSR, мы выполняем вейвлет-преобразование (5) для всех этих функций и рассматриваем для каждого из масштабов (компонент вейвлет-преобразования) наивероятные в смысле метода наименьших квадратов приближения возможных функциональных соотношений в виде многомерной линейной модели:

$$[WY](2^q, t) = c_0^q + c_1^q [WX_1](2^q, t) + c_2^q [WX_2](2^q, t) + \dots + c_m^q [WX_m](2^q, t). \quad (6)$$

После нахождения приближений $[WY]^*(2^q, t), q = 1, 2, \dots, p$ в (6) можно выполнить обратное вейвлет-преобразование, получив тем самым представление хода $Y(t)$ с помощью «факторов» $X_i(t)$, дающих, вообще говоря, разный вклад в регрессию для различных масштабов. Правила построения многомерных линейных моделей позволяют оценивать различия этого вклада, и мы можем говорить о достоверности обусловленности вариаций $Y(t)$ масштаба 2^q вариациями $X_i(t)$. Коэффициент корреляции между полученным рядом $Y^*(t)$ и исходным $Y(t)$ будет свидетельствовать об успехе представления ряда $Y(t)$ на основе рядов $X_i(t)$.

Второй метод – разложения по компонентам псевдофазового пространства (DPS – method of Decomposition in terms of pseudo-Phase Space). Он связан с подходом Такенса, установившего, в частности, связь динамических систем (4) с авторегрессионными моделями [6]:

$$f(t) = a_0 + a_1 x(t) + a_2 x(t - \Delta) + a_3 x(t - 2\Delta) + \dots + a_{n+1} x(t - n\Delta). \quad (7)$$

Согласно Такенсу, скалярный временной ряд можно рассматривать как типичную непрерывную проекцию фазовой траектории динамической системы. В предположении, что оригинальная система диссипативна, т.е. имеет (D - мерный) аттрактор, проекцию можно использовать для реконструкции копии аттрактора в евклидовом пространстве R^n , $n \geq 2D+1$ как топологического вложения временного ряда. Точка копии в R^n - это набор n отсчетов временного ряда $X(t)$, взятых с фиксированным лагом Δ :

$$(X(t), X(t - \Delta), X(t - 2\Delta), \dots, X(t - (n - 1)\Delta)). \quad (8)$$

Пусть мы хотим получить связь процесса, параметризуемого наблюдаемой величиной $Y(t)$ с процессом, параметризуемым наблюдаемой $X(t)$. Следуя основной идее DPS-метода, разложим $Y(t)$ по компонентам псевдофазового пространства $X(t)$, т.е. найдем на совместном интервале существования рядов коэффициенты разложения a_i в форме:

$$Y(t) = Y_0 + a_1 X(t + n\Delta/2) + a_2 X(t + (n-2)\Delta/2) + \dots \quad (9)$$

$$\dots + a_{n/2} X(t) + \dots + a_{n+1} X(t - n\Delta/2)$$

(здесь для удобства в (9) сделана замена переменных $t \rightarrow t + n\Delta/2$) и применим эти значения на расширенном интервале, где значения $X(t)$ известны, а $Y(t)$ нет. Получаем реконструкцию поведения $Y(t)$ на основе поведения $X(t)$. Опять же, близость модельных значений $Y(t)$ к реально наблюдаемым может говорить об успехе проведенной реконструкции.

Таким образом, мы можем по временному ряду одного индекса, описывающего процесс, получать временной ряд другого индекса, полагая, что оба продуцируются одной и той же динамической системой.

IDV индекс и межпланетное магнитное поле

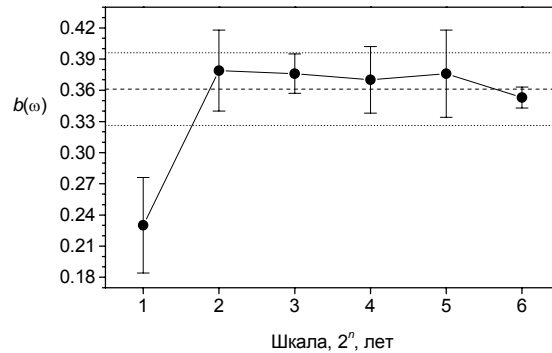
Произведем реконструкцию поведения напряженности межпланетного магнитного поля B для временного интервала с конца 19 века до нашего времени по IDV индексу, заменив простой линейный подход Свальгаарда и Кливера (1) методами MSR и DPS. Учтем таким образом возможность дифференциального характера связей между IDV и B , связанную с различным ответом земной магнитосферы на вариации межпланетного поля различных временных масштабов.

В такой постановке задачи для отдельных частотных компонент IDV и B может быть записано соотношение

$$B(\omega, t) = a(\omega) + b(\omega)IDV(\omega, t), \quad (10)$$

которое представляет собой обобщение формулы вида (1), и в применении к задаче реконструкции временного поведения $B(t)$ может быть использовано для ее решения MSR-методом.

Рис.1. Изменение значения переходного коэффициента формулы (10) в зависимости от временного масштаба (шкалы). Прерывистыми линиями показано соответствующее значение, полученное в [4] по (1).



На рис.1 приведено изменение коэффициентов формулы (10) с частотой, полученное как описано в предыдущем пункте. Мы видим, что действительно универсального соотношения между IDV и B , по-видимому, не существует, и мы должны заключить о существовании дифференциальной по частотам связи этих индексов (по крайней мере, различной для коротких и длинных временных масштабов). Следуя далее идее MSR-метода, мы выполняем обратное вейвлет-преобразование для правой части (10) на всем интервале задания IDV и получаем реконструкцию поведения B .

Для проверки полученной реконструкции получим реконструкцию B по IDV с помощью DPS метода и сравним результаты. В качестве параметров разложения выберем лаг $\Delta = 3$ года (вблизи первого нуля автокорреляционной функции) и число компонент псевдофазового пространства $n = 7$ в соответствии с нашими ранними оценками. Полученная реконструкция

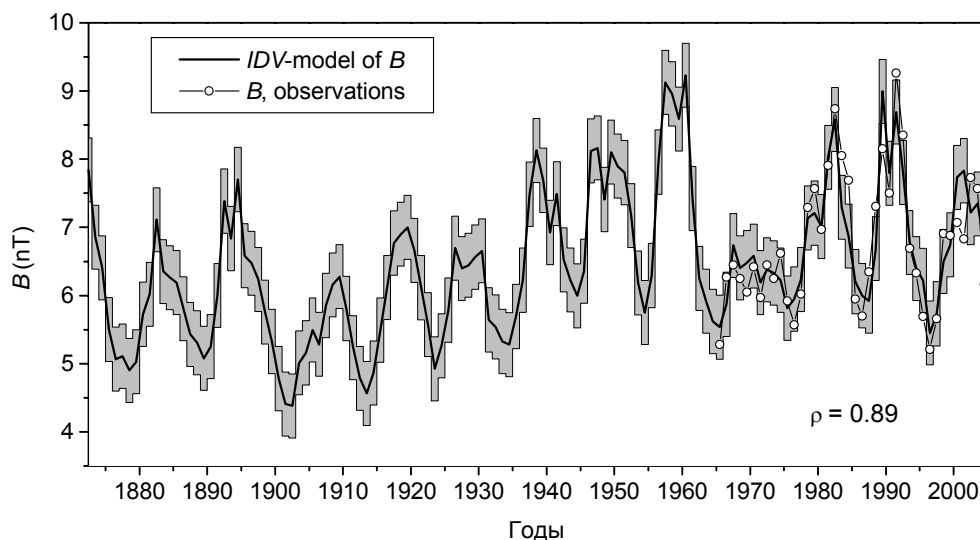


Рис.2. Модель изменения напряженности ММП, полученная на основе IDV -индекса. Серые области здесь и далее – доверительные интервалы. В правом нижнем углу приведен коэффициент корреляции между моделью и наблюдениями.

совпадает с MSR – реконструкцией с $\rho = 0.97$, что очевидно говорит об успехе процедуры. На рис. 2 приведена средняя MSR-DPS реконструкция для напряженности межпланетного магнитного поля по *IDV* индексу.

Межпланетное магнитное поле и суммарный пятенный магнитный поток (1600-2000 гг.)

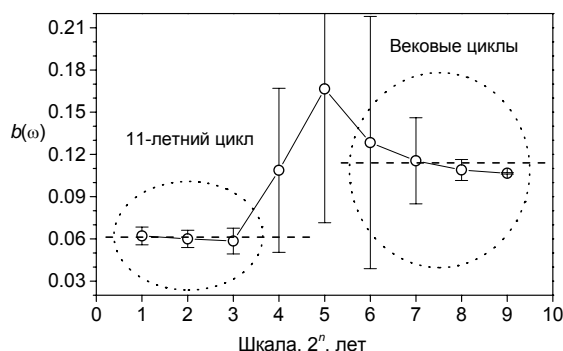
Для дальнейшего исследования, в плане обобщения формулы (2) и использования реконструкционных возможностей B как функции солнечного магнитного поля, нам понадобятся ряды индексов солнечной активности.

В [7] на основе подхода т.н. «первичных» индексов» получены 400-летние ряды суммарной площади пятен S и суммарного пятенного магнитного потока Φ . Преимуществом последнего индекса является то, что в отличие от используемого, в частности, Свальгаардом и Клайвером в (2) индекса числа Вольфа, равно как и индекса Хойта-Шаттена, он имеет смысл ясной физической величины. Поэтому для продления ряда межпланетного магнитного поля на 400-летнюю шкалу будем использовать именно его. Учтем, как и ранее, возможность дифференциального по частотам характера связей и запишем вместо (2):

$$B(\omega, t) = a(\omega) + b(\omega)\Phi^{1/2}(\omega, t), \quad (11)$$

назвав (11) *SMF*-моделью $B(t)$. Далее, как и ранее, применим MSR-метод. В качестве опорного ряда B на интервале 1965-2004 гг. выберем инструментальный ряд, а на интервале 1872-1964 – версию, выведенную по ряду *IDV* в этой работе. На рис.3 приведено изменение коэффициента $b = b(\omega)$. Мы видим, что связь между напряженностью межпланетного магнитного поля и пятенным потоком явно различается для временных масштабов порядка 11-летнего цикла и порядка векового цикла. Следовательно, применение (11) вместо (2) является необходимым. На рис.4 приведена средняя 400-

Рис.3. Изменение значения переходного коэффициента формулы (5) в зависимости от временного масштаба (шкалы).



летняя реконструкция ряда напряженности межпланетного магнитного поля, полученная с помощью MSR и DPS подходов (как показало исследова-

ние, DPS и MSR реконструкции и в данном случае коррелируют между собой с коэффициентом корреляции $\rho = 0.97$).

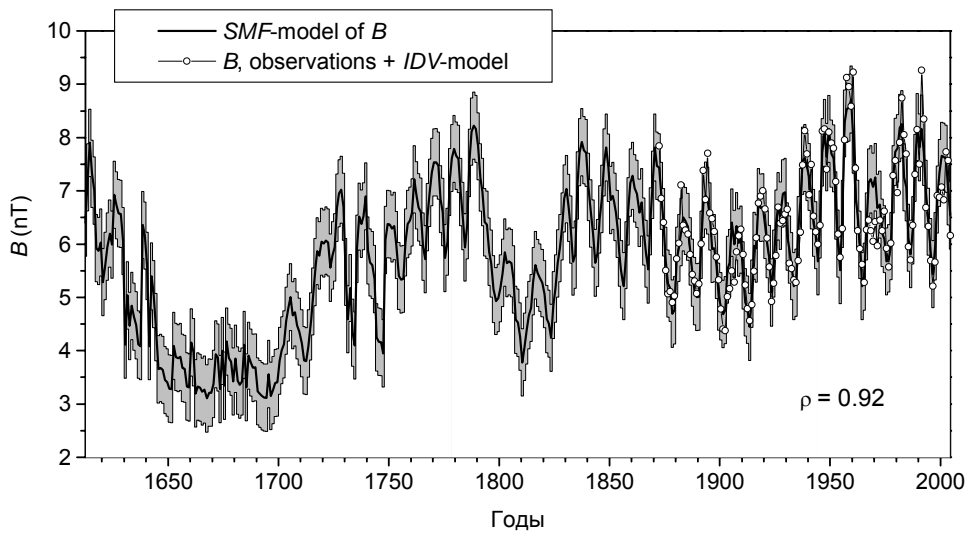


Рис.4. SMF модель поведения напряженности ММП для четырехсотлетней шкалы на основе соотношения (5).

Вариации ММП в последние 900 лет

На основе нашей «нелинейной» модели солнечной активности [8], используя MSR и DPS подходы, мы произвели также реконструкцию поведения ММП на 900-летней шкале (NL-модель). Она приведена на рис.5.

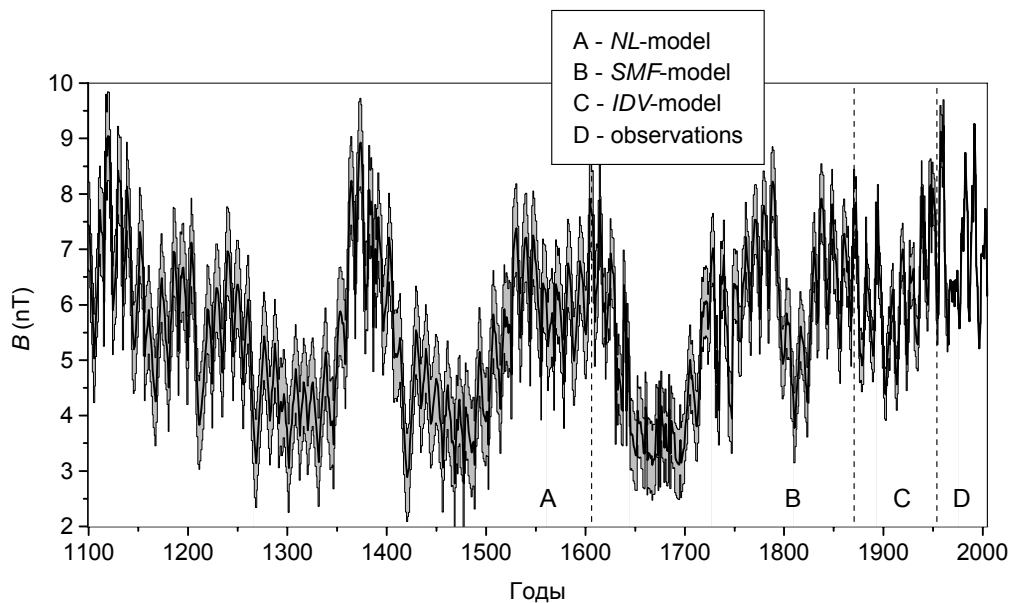


Рис.5. Модель поведения напряженности ММП на 900-летней шкале, полученная с помощью [8].

С ее помощью можно рассмотреть частотность различных значений напряженности ММП – см. рис.6. Видно, что выделяются три группы значений, соответствующие низкому, среднему и высокому уровням B . Высокие

значения, хотя они и редки, все же не представляют собой нечто экстраординарное: 9% времени ММП находится в подобных состояниях.

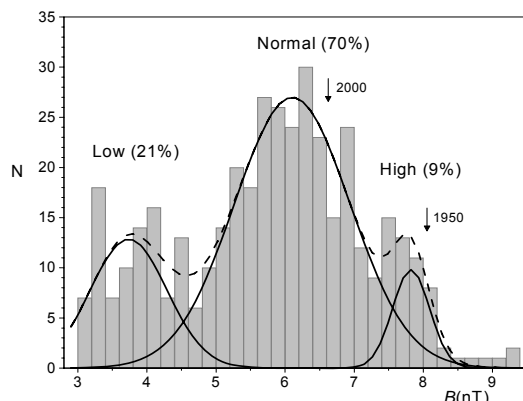


Рис.6. Частотность различных значений напряженности ММП.

Выводы

Вернемся к заключению Локвуда и др. [1] о том, что ММП в течение 20-го века удвоило свою величину, и альтернативному выводу, Свальгаарда и Клайвера [4], гласящему, что это увеличение было гораздо меньшим: с 1900 по 1960 гг. – всего на 20 процентов.

В целом поддерживая аргументацию второй группы авторов, мы, тем не менее, получили несколько большее увеличение B с начала 20-го века по 1960 г.: на ~35 %. Кроме того, если сравнить нашу 400-летнюю реконструкцию с аналогичной, произведенной Свальгаардом и Клайвером, окажется, что наша дает более низкие значения напряженности ММП в Маундеровском минимуме. Отличие реконструкций происходит как раз из-за того, что мы дополнительно учли дифференциальный характер связей между индексами на различных частотных шкалах, и этот факт кажется принципиальным не только в данном случае, но и вообще для реконструкционных процедур.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты 04-02-17560, 06-02-16268-а), СПбНЦ и программы Президиума РАН № 16.

Литература

1. *Lockwood, M., R. Stamper, M.N. Wild, Nature, 399, 437 (1999).*
2. *Svalgaard, L., E.W. Cliver, and P. Le Sager, Adv. Space Res., 34(2), 436 (2004).*
3. *Lockwood, M, et al., Ann. Geophys., 23(xx), xxx, SRef-ID: (2005)*
4. *Svalgaard, L., Cliver E. W., J. Geophys.Res., 110, A12103 (2005).*
5. *Nagovitsyn Yu.A. Ivanov V.G., Miletsky E.V., and Volobuev D.M., Solar Phys., 224, 103 (2004).*
6. *Малинецкий Г.Г., Пономов А.Б. Современные проблемы нелинейной динамики (М.: Эдиториал УРСС, 2000).*
7. *Наговицын Ю.А., Письма в Астрон. журн. 31, 622 (2005).*
8. *Наговицын Ю.А., Письма в Астрон. журн. 23, 851 (1997).*

РЕКОНСТРУКЦИЯ ГЕЛИОСФЕРНОГО ТОКОВОГО СЛОЯ

Будник А.И., Понявин Д.И.

НИИ Физики, Санкт-Петербургский Государственный Университет

RECONSTRUCTION OF THE HELIOSPHERIC CURRENT SHEET

Budnik A.I., Ponyavin D.I.

Institute of Physics, St. Petersburg State University

Abstract

Kinematical approach to model heliospheric current sheet (HCS) using smoothed synoptic maps of magnetic fields at the sun as boundary conditions was employed. We have restored three-dimensional topology and dynamics of the HCS during some periods of solar activity cycle.

Введение

Сразу после открытия космическими аппаратами секторных границ межпланетного магнитного поля стало ясно, что крупномасштабные магнитные поля на Солнце играют определяющую роль в организации солнечной короны и формировании структуры солнечного ветра [1]. Секторные границы, разделяющие полярность межпланетного магнитного поля (по направлению к Солнцу или от Солнца) являются срезом на орбите Земли топологически сложно организованной поверхности, так называемого гелиосферного токового слоя (ГТС). Формирование этой поверхности происходит в основании солнечной короны, в области источника солнечного ветра.

Данная работа посвящена исследованию топологии гелиосферного токового слоя вплоть до расстояния 5 AU с учетом переменных во времени граничных условий. В работе представлена реконструкция токового слоя с использованием осредненных синоптических карт в качестве граничных условий в периоды минимума и максимума солнечной активности, исследована топология ГТС при переполюсовке магнитного поля на Солнце.

Модель

Первым этапом работы было решение нестационарной задачи, суть которой заключается в том, что магнитное поле Солнца рассматривается как диполь с переменной пространственно-временной ориентацией (аналогичная задача была рассмотрена ранее в [2]). Основанием ГТС служит плоскость раздела полярности дипольной системы.

В данной работе используется упрощенная модель переполюсовки гелиосферного магнитного поля, создаваемого тонким токовым слоем. Приближение заключается в том, что скорость распространения возмущения

постоянна и никак не зависит от расстояния до источника и времени. Мы пренебрегаем плазменными динамическими эффектами, а также дифференциальным вращением Солнца.

Перейдем теперь непосредственно к методу построения токового слоя. Введем гелиоцентрическую сферическую систему координат. Для простоты положим, что ГТС вблизи Солнца имеет вид тонкого кольца. Плоскость этого основания наклонена относительно оси вращения Солнца на угол ψ (рис.1), который в процессе переполюсовки меняется со временем. Поскольку межпланетное магнитное поле «вморожено» в плазму солнечного ветра, то можно принять, что точки токового слоя в любой момент времени проецируются вдоль радиальных направлений в гелиосферу с характерной скоростью солнечного ветра v , которая считается в модели постоянной [2]. Таким образом, построение поверхности гелиосферного токового слоя сводится к трансляции в пространство и повороту основания.

При таком подходе геометрическое место точек, определяющих форму поверхности ГТС, представляет собой систему вложенных концентрических линий, определенным образом расположенных в пространстве.

Пренебрежение магнитогидродинамическими эффектами взаимодействия высокоскоростных потоков солнечного ветра могут привести к значительным отклонениям от реальных параметров межпланетного магнитного поля [3]. Однако, такое простое кинематическое приближение вполне допустимо в области внутренней гелиосферы.

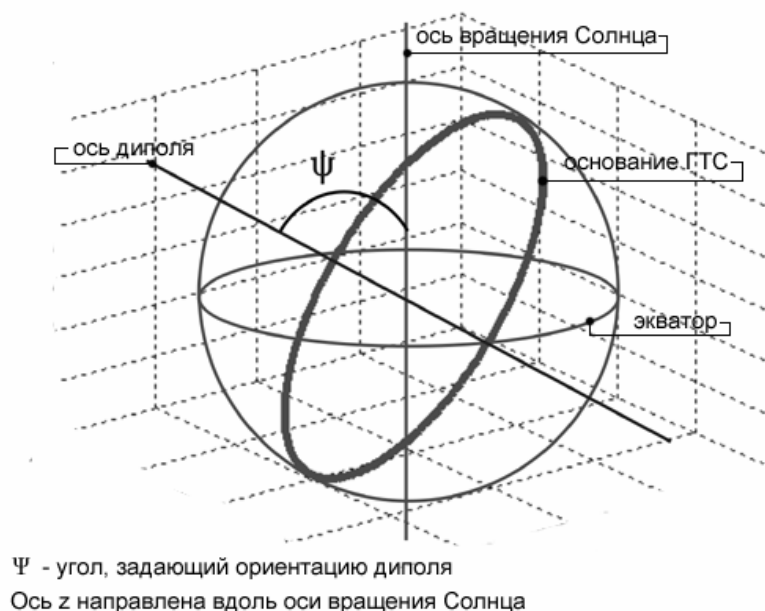


Рис. 1. Ориентация магнитного диполя, задаваемой углом ψ , по отношению к оси вращения Солнца.

Обратимся теперь непосредственно к результатам моделирования. Компьютерный расчет производится последовательно для каждого момен-

та времени. Форма основания считалась гладким невозмущенным кольцом. На рисунке 2а представлена поверхность, соответствующая стационарной задаче, то есть учет изменения ориентации диполя не ведется. Скорость солнечного ветра в данном случае принималась равной 350 км/с, моделирование проводилось для одного оборота Солнца (~27 дней). Расстояние от центра до границ поверхности составляет примерно 5AU.

Более сложная конфигурация гелиосферного токового слоя наблюдается при рассмотрении изменения ориентации диполя. В зависимости от скорости вариаций угла ψ получаются различные поверхности. На рисунке 2б представлен случай быстрой переполюсовки, когда вектор дипольной составляющей магнитного поля Солнца повернулся в плоскости перпендикулярной экваториальной на угол 120 градусов за 15-дневный период времени (~ половина оборота Солнца). Скорость солнечного ветра составляла так же 350 км/с, моделирование проводилось для двух солнечных оборотов. В первые 39 дней ориентация диполя была неизменной: угол $\psi \sim 30$ градусов. Последние 15 дней характеризовались значительным изменением положения оси диполя. В результате была получена сложная много-связная поверхность, отражающая изменение ориентации магнитного поля во времени.

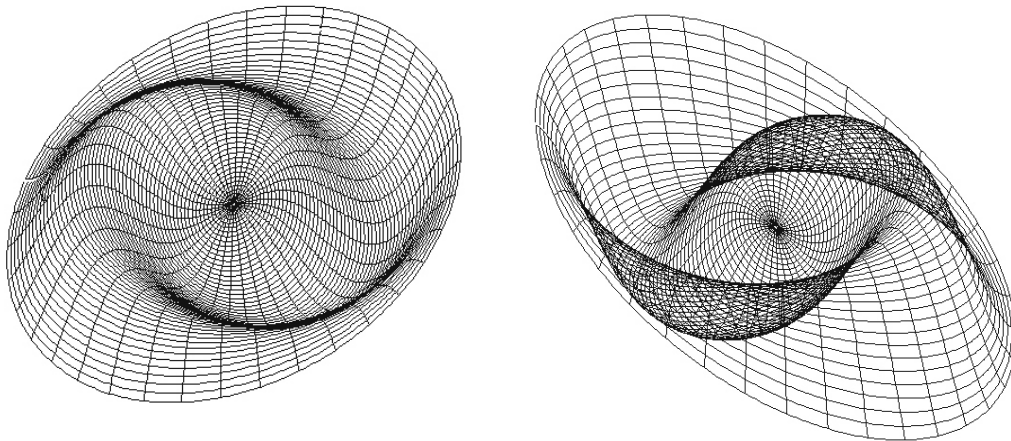


Рис. 2. а – ГТС в стационарном случае (угол ψ постоянен), б – ГТС в случае быстрой переполюсовки магнитного поля (120 градусов за 10-дневный период).

Реальная форма поверхности гелиосферного токового слоя отличается от идеальной модели магнитного диполя.

Синоптические карты

Следующим шагом в исследовании структуры гелиосферного токового слоя был переход к использованию реальных данных в качестве граничных условий. При этом были рассмотрены данные наблюдений магнитного поля на Солнце обсерватории Kitt Peak.

Синоптические карты с высоким разрешением, были подвержены осреднению с целью выделения нулевой линии в основании ГТС [4]. Примеры осредненных карт представлены на рисунке 3.

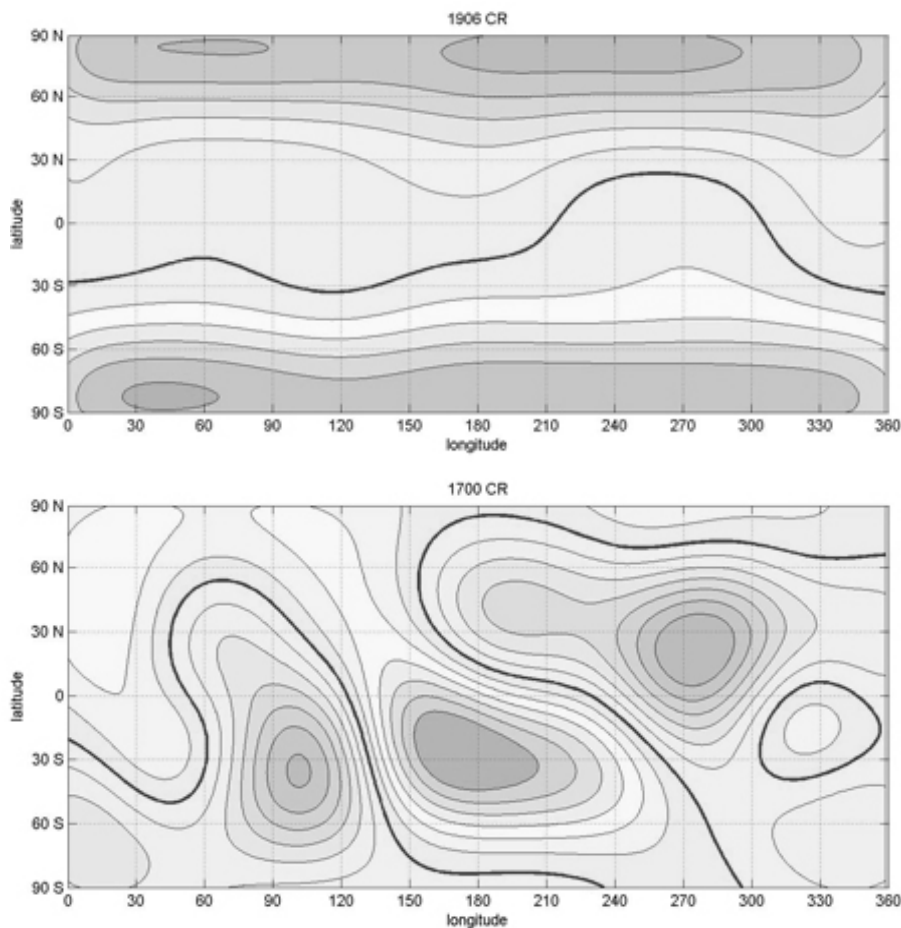


Рис. 3. Синоптические карты осредненных магнитных полей за 1906 и 1700 кэррингтоновские обороты [4].

Для дальнейшего рассмотрения задачи и анализа полученных результатов необходимо описать технологию создания синоптических карт, дабы выявить ограничения, которые накладывают исходные данные на процесс моделирования и интерпретацию результатов.

Карта представляет собой образ солнечной поверхности в цилиндрической системе координат и является таблицей 360x180 элементов. Каждый элемент таблицы имеет свое значение, соответствующее напряженности магнитного поля в определенной области. Ежедневно получают данные, соответствующие лишь ~3.7% всей солнечной поверхности. Карта становится завершенной лишь спустя 27 дней. Таким образом, синоптические карты не являются моментальным снимком солнечной поверхности. Данные, полученные в первые дни, значительно устаревают и не соответствуют действительному распределению полей на Солнце. Это становится особенно существенным в максимумах активности, когда поля значительно меняются от оборота к обороту.

Для построения поверхности использовалась следующая техника: берется последовательность осредненных синоптических карт и сшивается в одну большую ленту, по которой скользит рамка с шириной 360 градусов. Область, выделяемая рамкой, представляет собой магнитограмму солнеч-

ной поверхности в конкретный момент, а нейтральная линия – основание гелиосферного токового слоя. Скорость передвижения рамки по набору карт соответствует скорости вращения Солнца вокруг своей оси. Данный подход позволяет иметь «свежие» данные в пределах ~ 13 градусов от правого края рамки, именно такая часть солнечной поверхности ежедневно заносится в таблицу данных синоптических карт.

При использовании осредненных синоптических карт, в качестве основания гелиосферного токового слоя, нулевая линия будет иметь характерный разрыв, связанный с эволюцией магнитного поля на невидимой с Земли стороне Солнца.

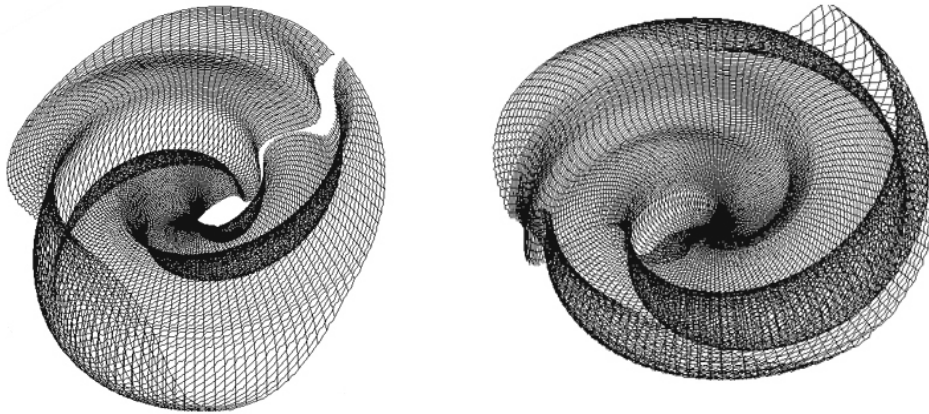


Рис. 4. Гелиосферный токовый слой, восстановленный в минимуме солнечной активности с использованием осредненных синоптических карт в качестве граничных условий.

Результаты

Основные результаты численного моделирования представлены на рисунке 4, на которых изображен гелиосферный токовый слой с разных углов точек обзора. В качестве начальных граничных условий были взяты осредненные синоптические карты в течение минимума солнечной активности (1785-1786 обороты по Кэррингтону). Моделирование проводилось для одного оборота при постоянной скорости солнечного ветра ~ 300 км/с. Граница поверхности лежит на расстоянии порядка 5AU от центра.

В целом, даже в минимуме солнечной активности гелиосферный токовый слой, полученный таким образом, имеет достаточно сложную конфигурацию. Поверхность отражает динамику изменения магнитного поля во времени. В данном случае учитывается не только колебание оси квазидипольного поля, но и более тонкая структура нейтральной линии. Токовый слой имеет характерный разрыв, связанный с ограничениями синоптических карт, описанными выше. На рисунке 4 явно выражен так называемый эффект «юбки балерины»: гелиосферный токовый слой в периоды минимума солнечной активности имеет конусообразную структуру направленную либо к югу, либо к северу, в зависимости от четности цикла [5].

Использование осредненных синоптических карт в качестве граничных условий при моделировании приводит к появлению магнитного монополя, то есть преобладания поля определенного направления в течение всего оборота Солнца. Квазирегулярное поведение магнитного монополя на Солнце достаточно часто наблюдается на Солнце и находит свое отражение в межпланетном магнитном поле [6].

Для наглядности данного явления мы промоделировали ситуацию, когда нейтральная линия смещается к северному полушарию (рис. 5). Таким образом, рассмотренный нами кинематический метод позволяет в целом описать особенности топологии и динамики гелиосферного токового слоя в течение цикла солнечной активности.

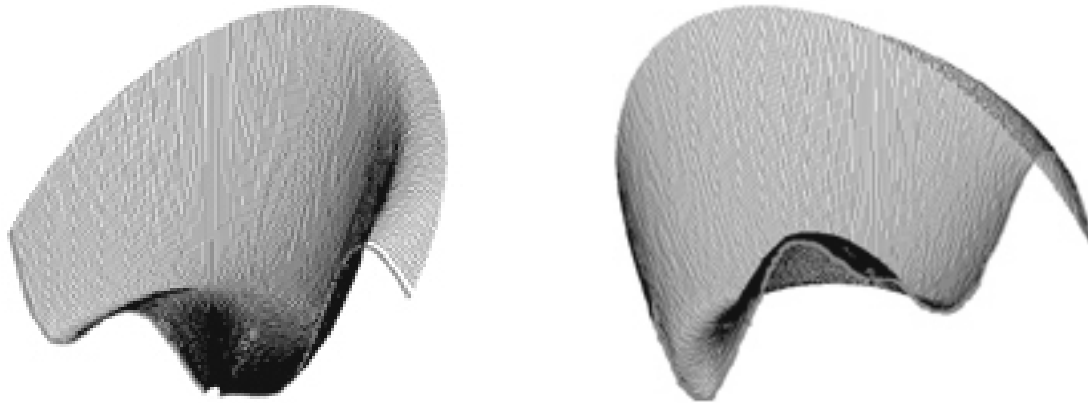


Рис. 5. (слева направо) – разрез гелиосферного токового слоя, полученного при смещении нейтральной линии в северное полушарие (монополь); разрез ГТС при несмещенной нейтральной линии.

Литература

1. *Ness N.F., Wilcox J.M.*, Solar origin of interplanetary magnetic field, *Phys. Rev. Lett.*, 13(15), 461-464, 1964.
2. *Веселовский И.С., Жуков А.Н., Панасенко О.А.*, Переполюсовка гелиосферного магнитного поля: теоретическая модель, В сб. «Солнце в эпоху смены знака магнитного поля», Труды международной конференции, 28 мая – 1 июня 2001 г., ГАО, Пулково, Санкт-Петербург, 2001, с.89-96.
3. *Riley P., Linker J.A., Mikic Z.*, Modeling the heliospheric current sheet: Solar cycle variations, *J Geophys. Res.*, 107(A7), 10.1029/2001JA000299, 2002
4. *Бажанов А.А., Понявин Д.И.*, Эволюция магнитного поля на Солнце, в печати.
5. *Hitula T., Mursula K.*, Long dance of the bashful ballerina, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L03105, doi:10.1029/2005GL025198, 2006
6. *Понявин Д.И.*, Квазимонопольное поведение магнитного поля Солнца видимого как звезда, В сб. «Солнечная активность и космические лучи после смены знака полярного магнитного поля Солнца». Труды международной конференции, 17-22 июня 2002 г., ГАО, Пулково, Санкт-Петербург, 2002, с. 477-484.

Часть III. Космические лучи и климат

**ИЗМЕНЕНИЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ,
КОНЦЕНТРАЦИИ КОСМОГЕННЫХ ИЗОТОПОВ И КЛИМАТА
В ПОСЛЕДНИЕ ~ 10 ТЫСЯЧ ЛЕТ**

Дергачев В.А.¹, Распопов О.М.², Юнгнер Х.³

¹*ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*

²*СПбФ ИЗМИРАН, Санкт-Петербург, Россия*

³*Хельсинский университет, Хельсинки, Финляндия*

**CYANGES OF SOLAR ACTIVITY, COSMOGENIC ISOTOPE
CONCENTRATION AND CLIMATE OVER THE LAST
~ 10 THOUSAND YEARS**

Dergachev V.A.¹, Raspopov O.M.², H.Jungner³

¹*Ioffe Physico-Technical Institute, Saint Petersburg, Russia*

²*SPbF IZMIRAN, Saint Petersburg, Russia*

³*University of Helsinki, Helsinki, Finland*

Abstract

The current level of knowledge about the climate doesn't provide the tools needed to predict when rapid natural climate changes will occur and what forms it might take. The Sun is the fundamental driver of the Earth's climate system, in view of the fact that it provides more than 99% of the energy to the Earth's climate. Solar signals have now been uniquely detected in many tropospheric processes and sea-surface temperatures. The observed solar variability acts on the atmosphere through total solar irradiance variations and solar spectral irradiance variations, through solar energetic particle events and through modulation by the solar magnetic activity cycle of the flux of both galactic cosmic rays and solar energetic particles. Demonstrating a direct connection between solar variability and climate change has proved difficult, largely due to the lack of generally accepted physical mechanisms for imprinting solar variability onto the lower atmosphere. In order to determine the mechanisms and sensitivities with the climate system responds to solar forcings, it will be necessary to have the best possible estimates of the historical and prehistorical variations of those forcings. Thus, recalibration and improvement of proxy records of solar forcings are high priority. Although Holocene climate fluctuations have been less extreme and often more regional in scale than climate change events during full glacial time, our analysis demonstrates the significant climate variability during this period.

Введение

Исследования в течение последних лет выделили несколько возможных причин изменения климата длительностью от десятков до тысяч лет как внутреннего, так и внешнего характера, однако до сих пор нет ясности, какая или какие из них ответственны за наблюдаемые климатические флуктуации. Основным сдерживающим фактором большинства из рассматриваемых причин являются, как отсутствие приемлемого физического механизма, посредством которого эти факторы могут воздействовать на

климат, так, в ряде случаев, и недостаточная статистическая обоснованность полученных корреляционных соотношений или отсутствие корреляции в отдельные интервалы времени.

Идея, что изменения солнечной активности (СА) могут оказывать влияние на земной климат, имеет давнюю историю. Но благодаря работе, опубликованной Эдди тридцать лет назад [1], особо резко возрос интерес к выяснению возможного влияния Солнца на климат Земли. Дж. Эдди нашел связь между минимумом Маундера – дефицит солнечных пятен в 17-м и 18-м столетиях, как известно, отражающих уменьшение СА, - и «малым ледниковым периодом». Однако механизмы изменения климата, обусловленные солнечными процессами, вызывают острую дискуссию в среде исследователей, исследующих антропогенное воздействия на климат. Главная проблема здесь состоит в том, что экспериментальное исследование изменений полного потока солнечной энергии имеет короткую временную шкалу, а сами изменения потока кажутся слишком малыми, чтобы объяснить изменения климата на фоне влияния человека на земной климат. Возможный путь решения этой проблемы лежит через исследование изменений интенсивности космических лучей (КЛ), которая меняется в зависимости от СА. Тем более что изменения интенсивности КЛ детально записаны в годовых кольцах деревьев или слоях льда на временных масштабах сотни и тысячи лет, что, в принципе, позволяет отделить антропогенный фактор изменения климата.

Поскольку космические лучи являются одним из главных факторов ионизации в земной атмосфере, они могут создавать ядра конденсации, на которых могут формироваться водяные капельки облака. Большая интенсивность КЛ при слабой СА должна приводит к большему числу ядер конденсации облаков и наоборот. Увеличение облачности, в свою очередь, увеличивает отражение солнечного излучения от планеты и, таким, образом, имеет место охлаждение. Следовательно, КЛ могут воздействовать на облачность. Такая связь между облачностью и КЛ была установлена Свенсмарком и Фрис-Кристенсенем в 1997 году [2]. А в работе [3] приведены аргументы, что большая часть глобального потепления последних 100 лет может быть объяснена на основе работы [2]. Важность выяснения механизмов воздействия на климат и получения новых физических результатов в проблеме СА – КЛ – климат столь велика, что в 2010 году предполагается осуществить дорогостоящий эксперимент CLOUD (for Cosmic Leaving Outdoor Droplets) на основе пузырьковой камеры, объединяющий большое количество участников из различных стран мира [4].

Ниже проведен анализ прямых и косвенных данных высокого временного разрешения характеристик СА, КЛ и климата, показывающих связь между этими исследуемыми природными процессами в течение последних ~10000 лет.

Прямые измерения полного солнечного излучения

Точные определения изменений полного солнечного излучения долгое время были невозможными из-за неопределенностей, налагаемых земной атмосферой. Измерения полного солнечного излучения, начатые с помощью аппаратуры, устанавливаемой на спутниках, показали, что вариации этого излучения достаточно малы, что дало скептикам повод отвергать или считать влияние этих изменений на климат незначительным. Однако, как показывает анализ уже полученных детальных измерений потока солнечного излучения за более чем четверть века, становится более ясным понимание изменений полного потока энергии от Солнца, приходящего на земную поверхность. Установленная прямая связь между закономерностью изменения во времени числа солнечных пятен и полным солнечным излучением является большим успехом, поскольку позволяет нам использовать относительно короткие временные ряды измерений излучения на спутниках вместе с другими видами солнечных наблюдений, что позволяет делать выводы о возможном поведении полного солнечного излучения в течение столетий и тысячелетий, т.е. на временной шкале представляющей прямой интерес для изучения изменений климата.

На Рис. 1 приведены результаты ежедневных вариаций полного солнечного излучения с 1978 года и 81-дневное скользящее среднее по этим данным (сплошная кривая) [5].

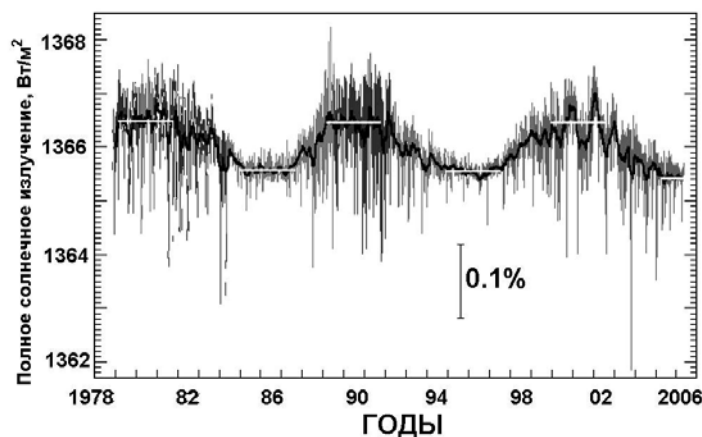


Рис. 1. Временные изменения полного солнечного излучения по спутниковым измерениям.

Отметим, что размах амплитуды высокочастотных вариаций излучения ото дня ко дню достигают величины около 0.3%, в то время как этот высокочастотный сигнал, налагаемый на 11-летнюю вариацию, имеет размах амплитуды всего 0.05-0.07%. Увеличения полного солнечного излучения оказались около 1980, 1990 и 2001 гг. Горизонтальными линиями показаны амплитуды вариаций излучения в течение максимумов и минимумов трёх солнечных циклов. Возможность бóльших вариаций полного солнечного излучения опирается на косвенные данные и моделирование.

О реконструкциях приповерхностной земной температуры в течение прошедшего тысячелетия

Восстановление приповерхностной температуры для обширных географических регионов, используя многочисленные косвенные методы, является важным вкладом в исследование климата. Для создания этих реконструкций используются индивидуальные косвенные данные, обычно показывающие сильные корреляции с местными условиями окружающей среды и, в большинстве случаев, имеется физическая, химическая, или физиологическая причина объяснить, почему косвенные данные отражают местные температурные изменения. Доверие к результатам таких реконструкций возрастает, когда имеет место ряд многократных независимых доказательств, указывающих на тот же самый общий результат, как, например, в случае Малого Ледникового Периода или потепления 20-го столетия.

Подобные реконструкции также дают полезный источник информации об изменчивости и чувствительности климата к внешнему воздействию. В пределах существующих неопределенностей, исходя из косвенно оцененных температурных изменений в течение последних одного-двух тысячелетий до начала индустриальной эпохи, можно модельно связать изменения климата с внешними факторами, в частности с оцененными изменениями солнечной активности.

Заметный вклад в дискуссию о роли антропогенного фактора и моделирование климатических сценариев будущего внесли работы Манна и др. [6], где было показано, что потепление 20-ого столетия в северном полушарии был беспрецедентным, по крайней мере, в течение последнего тысячелетия. Однако не все индивидуальные косвенные данные указывают на это. Отметим также, что амплитуда изменения реконструированной температуры на всем тысячелетнем интервале слабо меняется по сравнению с данными других реконструкций. На рис. 2 представлен наиболее представительный набор реконструированных температур, главным образом, из косвенных данных для северного полушария, вместе с инструментальными данными глобальной средней приповерхностной температурой. Этот набор реконструкций показывает, что только в течение последних ~ 400 лет имеет место согласующаяся картина изменения температуры за исключением данных работы [2]. На остальной части временной шкалы можно говорить лишь о качественном согласии.

Главной причиной низкой достоверности крупномасштабных температурных реконструкций и особенно до ~ 1600 г. (рис. 2) является относительная нехватка точно датированных косвенных данных и относительно короткая длина прямых измерений температуры, используемой для калибровки и обоснования реконструкций. Кроме того, необходимо учитывать факт, что различные используемые косвенные данные подвержены влиянию различных климатических переменных, а также то, что взаимосвязь между косвенными данными и локальной температурой может изменяться

во времени. Эти и другие факторы вводят неопределенности, которые трудно идентифицировать количественно.

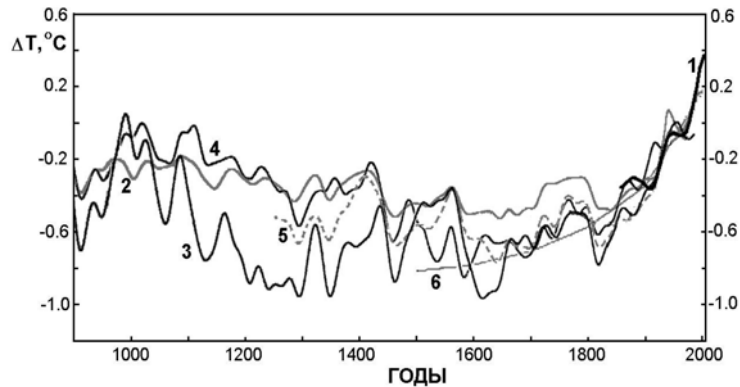


Рис. 2. Инструментальные измерения температуры (1) и сглаженные реконструкции крупномасштабных изменений приповерхностной земной температуры и по данным: 2 – [7], 3 – [8], 4 – [9], 5 – [10], 6 – [11].

Для того чтобы улучшить наши знания и расширить временную шкалу температурных вариаций, необходимо привлекать дополнительные косвенные данные и более детальное покрытие тех регионов, по которым составлены реконструкции температуры на ограниченных данных.

~200-летний солнечный цикл – фундаментальный сигнал для оценки солнечного вклада в изменение климата

Как указывалось выше, многостороннее воздействие человека на климатическую систему в современную эпоху, наиболее обеспеченную обильными детальными измерениями характеристик различных природных процессов, не позволяет однозначно разделить вклады естественных и антропогенных факторов. Однако, судя по результатам исследования связи между изменениями характеристик СА в течение последнего тысячелетия, записанной в косвенных данных и откалиброванных по инструментальным данным, и изменениями концентрации космогенных изотопов в течение этого же временного интервала, появляется возможность разделить вклады антропогенного и естественного происхождения.

Рассмотрим рис. 3, на котором представлены связанные с СА индикаторы: полярные сияния, наблюдаемые в высоких широтах; реконструкция солнечного излучения; моделирование изменения температуры за счет изменения полного потока солнечного излучения и концентрации космогенных изотопов ^{14}C и ^{10}Be , модулируемые солнечной активностью.

Обратим внимание на то, что в реконструкции [13] использовалась дискретная вейвлет методика для выделения пояса частот в температурных рядах и результаты сопоставлялись с наблюдениями солнечных пятен. На рис 3в четко прослеживается примерно 207-летняя волна, которая хорошо совпадает с экстремумами СА, проявляющимися в увеличении амплитуд

концентраций ^{14}C и ^{10}Be . Общее понижение солнечного воздействия прослеживается и в реконструкции [12].

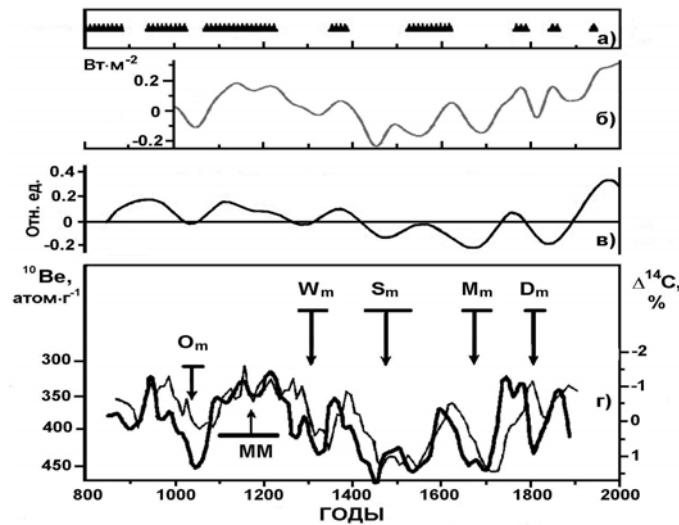


Рис. 3. а). Увеличения наблюдаемой в прошлом активности полярных сияний;
б). Реконструкция потока солнечного излучения [12];
в). Реконструкция температуры основе современных моделей NCAR-CSM 1.4 климатической системы за счет полного набора экспериментальных данных по видам излучения [13];
г) изменения концентрации ^{14}C [14] и ^{10}Be [15]. O_m , W_m , S_m , M_m , D_m – соответственно минимумы солнечной активности: Оорта, Вольфа, Шпёрера, Маундера и Дальтона. MM – средневековый максимум солнечной активности.

Таким образом, выделяемая ~ 200 -летняя волна в климатических данных с большой вероятностью имеет солнечное происхождение, т.е. является своего рода ритмоводителем, который может быть использован для исследования в климатических рядах потенциального временного солнечного проявления. И что особенно важно, эта солнечная волна дает возможность оценки фундаментальных вопросов климатической изменчивости на масштабах времени в десятки лет, на которых она является трендом.

Крупномасштабные изменения солнечной активности и климата в течение последних ~ 10 тыс. лет

Кроме ~ 200 -летнего солнечного сигнала в концентрации космогенных изотопов выделяется и примерно 2000-летняя волна (напр., [16]). Известно, что горные ледники и уровни озер являются чувствительными индикаторами климата и хорошо откликаются на периоды холодных и влажных климатических условий. Исследуя протяженность горных ледников за интервал времени последних 10 тыс. лет в различных регионах земного шара, авторы [17] установили примерно 2400-летнюю периодичность их роста. Такую же периодичность показывают и изменения уровня 26 озер в Средней Европе [18]. Такая же крупномасштабная регулярность резких изменений климата установлена по результатам изучения изменений кон-

центрации морской соли и приземной пыли в кернах льда из Центральной Гренландии [19]. На крупномасштабную изменчивость климата указывают и данные по изменению обломочных пород, выносимых в северную часть Атлантического океана [20], и данные по изменению индекса полярной циркуляции из данных Гренландских льдов [21]. Как видно на рис. 4, высокий уровень концентрации радиоуглерода (возможно, обусловленный крупномасштабными изменениями СА), хорошо отслеживает крупномасштабные климатические циклы.

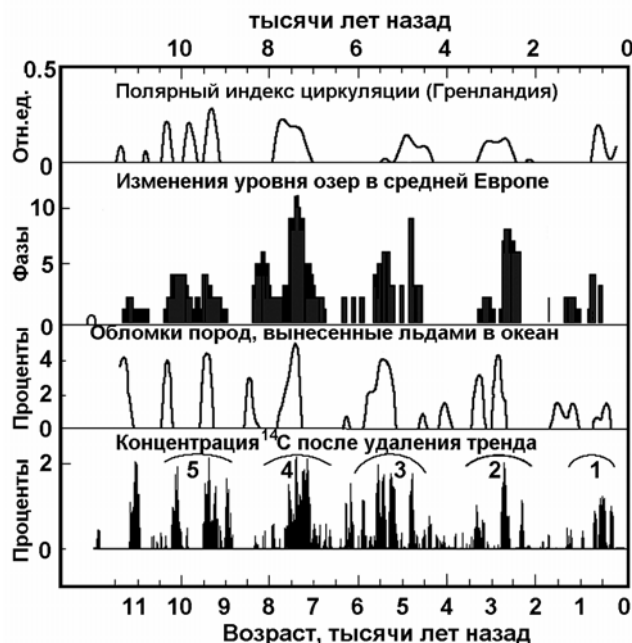


Рис. 4. Сравнение данных по изменению: полярного индекса циркуляции, среднего уровня 26 озер на территории Средней Европы, выноса в Северный Атлантический Океан обломков пород тающими ледниками и резких увеличений амплитуды в концентрации ¹⁴C.

Выводы

Результаты работы указывают на то, что крупномасштабные сигналы в ~ 200 и ~ 2000 лет, выделяемые как в изменении климатических характеристик по различным косвенным данным, так и в изменениях концентрации космогенных изотопов и наблюдательных и косвенных данных о солнечной активности, по-видимому, имеют солнечную природу.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 06-04-48792а, 06-02-16268а, 06-05-64200а), ИНТАС - проект 03-51-4445, Президиума РАН (программа «Изменения окружающей среды и климата») и Президиума Петербургского научного центра РАН (программа «Изучение роли естественных и антропогенных факторов в изменении климата Северного полушария на длительных временных шкалах»).

Литература

1. **Eddy J.A.** *Science*. V. 192. P. 1189-1202. 1976.
2. **Svensmark H. and Friis-Christensen E.** *J. Atmos. Solar-Terrest.Phys.* V. 59. P. 1225–1232. 1997.
3. **Marsh N. and Svensmark H.** *Space Sci. Rev.* V. 94. P. 215–230. 2000.
4. **The Cloud Collaboration;** preprint at <http://arxiv.org/abs/physics/0104048> (2000).
5. **Fröhlich C.** Solar irradiance variability since 1978: Revision of the PMOD composite during solar cycle 21. *Space Sci. Rev.* (in the press); preprint atftp://ftp.pmodwrc.ch/pub/Claus/ISSI_WS2005/ISSI2005a_CF.pdf (2006).
6. **Mann M.E., Bradley R.S. and Hughes M.K.** *Geophys. Res. Lett.* V. 26. P. 759–762. 1999.
7. **Mann M.E. and Jones P.D.** *Geophys. Res. Lett.* V. 30. 1820, doi:10.1029/2003GL017814 (2003).
8. **Esper J., Cook E.R. and Schweingruber F.H.** *Science*. V. 295. P. 2250–2253. 2002.
9. **Moberg A., Sonechkin D., Holmgren K., Datsenko N. and Karlen W.** *Nature*. V. 433. P. 613–617. 2005.
10. **Hegerl G.C., Crowley T.J., Baum S.K., Kim K.Y. and Hyde W.T.,** *Geophys. Res. Lett.* V. 30. P. 1242-1245. 2003.
11. **Huang S., Pollack H.N. and Shen P.Y.** *Nature*. V. 403. P. 756-758. 2000.
12. **Crowley T.J.** *Science*. V. 289. P. 270-277. 2000.
13. **Ammann C.M., Joos F., Schimel D.S., Otto-Bliesner B.L. and Tomas R.A.** *Proc. Nat. Acad. Sci.*, submitted, 2006.
14. **Stuiver M., Reimer P.J., Bard E., Beck J.W., Burr G.S., Hughen K.A., Kromer B., McCormac G., van der Plicht J. and Spurk M.** *Radiocarbon*. V. 40. P. 1041-1083. 1998.
15. **Bard E., Raisbeck G., Yiou F. and Jouzel J.** *Tellus*. V. 52B. P. 985-992. 2000.
16. **Vasiliev S.S. and Dergachev V.A.** *Annales Geophysicae*. V. 20. P. 115-120. 2002.
17. **Denton G.H. and Karlen W.** *Quaternary Research*. V. 3. P. 155-205. 1973.
18. **Magny M.** *Quaternary International*. V. 113 . P. 65-79. 2004.
19. **O'Brien S.R., Mayewski P.A., Meeker L.D., Meese D.A., Twickler M.S. and Whitlow S.I.** *Science*. V. 270. P. 1962-1964. 1995.
20. **Bond G., Kromer B., Beer J., Muscheler R., Evans M.N., Showers W., Hoffmann S., Lotti-Bond R., Hajdas I. and Bonani G.** *Science*. V. 294. P. 2130-2136. 2001.
21. **Mayewski P.A., Meeker L.D., Twickler M.S., Whitlow S., Yang Q., Lyons W.B. and Prentice M. J.** *Geophys. Res.* V. 102. P. 26345-26366. 1997.

КВАЗИДВУХСОТЛЕТНИЙ СОЛНЕЧНЫЙ ЦИКЛ И ЕГО КЛИМАТИЧЕСКИЙ ОТКЛИК

Распопов О.М.¹, Дергачев В.А.², Кузьмин А.В.³, Лопатин Е.В.⁴

¹СПбФ ИЗМИРАН, С.-Петербург, Россия, E-mail: oleg@or6074.spb.edu

²Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия,
E-mail: v.dergachev@mail.ioffe.ru

³Полярный альпийский ботанический сад институт, Кольского НЦ РАН, Апатиты,
Мурманская область, Россия

⁴Институт биологии Коми НЦ УрО РАН, Сыктывкар, Республика Коми, Россия

QUASI-TWO-HUNDRED-YEAR SOLAR CYCLE AND ITS CLIMATIC RESPONSE

Raspopov O.M.¹, Dergachev V.A.², Kuzmin A.V.³, Lopatin E.V.⁴

¹SPbF IZMIRAN, St.-Petersburg, Russia.

²Ioffe Phisico-Technical Institute of RAS, St.-Petersburg, Russia.

³Polar Alpian Botanical Garden Institute of Kola SC of RAS,
Apatity, Murmansk region, Russia

⁴Biological Institute Komi SC of RAS, Syktyvkar, Komi Republic, Russia

Abstract

Analysis of the climatic response to the quasi-two-hundred-year cycle of solar activity (deVries cycle) for two regions of the Earth, i.e., Central Asia and the North Atlantic region, for the last millennium is reported. The results show that Central Asia is characterized by a pronounced climatic response to solar forcing. At the same time, the climatic response in the North Atlantic region has been found to be weaker and manifest itself only in the second half of the last millennium. The results obtained can be interpreted from the standpoint of a nonlinear response of the atmosphere-ocean system to the global influence of long-term variations in solar irradiance. Indeed, as simulation shows, Central Asia is in the region of a distinct positive temperature response to solar forcing, while the North Atlantic is in the boundary region between the positive and negative responses to solar forcing, which leads to response weakening. Thus, in spite of the global nature, the climatic response to long-term variations in solar activity is to have a regional structure.

Введение

Задачей настоящей работы является изучение воздействия ~200-летних циклов солнечной активности (так называемых de Vries циклов) на климатические параметры в последнем тысячелетии в двух районах земного шара: в Центральной Азии и Северо-Атлантическом регионе с целью выявления регионального отклика на долговременные вариации солнечной активности. Постановка задачи обусловлена рядом причин: во-первых, ~200-летний солнечный цикл является одним из самых мощных солнечных циклов [1] и на его примере возможно рассмотрение общей проблемы воздействия солнечной активности на климатические параметры; во-вторых, в целом ряде регионов земного шара, например, в Центральной

Азии уже выявлено четкое развитие климатической цикличности с периодом порядка 200 лет, и эта цикличность имеет высокую степень корреляции (коэффициент корреляции достигает 0,94) [2, 3]; в-третьих, район Северной Атлантики отличается большой временной изменчивостью климатических условий и, можно ожидать, что климатический отклик на долговременные вариации солнечной активности будут иными, чем в других районах земного шара, в частности, в Центральной Азии.

Данные и результаты

Для решения поставленной задачи – выявления регионального климатического отклика на ~200-летние вариации СА было проанализировано и сопоставлено проявление в последнем тысячелетии 200-летней климатической цикличности в двух регионах: в Центральной Азии, где ранее был обнаружен устойчивый климатический отклик (вариации летних температур) на 200-летнюю солнечную цикличность [2, 3], и в Северо-Атлантическом регионе, отличающимся большой вариабельностью климата. Применительно к климатическим вариациям в Центральной Азии, их изучение было дополнено анализом 1500-летней реконструкции интенсивности осадков на Тибетском плато [4]. Вариации осадков, как и вариации летних температур в горах Тянь-Шаня, продемонстрировали в течение 1500 лет наличие устойчивой 200-летней составляющей, которая имеет высокий коэффициент корреляции (0.84) с вариациями солнечной активности, информацию о которых несут вариации плотности ^{14}C в земных архивах (кольца деревьев) [5].

Для анализа 200-летних климатических вариаций в Северо-Атлантическом регионе была использована реконструкция летних температур в Северной Скандинавии на основе вариаций ширины колец сосны в Финской Лапландии [6]. Кроме того, для анализа были также использованы опубликованные данные о вариациях годовых температур на Шпицбергене за последние 800 лет [7] и данные о вариациях атмосферной циркуляции над Гренландией за последние 1500 лет [8]. Результаты анализа для Северной Скандинавии и Шпицбергена разительно отличаются от результатов по Центральной Азии: двухсотлетние климатические колебания проявляются только в последние 400 лет и не охватывают все тысячелетие. В то же время, частотный анализ вариаций атмосферной циркуляции над Гренландией выявил наличие 200-летних вариаций в течение всего тысячелетия. Результаты анализа проиллюстрированы на Рис. 1, где приведены в диапазоне периодов 100-300 лет результаты вейвлет трансформации солнечной активности ($\Delta^{14}\text{C}$) (а) [5], вариаций летней температуры в двух районах Тянь-Шаня (б, в), вариаций осадков на Тибетском плато (г), вариаций летних температур в Северной Скандинавии (д), среднегодовых температур на Шпицбергене ($\delta^{18}\text{O}$) (е, ж) [7] и вариаций атмосферной циркуляции над Гренландией (з, и) [8] за последние 1500 лет.

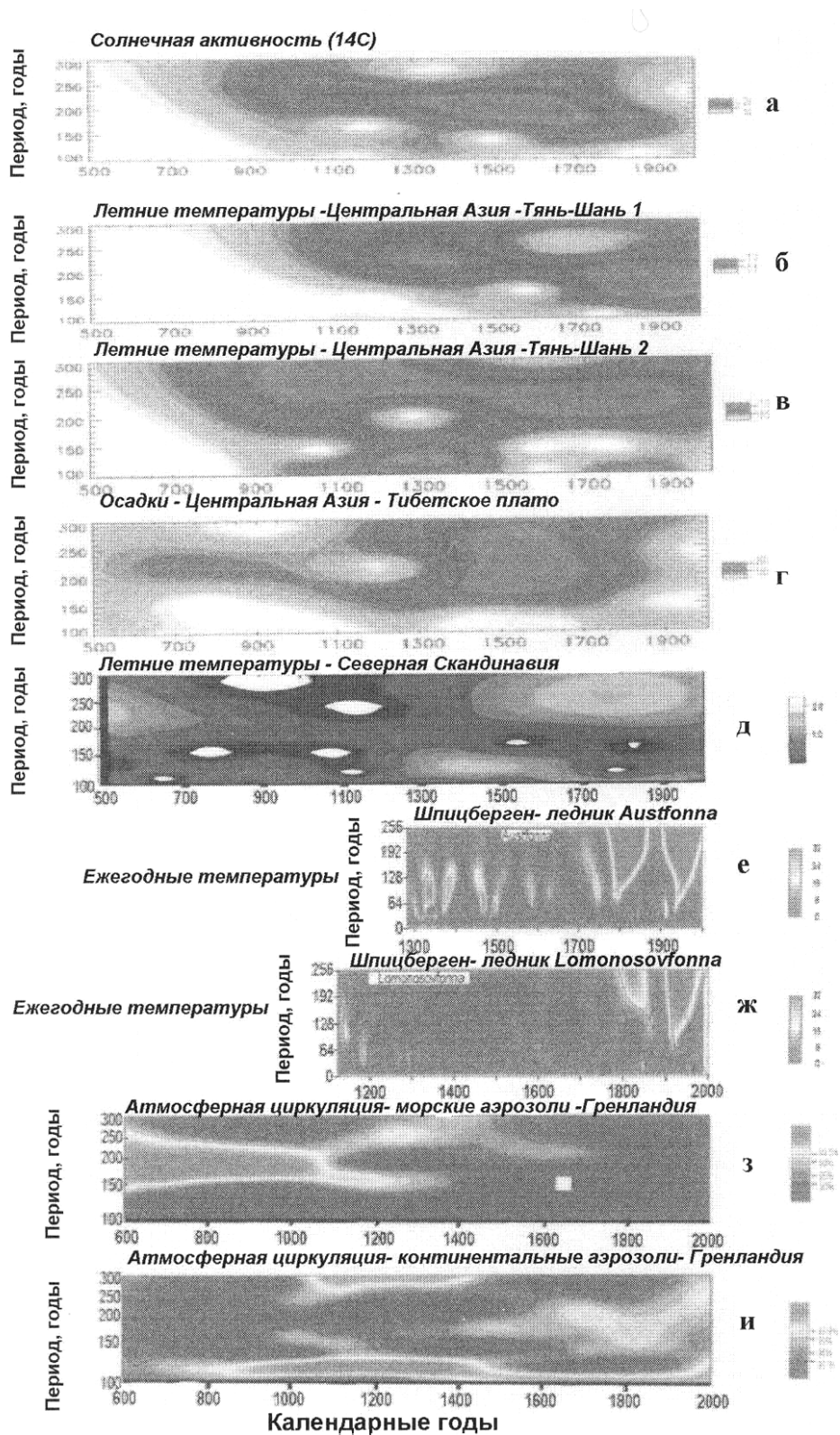


Рис. 1. Результаты: (а) –вейвлет анализа вариаций солнечной активности ($\Delta^{14}\text{C}$); (б) и (в) – вейвлет анализа вариаций летних температур в двух районах Тянь-Шаня; (г) – вейвлет анализа интенсивности осадков в Тибете; (д) – вейвлет анализа летних температур в Северной Скандинавии; (е) и (ж) – вейвлет анализа вариаций температуры на двух ледниках на Шпицбергене; (з) и (и) – спектрально-временного анализа концентрации морских и континентальных аэрозолей (атмосферной циркуляции) во льду Гренландии.

Из рисунка следует, что 200-летние вариации солнечной активности имеют четкий отклик в климатических вариациях в Центральной Азии (Рис.1б, в, г) и Гренландии (Рис.1з, и), но не имеют этого отклика в Северо-Атлантическом регионе: на Шпицбергене (Рис.1е, ж) и Северной Скандинавии (Рис. 1д). Таким образом, проведенные исследования впервые экспериментально продемонстрировали, что климатический отклик на долговременные вариации солнечной активности имеет региональный характер.

Для интерпретации полученных результатов были привлечены данные результатов моделирования температурного отклика системы атмосфера-океан на долговременные вариации солнечной иррадиации [9]. На Рис. 2 карта, где представлены результаты названного моделирования. На карте косой штриховкой отмечены регионы положительного, а горизонтальной штриховкой – отрицательного температурного отклика на возрастание солнечной радиации. Значком **X** на карте отмечены районы, для которых анализировался климатический отклик на 200-летние вариации солнечной активности. Из рисунка следует, что районы Центральной Азии располагаются в регионах отчетливого положительного температурного отклика на долговременные вариации солнечной иррадиации, а район Гренландии – в регионе отчетливого отрицательного отклика. Районы Северной Скандинавии и Шпицбергена находятся в регионе, где климатический отклик близок к нулю и может менять знак, что и подтверждено нами экспериментально. Таким образом, впервые интерпретированы физические причины регионального характера климатического отклика на долговременные вариации солнечной активности как результат нелинейного отклика системы атмосфера-океан на внешнее воздействие.

Выводы

Анализ экспериментальных данных и результатов моделирования свидетельствуют, что климатический отклик на долговременные вариации солнечной активности имеет региональный характер. В ряде регионов, например, в Центральной Азии или Гренландии этот отклик имеет устойчивый характер. В то же время, Северо-Атлантический регион относится к области ослабленного и неоднозначного климатического отклика на долговременные, включая 200-летние, вариации солнечной активности. Конфигурация областей ослабленного климатического отклика на солнечное воздействие и их географическое расположение может изменяться во времени в зависимости от характера атмосферной циркуляции.

Региональность рассматриваемого отклика связана с нелинейным характером отклика системы атмосфера-океан на внешнее солнечное воздействие.

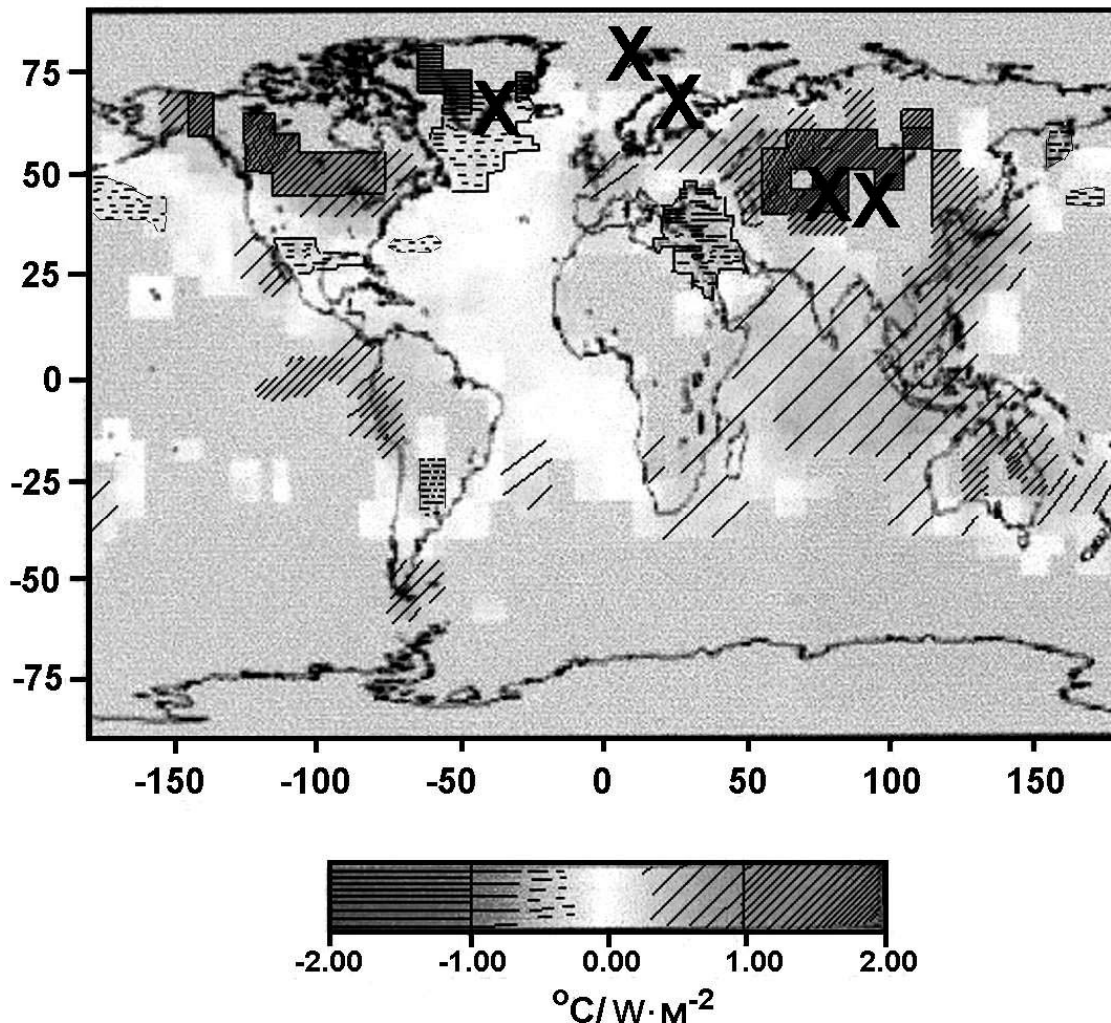


Рис. 2. Результаты моделирования пространственного распределения приземных температур при воздействии на систему атмосфера-океан долговременных вариаций солнечной иррадиации ($T > 40$ лет). Значком **X** обозначено местоположение мест, климатические данные из которых использовались в настоящей работе.

Работа была выполнена при поддержке РФФИ (проекты 06-04-48792, 06-02-16268а, 06-05-64200), Европейской Комиссии (программы INTAS, DENDROLAB и SAMBIFORUS), Программы РАН «Изменения окружающей среды и климата», и Президиума Петербургского научного центра РАН (программа «Изучение роли естественных и антропогенных факторов в изменении климата Северного полушария на длительных временных шкалах»).

Литература

1. **Васильев С.С., Дергачев В.А., Распопов О.М.** 1999. Источники крупномасштабных вариаций концентрации радиоуглерода в атмосфере Земли. Геоматнезизм и аэрономия, 39 (6). 80-89.
2. **Распопов О.М. и Дергачев В.А.** 2005. Проявление двухсотлетнего солнечного цикла в климатических изменениях. Труды IX Пулковской ме-

- ждународной конференции по физике Солнца «Солнечная активность как фактор космической погоды», ГАО РАН, Пулково, Санкт-Петербург, 4-6 июля 2005 года, 221-226.
3. **Raspopov O., Dergachev V., Kozyreva O., and Kolström T.** 2005. Climate response to de Vries solar cycles: evidence of Juniperus Turkestanica tree rings in Central Asia. *Memorie della Società Astronomica Italiana*, V.76 (4). 75-78.
 4. **Shao X., Liang E., Huang L., and Wang L.** 2005. A 1437-year precipitation history from Qilian juniper in the northeastern Qinghai-Tibetan Plateau. *PAGES NEWS* 13 (2), 14-15.
 5. **Stuiver, M., Reimer, P.J. and Braziunas, T.F.** 1998. High-precision radiocarbon age calibration for terrestrial and marine samples. *Radiocarbon* 40(3), 1127-1152.
 6. **Lindholm M. and Eronen M.** 2000. A reconstruction of mid-summer temperatures from ring-widths of Scots pine since AD 50 in northern Fennoscandia. *Geografiska Annaler* 82A. 527-535.
 7. **Isaksson E., Divine D., Kohler J., Martma T., Ponjola V., Motoyama H. and Watanabe O.** 2005. Climate oscillations as recorded in Svalbard ice core $\delta^{18}\text{O}$ records between AD 1200 and 1997. *Geografiska Annaler* 87A (1). 203-213.
 8. **Meeker L. D. and Mayewski P.A.** 2002. A 1400-year high-resolution record of atmospheric circulation over the North Atlantic and Asia. *The Holocene* 12.3. 257-266.
 9. **Waple F.M., Mann M.E. and Bradley R.S.** 2002. Long-term pattern of solar irradiation forcing in model experiments and proxy based surface temperature reconstruction. *Climate Dynamics* 18, 563-778.

О ВОЗМОЖНОМ ПРОЯВЛЕНИИ СОЛНЕЧНЫХ ЦИКЛОВ В КВАЗИРИТМАХ ПРИРОСТА ДРЕВЕСНЫХ КОЛЕЦ В ФИНЛЯНДИИ

Огурцов М.Г.^{1,2}, Юнгнер Х.³, Хелама С.³, Линдхольм М.⁴

¹Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия,

²Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория, С.-Петербург, Россия,

³Университет г. Хельсинки, Финляндия,

⁴Финский Институт Лесоведения, Вантаа, Финляндия.

ON THE POSSIBLE MANIFESTATION OF SOLAR CYCLES IN QUSI- RHYTHM OF TREE-RING GROWTH IN FINLAND

Ogurtsov M.G.^{1,2}, Jungner H.³, Helama S.³, Lindholm M.⁴

¹A.F. Ioffe Physico-Technical Institute, St. Petersburg, Russia,

²Central Astronomical Observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia,

³The University of Helsinki, Helsinki, Finland,

⁴Finnish Forest Research Institute, Vantaa, Finland.

Abstract

Statistical analysis of four five-century dendroreconstructions of temperature in Finland, obtained along north-south latitudinal profile, was performed. It was shown that a three-decadal rhythm (the cycle of Bruckner) is the most prominent and persistent feature of the Finnish climate variability. Century-type variation was obtained in the northern part of transect. Decadal (period close to 10 year) and bi-decadal (ca 20 year period) cyclicities were found also. Decadal periodicity is manifested clearly over the southern part of Finland, while bi-decadal one is more distinct at the north. Possible link of the found climatic variations with the change in solar activity is discussed.

Введение

Недавно финские дендроклиматологи завершили работу по восстановлению летней температуры в течение последних примерно пяти столетий в четырёх районах Финляндии – в бассейне озера Сайма ($\cong 61.5^\circ\text{с.ш.}$), в финской Карелии ($\cong 62.5^\circ\text{с.ш.}$), возле озера Пяозеро ($\cong 65.5^\circ\text{с.ш.}$) и в финской Лапландии ($69-70^\circ\text{с.ш.}$) - расположенных вдоль сечения север-юг [1]. Полученные дендрорекострукции приведены на рис. 1. Данная работа посвящена изучению спектрального состава вариаций летней температуры в Финляндии по данным указанных дендрорекострукций. Работа проведена с помощью Фурье- и вэйвлет-анализа.

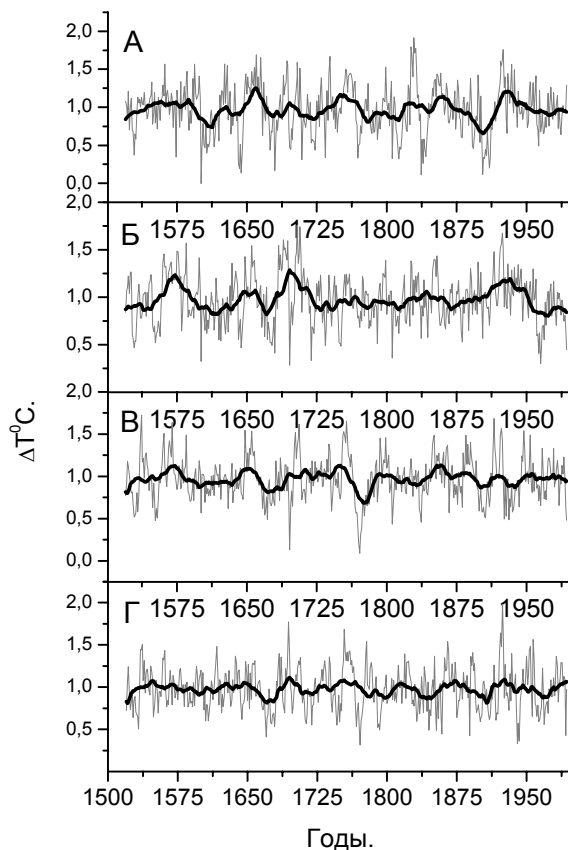


Рис. 1. Дендрореконструкции летней температуры: А – в финской Лапландии; Б – в районе Пяозеро; В – в финской Карелии; Г – в бассейне озера Сайма.

Результаты и обсуждение

Локальные вэйвлетные спектры четырёх восстановленных температурных рядов, полученные с использованием базиса Морле, показаны на рис.2. Значимость деталей спектров была определена при помощи метода, описанного в [2]. Фактор красного шума (AR(1) коэффициент) для всех рядов считался равным 0.5. Он был приближённо оценен способом, описанным в [2]. Фурье-спектры указанных палеосерий приведены на рис.3. Из рисунков 2-3 видно, что в спектре вариаций температуры, имевших место в различных районах Финляндии в последние 500 лет, выделяются четыре колебательных моды: а) вековой цикл – вариация с периодом примерно 100 лет; б) цикл Брюкнера – вариация с периодом 27-33 лет; в) квазидвадцатилетняя (17-24 лет) вариация; г) квазидесятилетняя (9-13 лет) вариация. Можно отметить, что сходные периодичности были обнаружены российскими исследователями в дендрохронологических сериях Кольского полуострова [3]. Вклад каждой из этих мод в полную дисперсию описан в Таблице 1.

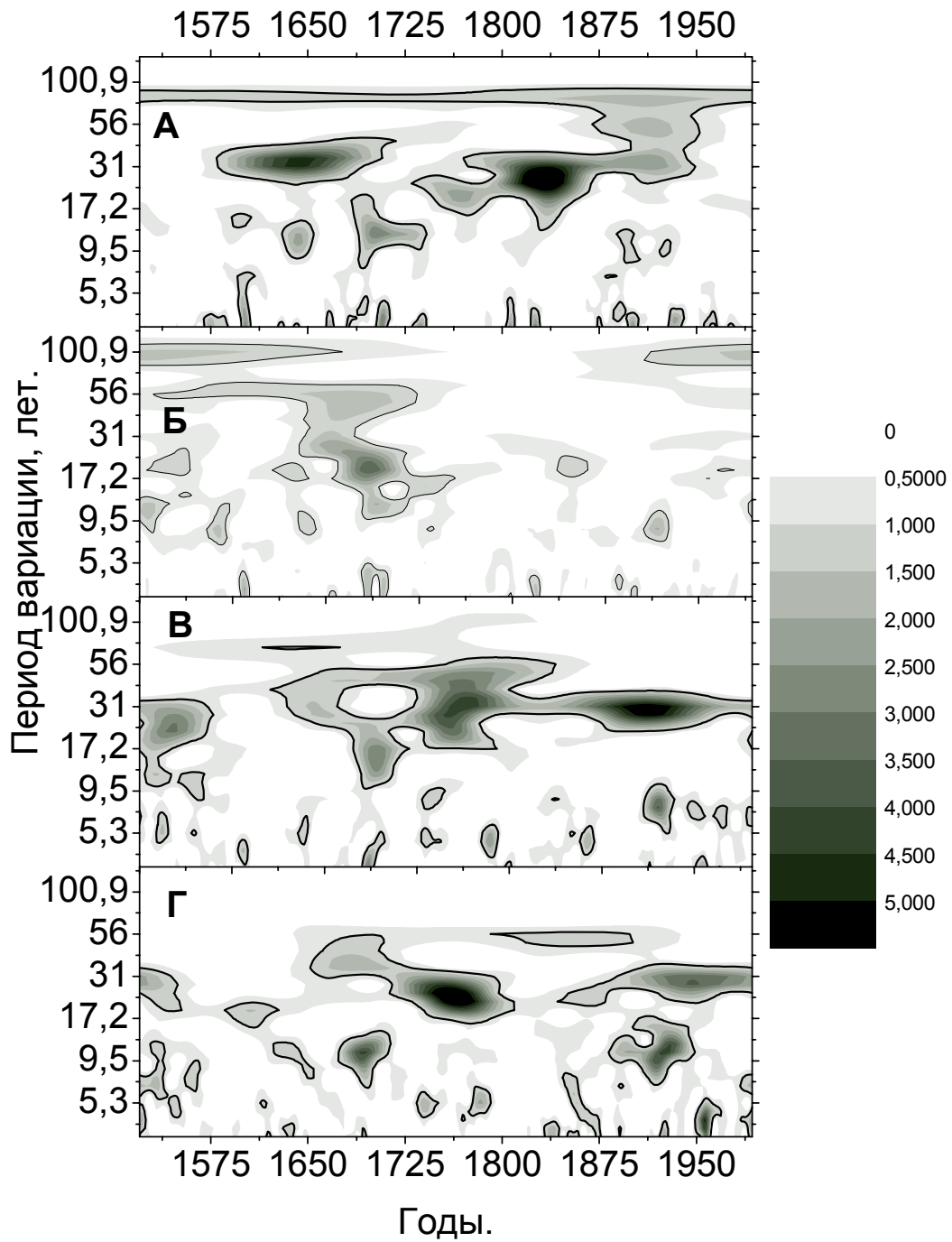


Рис. 2. Вэйвлетные спектры дендрореконструкций летней температуры: А – в финской Лапландии; Б – в районе Пяозеро; В – в финской Карелии; Г – в бассейне озера Сайма. Спектры нормированы на уровень доверия 0.99.

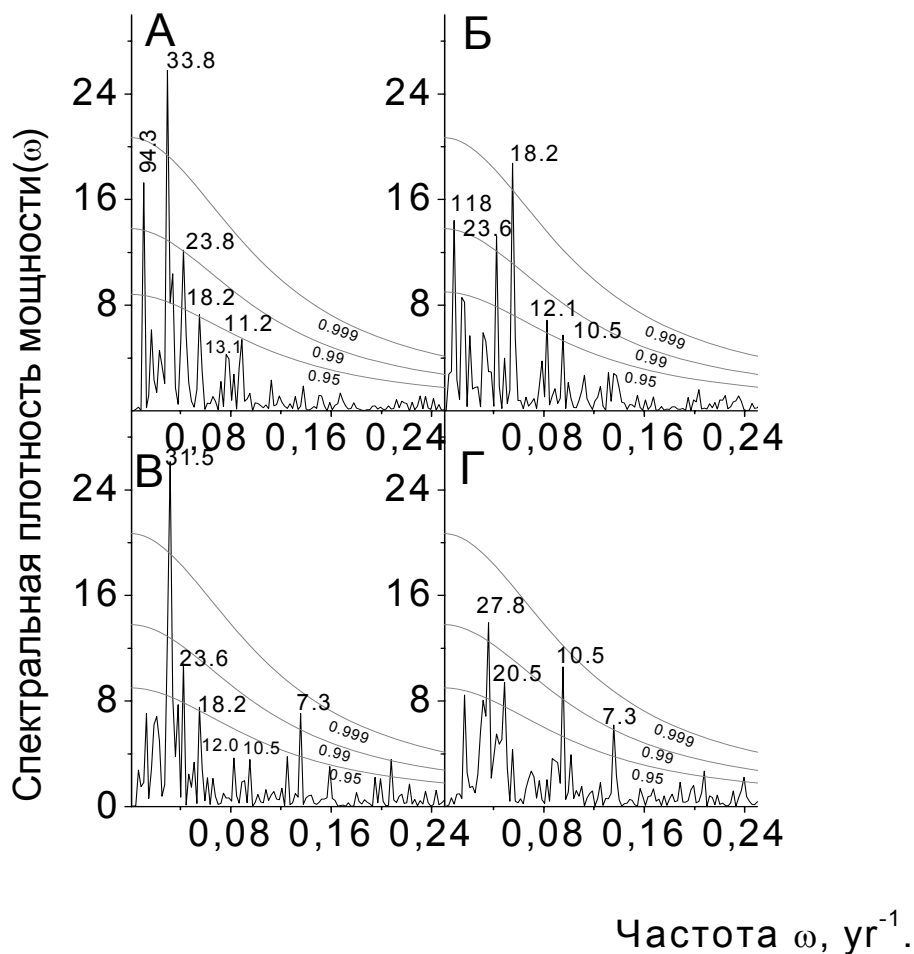


Рис. 3. Фурье спектры дендрореконструкций летней температуры: А – в финской Лапландии; Б – в районе Пяозера; В – в финской Карелии; Г – в бассейне озера Сайма. Серые линии – уровни доверия (0.999 у.д., 0.99 у.д., 0.95 у.д.).

Таблица 1. Относительный вклад различных временных вариаций температуры (в процентах полной дисперсии).

Географический район	Вековая мода	Брюкнеровская мода	Квази 20-летняя мода	Квази 10-летняя мода	10-летняя/20-летняя
Финская Лапландия	8	20	16	9	0.55
Пяозеро	9	-	21	11	0.52
Финская Карелия	-	21	14	-	-
Бассейн оз. Сайма.	-	17	15	13	0.84

Из рисунков 3-4 и таблицы 1 следует, что:

а). Наиболее мощной периодичностью в спектре колебаний климата Финляндии является цикл Брюкнера (~ 32 года).

б). Наиболее устойчивой периодичностью является квазидвадцатилетняя. В северной части профиля она выражена более чётко.

в). Заметная квазивековая вариация присутствует только в климате северной части Финляндии.

г). Квазидесятилетняя вариация сильна только в самой южной части профиля (бассейн оз. Сайма). Отношение мощности квазидесятилетней периодичности к мощности квазидвадцатилетней также самое большое в южной части.

Эти результаты согласуются с результатами, полученными советскими исследователями [4] изучавшими ритмы прироста древесных колец вдоль профиля Карпаты-Мурманск (около 2000 км, более 40 дендрорядов) и обнаружившими, что в северной части сечения преобладают квазидвадцатилетние вариации, а в южной части – квазидесятилетние. Очевидно, что все обнаруженные вариации температуры на территории Финляндии могут быть связаны с соответствующими солнечными циклами. Проверим, насколько такая связь реальна. В начале рассмотрим квазивековую периодичность, выраженную в двух северных точках широтного сечения. На рис.4 приведены температурные данные и числа Вольфа вэйвлетно-фильтрованные (МНАТ базис) в вековой полосе (периоды 55-147 лет).

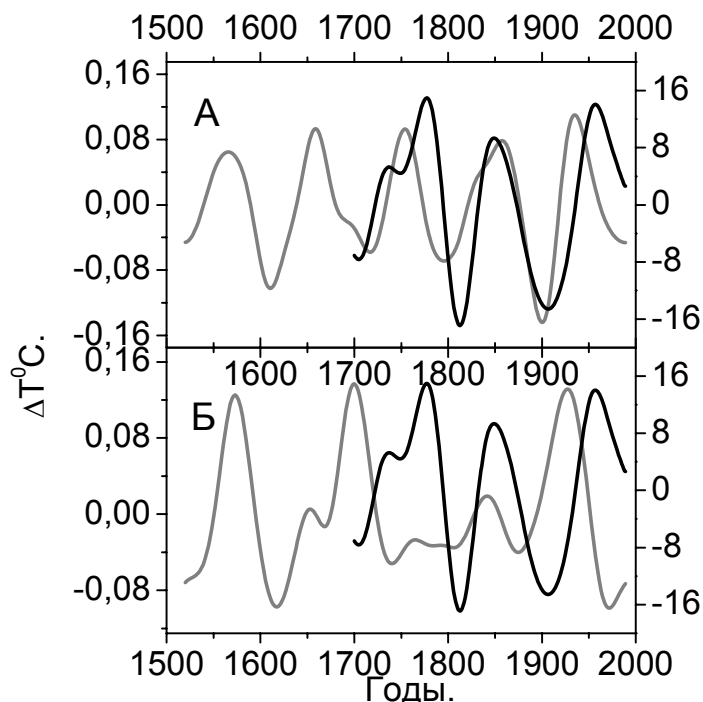


Рис. 4. Вэйвлетно-фильтрованные в полосе 55-147 лет ряды данных.

А – числа Вольфа (чёрная кривая) и температура в Лапландии (серая кривая);

Б – числа Вольфа (чёрная кривая) и температура в районе Пяозера (серая кривая).

Как видно из рисунка вековые циклы в солнечных и климатических данных хорошо коррелируют только в Лапландии. Из этого следует, что

связь вековой вариации температуры с солнечным циклом Глайссберга вполне вероятна в Лапландии (см. также [5]), а в районе Пяозера нет. Квазидесятилетняя вариация температуры в районе оз. Сайма отчётливо выражена в конце XIX - середине XX века (см. рис. 2г). Рассмотрим её возможную связь с солнечным циклом Швабе. На рис. 5 температурные данные для указанного периода приведены совместно с числами Вольфа.

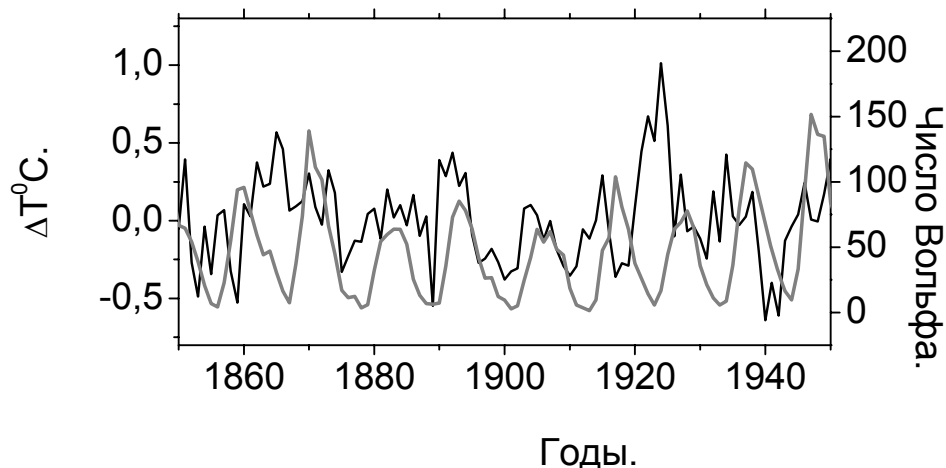


Рис. 5. Температура на юге Финляндии (бассейн оз. Сайма) (чёрная кривая) и число Вольфа (серая кривая).

Как видно из рисунка видно, что квазидесятилетний цикл в температуре ясно виден и что, в целом, он не коррелирует с квазиодинадцатилетним циклом солнечной активности - определённого фазового соотношения между двумя вариациями не наблюдается.

Что касается квазидвадцатилетней температурной периодичности, то её можно отнести на счёт влияния соответствующего цикла в интенсивности галактических космических лучей. Однако провести сопоставление с данными нейтронных мониторов затруднительно, т.к. квазидвадцатилетний климатический цикл проявляется, в основном, до середины XX века, т.е. в доинструментальную эпоху (см. рис.2).

Выводы

В спектре временных вариаций температуры на территории Финляндии обнаружены четыре колебательных моды потенциально солнечной природы – квазивековая цикличность, цикл Брюкнера, квазидвадцатилетняя и квазидесятилетняя вариации. Вековые и квазидвадцатилетние циклы сильнее выражены на севере, а квазидесятилетняя периодичность на юге. Возможность связи выявленных временных вариаций с соответствующими колебаниями активности Солнца нуждается в дополнительном изучении. Подтверждены результаты работ [3-4].

Работа была выполнена в рамках программы обмена между Российской и Финской Академиями наук (проект №16), программы президиума

РАН «Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля», проекта №9 научной программы Санкт-Петербургского научного центра РАН за 2006 год и поддержана грантами РФФИ 04-02-17560, 06-02-16268.

Литература

1. *Helama S., Lindholm M., Merilainen J., Timonen M., Eronen M.* 2005. Multicentennial ring-width chronologies of Scots pine along a north-south gradient across Finland. *Tree-ring research*. **61**(1), 21-32.
2. *Ogurtsov M.G., Nagovitsyn Yu.A., Kocharov G.E., Jungner H.*: 2002, Long-period cycles of Sun's activity recorded in direct solar data and proxies, *Solar Physics* **211**(1), 371-394.
3. *Распопов О.М., Ловелиус Н.В., Шумилов О.И., Касаткина Е.А.* Экспериментальные подтверждения нелинейного характера воздействия солнечной активности на земную атмосферу и окружающую среду: 1998, *Биофизика* **43**(5), 863-867.
4. *Кочаров Г.Е., Константинов А.Н., Остряков В.М., Ступнева А.В.*: 1986, Солнечная активность и радиальный прирост деревьев, *Солнечные Данные* **2**, 84-88 .
5. *Ogurtsov M.G., Kocharov G.E., Lindholm M., Merilainen J., Eronen M., Nagovitsyn Yu.A.*: 2002, Evidence of solar variation in tree-ring-based climate reconstructions, *Solar Physics* **205**(2), 403-417.

О ВЛИЯНИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ НА ВАРИАЦИИ ПРОЗРАЧНОСТИ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ И ЕЁ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ

Кудрявцев И.В.^{1,2}

¹*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия*

²*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,
С.-Петербург, Россия*

ON THE COSMIC RAY INFLUENCE ON THE EARTH'S TRANSPARENCY AND THERMODYNAMIC PARAMETERS VARIATIONS

Kudriavtsev I.V.^{1,2}

¹*A.F. Ioffe Physico-Technical Institute of RAS, St. Peterburg, Russia*

²*Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St. Peterburg, Russia*

Abstract

The cosmic rays influence on transparency and thermodynamic parameters of the Earth's atmosphere is considered. The possible reasons of transparency change for visible and infra-red radiation are discussed. It is shown, that variations of transparency would result in change of distribution of temperature in atmosphere that might result in influence of cosmic ray on climatic changes.

1. Введение

В последнее время широко обсуждается вопрос о влиянии космических лучей (КЛ) на климатические изменения. Проведенный в [1] анализ данных по вариациям КЛ, солнечной активности и климата в эпоху Голоцена позволяет заключить, что вариации КЛ являются фактором, приводящим к климатическим изменениям на большой временной шкале. Имеются свидетельства того, что космические лучи влияют на физические процессы, протекающие в атмосфере Земли. Так, в [2] показано, что существует корреляция между аномалиями облачного покрова на высотах до 3,2 км и интенсивностью галактических космических лучей (ГКЛ). Результаты измерения содержания частиц аэрозолей показывают, что на высотах 7-13 км образуется большое количество аэрозолей с размером менее 9 нм и наиболее вероятным источником образования этих частиц в атмосфере является ионизация космическими лучами [3]. В работе [4] показано, что ионизация атмосферы космическими лучами приводит к образованию в верхней тропосфере положительно заряженных кластеров с атомными номерами до 2500. Под действием КЛ наблюдается и изменение распределения температуры и давления в атмосфере [5,6]. Так, в [5] приведены данные по изменению температуры на различных высотах во время всплесков солнечных

космических лучей (СКЛ), полученные на станции Соданкюля (Финляндия). Показано, что в первые 10 ч после поступления протонов СКЛ в атмосферу Земли происходит увеличение температуры в тропосфере (до 2К на высоте 3-5 км) и уменьшение в стратосфере (на 0.5-1К). В последующие дни наблюдается обратная картина. Однако, несмотря на достаточно большое количество работ, физический механизм влияния КЛ на атмосферные процессы плохо изучен.

2. Вариации прозрачности атмосферы как причина влияния КЛ на атмосферные процессы

В ряде работ (например, [7,8]) показано, что возможным механизмом, обеспечивающим данное влияние, может являться изменения прозрачности земной атмосферы для видимого и инфракрасного излучения под действием космических лучей. Зависимость прозрачности атмосферы от космических лучей может быть вызвана несколькими причинами. Космические лучи являются основным источником ионизации в стратосфере и тропосфере (см., например [9]). Интенсивность КЛ меняется во времени из-за их модуляции солнечной активностью, что приводит к изменению скорости образования ионов в атмосфере. Это, в свою очередь, приводит к вариации концентрации аэрозолей и заряженных кластеров в атмосфере Земли [3,4]. Однако наличие аэрозолей может приводить к ослаблению видимого и инфракрасного излучения, распространяющегося в атмосфере (см., например [10]). При этом очень важно то, что вклад аэрозолей в ослабление инфракрасного излучения в диапазоне 8-14мкм может быть сопоставим с вкладом водяного пара [11]. Следовательно, образование дополнительных аэрозолей из-за ионизации атмосферы космическими лучами и изменение их концентрации может приводить к изменению прозрачности атмосферы для видимого и инфракрасного излучения, и должно влиять на радиационный баланс в атмосфере. Изменение прозрачности атмосферы для инфракрасного излучения может происходить и по другой причине. Проведенные в Лаборатории Резерфорда (Великобритания) измерения поглощения инфракрасного излучения заряженными и нейтральными кластерами позволяют сделать вывод о том, что интегральное поглощение инфракрасного излучения в атмосфере из-за поглощения на заряженных кластерах может достигать нескольких процентов [12,13]. Изменения прозрачности атмосферы под действием космических лучей действительно наблюдаются. В [14] приведены данные измерения прозрачности атмосферы, полученные на станциях, расположенных в Мурманске, Ленинграде и Феодосии, за интервал 5 дней до и 10 дней после геомагнитных возмущений, вызванных солнечными вспышками. Показано, что под действием протонов и жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек происходит уменьшение прозрачности атмосферы на несколько процентов. В

цитируемой работе этот эффект объясняется возможностью увеличения концентрации в атмосфере аэрозолей и малых газовых компонент, особенно молекул NO_2 , которые имеют полосу поглощения в видимой части спектра. Эффект уменьшения прозрачности атмосферы во время солнечных протонных событий обнаружен и при анализе актинометрических данных обсерватории Оленек [15]. В работе [7] показано, что наблюдаемые вариации температуры во время СПС могут быть следствием образования в атмосфере Земли на высоте 8-9 км слоя, препятствующего прохождению излучения.

2.1. Долговременные вариации прозрачности и температуры в атмосфере

В [16] на основе анализа данных по аэрозольной прозрачности атмосферы после 1880 года, солнечной активности и климатическим изменениям показано, что имеющаяся связь между вековыми вариациями солнечной активности и приземной температурой может быть следствием изменения аэрозольной прозрачности, а изменение последней может быть связано с изменением ионизации атмосферы космическими лучами. При этом наблюдается отрицательная корреляция между долговременными вариациями интенсивностью КЛ и приземной температурой. Для оценки влияния вариаций прозрачности на изменение распределения температуры в атмосфере будем использовать метод, описанный в [8], который учитывает поток солнечного коротковолнового (видимого) излучения (W), распространяющийся в атмосфере к поверхности Земли и потоки инфракрасного излучения, распространяющиеся вниз (A) и вверх (B). Для данных потоков имеем следующие уравнения (см., также [17]):

$$\frac{dW}{dz} = \alpha_1 \rho (1 + \delta_1) W; \quad \frac{dA}{dz} = \alpha_2 \rho (1 + \delta_2) (A - fE); \quad \frac{dB}{dz} = \alpha_2 \rho (1 + \delta_2) (fE - B) \quad (1)$$

где α_1, α_2 – коэффициенты поглощения видимого и инфракрасного излучения в атмосфере, без учета дополнительного поглощения, вызванного влиянием КЛ; δ_1, δ_2 – описывает дополнительное поглощение видимого и инфракрасного излучения, вызванное влиянием КЛ; $E = \sigma T^4$, σ – постоянная Стефана-Больцмана; T – температура воздуха; коэффициент $f < 1$ показывает, на сколько длинноволновое излучение атмосферы меньше чем излучение абсолютно черного тела.

Уравнение для полного притока тепла к слою dz :

$$dQ = (\alpha_1 \rho (1 + \delta_1) W + \alpha_2 \rho (1 + \delta_2) A + \alpha_2 \rho (1 + \delta_2) B - 2\alpha_2 \rho (1 + \delta_2) fE + \frac{d}{dz} \lambda \frac{dT}{dz}) dz \quad (2)$$

где λ описывает турбулентную теплопроводность [17].

При изучении долговременных вариаций рассмотрим случай теплового равновесия, т.е. $dQ = 0$. В качестве граничных возьмем следующие условия: при $z \rightarrow \infty$ ($\tau = 0$) плотность потока распространяющегося вниз инфракрасного излучения равна нулю, а плотность потока идущего вверх инфракрасного излучения равна W_0 . В случае отсутствия дополнительного поглощения (т.е. $\delta_1 = \delta_2 = 0$) решение для температуры T_1 имеет хорошо известный вид, приведенный в [8,17]. Решения уравнений (1-2) относительно температуры при $\lambda = 0$ приведены на рис.1. Для функций δ_1 и δ_2 было использовано распределение Гаусса:

$$\delta_1 = \frac{\delta_{10}}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} \exp(-(\tau_v - \tau_{v0})^2 / (2\sigma_1^2)); \delta_2 = \frac{\delta_{20}}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp(-(\tau - \tau_0)^2 / (2\sigma^2)) \quad (3)$$

где $\sigma_1 = \beta\sigma$, $\tau(z) = \int_z^\infty \alpha_2 \rho(h) dh$; $\tau_{v0} = \beta\tau_0$; $\tau_v = \int_z^\infty \alpha_1 \rho(h) dh$,

т.е. $\tau_v = \beta\tau$; $\tau(0) = 3.78$; $\beta = \alpha_1 / \alpha_2 = 0.2$ [17]; σ_1 и σ – дисперсии распределений, а параметры τ_{v0} и τ_0 определяют положение максимумов дополнительного поглощения. Переменные τ_v и τ имеют смысл оптической толщины слоя атмосферы для видимого и инфракрасного излучения без учета дополнительного поглощения.

Как показывают расчеты, если относительное увеличение поглощения видимого излучения существенно больше, чем инфракрасного, то температура в стратосфере будет увеличиваться, а в нижней части тропосферы будет понижаться (кривые 4, 5, 6 на рис.1).

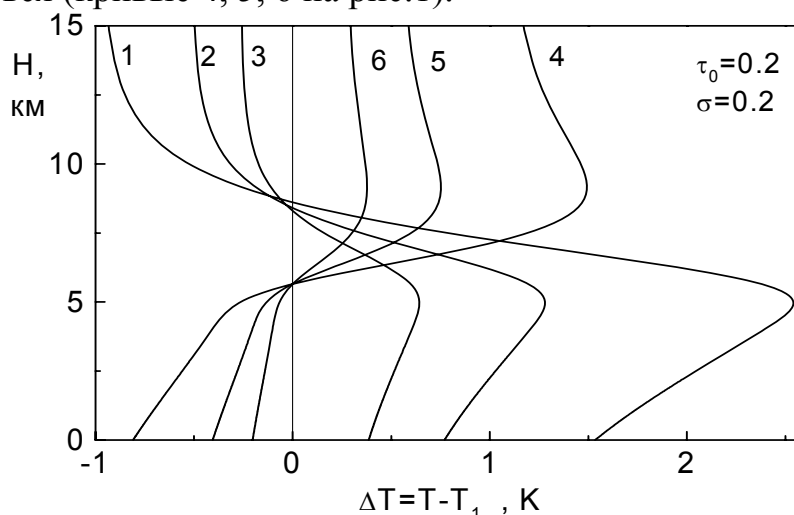


Рис.1. Изменение температуры $\Delta T = T - T_1$ для различных параметров поглощающего слоя: **1** – $\delta_{10} = 0$; $\delta_{20} = 0,1$; **2** – $\delta_{10} = 0$; $\delta_{20} = 0,05$; **3** – $\delta_{10} = 0$; $\delta_{20} = 0,025$; **4** – $\delta_{10}/\beta = 0,1$; $\delta_{20} = 0$; **5** – $\delta_{10}/\beta = 0,05$; $\delta_{20} = 0$; **6** – $\delta_{10}/\beta = 0,025$; $\delta_{20} = 0$

Следовательно, отрицательная корреляция между долговременными вариациями интенсивностью КЛ и приземной температурой говорит о том,

что на большом временном интервале определяющую роль играет изменение прозрачности атмосферы для видимого излучения.

2.2. Кратковременные вариации прозрачности и температуры в атмосфере

Для расчета величины вариаций температуры на короткой временной шкале (несколько часов и дней) необходимо учитывать, кроме суточного изменения температуры, возможные перемещения воздушных масс из-за изменения распределения температуры и, следовательно, атмосферного давления. Однако в настоящей работе мы проведем упрощенную оценку максимально возможного изменения температуры и не будем рассматривать суточный ход температуры и перемещения воздушных масс. Хотя последнее должно привести к некоторому уменьшению эффекта, проведенная оценка будет отражать характер изменения температуры. Для расчетов будем также использовать систему уравнений (1-2) и учтем, что приток тепла к слою толщиной dz идет на изменение температуры воздуха.

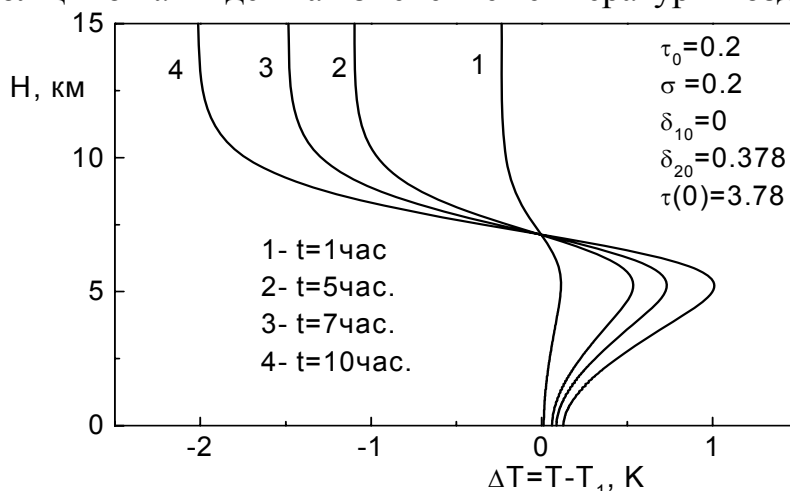


Рис. 2. Изменение распределения температуры $\Delta T = T - T_1$ в атмосфере.

На рис.2 приведены результаты расчетов температуры в случае, если дополнительное поглощение имеет место только для инфракрасного излучения. В первые часы после уменьшения инфракрасной прозрачности происходит охлаждение воздуха в стратосфере и нагрев в тропосфере, что и наблюдается во время мощных протонных событий. Расчеты показывают, что охлаждение воздуха в тропосфере и нагрев в стратосфере в последующие дни может быть вызван увеличением прозрачности атмосферы для инфракрасного излучения и уменьшением для видимого излучения (см. также [7]). Такое поведение температуры указывает на то, что изменение прозрачности для видимого и инфракрасного излучения вызывается различными группами частиц, различающихся механизмом формирования и временем жизни в атмосфере Земли.

3. Заключение

В заключении отметим, что изменение прозрачности атмосферы под действием КЛ будет приводить к вариациям высотного распределения температуры в атмосфере Земли. При этом на большой временной шкале определяющую роль играет прозрачность атмосферы для видимого излучения. На малой временной шкале (часы) определяющую роль играет изменение инфракрасной прозрачности. Изменение распределения температуры, в свою очередь будут приводить и к изменению атмосферного давления.

Работа выполнена в рамках Научной Программы СПбНЦ РАН на 2006 год (Проект №9), поддержана грантами РФФИ 04-02-17560, РФФИ 06-02-16268 и программой Президиума РАН «Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля».

Литература

1. *Дергачев В.А. и др.*, Геомаг. и Аэрономия, Т.46, №1, С.123, 2006.
2. *Marsh N., Svensmark H.* Space Sci. Rev., V.94, №1, P.215, 2000.
3. *Lee S.H. et al.*, Science, V.301, №5641, P.1886, 2003.
4. *Eichkorn S. et al.*, Geophys. Res. Lett., V.29, №14, P.43-1, 2002.
5. *Pudovkin M.I. et al.*, Adv. Space Res., V.17, №11, P.165, 1996
6. *Веретененко С.В., Дергачев В.А., Дмитриев П.Б.* Изв. РАН, Сер.Физ., Т.69, №6, С.900, 2005.
7. *Pudovkin M.I., Morozova A.L.*, JASTP, V59, P.2159, 1997.
8. *Кудрявцев И.В., Юнгнер Х.*, Геомаг.и Аэрономия, Т45, №5, С.682, 2005.
9. *Флигель Р., Бузингер Дж.*, Введение в физику атмосферы, М: Мир, 1965.
10. *Зуев В.Е., Кабаков М.В.*, Оптика атмосферного аэрозоля, Л.: Гидрометеоиздат, 1987.
11. *Шукуров А.Х., Малкевич М.С., Чавро А.И.*, Изв. АН СССР. Физ. атмосферы и океана, Т12, №3, С.264, 1976.
12. *McPheat R.A.*, <http://sstd.rl.ac.uk/sg/projects/MCI.htm>, 2004.
13. *Aplin K.L., McPheat R.A.*, JASTP, V67, P.775, 2005.
14. *Старков Г.В., Ролдугин В.К.*, Геомаг. и Аэрономия, Т.34, №4, С.156, 1994.
15. *Пудовкин М.И., Виноградова Н.Я., Веретиненко С.В.*, Геомаг. и Аэрономия, Т37, №2, С.124, 1997.
16. *Огурцов М.Г.*, Труды конференции «Солнечная активности как фактор космической погоды», ГАО РАН, Пулково, С.-Петербург, 4-9 июля 2005 г.
17. *Хргиан А.Х.* Физика атмосферы. Л: Гидрометеоиздат, 1969.

О ВЛИЯНИИ ИОНИЗИРУЮЩЕГО КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ФОРМИРОВАНИЕ ОБЛАЧНОСТИ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Кудрявцев И.В.^{1,2}, Юнгнер Х.³

¹*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия*
²*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, С.-Петербург, Россия*
³*Университет г. Хельсинки, Финляндия*

ON THE INFLUENCE OF IONIZING COSMIC RADIATION ON CLOUD FORMATION IN EARTH'S ATMOSPHERE

Kudriavtsev I.V.^{1,2}, Jungner H.³

¹*A.F. Ioffe Physico-Technical Institute, RAS, St. Petersburg, Russia*
²*Central Astronomical Observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia*
³*University of Helsinki, Finland*

Abstract

The possible mechanism of the cosmic rays influence on the cloud formation at low altitudes based on changes of the atmospheric transparency is considered. A change in the condensed growth rate of drops reaches few percent, which can explain the observed correlation between the intensity of galactic cosmic rays and cloudiness anomalies at low altitudes.

1. Введение

В настоящее время широко обсуждается вопрос о влиянии космических лучей на физические процессы, протекающие в нижней стратосфере и верхней тропосфере. Так, в работах [1,2] показано, что существует корреляция между аномалиями облачного покрова на высотах до 3,2 км и интенсивностью галактических космических лучей (ГКЛ). Амплитуда этих аномалий составляет около 1.5%.

Существует несколько возможных механизмов влияния космических лучей на образование облачности. Ключевым для них является ионизация атмосферы космическими лучами (КЛ), интенсивность которых сильно меняется во времени из-за модуляции солнечной активностью. Хорошо известно, что основным источником ионизации в стратосфере и тропосфере являются космические лучи (см., например [3-5]). Скорость образования ионов космическими лучами растет с увеличением высоты и достигает в среднем $30 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ на высоте 13 км, после чего уменьшается с ростом высоты. Ионизация нижней атмосферы вызывает различные электрические явления в атмосфере, в том числе грозовые. В работе [6] показано, что увеличение степени ионизации атмосферы при увеличении интенсивности КЛ ведет к росту грозовой облачности.

Другим возможным механизмом, приводящим к аномалиям облачного покрова, является увеличение ядер конденсации в атмосфере при увеличении степени ионизации. Так, в работах [1,2] предполагается, что ионизация атмосферы КЛ лучами приводит к образованию в нижней стратосфере - верхней тропосфере аэрозолей с размерами менее 20 нм, дальнейший рост которых приводит к превращению их в ядра конденсации, что и приводит к аномалиям облачного покрова Земли. В [7] приведены результаты измерений содержания частиц аэрозолей с размером 4–2000 нм в верхней тропосфере - нижней стратосфере. Эти результаты показывают, что на высотах 7-13 км образуется большое количество аэрозолей с размером менее 9 нм и что наиболее вероятным источником образования этих частиц в атмосфере является ионизация космическими лучами. В работе [8] показано, что ионизация атмосферы космическими лучами приводит к образованию в верхней тропосфере больших положительно заряженных кластеров с атомными номерами до 2500.

В данной работе рассматривается другой возможный механизм влияния КЛ на формирование низкой облачности, основанный на изменении прозрачности атмосферы и ее термодинамических параметров, в частности, распределения температуры в атмосфере по высоте. Известно, что наличие в атмосфере аэрозолей и заряженных кластеров [9,10] может приводить к ослаблению видимого и инфракрасного излучения, распространяющегося в атмосфере (см. например [11]). Следовательно, изменение концентрации аэрозолей и заряженных кластеров в атмосфере может приводить к изменению прозрачности атмосферы для видимого солнечного и инфракрасного излучения, что будет влиять на радиационный баланс в атмосфере Земли и изменять высотное распределение температуры [12, 13-15]. Такие изменения прозрачности атмосферы и ее температуры под действием КЛ действительно наблюдаются [14,16,17]. При этом, вариации прозрачности могут достигать 8-10%.

2. Вариации скорости конденсированного роста капель в атмосфере под действием космических лучей

На основании сказанного выше, будем предполагать, что КЛ приводят к изменению прозрачности атмосферы, и что прозрачность атмосферы меняется в противофазе с интенсивностью КЛ: чем больше концентрация протонов космических лучей в атмосфере, тем ниже её прозрачность.

Скорость конденсированного роста капель в атмосфере может быть описана модернизированной, с учетом сил поверхностного натяжения и теплоты конденсации, формулой Максвелла [18]:

$$\frac{dR}{dt} = \frac{D}{R} \frac{\rho}{\rho_1} \cdot \frac{\delta_0 - \frac{2\sigma_t}{\rho_1 R_v T R}}{1 + \frac{\rho L D}{k_1 T} \left(\frac{L}{R_v T} - 1 \right)} \quad (1)$$

где R - радиус капли; t – время; ρ - плотность пара; ρ_1 – плотность воды; R_v – газовая постоянная пара; δ_0 – коэффициент пересыщения пара; $\sigma_t(T)$ – коэффициент поверхностного натяжения; $D(T)$ - коэффициент диффузии пара; $L(T)$ – теплота конденсации; $k_1(T)$ - коэффициент теплопроводности воздуха.

Уравнение (1) описывает скорость роста капель в атмосфере, нагретой до температуры T , при ее медленном охлаждении, когда выполняется условие

$$\delta_0 = 1 - \frac{\rho_0(T)}{\rho} \ll 1 \quad (2)$$

где ρ_0 – плотность насыщенного пара. Как видно из (2), рост капель в атмосфере идет при $\rho \approx \rho_0(T)$. Скорость конденсированного роста капли является функцией температуры и будет изменяться при изменении распределения температуры в атмосфере. Для удобства вычислений выразим плотность ρ , используя формулу (2):

$$\rho = \frac{\rho_0(T)}{1 - \delta_0} \quad (3)$$

В атмосфере Земли выделяют три вида ядер конденсации [19]: 1) частицы с радиусом $\leq 0,1$ мкм, эффективные при больших пересыщениях воздуха ($\sim 200\%$); 2) крупные ядра с радиусом $0,1 \div 1$ мкм, очень активные в атмосфере; 3) «гигантские ядра» с радиусом $1 \div 3,5$ мкм. Облака состоят из капель с радиусом от 4 до 25 мкм [20]. Более крупные капли, хотя и существуют в облаках, однако они имеют существенную скорость падения и их относят к частицам осадков, кроме этого процесс конденсации перестает быть главным фактором их роста - определяющую роль играет процесс коагуляции.

Рассмотрим, как будет влиять изменение прозрачности атмосферы на несколько процентов на скорость роста капель. Как показано в [12], в стационарном случае высотное распределение температуры в нижней атмосфере при изменении её оптической и инфракрасной прозрачности может быть описано выражением

$$\sigma T^4 = \frac{W_0}{2f} \left(1 + \int_0^{\tau} (1 + \delta_2) e^{-\beta \int_0^{\tau_2} (1 + \delta_1) d\tau_1} d\tau_2 + \beta \frac{1 + \delta_1}{1 + \delta_2} e^{-\beta \int_0^{\tau} (1 + \delta_1) d\tau_1} \right) \quad (4)$$

где σ - постоянная Стефана-Больцмана; W_0 - плотность потока солнечного излучения на верхней границе атмосферы, δ_1 и δ_2 - описывает дополнительное изменение оптической толщины атмосферы для видимого и инфракрасного излучения, вызванное влиянием космических лучей [12]; $E = \sigma T^4$; коэффициент $f < 1$ показывает, на сколько длинноволновое излучение атмосферы меньше чем излучение абсолютно черного тела; β - отношение коэффициента поглощения видимого и инфракрасного излучения в атмосфере; $\tau(h) = \int_h^\infty \alpha_2 \rho(z) dz$, где h - высота над уровнем моря, $\tau(0) = 3,78$

- оптическая толщина атмосферы для инфракрасного излучения [19], α_2 - коэффициент поглощения инфракрасного излучения в атмосфере без учета дополнительного поглощения, вызванного влиянием протонов КЛ, ρ - плотность основного поглощающего вещества.

В случае отсутствия дополнительного поглощения ($\delta_1 = \delta_2 = 0$) эта формула переходит в хорошо известное выражение [19]:

$$\sigma T_1^4 = \frac{W_0}{2f} \left(1 + \frac{1}{\beta} - \left(\frac{1}{\beta} - \beta \right) e^{-\beta\tau} \right) \quad (5)$$

При наличии дополнительного поглощения распределение температуры будет изменяться согласно выражению (4). В расчетах для функций δ_1 и δ_2 мы использовали распределение Гаусса:

$$\delta_1 = \frac{\delta_{10}}{\sqrt{2\pi\sigma_1}} \exp\left(-(\tau_v - \tau_{v0})^2 / (2\sigma_1^2)\right); \delta_2 = \frac{\delta_{20}}{\sqrt{2\pi\sigma_2}} \exp\left(-(\tau - \tau_o)^2 / (2\sigma_2^2)\right) \quad (6)$$

Переменные $\tau_v(h)$ и $\tau(h)$ имеют смысл оптической толщины слоя атмосферы выше высоты h для видимого и инфракрасного излучения без учета дополнительного поглощения.

На рис.1 приведены результаты расчётов скорости роста капель в части тропосферы, где температура $t > -5^\circ\text{C}$, при стабильном атмосферном давлении и пересыщении 0,01 в случае одинакового относительного увеличения поглощения видимого и инфракрасного излучения (т.е. при $\delta_{10} = \beta\delta_{20}$). На этих высотах возможно существование жидкой фазы, причем центрами конденсации могут являться и капли насыщенного раствора хлористого натрия [20]. Присутствие такого поглощающего слоя приводит к росту температуры в тропосфере и к увеличению скорости конденсированного роста капель (рис.1). Увеличение скорости роста капель может достигать нескольких процентов. Если относительное увеличение поглощения видимого излучения меньше чем инфракрасного, то скорость роста капель в тропосфере на 1-4 % превышает значения представленные на рис.1, так как в этом случае происходит более сильный рост температуры в тропосфере. Здесь необходимо отметить, что данные расчеты проведены для различных, но постоянных значений пересыщения δ_0 . Для более детально-

го рассмотрения необходимо решение задачи о влиянии температуры на величину δ_0 .

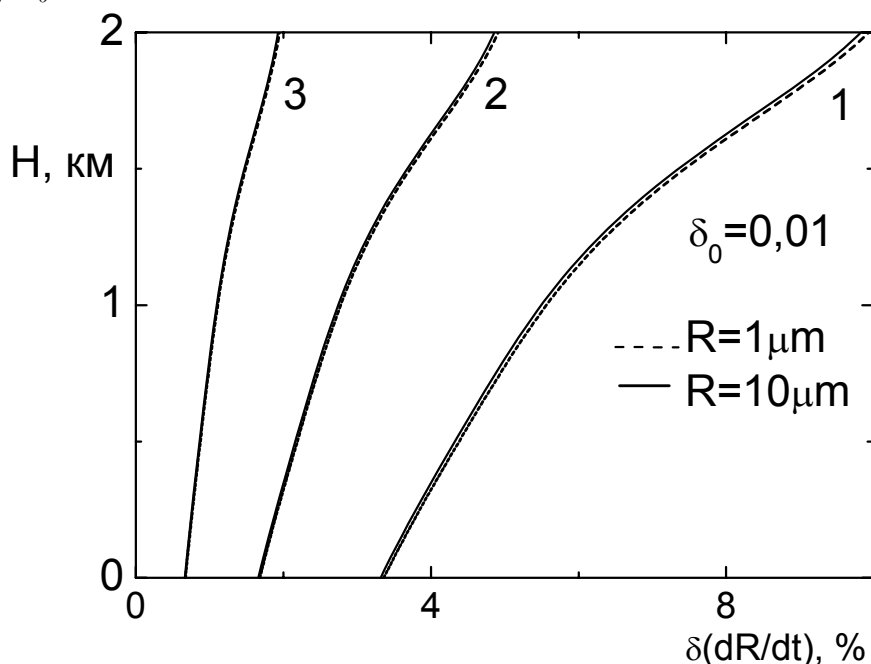


Рис.1. Изменение скорости конденсированного роста капель на различных высотах при $\sigma_1/\beta = \sigma_2 = 0,2$; $\tau_{v0}/\beta = \tau_0 = 0,2$: **1** - $\delta_{10}/\beta = \delta_{20} = 0,1$; **2** - $\delta_{10}/\beta = \delta_{20} = 0,05$; **3** - $\delta_{10}/\beta = \delta_{20} = 0,02$.

$$\delta(dR/dt) = \frac{(dR/dt)_{T(z)} - (dR/dt)_{T_1(z)}}{(dR/dt)_{T_1(z)}} \times 100\%.$$

3. Заключение

Как было показано выше, одним из возможных механизмов влияния космических лучей на образование облачности может являться уменьшение прозрачности атмосферы под действием космических лучей, что приводит к увеличению температуры воздуха и скорости конденсированного роста капель в тропосфере. Скорость роста капель может увеличиваться на несколько процентов, что и будет приводить к влиянию космических лучей на формирование облачности. Данный механизм, наряду с другими возможными механизмами, приводит к положительной корреляции между интенсивностью галактических космических лучей и аномалиями облачного покрова Земли.

Работа выполнена в рамках соглашения между РАН и Академией Финляндии (проект №16) и в рамках Научной Программы СПбНЦ РАН на 2006 год (Проект №9), поддержана грантами РФФИ 04-02-17560, РФФИ 06-02-16268 и программой Президиума РАН «Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля».

Литература

1. *Marsh N., Svensmark H.* Space Sci. Rev., V94, №1, P.215, 2000.
2. *Marsh N., Svensmark H.* Space Sci. Rev., V107, №1, P.317, 2003.
3. *Флигель Р., Бузингер Дж.* Введение в физику атмосферы. М: Мир, 1965.
4. *Neher H.V.* J. Geophys. Res. V76, 1637, 1971.
5. *Ermakov V.I., Bazilevskaya G.A., Pokrevsky P.E., Stozhkov Y.I.* JGR, V102, D19, P.23413, 1997.
6. *Ermakov, V.I., Stozhkov Y.I.* Preprint №2, Lebedev physical Institute, Moscow, 2004.
7. *Lee S.H. et al.,* Science, V301, №5641, P1886, 2003.
8. *Eichkorn S. et al.,* Geophys. Res. Lett., V29, №14, P.43-1, 2002.
9. *McPheat R.A.* sstd.rl.ac.uk/sg/projects/MCI.htm
10. *Aplin K.L., McPheat R.A.,* JASTP, V67, P.775, 2005.
11. *Зуев В.Е., Кабаков М.В.* Оптика атмосферного аэрозоля. Л.: Гидрометеоиздат, 1987.
12. *Кудрявцев И.В., Юнгнер Х.* Геомаг.и Аэрон.,Т45, №5, С.682, 2005.
13. *Пудовкин М.И., Виноградова Н.Я., Веретиненко С.В.* Геомагнетизм и Аэрномия, Т37, №2, С.124, 1997.
14. *Pudovkin M.I. et al.,* Kyro EAdv. Space Res., V17, №11, P.165, 1996.
15. *Pudovkin M.I., Morozova A.L.,* JASTP, V59, №11, P.2159, 1997.
16. *Старков Г.В., Ролдугин В.К.* Геомагнетизм и аэрномия, Т34, №4, С.156, 1994
17. *Veretenenko S.V. , Pudovkin M.I.,* JASTP, V59, №14, P.1739, 1997.
18. *Седунов Ю.С.* Физика образования жидкокапельной фазы в атмосфере. Л: Гидрометеоиздат, 1972.
19. *Хргиан А.Х.* Физика атмосферы. Л: Гидрометеоиздат, 1969.
20. *Александров Е.Л., Левин Л.М., Седунов Ю.С.,* Изв. АН СССР, Физика Атмосферы и Океана, Т3, №8, С.872, 1967.

КОНТРОЛЬ ПОГОДЫ ГЕЛИОИОНОСФЕРНЫМИ МИКРОВОЛНОВЫМИ ИЗЛУЧЕНИЯМИ

Авакян С.В.* , Воронин Н.А.

*Всероссийский Научный Центр "Государственный оптический институт
им. С.И. Вавилова", Санкт-Петербург. *e-mail: avak2@mail.ru*

THE CONTROL OF THE WEATHER BY SOLAR AND IONOSPHERIC MICROWAVE RADIATIONS

Avakyan S.V., Voronin N.A.

All-Russian Scientific Center "S.I. Vavilov State Optical Institute"

Abstract

Possible mechanism, explaining effect of solar and geomagnetic activity on weather parameters as a result of influence of microwave radiation of solar and ionosphere origin, is proposed. Generation of strengthened fluxes of this radiation during solar flares and geomagnetic storms is analyzed with using the mechanism from the plasma optics - excitation of the Rydberg states of atoms and molecules by fast ionospheric electrons. Variations in weather parameters (cloudiness, humidity and temperature) across the generation of reflected and absorbed layers are considered to be a result of change in condensation processes in the lower atmosphere caused by the respective change in the rate of association and dissociation of ion clusters, which is controlled by microwave radiation of ionospheric and solar origin.

Предложен возможный механизм воздействия солнечной и геомагнитной активности на погодные характеристики (включая облачность, влажность и температуру) – через вариации плотности потоков микроволнового излучения как солнечного, так и ионосферного происхождения. В последнем случае генерация усиленных потоков этого излучения во время солнечных вспышек и геомагнитных бурь рассматривается с привлечением известного из оптики плазмы возбуждения ридберговских атомно-молекулярных состояний быстрыми ионосферными электронами. Микроволновое излучение ионосферы и солнечных микроволновых всплесков учитывается как регулятор конденсационного механизма образования отражающих и поглощающих слоев в нижней атмосфере через воздействие на скорости реакций ассоциации и разрушения кластерных ионов в рамках физики атомных столкновений.

Введение

Основными предпосылками для проведения данной работы являются экспериментальные данные. Во-первых, в работах [1-3], при наблюдении ряда погодных характеристик была обнаружена их корреляция с всплесками микроволнового излучения Солнца. Так, в [1] предложено на основании наблюдений [2, 3] учитывать влияние солнечного микроволнового излучения на состояние паров воды в нижней атмосфере в рамках вклада в конденсационный механизм. Экспериментально свойство паров воды переходить под воздействием микроволнового, а также (как вспомогательных факторов) ультрафиолетового и корпускулярного излучений Солнца, из

свободного в связанное состояние (кластеры) и обратно впервые было обнаружено в [2].

В [4] также показана связь погодных факторов (температуры, относительной влажности и атмосферного давления) с изменениями магнитного поля Земли и солнечной активности, при этом подчеркнута, что она в основном определяется непосредственно активностью Солнца, выраженной числами Вольфа и потоками радиоизлучения на волне 3000 и 200 МГц. Корреляция всегда выше для высокой солнечной активности. Наилучшим образом погодные факторы коррелируют с числами Вольфа, затем с радиоизлучением 3000 и 200 МГц. Для зависимости атмосферного давления от радиоизлучения корреляция выше для 3000 МГц, т.е. как раз микроволнового излучения.

Во-вторых, в [5] были зарегистрированы спорадические возрастания интенсивности микроволнового излучения ионосферы в периоды солнечных вспышек и полярных сияний (геомагнитных бурь и суббурь). При этом интенсивность в периоды вспышек многократно превышала типичные микровсплески солнечного происхождения. Микроволновое излучение полярных сияний регистрировалось и ранее, начиная с 1950 г. [6].

Микроволновое излучение ионосферы в переходах между ридберговскими состояниями

В наших работах [7-9] впервые предложено связывать микроволновое излучение ионосферы с возбуждением атомномолекулярных составляющих всех газов верхней атмосферы в высоковозбужденные ридберговские электронные состояния с главным квантовым числом $n \geq 10$. Эти состояния, названные в честь шведского физика Йоханнеса Роберта Ридберга (1854–1919), имеют высокую энергию возбуждения и являются метастабильными (долгоживущими), так как вероятность большинства излучательных квантовых переходов с них мала. Переходы с ридберговских состояний заполняют практически весь диапазон электромагнитного спектра верхнеатмосферных эмиссий, начиная от жесткого УФ излучения. Разрешенные переходы между ними также лежат и в микроволновом диапазоне длин волн и эти переходы часто наиболее вероятны [8 - 10].

В [8, 9] впервые была обоснована возможная роль микроволнового излучения ионосферы в гелиогеобиокорреляциях, включая возникновения неблагоприятных для больных дней во время повышения солнечной и геомагнитной активности (в том числе, в периоды вспышек и магнитных бурь). В [10] выполнены энергетические оценки интенсивности ионосферного микроволнового излучения как по результатам измерений [5], так и в рамках механизма ридберговского возбуждения электронным ударом (ионосферными фотоэлектронами, а также во время геомагнитных бурь и суббурь при электронных высыпаниях из магнитосферы) [8, 9]. Получено согласие теоретических расчетов с экспериментом. При этом показано, что

во время сильной геомагнитной бури микроволновое СВЧ излучение ионосферы в ридберговских переходах может достигать до 10^{-11} Вт·см⁻², в период солнечной вспышки - в 10÷100 раз меньше.

К настоящему времени имеются и экспериментальные подтверждения непосредственно самого механизма возбуждения микроволнового излучения ионосферы именно в ридберговских переходах. Так в [11, 12] при активных экспериментах, которые состояли в нагреве ионосферы мощными импульсами радиоволн на частотах 4,7 - 6,8 МГц, в ответ ионосфера генерировала микроволновое дециметровое излучение с интервала высот от 185 до 240 км, а также дополнительное эмиссионное свечение красных линий атома кислорода. Проведенный в [11, 12] анализ различных возможностей генерации обнаруженного микроволнового излучения: рассеяние теплового излучения Земли на искусственных неоднородностях электронной концентрации, тормозное излучение электронов, ускоренных высокочастотной плазменной турбулентностью до энергий порядка 10-15 эВ, переход электронов между высокими ридберговскими уровнями молекул нейтральных компонент ионосферной плазмы, возбужденными при их столкновениях с ускоренными электронами показал, что последний из трех перечисленных механизмов наиболее вероятен. В [12] подчеркивается также, что область искусственной генерации микроволнового излучения по высоте (~200 км) совпадает с положением максимумов высотных профилей скоростей возбуждения ридберговских состояний, рассчитанных в [7] для ионосферы в естественных условиях (как при спокойном Солнце, так и во время солнечной вспышки). Таким образом, работы [11, 12] являются первым экспериментальным доказательством механизма возбуждения ридберговских уровней энергичными ионосферными электронами, предложенного в [7 - 10].

Оптические эмиссии между ридберговскими подуровнями атомарного кислорода зарегистрированы в [13] при высокогорных исследованиях спектра свечения ночного неба в области спектра 394-927 нм.

Таковы основания для предложения гипотезы о возможном новом физическом механизме воздействия солнечной и геомагнитной активности на явления в нижней атмосфере, включая погодные характеристики. Это воздействие осуществляет и микроволновое излучение ионосферы, интенсивность которого в ридберговских переходах полностью определяется уровнем солнечного и геомагнитного возмущения ионосферы и может быть сильнее, чем излучения типичных микроволновых всплесков Солнца [14].

Конденсационный механизм и микроволновое излучение

В [15] показано, что ионы, образовавшиеся в верхней тропосфере под действием высокоэнергетичных СКЛ и сконденсировавшиеся на них пары воды, могут вызывать экспериментально зафиксированные изменения высотного температурного профиля нижней атмосферы. Такие явления, при-

водящие к очаговому изменению высот изобарических поверхностей вызывают дополнительные вертикальные и горизонтальные градиенты давления. Полученные в [15] результаты важны тем, что они могут являться подтверждением нелинейного механизма воздействия солнечной активности на метеопараметры тропосферы. С его помощью малое внешнее воздействие (СКЛ), не превышающее 0,1 % от солнечной постоянной, может приводить к 10 %-ному уменьшению общего количества энергии, поступающего в тропосферу. Результаты [15] основаны на подходах, предложенных и развитых в [16, 17].

В [15-17] учитывается конденсационный механизм на высотах действия СКЛ, а в [1, 3] предложено рассматривать его и при воздействии ГКЛ (на высотах выше 3-4 км). При этом указывается на обнаруженное в [2, 3] влияние всплесков микроволнового излучения Солнца как на образование кластеров из паров воды, так и на диссоциацию этих кластеров (водных кластерных ионов).

Заметный вклад в рекомбинацию электрона и кластерного иона вносит тройная рекомбинация с участием молекул газа при плотностях частиц газа $N \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ или давлениях порядка десятков Торр [18], т.е. на высотах ниже 25 км. На высотах, где важен конденсационный механизм под действием ГКЛ (более 3 км) в присутствии третьей молекулы является основным каналом разрушения этих ионов. В [19] при интерпретации результатов лабораторных экспериментов с ионами $(\text{CO}_2^+)_n$ и $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_n$ проведены новые расчеты коэффициентов реакций трехчастичной электрон-ионной рекомбинации. Определена теория этого механизма с двумя стадиями:

- столкновениями между электронами и молекулами окружающего газа (в конденсационном механизме - это молекулы азота и кислорода), при этом заселяются ридберговские уровни,
- электроны с ридберговских уровней участвуют в безизлучательных переходах, ведущих к диссоциации кластеров также как свободный электрон.

Этот процесс в [19] предложено назвать "столкновительной диссоциативной рекомбинацией" и он оказывается эффективным для больших кластерных протонных гидратов $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_n$ в широком диапазоне давлений окружающего газа, включая и высоты нижней атмосферы выше 3 км. Такая электрон-ионная рекомбинация фактически является комбинацией двух процессов: быстрого двухчастичного (с участием электрона, при этом заселяются через колебательное возбуждение ридберговские уровни) и затем трехчастичного (с участием нейтральных молекул атмосферы [20]).

Тогда можно предложить следующую схему влияния микроволнового излучения Солнца и ионосферы на концентрацию кластерных ионов паров воды, а также, по-видимому, и углекислого газа в нижней атмосфере, Рис. 1. По [19] коэффициенты скорости диссоциации кластерных ионов из паров воды и молекул углекислого газа сильно зависят от среднеквадратич-

ного значения изменения величины орбитального квантового момента (l) ридберговского уровня во время столкновения. При этом вероятность диссоциации увеличивается для малых величин l и наоборот низка при больших значениях l . Следовательно, в периоды всплесков радиоизлучения Солнца и, тем более, в периоды спорадического возрастания интенсивности микроволнового ридберговского излучения ионосферы (во время солнечных УФ- и рентгеновских вспышек, а также геомагнитных бурь), будет происходить индуцированное поглощением усиленного потока микроволнового излучения заселение ридберговских электронов с более высокими l в процессе "столкновительной диссоциативной рекомбинации" и, как результат, - уменьшение вероятности диссоциации кластерных ионов нижней атмосферы. Итак, в данной работе микроволновому излучению предложена новая роль в микропроцессах в нижней атмосфере Земли с участием водных, а возможно и углекислых ионных кластеров: влияние на вероятность диссоциации этих кластеров через механизм "столкновительной диссоциативной рекомбинации" [19] высоких значений орбитальных квантовых чисел состояний ридберговских электронов (возникающих при поглощении квантов микроволнового излучения как Солнца, так и ионосферы). Коэффициенты скорости диссоциации зависят от энергии квантов (а значит, и длины волны) поглощаемого микроволнового излучения (как солнечного, так и ионосферного происхождения).

В [2, 3] экспериментально зарегистрировано, что радиоизлучение может приводить как к образованию, так и к распаду водных кластеров в нижней атмосфере.. Спад содержания паров воды, т.е. процесс ассоциации его в кластеры наблюдается при всплесках радиоизлучения Солнца на длине волны 2-5 см, а распаду кластеров соответствуют длины радиоволн в 3 - 10 см. Такие длины волн хорошо соответствуют ридберговским переходам в атмосферных газах уже для главных квантовых чисел $n \sim 10$ [9]. Ассоциация паров воды в кластеры может также происходить по схеме образования многоатомных ридберговских молекул, предложенной в [21]. Образующиеся комплексные ионы нейтрализуются захватом электрона на ридберговскую орбиталь. Возможно, что в этом акте также дает свой вклад индуцированный переход ридберговского электрона под действием микроволнового излучения.

Поскольку по [6] поток спорадического микроволнового излучения ионосферы в период солнечной вспышки сильнее, чем поток во время типичного микроволнового всплеска на Солнце (они, как правило, во времени разнесены на 10-15 мин и более [22]), то очевиден аргумент в пользу вклада в погодные эффекты именно микроволнового излучения ионосферы, генерируемого при поглощении в верхней атмосфере рентгеновского и крайнего УФ-излучения солнечной вспышки. Полученная при этом в [2, 3] прямая корреляция с солнечной активностью степени спектрального ослабления излучения в ближней УФ-области спектра в полосах поглощения,

приписываемых водным кластерам, хорошо согласуется с предложенной нами гипотезой, поскольку с ростом активности возрастают все типы микроволнового излучения (как от Солнца, так и от ионосферы), а значит развал кластеров из-за заселения высоких уровней l - меньше.

Литература

1. **Кондратьев К.Я., Никольский Г.А.** Солнечная активность и климат. 1. Данные наблюдений. Конденсационная и озонная гипотезы // Исслед. Земли из космоса, 1995, № 5, С. 3-17.
2. **Крауклис В.Л., Никольский Г.А., Сафронова М.М., Шульц Э.О.** Об условиях возникновения аномальных особенностей аэрозольного ослабления ультрафиолетового излучения при высокой прозрачности атмосферы // Оптика атмосферы, 1990, Т. 3, № 3, С. 227-241.
3. **Никольский Г.А., Шульц Э.О.** Спектрально-временные вариации остаточного ослабления в ближней ультрафиолетовой области спектра // Оптика атмосферы, 1991, Т. 4, № 9, С. 961-966.
4. **Моисеева Н.И., Любицкий Р.Е.** Воздействие гелиогеофизических факторов на организм человека // Проблемы космической биологии, Л., Наука, 1986, Т. 53, 136 С.
5. **Троицкий В.С., Стародубцев А.М., Бондарь Л.Н. и др.** Поиск спорадического радиоизлучения из космоса на сантиметровых и дециметровых волнах // Изв. вузов. Радиофизика, 1973, Т. 16, № 3, С. 323-341.
6. **Forsyth P.A., Petrie W., Currie B.W.** On the origin of the centimeter radiation from the polar aurora // Can. J. of Research, 1950, V. 28, ser. A, No. 3, P. 324-325.
7. **Авакян С.В., Воронин Н.А., Серова А.Е.** Роль ридберговских атомов и молекул в верхней атмосфере // Геомагнетизм и аэрономия, 1997, Т. 37, № 3, С. 99-106.
8. **Avakyan S.V.** Microwave Emission of Rydberg States as a New Factor of Solar-Biosphere Relations, Proc. of 5th Intern. conf. "Problems of Geocosmos". SPb.: SPb. State University, 2004, P. 335-338.
9. **Авакян С.В.** Микроволновое излучение ионосферы как фактор воздействия солнечных вспышек и геомагнитных бурь на биосистемы // Оптический журнал, 2005, Т. 72, № 8, С. 41-48.
10. **Авакян С.В., Воронин Н.А.** Возможные механизмы влияния гелиогеофизической активности на биосферу и погоду // Оптический журнал, 2006, т. 73. № 4. С. 78-83.
11. **Грач С.М., Фридман В.М., Лифшиц Л.М., Подстригач Т.С., Сергеев Е.Н., Снегирев С.Д.** Дециметровое электромагнитное излучение, стимулированное КВ нагревом ионосферы. Труды XX Всероссийской конференции по распространению радиоволн. Нижний Новгород, 2-4 июля 2002 г. С. 303-304.

12. **Grach S.M., Fridman V.M., Lifshits L.M., Podstrigach T.S., Sergeev E.N., Snegirev S.D.** UHF electromagnetic emission stimulated by HF pumping of the ionosphere // *Annales Geophysicae*, 2002, V. 20. N. 10, P. 1687-1691.
13. **Slanger T.G., Cosby P.C., Huestis D.L.** Oxygen atom Rydberg emission in the equatorial ionosphere from radiative recombination // *J. Geoph. Res.*, 2004, V. 109, A10309, doi:10.1029/2004JA010556.
14. **Аллен К.У.** Астрофизические величины, М., Мир, 1977, 273 С.
15. **Гончаренко Ю.В., Кивва Ф.В.** О размерах частиц атмосферного аэрозоля в отражающих слоях, появляющихся после сильных солнечных вспышек // *Радиофизика и электроника*. 2002, Т. 7 №3, С. 509-512.
16. **Пудовкин М.И., Дементьева А.Л.** Вариации высоты профиля температуры в нижней атмосфере во время солнечных протонных событий, *Гемагн. Аэроном.*, 37, 3, 84-91, 1997.
17. **Pudovkin V.I., Babushkina S.V.** Atmospheric transparency variations associated with geomagnetic disturbances, *J. Atm. Terr. Phys.*, 54, 9, 1135, 1992.
18. **Смирнов Б.М.**, Комплексные ионы, М., Физматгиз, 1983, С. 31-32.
19. **Bates D.R.** Electron-ion recombination in an ambient molecular gas // *J. Phys. B*, 1981, V. 14, No. 18, P. 3525-3534.
20. **Biondi M.A.** Electron-ion recombination in gas phase // *Appl. Atomic Collision Phys.* Eds.: E.W. McDaniel, W.L. Nighan, 1982, V. 3, P. 173-189.
21. **Gallas J.A.C., Leuch G., Wallher H., Figger H.** Rydberg atom: high-resolution spectroscopy and radiation interaction - Rydberg molecules // *Adv. in Atomic and Molec. Phys.* 1985, V. 20, P. 413-466.
22. **Авакян С.В., Вдовин А.И., Пустарнаков В.Ф.**, Ионизирующие и проникающие излучения в околоземном космическом пространстве. Справочник, Санкт-Петербург, Гидрометеоиздат, 1994, 501 С.



Рис. 1а. Схема контроля конденсационного механизма возмущениями в солнечной и геомагнитной активности.

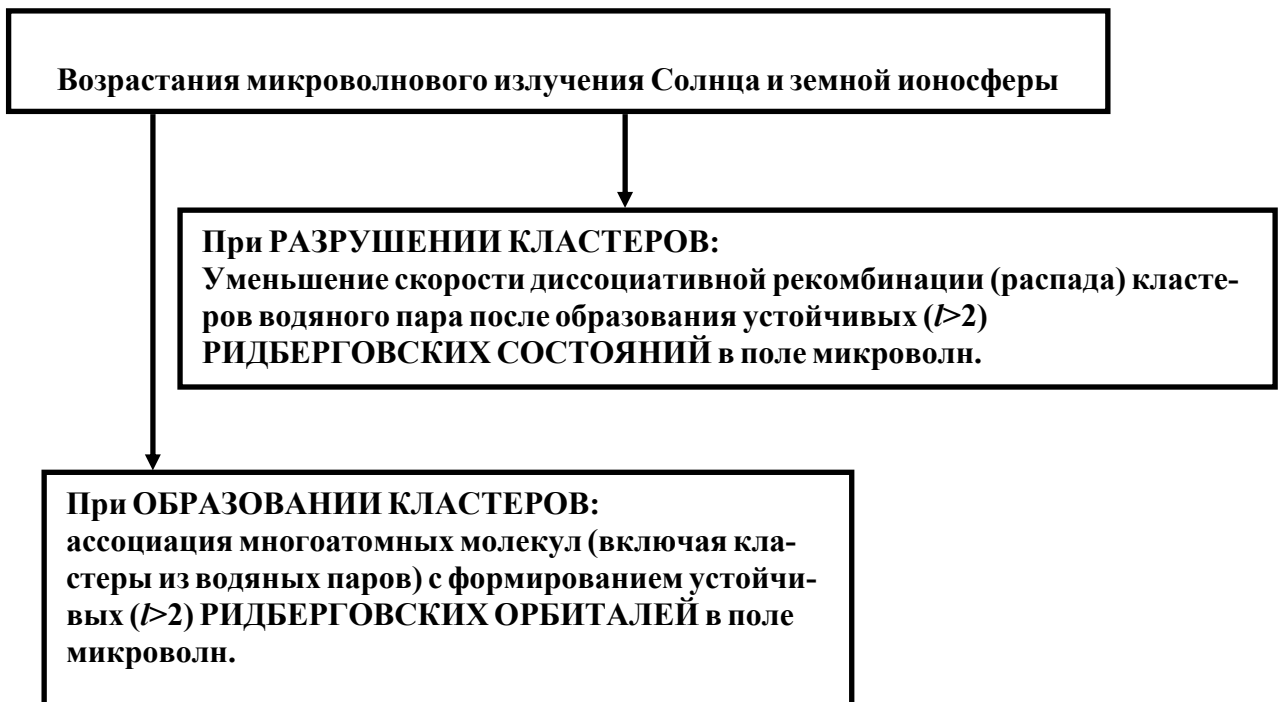


Рис. 1б. Управление конденсационным механизмом в нижней атмосфере и изменением атмосферной прозрачности через вариации соотношения: пары H_2O / водные кластеры.

Круглый стол № 4

**СОЗДАНИЕ АКАДЕМИЧЕСКОГО ЦЕНТРА
ПО СБОРУ ДАННЫХ
И ПРОГНОЗИРОВАНИЮ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ
НА БАЗЕ ГАС ГАО РАН, ГАО РАН И САО РАН**

ИНФОРМАЦИОННЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПУЛКОВСКОЙ БАЗЫ ДАННЫХ ПО СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

**Милецкий Е.В., Иванов В.Г., Наговицын Ю.А.,
Волобуев Д.М., Кузнецова М.А.**

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

INFORMATIONAL POSSIBILITIES PULKOVO DATABASE OF SOLAR ACTIVITY

**Miletsky E.V., Ivanov V.G., Nagovitsyn Y.A.,
Volobuev D.M., Kuznetsova M.A.**

Central astronomical observatory of RAS at Pulkovo

Abstract

We describe informational capabilities of Pulkovo database of solar activity (<http://www.gao.spb.ru/database/csa/>). The database consists of several sections, which include information about sunspot groups, photosphere faculae, calcium flocculas, hydrogen protuberances, solar corona and some other formations. The database also includes mean characteristics of individual sunspot groups and average monthly and annual values of the sunspots and faculae characteristics, which calculated on the basis of the observed data.

Possible variants of usage of the interactive search engine, which allows extracting information from the database by various criteria in accordance with specified queries, are described. Prospects of further development of the informational space of the Pulkovo database are mentioned.

Наблюдательные данные о солнечной активности служат фундаментом для научного исследования процессов, происходящих на Солнце и в межпланетном пространстве. Особую ценность представляют данные многолетних наблюдений. В связи с этим важным является решение проблем организации сбора, систематизации, хранения и общедоступного размещения таких данных.

С 1932 года в Главной (Пулковской) астрономической обсерватории (ГАО) издавались печатные "Каталоги солнечной деятельности" [1], где были представлены данные о пятнах, факелах, флоккулах, протуберанцах и других солнечных образованиях, полученные из наблюдений, выполненных в астрономических обсерваториях бывшего СССР.

В 2005 г. было принято решение о реализации проекта по созданию электронной базы данных, в которой будет представлена информация, содержащаяся как в опубликованных "Каталогах" (1932-1979 гг.), так и в неопубликованных материалах наблюдений (1980-1991 гг.). У авторов к тому времени уже имелся значительный опыт успешной реализации аналогичных проектов, в частности, по созданию Пулковской и объединенной баз данных магнитных полей солнечных пятен [2, 3], а также базы временных рядов индексов солнечной активности [4]. Предложенный проект был под-

держан грантом Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ N 05-07-90107). В соответствии с условиями проекта пополнение базы происходит на протяжении всего трехлетнего срока его выполнения. В окончательном варианте данные о солнечной активности будут представлены на временном интервале, составляющем более пяти 11-летних циклов.

Рабочий вариант Web-версии базы данных на русском и английском языках уже сейчас размещен на Web-сервере Пулковской обсерватории (<http://www.gao.spb.ru/database/csa/>).

Для удобства пользователей все данные базы распределены по разделам (рис. 1).

**ИНТЕРАКТИВНАЯ БАЗА ДАННЫХ ПО СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ
В СИСТЕМЕ ПУЛКОВСКОГО "КАТАЛОГА СОЛНЕЧНОЙ ДЕЯТЕЛЬНОСТИ"**

Проект поддержан грантом РФФИ N 05-07-90107

- [Общее описание базы данных](#)
- [Данные каталогов:](#)
 - [Данные по образованиям:](#)
 - [Группы солнечных пятен](#)
 - [Кальциевые флоккулы](#)
 - [Н-альфа волокна](#)
 - [Протуберанцы](#)
 - [Солнечная корона](#)
 - [Пзвержения](#)
 - [Ежедневные индексы:](#)
 - [Числа Вольфа](#)
 - [Площади пятен](#)
 - [Синоптические карты](#)
- [Индексы, вычисленные по данным каталогов:](#)
 - [Сводные данные по отдельным группам пятен](#)
 - [Средние месячные и годовые площади групп пятен и факелов](#)
- [Выборки из базы данных:](#)
 - [Группы пятен](#)
 - [Кальциевые флоккулы](#)
 - [Н-альфа волокна \[NEW\]](#)
 - [Пзвержения \[NEW\]](#)
 - [Изображение диска \(тестовая версия\) \[NEW\]](#)
- [Участники проекта](#)
- [Список публикаций](#)

Рис.1. Общий вид основной страницы русскоязычного варианта базы.

Первая часть базы – "**Данные каталогов**" – содержит данные, переведенные в электронную форму с исходного бумажного носителя.

Раздел "**Данные по образованиям**" разбит на подразделы, характеризующие один из типов солнечных образований: пятна, флоккулы, протуберанцы и т.п. Каждый из таких подразделов содержит файлы данных соответствующие годам наблюдений, а цифры в имени файла указывают на номер соответствующего года. Описание характера и структуры расположения содержащейся в этих файлах информации, приведены внутри каждого подраздела.

Подраздел "**Группы солнечных пятен**" представляет собой каталог всех групп солнечных пятен, наблюдавшихся в указанном году. Приведен-

ный в каталоге "расширенный" номер группы состоит из четырех цифр года и трехзначного номера группы. Нумерация групп ведется с начала года, в соответствии со временем ее прохождения через центральный меридиан. Группа, исчезнувшая и появившаяся на диске вновь после перерыва в 4 и более дней, получает другой номер. Группы, вышедшие из-за края или возникшие на диске в последние дни года, получают очередные номера групп этого года, хотя они могут проходить через центральный меридиан уже в январе нового года. Гелиографические координаты содержат широту и кэррингтоновскую долготу, которые даны для центров групп, если группы компактные, и для двух точек, если группы разбросанные. Для каждого дня наблюдения группы приведены: площадь всей группы, площадь наибольшего в ней пятна (обе площади выражены в миллионных долях полусферы Солнца) и число пятен в группе.

Подраздел "*Кальциевые флоккулы*" содержит данные о кальциевых флоккулах. Нумерация флоккул ведется по тому же принципу, что и нумерация групп пятен в предыдущем разделе. Площади флоккул выражены в десятитысячных долях полусферы Солнца; яркость – по 3-балльной шкале.

Подраздел "*H-альфа волокна*" содержит данные о водородных волокнах. Для каждого волокна даны месяц и день начала и конца наблюдения. Координаты даны для центра волокна, а в тех случаях, когда волокно изогнутое – для большего числа точек (в последнем случае одному волокну соответствует несколько записей с одним номером). Интенсивности даются по 5-балльной шкале.

Подраздел "*Протуберанцы*" содержит данные в двух форматах. В каталогах первого формата (до 1956 года) даны площади (в протуберанцеединицах) водородных протуберанцев, просуммированные по 30-градусным зонам по всему лимбу. После цифр, означающих площадь, могут быть поставлены буквы, означающая интенсивность по 5-балльной шкале, а за ними – цифры, описывающие форму. Каталоги второго формата (с 1957 года) содержат сведения об отдельных протуберанцах за каждый день наблюдения: их координаты, протяженности, высоты в секундах дуги и яркости по 3-балльной шкале. Во внимание во всех каталогах принимались только протуберанцы с высотами не менее 30".

Подраздел "*Солнечная корона*" содержит сведения о позиционных углах, базисах и яркостях свечения солнечной короны в линиях 5303Å и 6374Å по данным наблюдений на Горной астрономической станции ГАО за период с ноября 1952 г. по июнь 1957 г. Здесь приведены даты наблюдения, широты центров свечения, с указанием на восточном или западном краю, базис светящейся области в градусах по краю Солнца и яркость по визуальным оценкам на снимках по 7-ми балльной шкале (0 – когда интенсивность свечения на всём краю Солнца меньше предела, доступного оценке, 1 – еле заметное свечение, 6 – исключительно яркое). Начиная с июля 1957 г. методика наблюдений короны и их обработки была существ-

венно изменена. Поэтому с 1 июля интенсивности вышеназванных корональных линий, измеренные на расстоянии 40" от края Солнца, даны через 5 градусов позиционного угла, считаемого по лимбу от северного полюса Солнца через восток. Интенсивности (как линии, так и ореола) выражены в миллионных долях интенсивности участка (шириной в 1Å) непрерывного спектра центра солнечного диска.

Подраздел *"Извержения"* содержит данные по особо ярким H-альфа флоккулам и извержениям H-альфа флоккул: моменты начала и конца наблюдения, гелиографические координаты центра объекта и пятибалльный суммарный индекс, характеризующий одновременно его площадь и интенсивность.

В раздел *"Ежедневные индексы"* входят файлы, содержащие ежедневные значения определенного индекса солнечной активности.

Подраздел *"Числа Вольфа"* содержит числа Вольфа на всём диске Солнца и в его центральной зоне (т.е. в круге с радиусом, равным половине радиуса солнечного диска) на каждый день.

Подраздел *"Площади пятен"* содержит сведения об общей площади пятен на всём диске Солнца, в его центральной зоне и в северной и южной половинах диска на каждый день, а также общую площадь факелов. Все площади выражены в миллионных долях полусферы Солнца.

В разделе *"Синоптические карты"* представлены карты солнечной поверхности, построенные по фотогелиограммам Горной астрономической станции ГАО.

Следующая часть базы — *"Индексы, вычисленные по данным каталогов"* — состоит из индексов, вычисленных на основе данных из первой части.

Раздел *"Средние характеристики групп солнечных пятен"* содержит следующие усредненные характеристики для каждой группы пятен: общая площадь, площадь наибольшего пятна и число пятен. Характеристики вычислены по данным подраздела *"Группы солнечных пятен"*. Средние величины, в отличие от исходных "Каталогов", вычислялись по всем дням наблюдения группы. В качестве даты приведена день, в который площадь группы была максимальной.

Раздел *"Средние месячные и годовые характеристики групп пятен и факелов"* содержит среднемесячные и среднегодовые значения площадей пятен и факелов, вычисленные по данным из подраздела *"Площади пятен"*.

В части *"Выборка из базы данных"* находятся HTML-интерфейсы интерактивных поисковых механизмов, позволяющих по различным критериям извлекать из базы информацию в соответствии с формулируемыми запросами.

Выборка по группам пятен

Дата, с:	1	Январь	1932	По:	31	Декабрь	1932
Кэррингтоновская долгота, от:	0			до:	360		
Широта, от:	-90			до:	90		
Площадь, от:	0			до:	9999		
Площадь наибольшего пятна, от:	0			до:	9999		
Количество пятен, от:	0			до:	999		
OK							

Рис.2. Вид табло запросов страницы, содержащей интерактивный поисковый механизм.

Для выборки из данных о солнечных пятнах можно задавать диапазоны времени, кэррингтоновской долготы, гелиографической широты, а также площади групп пятен, наибольшего пятна в группе и количества пятен (Рис. 2). Аналогичные выборки данных можно производить из данных о кальциевых флоккулах, извержениях и H-альфа волокнах.

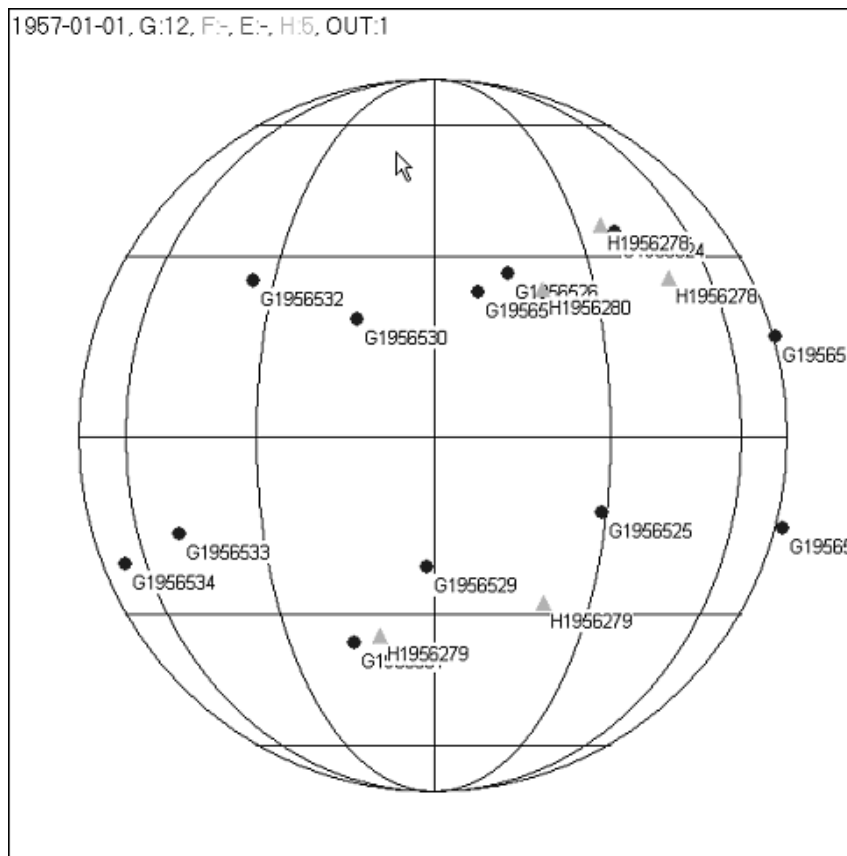


Рис.3. Схематическое изображение образований, присутствовавших на диске Солнца 01.01.1957 (кружками обозначены группы пятен, треугольниками — кальциевые флоккулы).

Недавно в базу был включён новый тип сервиса, который осуществляет выборку различных солнечных образований, присутствовавших на дис-

ке Солнца в данный день, и динамически формирует изображение диска, на котором отмечены приблизительные (с точностью около 10 градусов) местоположения выбранных образований. Пример такого изображения на 1 января 1957 года приведен на рис. 3. В настоящее время этот сервис находится в процессе отладки.

Чтобы облегчить пользование базой данных для тех исследователей, которые не являются специалистами по физике Солнца, в ближайшем будущем предполагается дополнить базу некоторыми информационно-справочными материалами по солнечной активности.

Таким образом, в процессе создания базы на электронные носители перенесены большие объемы уникальных наблюдений, а также разработана Web-версия базы. В отличие от мировых электронных каталогов, являющихся, как правило, обычными архивами данных, предлагаемая версия обладает эффективными механизмами извлечения необходимой пользователям информации и предоставляет широкие возможности для работы с данными. На наш взгляд база, содержащая данные с таким временным охватом, разнообразием представленных характеристик солнечной активности и возможностями по поиску информации является важным отечественным ресурсом, заполняющим пробелы зарубежных аналогов, вследствие чего может служить хорошей основой для многих исследований в области солнечной активности и солнечно-земных связей.

Данная работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 05-07-90107, а также Программы Президиума РАН №30.

Литература

1. *Каталоги солнечной деятельности*. 1932-1979. Пулково.
2. *Miletsky E.V., Nagovitsyn Y.A., Ivanov V.G., Divine A.V.* Combined database of sunspots magnetic fields. / *Proceedings of Chapman Conference on Physics and Modelling of the Inner Magnetosphere*. Helsinki. Finland. 2003.
3. *Милецкий Е.В., Наговицын Ю.А., Иванов В.Г.* Способы представления и методы обработки информации из объединенной базы данных магнитных полей солнечных пятен. *Труды VII Пулковской международной конференции по физике Солнца "Климатические и экологические аспекты солнечной активности"* СПб. 2003 г. С. 313-316.
4. *Nagovitsyn Yu.A., Ivanov V.G., Miletsky E.V., and Volobuev D.M.* ESAI Database and Some Properties of Solar Activity in the Past. *Solar Physics*. V. 224, 2004.

**О ПРОДОЛЖЕНИИ РЯДОВ
КЛАССИЧЕСКИХ ИНДЕКСОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ:
ДАнные КИСЛОВОДСКОЙ ГОРНОЙ СТАНЦИИ**

Наговицын Ю.А., Макарова В.В., Наговицына Е.Ю.

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория
Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия*

**ON THE IMPORTANCE OF CONTINUATION OF OBTAINING
CLASSICAL SOLAR ACTIVITY INDICES:
DATA OF THE KISLOVODSK SOLAR STATION**

Nagovitsyn Yu.A., Makarova V.V., Nagovitsyna E.Yu.

Central Astronomical Observatory at Pulkovo, St.Petersburg, Russia,

Abstract

Time series of classical indices of the Solar activity collected at the Kislovodsk Solar Station of the Pulkovo observatory are analyzed. The problem created by the discontinuation of both the Zurich series of Wolf numbers and the Greenwich series of summarized sunspot areas, which ceased in 1980 and 1976, respectively, is discussed. It is emphasized that up to the present the Kislovodsk data is homomorphic with classical time series.

Введение

Исследование закономерностей долговременного поведения солнечной активности было начато Г. Швабе в 1826 г., им же была открыта 11-летняя цикличность солнечной пятенной активности. В 1848 г. Р. Вольф в Цюрихской обсерватории (Швейцария) начал долгосрочную программу регулярных наблюдений запятненности Солнца, которую он предложил измерять *индексом относительного числа пятен (числом Вольфа)*:

$$W = k(10g + f), \quad (1)$$

где g – число групп пятен, f – число пятен, k – коэффициент перехода от некоторой внешней системы наблюдений к цюрихской (в 1894 г., при Вольфере, преемнике Вольфа, для Цюриха было принято $k = 0.6$). В ходе выполнения программы особое внимание было уделено корректности стыковки индивидуальных рядов индекса наблюдателей: в период смены основного наблюдателя принимались специальные меры для обеспечения однородности принятой системы. В общей сложности, программа Вольфа просуществовала в Цюрихе более 130 лет (став, вероятно, одной из самых продолжительных международных кооперативных программ). За это время, кроме прочего, были обобщены данные разрозненных наблюдений XVIII – первой половины XIX вв. В результате, к концу 70-х годов XX в.

исследователи солнечной активности имели в своем распоряжении однородный 280-летний ряд цюрихского числа Вольфа W_Z .

В 1874 г. Гринвичская обсерватория (Англия) стала подсчитывать индекс *суммарной площади пятен* на основе фотографических наблюдений Солнца, публикуя его в ставшем знаменитым Гринвичском фотогелиографическом каталоге, который, кроме того, содержал ежедневные данные как о площади отдельных групп пятен, так и об их координатах. (В скобках заметим, что гринвичским наблюдениям в Великобритании предшествовали почти 10-летние фотографические же наблюдения В. Деларю в обсерватории Кью с публикацией характеристик групп пятен в «Philosophical Transactions»). Программа Гринвичского фотогелиографического каталога просуществовала 102 года (до 1976 г.).

Таким образом, классические временные ряды индексов солнечной активности представлены рядами *цюрихского* относительного числа и *гринвичской* суммарной площади солнечных пятен. Главным преимуществом этих рядов является предельная простота технологии получения, которая обеспечивает (более точно, обеспечивала) им уникальную социально-экономическую устойчивость и, соответственно, продолжительность. На основе именно этих рядов проведено большинство классических и современных исследований солнечной цикличности, открыты ее основные закономерности, предложены методы прогноза активности Солнца в будущем. Новые высокотехнологичные, более объективные физические индексы еще долгое время будут анализироваться с привязкой к рядам классических индексов, ставших, в сущности, универсальным способом описания уровня магнитной активности Солнца на простом языке. Очевидно, что долговременные ряды наблюдений представляют также особую ценность для науки в целом, особенно в аспектах (долговременных) солнечно-земных связей. К сожалению, в течение последних 25-30 лет существуют определенные факторы угрозы стабильности и однородности классических рядов солнечной активности. Этой проблеме, от решения которой зависит корректность и успешность будущих исследований, в том числе на больших временных шкалах, посвящена данная работа.

Относительное число солнечных пятен

В конце 1980 г. наблюдения W_Z в Цюрихе были прекращены, а программу перенесли в Бельгийскую королевскую обсерваторию в Уккле (Брюссель, Бельгия). Продолженный там ряд наблюдений числа Вольфа был назван Международным рядом W_I . Естественно, эти перемены, выглядевшие слишком поспешными и недостаточно продуманными, встревожили ряд специалистов. В 1985 г. М. Гневышев, Ю. Наговицын и Е. Наговицына рассмотрели вопрос об однородности рядов числа Вольфа различных обсерваторий, участвующих в мировой Службе Солнца, и их соот-

ветствии цюрихскому ряду. Были проанализированы данные 15 ведущих обсерваторий, внесших наибольший вклад в наблюдения 1957-1976 гг. Исследование проводилось с использованием 6 различных статистических параметров, так или иначе характеризующих соответствие системы оригинальных рядов основной – цюрихской – системе в смысле взаимной однородности. Было найдено, что только кисловодский ряд W_K (после необходимых редукций, т.к. абсолютные шкалы различных рядов сильно варьируют) способен наиболее полноценно заменить W_Z .

В следующей работе тех же авторов (Гневывшев и др., 1986) было показано, что в 1981-1984 гг. система Международного ряда числа Вольфа значимо отличалась от цюрихской. Поэтому как альтернатива было предложено использовать кисловодские наблюдения с формулами перехода от *среднемесячных* значений W_K к W_Z для получения W_{KZ} – числа Вольфа в цюрихской системе на основе кисловодских данных:

$$W_{KZ} = \begin{cases} 0.680W_K + 0.00072W_K^2, & W_K \leq 180 \\ 0.933W_K - 0.00069W_K^2, & W_K > 180 \end{cases} \quad (2)$$

Также был опубликован сам ряд числа Вольфа в цюрихской системе W_{KZ} до 1985 г. включительно. По поводу формулы (2) необходимо сделать следующее замечание. Как мы видим, она нелинейна. Эта неизменно проявляющаяся нелинейность перехода от одной системы наблюдений W к другой является, по нашему мнению, прямым следствием субъективного характера подсчета числа Вольфа. Действительно, мы знаем, что, во-первых, существует, по крайней мере, три подхода к подсчету W при наблюдениях Солнца (Витинский и др., 1986). Во-вторых, даже в рамках цюрихского ряда имели место коррекции системы (Наговицын, 2005), которые, вероятно, отражали стремление наблюдателей «объективизировать» индекс. А в-третьих, связь числа Вольфа с т.н. «первичными индексами» активности нелинейна (Витинский и др., 1986), и вследствие различия коэффициентов этой связи у разных обсерваторий нелинейность обязана проявляться и в соотношениях W различных наблюдательных рядов.

В настоящее время Международный ряд числа Вольфа строится путем объединения наблюдений различных обсерваторий в единую систему, в качестве которой выбрана система Локарно (одна из трех основных станций цюрихской программы до 1981 г.: Цюрих, Ароза, Локарно). Однако М. Гневывшев и др. (1985) показали, что попытка улучшить какой-либо ряд W путем его синтеза с другими рядами может, наоборот, ухудшить его в смысле стабильности системы. Например, объединенный пулковский ряд W_P (не путать с оригинальным кисловодским W_K) значимо изменил свою систему в конце 50-х, когда ряд китайских обсерваторий вышел из сотрудничества по программе Службы Солнца СССР. Т.е. объединение данных

различных обсерваторий, уменьшая, конечно, случайные ошибки измерений, увеличивает вероятность сбоев самой системы. Поэтому в долговременных программах подсчета W предпочтительно использовать один оригинальный ряд с малым числом лакун в наблюдениях и однородной системой, которая обеспечивается единственностью основного наблюдателя и специальными мерами преемственности при его смене. Это именно те принципы, которые были предложены Р. Вольфом изначально.

Исходя из этого, понятно, почему на роль продолжателя уникального цюрихского ряда среди всех, рассмотренных М. Гневывшевым и др. (1985), наиболее подходит именно кисловодский ряд. Во-первых, Кисловодская горная станция обеспечивает рекордное число дней в году с наблюдениями фотосферы (~ 340). Во-вторых, однозначность связи W_{KZ} и W_Z обеспечена корреляцией 99%. В-третьих, почти 60-летний ряд W_K создан всего двумя основными наблюдателями – Р. Гневывшевой (1949-1976 гг.) и В. Макаровой (с 1976 г. по настоящее время), подобно тому, как 130-летний ряд W_Z был создан всего четырьмя основными наблюдателями (Вольфом, Вольфером, Бруннером и Вальдмайером).

На нашем сайте <http://www.gao.spb.ru/database/esai/> (ESAI-2006 Addition) можно найти, кроме прочего, «кисловодское продолжение» цюрихского ряда после 1985 г.

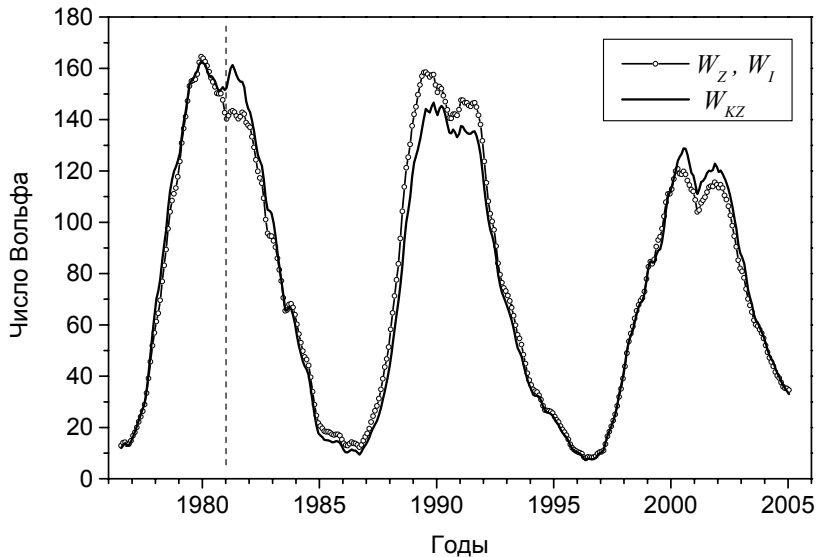


Рис. 1. Число Вольфа в цюрихской (слева от вертикальной пунктирной линии) и международной (справа от нее) системах – кружки. Тот же индекс по кисловодским данным, переведенным в цюрихскую систему, – сплошная линия.

Рис. 1 позволяет сравнить кисловодскую $\overline{W}_{KZ}(t)$ и брюссельскую $\overline{W}_I(t)$ версии продолжения цюрихского ряда (ряды среднемесячных значений сглажены по 12 точкам). Можно видеть, что значения Международного ряда в самом его начале сильно занижены: в эпоху второго максимума цикла № 21 (1981-1982 гг.) относительная невязка числа Вольфа $\Delta_{I,KZ} = \frac{W_{KZ} - W_I}{W_I} \times 100\%$ достигает +12% (!), превращая двухвершинную фор-

му цикла в одновершинную. Это подтверждает и американский ряд относительного числа пятен, и ряд радиопотока на $\lambda = 10.7$ см (тесно коррелирующий с W), которые также показывают четкий двойной пик в цикле № 21 (Гневывшев и др., 1986). В дальнейшем, как видно из рис. 1, невязка $\Delta_{I,KZ}$ была нестабильна и даже противоположна по знаку в максимумах циклов № 22 и 23 (от -10% в цикле № 22 до $+6\%$ в цикле № 23). Следовательно, для корректного продления цюрихского ряда W_Z после его завершения в 1980 г. и до настоящего времени по-прежнему целесообразно использовать редуцированный по (2) кисловодский ряд W_{KZ} .

Суммарная площадь солнечных пятен

В 1976 г., после более чем 100-летних наблюдений, Гринвичская программа по подсчету площадей и координат солнечных пятен была закрыта. XVI Генеральная Ассамблея МАС в Гренобле поручила продолжить Гринвичский каталог Дебреценской гелиофизической обсерватории (Венгрия) и Кисловодской горной станции Пулковской обсерватории. О разработанной в связи с этим на Кисловодской станции методике определения гелиографических координат со значительно более высокой точностью, чем гринвичская, сообщалось в работах Ю. Наговицына и Е. Наговицыной (1984, 1996).

Гринвичский ряд суммарной площади пятен $S_G(t)$ был продлен до 1989 г. включительно Ю. Наговицыным (1997) на основе Пулковского каталога солнечной деятельности, подготовленного Р. Гневывшевой (1987, 1992). Решающим аргументом в пользу такого продления был тот факт, что в 1954-1975 гг. гринвичские и пулковские среднемесячные площади пятен имели *линейную* корреляцию 99.4% (!). При этом коэффициент *линейного* перехода из пулковской системы в гринвичскую был практически равен единице ($b = 0.9932$), что свидетельствовало о взаимной однородности, а фактически – идентичности, систем измерения данного индекса. В настоящее время Пулковский каталог прекратил свое существование (к сожалению, в этой заметке мы упоминаем уже в третий раз о кончине долговременных наблюдательных программ и каталогов), но кисловодский ряд площади пятен, составлявший основу пулковского ряда, продолжается: с 1976 г. бесменным основным наблюдателем, ведущим подсчет $S_K(t)$, является один из соавторов этой работы, В. Макарова. В силу вышеуказанных причин именно кисловодские данные по-прежнему предпочтительны для продолжения однородного ряда площади пятен в гринвичской системе. Этот ряд также представлен на сайте <http://www.gao.spb.ru/database/esai/> и в правой («современной») части рис.2.

Заметим, что индекс суммарной площади пятен позволяет прямо перейти к индексу солнечной активности с ясным физическим смыслом – полному абсолютному пятенному магнитному потоку (в Максвеллах)

$$\Phi_{\Sigma}(t)[\text{Мкс}] = 2.49 \times 10^{19} S(t)[\text{мдп}], \quad (3)$$

где мдп – миллионная доля полусферы Солнца. Таким образом, используя предыдущие исследования (Наговицын, 2005), мы можем представить этот индекс теперь уже в виде ряда его среднемесячных значений на 250-летнем интервале и ряда среднегодовых значений на 400-летнем интервале – правая шкала рис. 2.

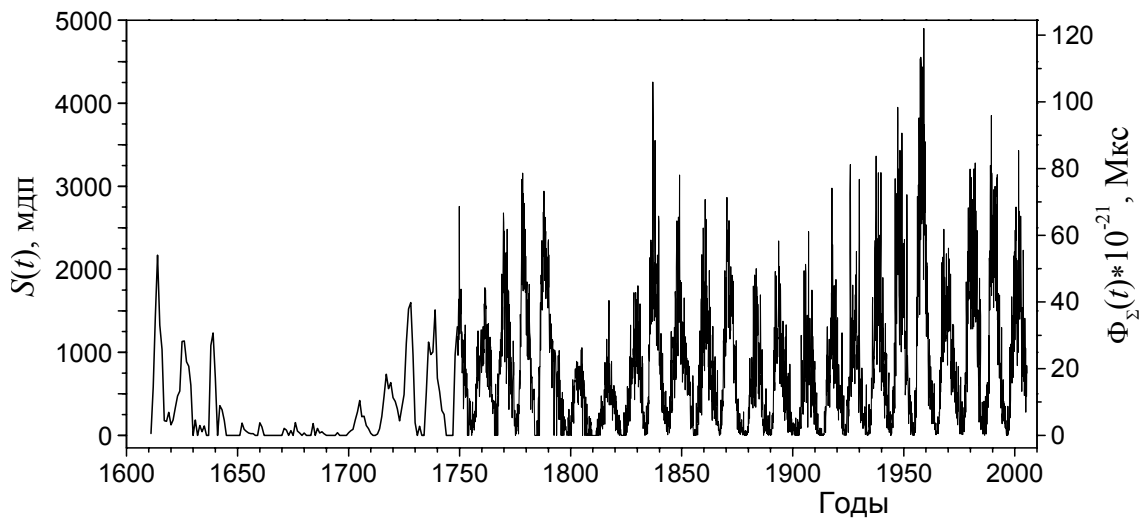


Рис. 2. Ряд суммарной площади пятен в гринвичской системе (в миллионных долях полусферы) $S(t)$ и полного абсолютного пятенного магнитного потока (в Максвеллах) $\Phi_{\Sigma}(t)$ по (3): 1610-1749 гг. – среднегодовые значения, 1750-2004 – среднемесячные.

Надо заметить, что в 1976-2005 гг. корреляция кисловодского ряда $S_K(t)$ с известным американским рядом $S_A(t)$, который можно найти на сайте <http://science.msfc.nasa.gov/ssl/pad/solar/greenwch.htm> – не так высока, как ранее была с гринвичским рядом. В данном случае *линейная* корреляция составляет 97.9%, и хотя коэффициент *линейного* перехода $S_A \rightarrow S_K$ также близок к единице ($b = 1.0333 \pm 0.0071$), наблюдается заметная нелинейность соотношения S_K и S_A – рис. 3.

Важными компонентами Гринвичского каталога были ряды суммарной площади пятен отдельно северного $S_N(t)$ и южного $S_S(t)$ полушарий Солнца, а также – вычисляемый на их основе индекс северо-южной асимметрии активности:

$$q = (S_N - S_S) / (S_N + S_S).$$

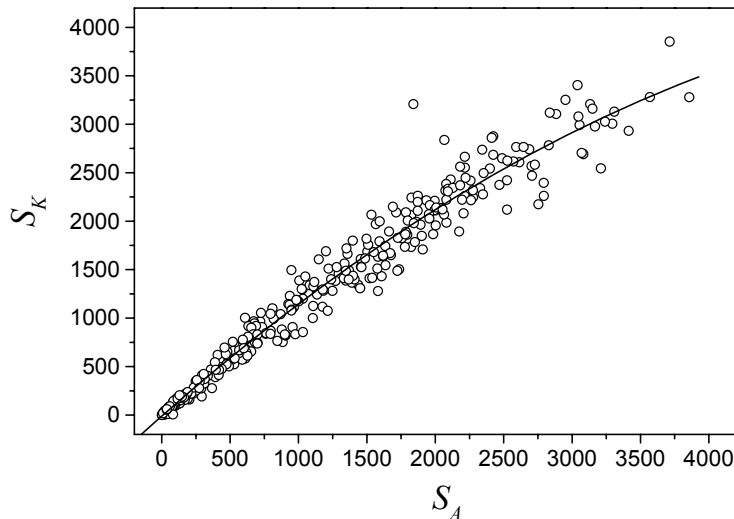


Рис. 3. Соотношение суммарной площади пятен в кислородской (S_K) и американской (S_A) системах. Сплошная линия – нелинейная функция связи.

Для продления этих рядов мы приводим в Таблице среднегодовые значения суммарной площади пятен отдельно по полушариям и индекса $q(t)$, представленные в гринвичской системе на основе кислородских данных.

Таблица. Среднегодовая суммарная площадь пятен (мдп) отдельно по N - и S -полушариям Солнца и индекс N - S асимметрии q .

Год	S_N	S_S	q	Год	S_N	S_S	q	Год	S_N	S_S	q
1975	123	45	0.4643	1985	69	110	-0.229	1995	72	123	-0.2614
1976	104	74	0.1685	1986	72	82	-0.0648	1996	25	61	-0.4185
1977	197	140	0.1691	1987	116	247	-0.3608	1997	160	132	0.0959
1978	857	539	0.2278	1988	789	739	0.0327	1998	457	542	-0.085
1979	1291	919	0.1683	1989	1431	1261	0.0632	1999	875	637	0.1574
1980	1028	1274	-0.1068	1990	1091	1077	0.0065	2000	991	901	0.0476
1981	1143	1226	-0.0349	1991	872	1434	-0.2436	2001	1015	867	0.0786
1982	1025	1068	-0.0204	1992	625	919	-0.1903	2002	799	1142	-0.1766
1983	208	642	-0.5105	1993	411	392	0.0237	2003	613	623	-0.008
1984	310	414	-0.1435	1994	236	183	0.1265	2004	306	482	-0.2233

Заключение

В этой работе мы стремились отметить основные факторы неустойчивости рядов классических индексов солнечной активности и показать возможные пути их преодоления. Хотелось бы еще раз обратить внимание на реальную возможность сохранения уникальных систем цюрихского ряда числа Вольфа и гринвичского ряда суммарной площади пятен за счет продолжающихся кислородских наблюдений. В настоящее время представляется необходимым в исследованиях, использующих ряды классических индексов солнечной активности, продлевать их данными, полученными на

Кисловодской горной станции, которые – отметим еще раз – можно найти на сайте: <http://www.gao.spb.ru/database/esai/>. Этот сайт содержит, кроме того, и другие длительные ряды индексов солнечной активности и предназначен специально для использования в различных исследованиях долгосрочных тенденций Космической погоды.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 04-02-17560, 06-02-16268-а, 05-02-16229), Санкт-Петербургского научного центра (грант № 9-2006) и программы Президиума РАН № 16 «Изменение окружающей среды и климата: природные катастрофы», часть 3 «Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля».

Литература

- Витинский Ю.И., Конецкий М., Ку克林 Г.В.* Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца // Москва: Наука, 1986. 296 с.
- Гневышев М.Н., Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю.* Исследование стабильности и сравнение различных рядов чисел Вольфа // Солн. данные. 1985. № 2. С. 72-79.
- Гневышев М.Н., Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю.* // Солн. данные. 1986. №3. С. 57-62.
- Гневышева Р.С.* // Солн. данные. 1987. № 5. С. 70-81.
- Гневышева Р.С.* // Солн. данные. 1992. № 4. С. 63-68.
- Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю.* // I: Солн. данные. 1984. № 11. С.76-81; II: Солн. данные.1984. № 12. С.54-59.
- Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю.* Кинематика и физика небесных тел. 1996. Т.12. № 6. С.55-64.
- Наговицын Ю.А.* // Солн. данные. «Статьи и сообщения 1995-1996». 1997. С. 38-48.
- Наговицын Ю.А.* // Письма в Астрон. журн. 2005. Т.31. No 8. С. 622-627.

ВОЗМОЖНОСТИ ДОЛГОСРОЧНОГО ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ

Иванов В.Г., Милецкий Е.В.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

POSSIBILITIES FOR LONG-RANGE PREDICTION OF GEOMAGNETIC ACTIVITY

Ivanov V.G., Miletsky E.V.

Central astronomical observatory of RAS at Pulkovo

Abstract

Possibilities for a long-range (with one-year or longer lead time) forecast of average annual geomagnetic activity level are studied. Different characteristics of solar activity are examined as candidates to the predictors. An approach is used that allows effective selecting of input variables significant for the forecast. A method is proposed that uses information about the phase of the 11-year cycle for construction of the forecasting model. It is demonstrated that with this phase taken into account the quality of the resulting model essentially increases. Control forecasts on an independent set of data show good stability of the obtained models.

It is demonstrated that the proposed approach is also applicable to reconstruction of the annual means of aa-index since the beginning of the 18th century.

Введение

Прогноз уровня геомагнитной активности на различных временных шкалах — это задача, имеющая важное теоретическое и практическое значение. Наибольшее внимание исследователей, как правило, концентрируется на краткосрочных и среднесрочных прогнозах геомагнитных событий (с заблаговременностью от нескольких часов до нескольких дней). Однако долгосрочные и сверхдолгосрочные (с заблаговременностью год и более) прогнозы среднего уровня геомагнитной активности также представляют большой интерес (см., например, [1–4]). Несомненно, модели подобных прогнозов должны опираться на информацию об индексах космической погоды и солнечной активности. Так как конкретный вид физической связи между этими солнечными и межпланетными магнитными явлениями и геомагнитной активностью в настоящее время далёк от полного понимания, то для построения подобных моделей удобно использовать "эмпирический" подход. Этот подход состоит в том, чтобы начинать с максимально широкого набора возможных предикторов, а затем отбирать те из них, которые действительно важны для описания исследуемой взаимосвязи.

В данной работе анализируются возможные наборы предикторов и виды моделей прогноза среднегодового значения aa-индекса с заблаговременностью год и более.

Данные и метод прогноза

Так как длины рядов данных, имеющихся в нашем распоряжении, невелики, пришлось исключить из набора возможных предикторов сравнительно короткие ряды индексов космической погоды и базироваться только на параметрах солнечной активности.

Для построения моделей прогноза геомагнитной активности были взяты годовые средние следующих индексов:

- аа-индекс aa (1868–2002 годы);
- числа Вольфа W (1700–2002);
- площади солнечных пятен A (1874–2002);
- средние широты солнечных пятен $LatM$ (1864–2002);
- амплитуды аксиального диполя крупномасштабного магнитного поля Солнца, продолженные в прошлое с помощью реконструкции по $H\alpha$ -картам [5] $ADEx$ (1914–2002).

Мы используем класс линейных прогнозных моделей вида

$$aa_i = \sum_{j,s} c_{j,s} X_{i-s}^{(j)}, \quad (1)$$

выражающих среднегодовое значение аа-индекса aa_i в данный год T_i через значения входных переменных $X_{i-1}^{(j)}, \dots, X_{i-11}^{(j)}$ в годы T_i-1, \dots, T_i-11 (здесь индекс j нумерует входные индексы, а s — их временные сдвиги). Таким образом, общее количество входных переменных достаточно велико и, разумеется, не все они являются одинаково важными для прогноза. Для поиска моделей оптимального состава нами применяется алгоритм селекции, основанный на принципах индуктивного моделирования [6, 7].

Разобьем исследуемый промежуток времени на два приблизительно равных по длине диапазона и, задавшись некоторым набором входных переменных, будем строить модель прогноза с помощью линейной регрессии на первом диапазоне, а в качестве внешнего критерия качества использовать среднеквадратичную ошибку прогноза на втором. Можно показать, что при постепенном усложнении модели — начиная с простейших, содержащих одну входную переменную — критерий качества достигает своего минимума, а соответствующая модель обладает, в некотором смысле, "оптимальной" сложностью, т.е. содержит минимально необходимое для описания зависимости число входных переменных.

Описанный алгоритм будем применять на рядах, из которых удалены последние 22 точки. Удаленный отрезок данных длиной 22 года, никак не участвующий в построении модели, будет использоваться для получения контрольного прогноза с целью проверки устойчивости модели.

Модели прогноза aa-индекса

Ниже мы исследуем модели, полученные с помощью некоторого начального набора входных индексов и описанного выше алгоритма селекции.

Одна из простейших прогнозных моделей использует в качестве входного индекса сам aa-индекс, и, таким образом, потенциально возможными входными переменными являются его среднегодовые значения, сдвинутые на 1–11 лет относительно момента прогноза. Метод селекции отбирает из этих переменных 4 значимых, модель (A) имеет вид

$$aa_i = 1.84 + 0.61aa_{i-1} + 0.19aa_{i-10} + 0.08aa_{i-11} + 0.04aa_{i-4},$$

а модельный прогноз изображён на рис.1. В дальнейшем удобно характеризовать исследуемые модели двумя параметрами: коэффициентом корреляции r между прогнозом и реальными значениями aa-индекса на интервале построения модели, характеризующим качество модели на этом интервале, и коэффициентом корреляции r' между теми же величинами на 22-летней контрольной части ряда, являющимся мерой устойчивости модели.

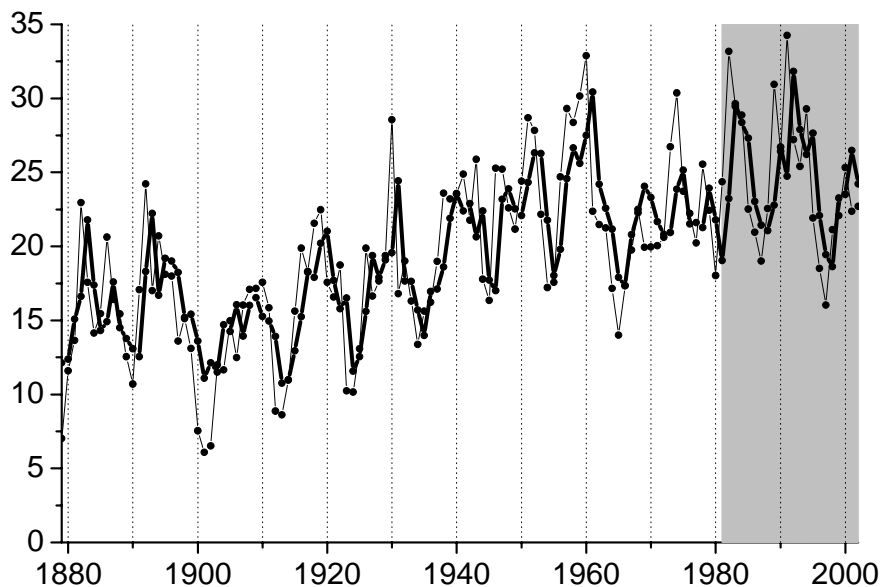


Рис.1. Модель (A). Тонкая кривая соответствует реальным значениям aa-индекса, жирная кривая — прогнозу. Корреляция на интервале построения $r = 0.77$, на контрольном интервале (выделенном серой заливкой) $r' = 0.42$.

В данном случае качество модели $r = 0.77$ достаточно высоко, однако устойчивость $r' = 0.42$ невелика. Кроме того, можно видеть, что модель прогноза в основном опирается на значение aa-индекса, сдвинутого на 1 год, то есть, близка к простейшей "инерционной" модели.

Будем теперь проводить селекцию переменных, исходя из полного набора возможных входных индексов: aa , W , A , $LatM$ и $ADEx$. Полученная модель (B) включает 13 входных переменных и изображена на рис.2.

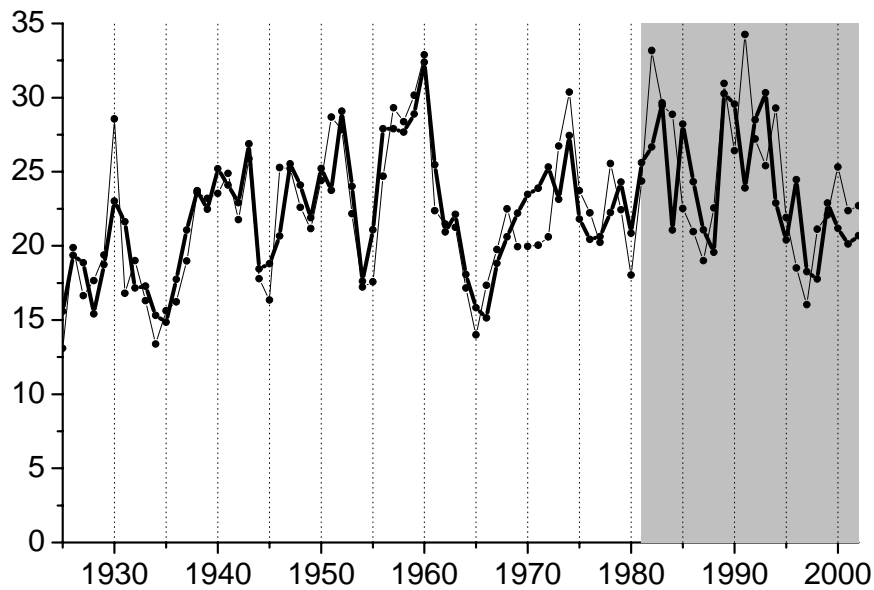


Рис.2. Модель (B), $r = 0.86$, $r' = 0.51$. Обозначения те же, что на рис.1.

Мы видим, что качество модели стало выше ($r = 0.86$), и модель уже не тяготеет к инерционной, однако её устойчивость по-прежнему низка ($r' = 0.51$).

Для улучшения качества прогноза мы можем модифицировать соотношение (1) следующим образом. Назовём "фазой цикла" данного года величину

$$\varphi(T_i) = \varphi_i = (T_i - T_{i,\max})/11,$$

где $T_{i,\max}$ — год максимума цикла, которому принадлежит год T_i и рассмотрим модели вида

$$aa_i = \sum_{j,s} c_{j,s}(\varphi_i) X_{i-s}^{(j)}, \quad (2)$$

введя, таким образом, зависимость регрессионных коэффициентов $c_{j,s}$ от фазы цикла. Легко понять, что в общем случае произвольной зависимости c от φ такая модель эквивалентна набору независимых линейных моделей, каждая из которых соответствует своей фазе $\varphi = \dots, -1/11, 0, 1/11, \dots$. Однако мы можем предположить, что эта зависимость является достаточно гладкой (и модели для разных близких фаз, таким образом, зависимы). В этом случае, разлагая коэффициенты $c(\varphi)$ в ряд вблизи нуля, мы можем записать (2) в виде

$$aa_i = \sum_{j,s} c_{j,s}(0)(1 + \alpha\varphi_i + \beta\varphi_i^2 + \dots) X_{i-s}^{(j)} \quad (3)$$

или, введя новые переменные

$$X_i^{(j)} = \varphi_{i+s} X_i^{(j)}, \quad X_i^{''(j)} = \varphi_{i+s}^2 X_i^{(j)}, \quad \dots,$$

в эквивалентной форме

$$aa_i = \sum_{j,s} (c_{j,s} X_{i-s}^{(j)} + c'_{j,s} X_{i-s}'^{(j)} + c''_{j,s} X_{i-s}''^{(j)} + \dots). \quad (4)$$

Таким образом, обрывая ряд на k -м члене (ниже мы всюду будем ограничиваться $k = 2$), мы сводим класс моделей (2) к классу линейных моделей (1), увеличивая при этом в k раз число входных переменных.

Исходя из полного набора возможных индексов и проведя селекцию в классе моделей типа (4), мы приходим к модели (С) с 11 входными переменными, изображенной на рис.3. Можно видеть, что эта модель не обладает особыми преимуществами по сравнению с предыдущими.

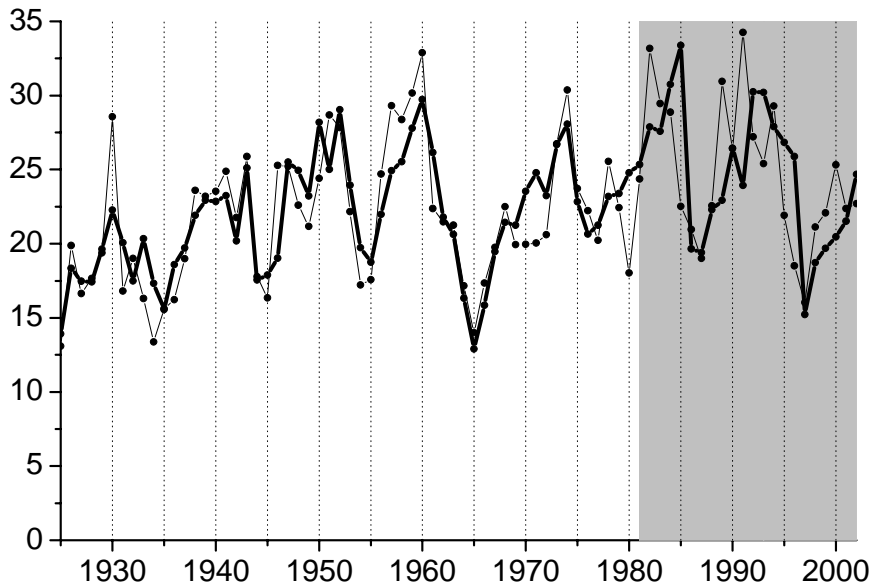


Рис.3. Модель (С), $r = 0.83$, $r' = 0.49$.

Однако селекция среди более узкого класса моделей (для того же временного промежутка 1914–2002), исходными входными индексами для которого являются только aa и W , приводит к модели (D) (рис.4), которая обладает как хорошим качеством ($r = 0.83$), так и достаточно высокой устойчивостью ($r = 0.75$). Такое улучшение модели при уменьшении количества степеней свободы объясняется, по-видимому, тем, что алгоритм селекции, несмотря на наши усилия, переусложнил модель (С), что привело к снижению её предсказательной силы на контрольном интервале.

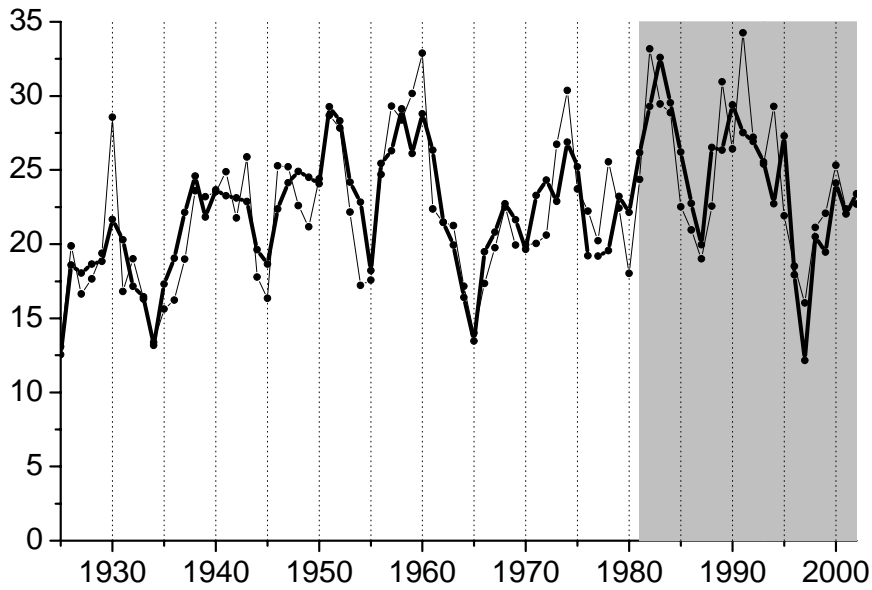


Рис.4. Модель (D), $r = 0.83$, $r' = 0.75$.

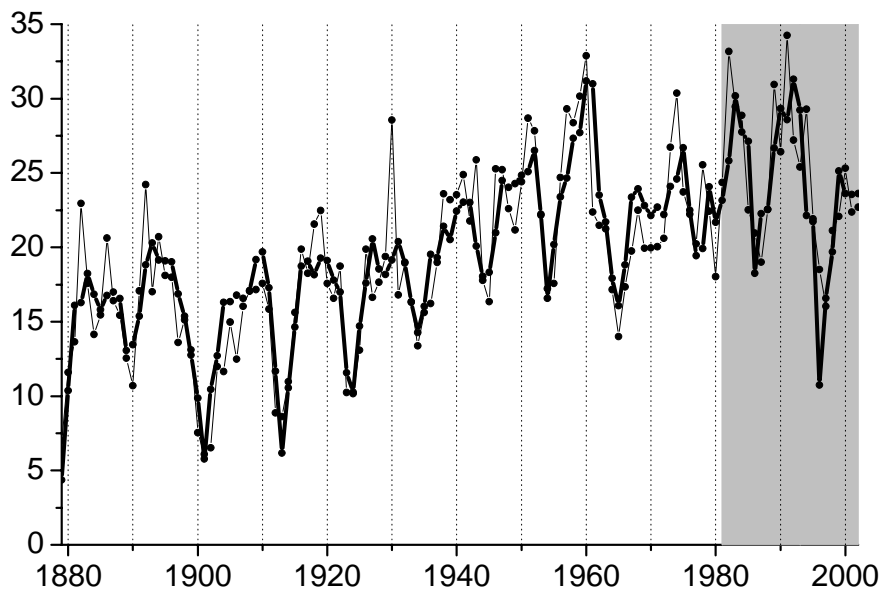


Рис.5. Модель (E), $r = 0.87$, $r' = 0.69$.

Проделав ту же операцию, что и при построении модели (D), но для максимального общего для индексов W и aa промежутка времени (1868–2002), мы получим прогнозную модель (E) с 14 входными переменными, $r=0.87$ и $r' = 0.69$ (рис.5).

Наконец, используя в качестве входного индекса только W , мы также получаем качественную и устойчивую ($r = r' = 0.80$) модель (F) (рис.6).

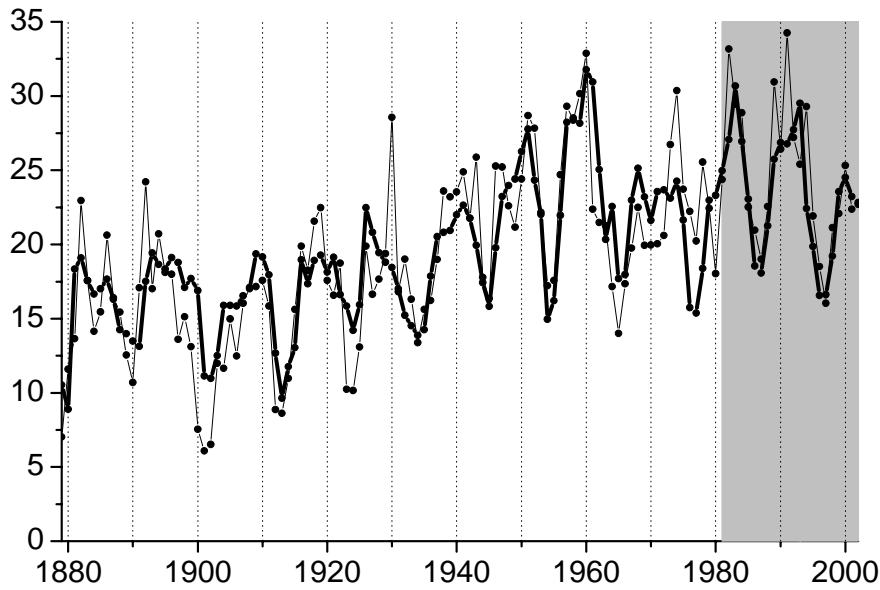


Рис.6. Модель (F), $r = 0.80$, $r' = 0.80$.

Для того, чтобы видеть относительные вклады в модель отдельных входных параметров, удобно ввести нормированные переменные AA , w , w' и w'' , полученные нормировкой на нулевое среднее и единичную дисперсию исходных переменных aa , W , $W' = \varphi \cdot W$ и $W'' = \varphi^2 \cdot w$ соответственно. В этих переменных модель (F) имеет вид

$$AA_i = 0.63w_{i-1} - 1.04w'_{i-1} + 0.97w''_{i-1} + 0.53w'_{i-2} - 0.30w''_{i-3} + 0.24w_{i-4} - 0.089w_{i-5} + 0.32w_{i-9} + 0.208w'_{i-10} - 0.27w''_{i-10} .$$

Можно видеть, что для модели важны, прежде всего, значения числа Вольфа за предыдущий год, хотя вклад в прогноз дают и индексы в эпоху предыдущего максимума.

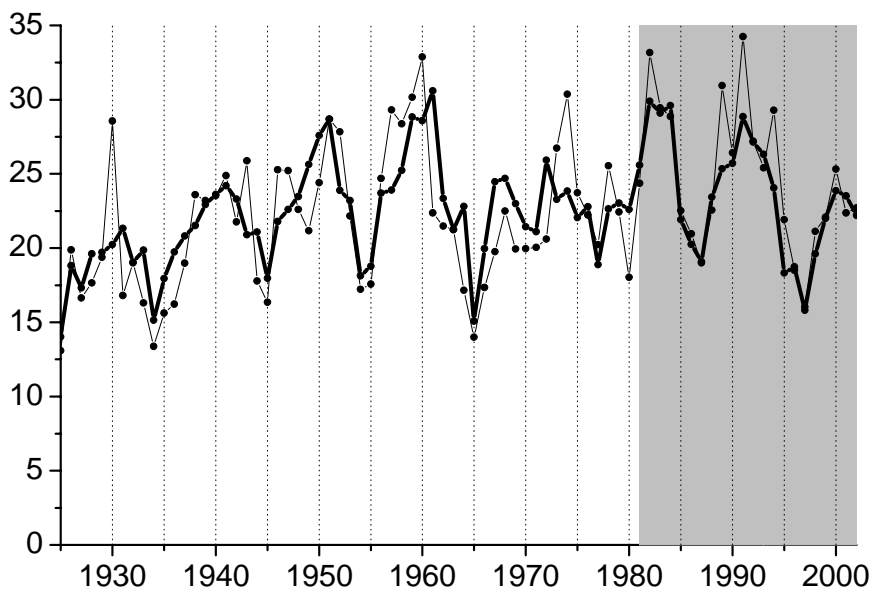


Рис.7. Модель (G), $r = 0.72$, $r' = 0.90$.

Наконец, аналогичным образом мы можем строить прогнозы на несколько лет вперёд. Одна из таких прогнозных моделей на два года вперёд (G), основанная на индексах aa и W и включающая 9 входных переменных, изображена на рис.6. Её качество r несколько ниже, чем при прогнозе на один год (D), однако устойчивость r' даже возросла.

Реконструкция aa -индекса

Тот факт, что полученная выше прогнозная модель (F) обладает достаточно хорошими характеристиками, указывает на то, что связь между среднегодовыми значениями aa -индекса и чисел Вольфа W довольно сильна. Это позволяет нам, используя известный ряд чисел Вольфа и строя модель аналогичным методом (с тем отличием, что теперь в качестве входной переменной может использоваться не только ряд чисел Вольфа, сдвинутый в прошлое на 1–11 лет, но и несдвинутый ряд), построить реконструкцию aa -индекса с начала XVIII-го века. В нормированных переменных модель реконструкции имеет вид

$$AA_i = -0.73w'_i + 0.55w''_i + 0.72w_{i-1} + 0.01w'_{i-1} + 0.36w'_{i-2} + 0.18w_{i-4} + 0.30w_{i-9} + 0.04w'_{i-9} + 0.33w'_{i-10} - 0.33w''_{i-10} - 0.19w'_{i-11} - 0.05w_{i-11},$$

а её график изображён на рис.8. На том же графике, для сравнения, приведена реконструкция aa -индекса, полученная Наговицыным [8,9]. Реконструкции имеют сходный вид, а коэффициент корреляции между ними на общем промежутке (1711–1867) равен 0.68. Единственное существенное расхождение между двумя рядами приходится на anomalно длинный промежуток между максимумами 4 и 5 солнечных циклов, когда значения фазы φ велики и разложение коэффициентов регрессии в ряд вблизи нуля, использованное в (3), перестаёт быть корректным.

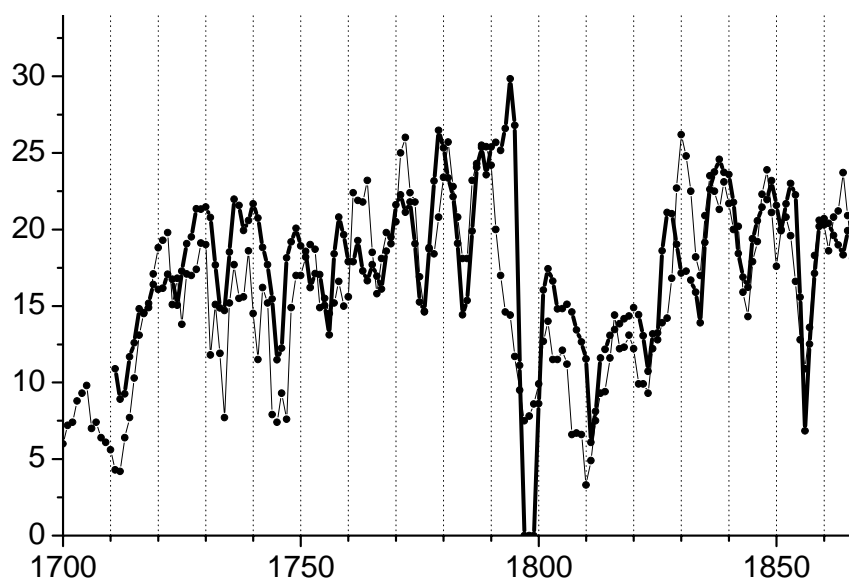


Рис.8. Реконструкция aa -индекса из данной работы (жирная кривая) в сравнении с реконструкцией по данным [8, 9] (тонкая кривая).

Заключение

Выше был предложен метод прогноза, основанный на селекции моделей при наличии внешнего критерия качества. Мы показали, что этот метод позволяет сделать прогноз среднегодового аа-индекса с заблаговременностью один или два года и достаточно высоким уровнем достоверности — коэффициент корреляции между прогнозным и реальным значениями достигает 0.8. При этом наиболее существенной для прогноза является информация о поведении самого аа-индекса и чисел Вольфа, а использование в качестве дополнительных предикторов некоторых других солнечных индексов (средние площади и широты пятен, интенсивность аксиального диполя общего магнитного поля Солнца и т.д.) не повышает его качества.

Как было нами продемонстрировано, введение в регрессионные коэффициенты модели нелинейной зависимости от фазы солнечного цикла позволяет существенно улучшить устойчивость моделей. При этом нужно отметить, что метод использует информацию о положении года, на который делается прогноз, относительно максимума солнечного цикла. Эта информация, вообще говоря, должна быть получена каким-либо независимым способом. Однако можно рассчитывать, что зависимость регрессионных коэффициентов от фазы цикла является достаточно гладкой, и небольшая (1-2 года) ошибка в предсказании года будущего максимума цикла не сильно сказывается на точности прогноза аа-индекса.

Также нами было показано, что установленная связь между аа-индексом и числом Вольфа может быть использована для реконструкции уровня геомагнитной активности в прошлом.

Благодарности

Данная работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 04-02-17560, 05-07-90107 и 06-02-16268, также Программ Президиума РАН №30 и ОФН РАН №16.

Литература

1. **Jaroslav Halenka and A. Janáčková.** *On the possibility of long-range forecasts of geomagnetic activity.* // *Studia Geophysica et Geodaetica*, Vol.28, No.3 (1984).
2. **Feynman, J., Gu, X.Y.** *Prediction of geomagnetic activity on time scales of one to ten years.* // *Reviews of Geophysics*, Vol. 24, pp.650–666 (1986).
3. **Miloslav Kopecký.** *Sunspot indices characterizing the 11-year cycle as a whole and their relationship to the analogous indices of geomagnetic activity.* // *Studia Geophysica et Geodaetica*, Vol.34, No.1 (1990).
4. **Cliver, E.W., A.G. Ling, J.E. Wise, and L.J. Lanzerotti.** *A prediction of geomagnetic activity for solar cycle 23.* // *J. Geophys. Res.*, Vol.104, p.6871 (1999).

5. **Makarov, V.I., Tlatov, A.G., Callebaut, D.K., Obridko, V.N., and Shelting, B.D.** *Large-scale magnetic field and sunspot cycle.* // *Solar Phys.*, Vol.198, pp.409–421 (2001).
6. **Ивахненко А.Г., Мюллер И.А.** *Самоорганизация прогнозирующих моделей.* К. Техника. 1984. 220 с.
7. **Madala, H.R., Ivakhnenko, A.G.** *Inductive Learning Algorithms for Complex Systems Modeling.* CRC Press Inc., Boca Raton, 1994.
8. **Nagovitsyn Yu.A.** *Solar and Geomagnetic Activity on a Long Time Scale: Reconstructions and Possibilities for Forecasts.* // *Astronomy Letters*, Vol.32, No.5, pp.382–391 (2006).
9. **Extended time series of Solar Activity Indices (ESAI) database,**
URL: http://www.gao.spb.ru/database/esai/aa_mod.txt

МАРКОВСКИЙ ПРОГНОЗ ГЕОМАГНИТНЫХ ИНДЕКСОВ МЕТОДАМИ ФРАКТАЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИИ

Макаренко Н.Г.^{1,2}, Каримова Л.М.², Круглун О.А.²,
Мухамеджанова С.А.², Макаренко И.Н.²

¹Главная (Пулковская) Астрономическая Обсерватория РАН

²Институт математики, Алма-Ата, Казахстан

MARKOVIAN PREDICTION OF GEOMAGNETIC INDEXES USING METHODS OF FRACTAL GEOMETRY

Makarenko N.G.^{1,2}, Karimova L.M.², Kruglun O.A.²,
Muhamedzhanova S.A.², Makarenko I.N.²

¹Pulkovo Astronomical Observatory, 196140, Saint-Petersburg, Russia

²Institute of Mathematics, Alma-Ata, Kazakhstan

Abstract

In the article a method for probabilistic forecasting of extreme events (magnetic storms) is considered. This method is based on the invariant measure constructed by Iterated Function System (IFS) with Markovian process probabilities. The measure estimation is a result of geomagnetic indexes time series processing with the help of symbolic dynamics methods.

Целью работы является изложение техники вероятностного предсказания экстремальных событий (магнитных бурь) на основе методов фрактальной геометрии. Работа имеет следующую структуру. Вначале излагаются необходимые сведения о системах итеративных функций и мультифрактального формализма. Затем, на примере символических последовательностей вводится понятие случайной динамической системы и Марковского предсказания. В качестве иллюстрации, в конце статьи мы приводим результаты численных экспериментов по предсказанию геомагнитных индексов.

Краткое введение в теорию IFS

Обычный прием построения фрактального Канторова множества [1] заключается в рекуррентном удалении средней трети из единичного интервала $I = [0,1]$, затем двух фрагментов по $1/9$ из двух получившихся фрагментов и т.д., *ad infinitum*, т.е.

$$K_0 = [0,1];$$

$$K_1 = [0,1/3] \cup [2/3,1];$$

$$K_2 = [0,1/9] \cup [2/9,1/3] \cup [2/3,7/9] \cup [8/9,1]; \dots$$

Предельное множество $\mathcal{K} = \bigcap_{n=0}^{\infty} K_n$ состоит из общей части всех точек K_n . Мэру произвольного множества можно оценить по формуле $V \propto N_{\varepsilon} \varepsilon^d$, где N_{ε} - число непустых ε - кубов, необходимых для его покрытия. Величину

$$d = -\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \log N_{\varepsilon} / \log \varepsilon, \quad (1)$$

называют *бокс-размерностью* (или емкостью) множества, в предположении, что предел в (1) существует [1-3]. На шаге n множество K_n содержит $N_n = 2^n$ несвязных компонент, размером $\varepsilon_n = 3^{-n}$, поэтому, для \mathcal{K} мы получаем $d = -\lim_{n \rightarrow \infty} \log(2^n) / \log(3^{-n}) \approx 0.6309$. Заметим, что каждое K_n содержит две собственные сжатые копии: $K_n = (K_{n-1}/3) \cup (K_{n-1}/3 + 2/3)$. Поэтому, для того, например, чтобы получить K_1 , применим к $I = [0,1]$ линейное сжимающее преобразование $w_1(x) = (1/3)x$, которое даст $[0,1/3]$ т.е. левую часть K_1 . Затем, независимо, применим к I второе преобразование: $w_2(x) = (1/3)x + (2/3)$, которое позволит получить для K_1 его правую часть - $[2/3,1]$. Запишем это коллективное сжатие как оператор $\mathbf{w}(K_0) = w_1 \cup w_2(K_0) = K_1$. Очевидно, для получения K_2 , мы должны вновь применить \mathbf{w} к K_1 , т.е.: $K_2 = \mathbf{w}(K_1) = \mathbf{w} \circ \mathbf{w}(K_0) \equiv \mathbf{w}^2(K_0)$. Множество \mathcal{K} получается теперь как предел $\mathcal{K} = \lim_{n \rightarrow \infty} \mathbf{w}^{on}(K_0)$ бесконечного числа итераций оператора \mathbf{w} . Легко убедиться, что действию оператора на любую точку $x \in \mathcal{K}$, дает другую точку этого же множества. Таким образом, предельное множество *инвариантно* относительно действия \mathbf{w} : $\mathcal{K} = \mathbf{w}(\mathcal{K}) = w_1(\mathcal{K}) \cup w_2(\mathcal{K})$. Левая часть этого уравнения говорит нам, что \mathcal{K} является *неподвижной точкой* отображения¹, а правая выражает свойство самоподобия \mathcal{K} : оно является объединением (или *коллажем*) своих уменьшенных копий. Если стартовать с произвольного отрезка $[a,b]$, то в результате мы непременно получим \mathcal{K} . Таким образом, заданный набор сжимающих отображений определяет свой *единственный* предельный образ. Этот факт - следствие известной теоремы анализа о неподвижной точке: *в полном метрическом пространстве, сжимающее отображение имеет единственную неподвижную точку* (Барнсли, 1988). При построении множества Кантора использовалось объединение двух сжимающих отображений. Поэтому «неподвижной точкой» оказалось (фрактальное) множество!

¹ Неподвижной точкой функции $f(x)$, называют решение уравнения $f(x) = x$.

Рассмотрим полное² метрическое пространство (X, d) , например, $X = R$, т.е. прямая, с метрикой $d(x, y) = |x - y|$, $x, y \in R$. Конечный набор аффинных отображений $\{w_i\}_{i=1}^N : w_i = c_i x + a_i$, таких что $|w_i(x) - w_i(y)| \leq c|x - y|$, $c < 1$ называется *системой итеративных функций* (*Iterated Function System – IFS*). Их объединение, $\mathbf{w} = \bigcup_{i=1}^N w_i$ называют *оператором Хатчинсона* [2,3].

Интервалы можно рассматривать как «точки» в *пространстве компактов* \mathcal{H} , которое содержит пустое множество, просто точки, все замкнутые интервалы, их объединения и пересечения. Это пространство становится метрическим, если снабдить его *метрикой Хаусдорфа* [3,5]. Назовем δ -параллельным телом A_δ для компакта A множество точек удаленных от него на расстояние не более δ , т.е. $A_\delta = \{x \in \mathcal{H} \mid |x - a| \leq \delta; a \in A\}$. Тогда метрикой Хаусдорфа в \mathcal{H} называют величину:

$$d_H(A, B) = \inf \{ \delta \mid A \subset B_\delta \text{ and } B \subset A_\delta \}.$$

Легко доказать [3], что $d_H(\mathbf{w}(A), \mathbf{w}(B)) \leq c d_H(A, B)$, где постоянная $c = \max \{c_i\}$ - максимальный коэффициент сжатия *IFS*. Следовательно, по теореме о неподвижной точке, оператор \mathbf{w} имеет *единственную неподвижную точку* в \mathcal{H} . Она является инвариантным подмножеством $\mathcal{A} \in R$, удовлетворяющим уравнению $\mathcal{A} = \mathbf{w}(\mathcal{A})$ и называется *аттрактором IFS*. Аттрактор обладает притягивающим свойством: для любого $B \in X$, $\lim_{n \rightarrow \infty} \mathbf{w}^n(B) \rightarrow \mathcal{A}$. Большую роль в теории *IFS* играет *Теорема о коллаже* [3,5]. Пусть $B \in \mathcal{H}(X)$ и $\{w_i\}, i = \overline{1, N}$ - *IFS*, с максимальным коэффициентом сжатия $c = \max \{c_i\}$ и аттрактором $\mathcal{A} = \mathbf{w}(\mathcal{A})$. Тогда: $d_H(\mathcal{A}, B) \leq (1 - c)^{-1} d_H(B, \mathbf{w}(B))$. Иными словами, чем меньше расстояние (его называют *коллаж-расстояние*) между произвольным начальным множеством B и его образом $\mathbf{w}(B)$, тем ближе B к аттрактору \mathcal{A} .

Действие IFS на меру

Рассмотрим *IFS* с аттрактором - $I = [0, 1]$:

$$w_1(x) = (1/2)x, w_2(x) = (1/2)x + (1/2), \quad (2)$$

Предположим, что I несет на себе единичную меру $\mu(I) = 1$; можно думать, например, что это просто 1 грамм массы, равномерно распределенной по отрезку. Рассмотрим, что происходит с мерой, под действием *IFS* [4]. Для этого, при каждой итерации \mathbf{w}^n , $n \geq 1$ для отображения (2) будем

² т.е. предел сходящейся в X последовательности, принадлежит X .

выбирать: $w_i, i = 1, 2$ с вероятностями $p_1 = 1/3; p_2 = 2/3$, соответственно. Тогда, после применения w_1 , отрезок сократится вдвое: $w_1(I) \rightarrow I_1 = [0, 1/2]$, и, следовательно, в среднем, $(1/3)$ часть всей меры сосредоточится на I_1 . Запишем это в виде $\mu(I_1) = (1/3)\mu(w_1^{-1}(I_1))$, где $w_1^{-1}(I_1)$ означает прообраз³ интервала I_1 , т.е. исходный отрезок I . Преобразование w_2 порождает вторую половину I : $w_2(I) \rightarrow I_2 = [1/2, 1]$ с мерой $\mu(I_2) = (2/3)\mu(w_2^{-1}(I_2))$. Каждое из $w_i, i = 1, 2$ действует независимо друг от друга, однако, первоначальная мера должна сохраняться, т.е.

$$\mu(I) = p_1\mu(w_1^{-1}(I_1)) + p_2\mu(w_2^{-1}(I_2)) = p_1\mu(I) + p_2\mu(I), \quad (3)$$

Это уравнение выражает свойства *самоподобия* и *инвариантности* меры. Следующая итерация оператора w приведет просто к «перевзвешиванию» исходной меры: $\mu(I) = p_1(p_1\mu(I) + p_2\mu(I)) + p_2(p_1\mu(I) + p_2\mu(I))$. Продолжая этот процесс, мы получим распределение, показанное на рисунке 2. Его называют *биномиальной мерой* [1].

В общем случае, уравнение (3) записывают в ином виде. Пусть $f : X \rightarrow R$ непрерывная функция. Рассмотрим интеграл:

$$\int_X f(x) d\mu(x) \approx \sum_{I_k} f(x_k) \mu(I_k), \quad (4)$$

который можно интерпретировать как «взвешанное» по гистограмме $\mu(x)$ значение функции f . Если мера инвариантна, то действие *IFS* на x и, следовательно, на меру не должно изменять интеграл (4). Формально, это записывают в форме [3,5]:

$$\int_X f(x) d\mu(x) = \sum_{i=1}^N p_i \int_X f(w_i(x)) d\mu(x) \quad (5)$$

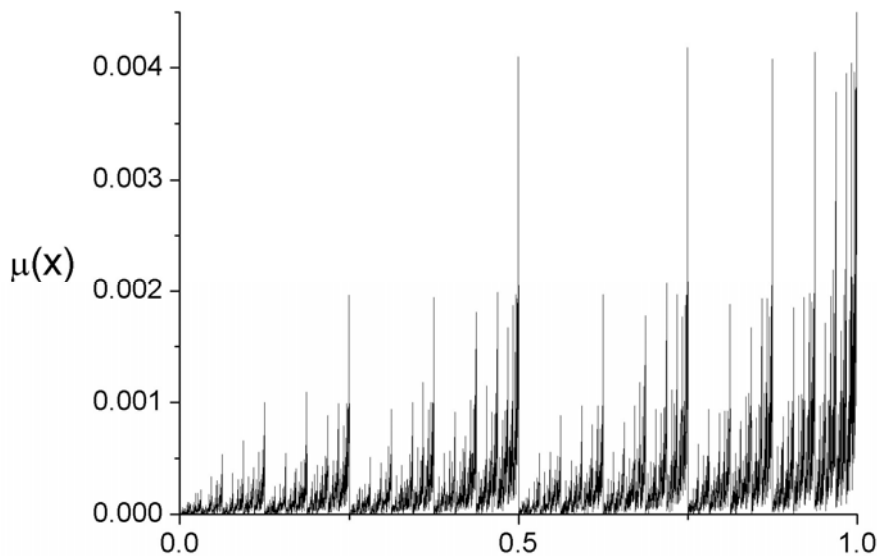


Рис. 1. Биномиальный каскад для *IFS* (2) и $p_1 = 1/3; p_2 = 2/3$.

³ т.е. обратное к w_1 отображение

Можно доказать [3,5], что при достаточно общих предположениях, для IFS $\{w_i; p_i\}$, $p_1 + \dots + p_N = 1$ почти всегда существует *единственная инвариантная мера* μ . В нашем примере на Рисунке 1 она порождается так называемым *биномиальным каскадом*: $(p_1; p_2) \rightarrow (p_1 p_1; p_2 p_1; p_2 p_1; p_2 p_2) \rightarrow \dots$. В общем случае, выражение $M(\mu) = \sum_{i=1}^N p_i \mu \circ w_i^{-1}$ называют *Марковским оператором*. Инвариантная мера является неподвижной точкой этого оператора в пространстве мер, снабженных метрикой Монжа-Канторовича [5].

Мультифрактальный формализм

Обозначим длину интервала на n -ом шаге каскада через $\varepsilon_n = 2^{-n}$, а меру в бине I_k , через $\mu_n(I_k)$. Аппроксимируем меру степенным законом $\mu_n(I_k) \approx \varepsilon_n^{\alpha_k}$, где величины $\alpha_k = \log_2 \mu_n(I_k) / \log_2 \varepsilon_n = -\log_2 \mu_n(I_k) / n$ называют *крупнозернистыми Гельдеровскими показателями меры* [2,6]. Выберем некоторое значение $\alpha_k \approx \alpha$ и обозначим через $\#I_n(\alpha)$ число бинов гистограммы, содержащих меру с выбранным α . Эти фрагменты образуют множество с бокс размерностью $\tilde{f}_n(\alpha) = (1/n) \log_2 \#I_n(\alpha)$ [7]. На Рисунке 2 показаны графики функции $\tilde{f}_n(\alpha)$ построенные для биномиальной меры при $n = 3, 5, 10$. Набор ломанных, при увеличении n , стремится к предельной выпуклой кривой $f(\alpha)$, которую называют *мультифрактальным (Лежандровским) спектром меры* [6,7].

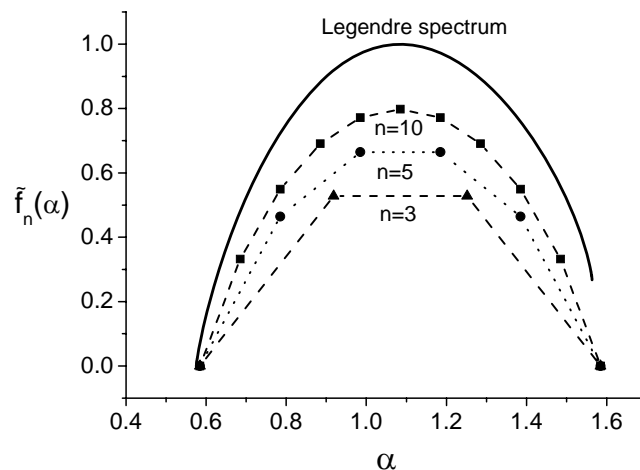


Рис. 2. Оценка мультифрактального спектра для каскада.

Марковские динамические системы

Рассмотрим символическую последовательность $s = s_1 s_2 \dots$, где каждый символ принимает значение из бинарного алфавита $s_i \in \{0, 1\}$. Такую последовательность можно получить из временного ряда методами симво-

лической динамики [8]. Выберем для этого некоторое пороговое значение ординаты $x_i = h$ и трансформируем все отсчеты ряда в символы по правилу: $s_i = 0$, если $x_i < h$ и $s_i = 1$, если $x_i \geq h$. Разобьем полученный бинарный текст s на отдельные слова длиной K : очевидно, можно получить 2^K возможных слов. Поставим затем в соответствие каждому слову s его адрес - двоичное разложение⁴: $x(s) = s_1/2 + s_2/2^2 + \dots + s_K/2^K$, где $x \in [0,1]$. Так, например, слово 101 является адресом точки $x = 1/2 + 0/2^2 + 1/2^3 = 5/8$. Статистику встречаемости слов можно теперь исследовать с помощью гистограммы распределения их адресов $x(s)$ по 2^K бинам отрезка I .

Единичный отрезок I является аттрактором IFS $\{w_1, w_2; p_1, p_2 = 1 - p_1\}$, заданной уравнениями (2), которую можно рассматривать как случайную динамическую систему. Действительно, для начальной точки (адреса) $x_0 \in I$, IFS генерирует случайную орбиту

$$\{x_k\}_{k=0}^{\infty} : x_k = w_{\sigma_k} \circ w_{\sigma_{k-1}} \circ \dots \circ w_{\sigma_1}(x_0) \quad (6)$$

где номер каждого преобразования $\sigma_i \in 1, 2$ выбирается, в соответствии с заданными вероятностями. Инвариантная мера любого интервала $I_k \subset I$ определяется для почти каждой случайной орбиты, как предел величины [9,10]:

$$\mu(I_k) = \lim_{l \rightarrow \infty} (I_k \cap x_1, x_2, \dots, x_l) / l. \quad (7)$$

В качестве эмпирической оценки меры (7) можно использовать упомянутую выше гистограмму. Инвариантность в этом случае эквивалентна *стационарности* гистограммы: две гистограммы, построенные для первой и второй половины временного ряда должны совпадать в смысле выбранной меры близости. Мы получим *Марковскую* случайную орбиту, если вероятность выбора текущего номера в (6) зависит от предыдущего шага, т.е. $P(\sigma_i = i | \sigma_{i-1} = j) = p_{ij}$.

Марковский прогноз

Заметим, что адрес слова длины K , начинающийся с нуля, соответствует точке из левой половины I : $0s_2\dots s_K \in [0, 1/2]$, а адрес слова, начинающегося с единицы – из правой половины $1s_2\dots s_K \in [1/2, 1]$. Следовательно, для слов s применение IFS индуцирует появление суффикса $s_K = 1$, с вероятностью p_1 и $s_K = 0$, с вероятностью p_2 . В случае Марковской последовательности, появление суффикса $s_K = i$, после $s_{K-1} = j$ управляется матрицей переходных вероятностей p_{ij} . Очевидно, мы можем предсказать

⁴ Мы всегда предполагаем, что слово представляет дробь, т.е. $101 \equiv 0.101$.

очередной символ в последовательности, если располагаем соответствующими вероятностями. Проще всего, использовать для этого гистограмму встречаемости разных слов, в случае ее стационарности. Однако, такая гистограмма, полученная для конечного ряда может и не содержать все слова из возможного набора, либо некоторые из них встречаются в ней чрезвычайно редко. Более уместно, извлечь вероятности из модели, т.е. из гистограммы, полученной с помощью *IFS*. Такая модель позволяет генерировать выборки произвольного объема. Следовательно, проблема предсказания суффикса в символической последовательности сводится к вычислению вероятностей *IFS* на основе уравнения (5). При этом эмпирическая мера рассматривается как экспериментальная оценка $\hat{\mu}$ теоретической меры μ .

Обратная задача в теории IFS с вероятностями

Предположим, что аттрактор и мера на нем известна. Рассмотрим, ради простоты, случай, когда вероятности p_1, p_2 выбираются независимо друг от друга [11].

Подставим в уравнение (5), для инвариантной меры, $f(x) = x^k$. В этом случае, левая часть уравнения определяет статистические моменты:

$$\mu_k = \int x^k d\mu, \quad k = 0, 1, 2, \dots, \quad (8)$$

где $\mu_0 = 1$, для вероятностной меры. Далее, согласно формуле для бинума:

$$f(w_i(x)) = (c_i x + a_i)^k = \sum_{j=0}^k \binom{k}{j} c_i^{k-j} x^{k-j} a_i^j. \quad (9)$$

Следовательно, уравнение (5) принимает вид:

$$\mu_k = \int g(x) d\mu(x) = \sum_{i=1}^N p_i \sum_{j=0}^k \binom{k}{j} c_i^{k-j} a_i^j \mu_{k-j}. \quad (10)$$

После несложных преобразований мы получим рекурсивную формулу для моментов [12,13]:

$$\left(1 - \sum_{i=1}^N p_i c_i^k\right) \mu_k = \sum_{j=0}^k \binom{k}{j} \mu_{k-j} \left(\sum_{i=1}^N p_i c_i^{k-j} a_i^j\right). \quad (11)$$

Для Марковского случая, уравнения (8-11) несколько усложняются [12]. Теперь $\mu_n = \mu_n^{(1)} + \dots + \mu_n^{(N)}$, где $\mu_n^{(j)}$ – решения системы уравнений

$$\sum_{j=1}^N (p_{ji} c_i^n - \delta_{ij}) \mu_n^{(j)} = - \sum_{k=0}^{n-1} \binom{n}{k} \left(\sum_{j=1}^N c_i^k a_i^{n-k} p_{ji} \mu_k^{(j)} \right), \quad i = 1, \dots, N, \quad n \geq 1. \quad (12)$$

Здесь $\mu_0^{(i)} = m_i$, где m_i – решение уравнений:

$$\sum_{j=1}^N p_{ji} m_j = m_i, \quad i = 1, 2, \dots, N, \quad \mu_0 = m_1 + \dots + m_N = 1$$

Предположим, что мы имеем оценку меры $\hat{\mu}$, полученные из экспериментальной гистограммы. Следовательно, можно вычислить и моменты $\hat{\mu}_k$, до выбранного порядка $k = M$, по формуле (8). Поскольку, в нашем случае коэффициенты $\{c_i\}, \{a_i\}$ известны, остается найти вероятности $\{p_i\}$ используя (11) или переходные вероятности $\{p_{ij}\}$, используя (12). Это можно сделать минимизируя функционал $\sum_{i=1}^M |\mu_i - \hat{\mu}_i| \rightarrow \min$, при ограничениях $p_i \geq 0, \sum_i p_i = 1, \sum_i p_{ij} = 1$. Описанный способ решения обратной задачи *IFS* называют методом моментов [11,14,15]. Этот метод использовался в недавней работе [11] для предсказания магнитных бурь по *Dst*-индексу.

Другой способ решения обратной задачи основан на теореме о коллаже. Будем рассматривать оценку эмпирической меры $\hat{\mu}$ как неподвижную точку Марковского оператора. Переходные вероятности можно найти минимизацией функционала $d(\hat{\mu}, \mathbf{M}^n \hat{\mu}) \rightarrow \min$, где расстояние между двумя гистограммами $H = \{h_i\}$ и $K = \{k_i\}$ вычисляется в L_1 -метрика: $d(H, K) = \sum_i |h_i - k_i|$ [16].

Результаты

Общая схема вероятностного предсказания временных рядов состоит из следующих этапов.

- Временной ряд преобразуется в бинарную символическую последовательность.
- Для фиксированной длины слова строится гистограмма частоты встречаемости слов. В случае ее стационарности и существования мультифрактального спектра, гистограмма считается эмпирической оценкой инвариантной меры случайной динамической системы, которая задается набором сжимающих отображений с вероятностями. Марковская модель получается, если вероятность выбора текущего отображения зависит от предшествующего выбора.
- Используя условие инвариантности меры, и полагая, что теоретическая мера совпадает с заданной точностью с ее эмпирической оценкой, получаем оптимизационную задачу. Решение этой задачи дает матрицу переходных вероятностей.
- Используя модель, генерируем представительную гистограмму для частоты встречаемости возможных слов выбранной длины. Марковский прогноз реализуется выбором максимальной вероятности для встречаемости суффикса 0 либо 1 в последнем известном префиксе.

Для численных экспериментов мы использовали среднесуточный D_{st} -индекс⁵. В магнитоспокойные дни величина D_{st} лежит в пределах ± 20 нТ. Обычно, магнитной бурей считают значение $D_{st} \geq |-30|$ нТ; для сильных бурь $D_{st} \geq |-50|$ нТ и очень сильных $D_{st} \geq |-100|$ нТ.

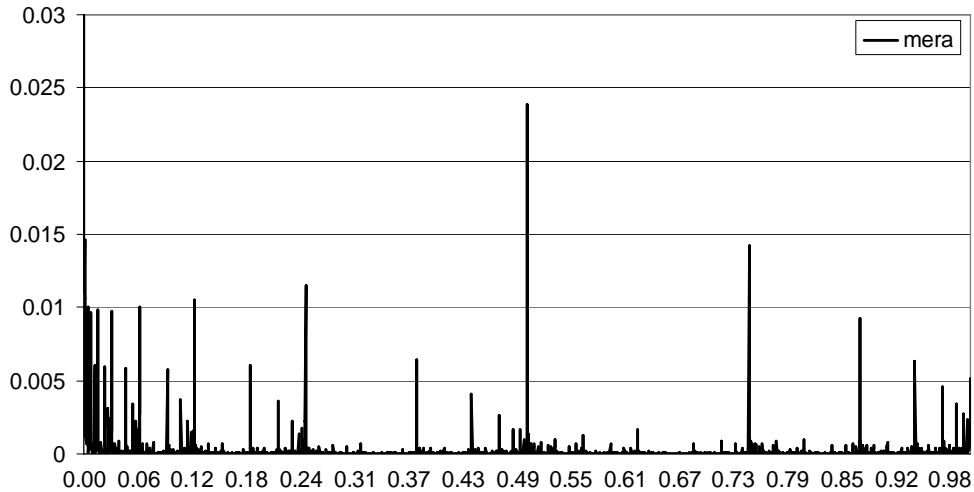


Рис. 3. Гистограмма распределения бинарных слов $K = 12$ для ряда D_{st} -индекса (1957-2002 гг.) с порогом -30 нТ.

На Рисунке 3 приведена оценка эмпирической меры, полученная по 16801 значениям временного ряда среднесуточных значений D_{st} -индекса для бинарного алфавита (порог -30 нТ) и длины слова $K = 12$.

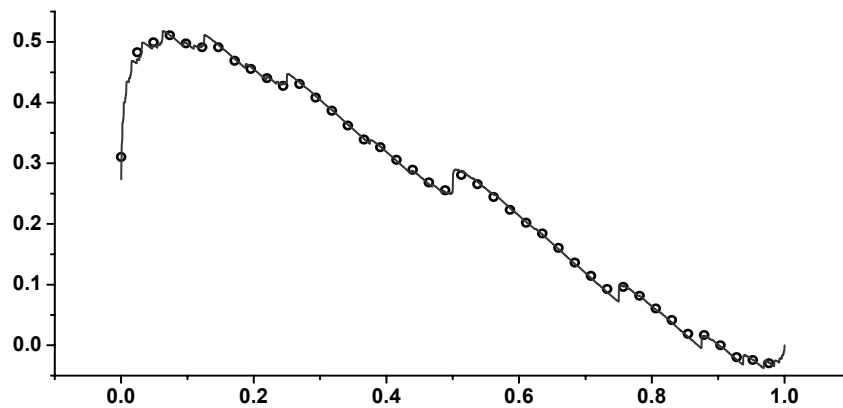


Рис. 4. Кумулятивные гистограммы для эмпирической меры (кружки) и модели (сплошная линия).

Обратная задача решалась методом моментов и с использованием теоремы о коллаже. Полученные значения переходных вероятностей $p_{11} = 0.91611578125$, $p_{22} = 0.69755109375$ использовались для моделирования 2×10^5 рекуррентных точек модельной меры. Сравнение модели с

⁵ D_{st} индекс доступен на сайте: <http://swdcdb.kugi.kyoto-u.ac.jp/dstdir>.

эмпирической мерой приведено на Рисунке 4, где показаны графики кумулятивных гистограмм: $F = \sum_i |h_i - \bar{h}|$, построенных по аналогии с моделью случайного блуждания. Для тестирования модели использовался эпигноз 1095 значений нулей и единиц, на временном интервале (1997 – 1999) гг.

Таблица 1. Сравнение качества эпигноза на 1, 2 и 3 дня для D_{st} индекса.

	Коллаж–метод			Метод моментов		
%	1 день	2 дня	3 дня	1 день	2 дня	3 дня
r_1	86.98	77.26	69.66	86.70(75.83)	77.36(58.12)	69.84(43.73)
r_2	70.00	35.08	19.63	70.00(67.24)	34.55(34.89)	19.63(19.47)
r_3	70.00	59.69	54.79	70.00(67.24)	60.21(55.78)	54.79(48.44)

Очевидно, что ошибки в предсказании бури и ее отсутствия не равнозначны. Поэтому, для оценки качества прогноза использовались следующие три коэффициента, предложенных в работе [11]:

- $r_1 = n_1/n$, где n_1 - количество правильно предсказанных суффиксов, n - общее количество прогнозов;

- $r_2 = n_2/n_3$, где n_2 - количество *правильно* предсказанных суффиксов, если соответствующие реальные значения содержали единицу, n_3 - количество прогнозов слов, реально содержащих единицу;

- $r_3 = n_4/n_3$, где n_4 - количество «частично предсказанных» суффиксов, если соответствующие реальные значения содержали единицу. Частичное предсказание успешно, если независимо от длины суффикса была предсказана хотя бы одна единица.

Результаты экспериментов содержит таблица 1. В левом блоке для сравнения, жирным шрифтом маркированы результаты из работы [11].

Полученные результаты показывают, что (1) успешность прогноза на 1 и возможно даже 2 дня вполне пригодна для практических целей и (2) использование теоремы о коллаже для решения обратной задачи дает результаты, сравнимые с традиционным методом моментов.

Литература

1. **Федер Е.** Фракталы. М.: Мир. 1991.
2. **Falconer K.** Fractal Geometry. Mathematical Foundations and Applications. Wiley. 2003.
3. **Barnsley M.** Fractals Everywhere. N.Y.: Academic Press. 1988.
4. **Vrscay E.R.**, From Fractal Image Compression to Fractal-Based Methods in Mathematics // *Fractals in Multimedia*, ed. by M.F. Barnsley, D. Saupe, E.R. Vrscay, Springer-Verlag, N. Y., 2002.
5. **Falconer K.** Techniques in Fractal Geometry. John Wiley & Sons. 1997.

6. **Макаренко Н.Г.** //Нелинейные волны'2002. Нижний Новгород. 2003. С. 381.
7. **Harte D.** Multifractals. Theory and Applications. Chapman & Hall/CRC. 2001
8. **Daw C.S., Finney C.E.A., Tracy E.R.** // Rev. of Scientific Instruments. 2003. V.74. P.916.
9. **Froyland G.** Extracting dynamical behaviour via Markov models. //Nonlinear dynamics and statistics, A.I. Mees ed. Birkhäuser. 2001. P. 283.
10. **Diaconis P.** // *SIAM Review*. 1999. Vol. 41 P. 45.
11. **Barnsley M.F., Ervin V., Hardin D., Lancaster J.** // Proc. Natl. Acad. Sci. USA. 1986. V. 83. P. 1975.
12. **Ahn V.V., Yu Z.G., Wanliss J.A., Watson S.M.** //Nonlinear Processes in Geophysics. 2005. V. 12. P.799.
13. **Wanliss J.A., Ahn V.V., Yu Z.G., Watson S.** J.Geopys.Res.. 2005. V.110. AO814.
- 14.**Handy C. R., Mantica G.** // Physica. D. 1990. V.43. P.17
- 15.**Abendat S., Demko S., Turchetti G.** // Inverse Problems. 1992. V. 8. P.739.
16. **Макаренко Н.Г, Каримова Л.М., Мухамеджанова С.А., Князева И.С.** // Прикладная Нелинейная Динамика. 2006 (в печати).

РЕНТГЕНОВСКИЙ И ОПТИЧЕСКИЙ ИНДЕКСЫ ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ СОЛНЦА: СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ И ВОЗМОЖНОСТИ ПРОГНОЗА

Милецкий Е.В.¹, Дмитриев П.Б.²

¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург

²Физико-технический институт РАН, Санкт-Петербург

SOFT X-RAY AND OPTICAL INDICES OF FLARE ACTIVITY: COMPARATIVE ANALYSIS AND PREDICTIONAL POSSIBILITIES

Miletsky E.V.¹, Dmitriyev P.B.²

¹Central astronomical observatory of RAS at Pulkovo, Saint-Petersburg

²Physical-Technical institute, Saint-Petersburg

Abstract

Series of "soft X-ray indices" of the Sun are synthesized on the base of satellite data on soft X-ray radiation in the range of wavelengths 0.1–0.8 nm and 0.05–0.6 nm and in the time range 22–23 eleven-year cycles of solar activity.

Comparative analysis of the soft X-ray and optical indices of flare activity of the Sun is made. Relations are obtained that allow to link with good precision the X-ray indices with other characteristics of solar activity.

On the base of the constructed models possibility is estimated for forecasts of the X-ray indices with the one month lead time.

Целью работы было проведение сравнительного анализа рентгеновского и оптического индексов вспышечной активности, а также определение возможности их прогнозирования.

В основу рентгеновской характеристики вспышечной активности были положены данные измерений (Вт/м^2) потока мягкого рентгеновского излучения от всего Солнца (интервалы длин волн 0.1–0.8 и 0.05–0.4 нм), выполненные на геостационарных спутниках GOES-5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12 за период времени с 01.01.1986 г. по 31.12.2004 г., т.е. на интервалах 22-го и 23-го циклов солнечной активности. Для создания однородного ряда были проведена обработка данных, полученных на различных спутниках по сведению их в единую систему. Затем был вычислен ряд значений потока, усредненных за каждые сутки наблюдений. Из них путем десятичного логарифмирования были синтезированы два ряда среднесуточных значений «рентгеновского индекса активности» Солнца. Эти ряды содержат измерения: первый (X05) из диапазона 0.5–4Å (0.05–0.4 нм), второй (X10) из диапазона 1–8Å (0.1–0.8 нм). Затем из среднесуточных были образованы соответствующие ряды среднемесячных значений.

В качестве оптического индекса вспышечной активности был взят индекс Клетчека (Q-index [1]), ряд которого регулярно обновляют исследователи из Турции Т. Atas и А. Ozguc (см., например, [2]).

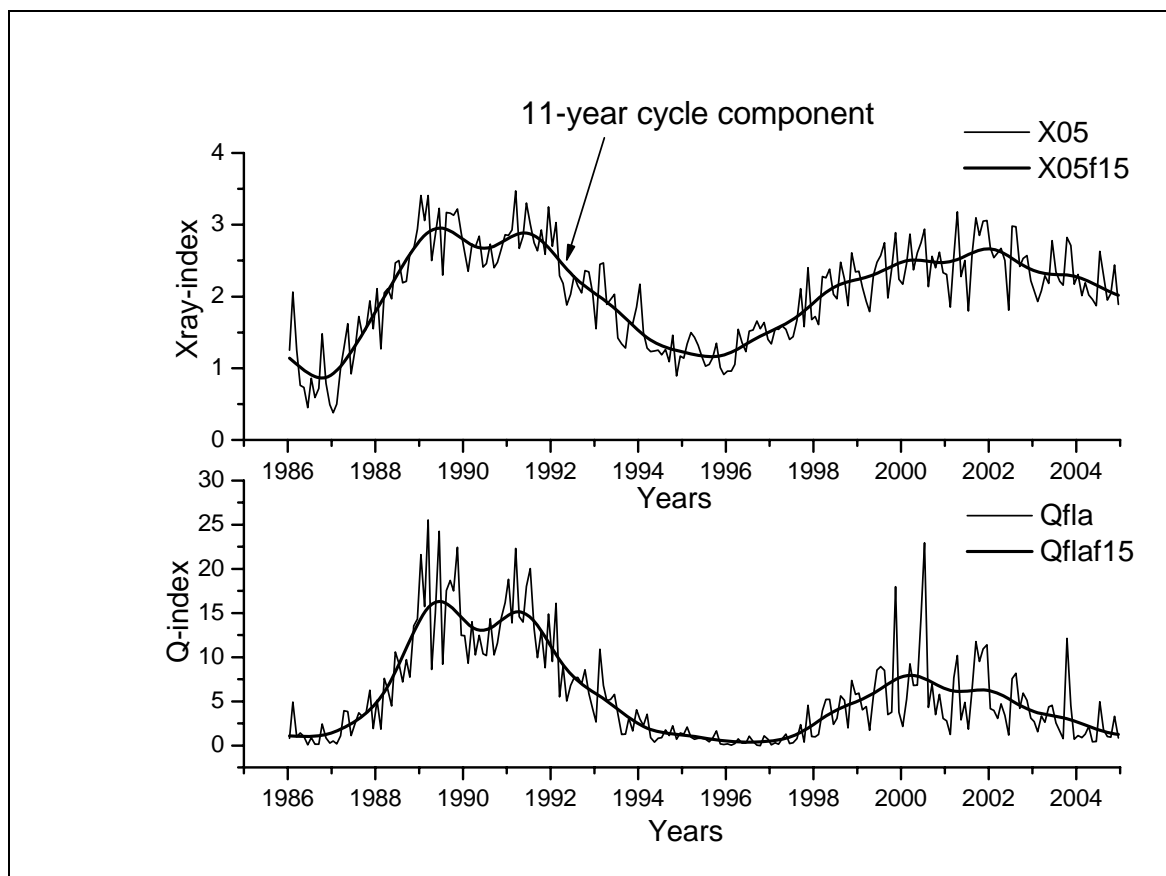


Рис. 1.

На рис. 1 представлены графики среднемесячных значений рентгеновского индекса X05 (верхняя панель) и Q-индекса (нижняя панель). Там же показана циклическая (медленно меняющаяся) компонента, полученная из исходного ряда с помощью 13-точечного скользящего сглаживания с гармоническими весами.

Как видно из рис. 1 величина средней вариации (относительной дисперсии) индекса X05 слабо зависит от фазы цикла. В максимумах она заметно меньше чем у других индексов, а в минимумах значительно больше. Это указывает на то, что циклическая компонента рентгеновского индекса обусловлена фоновым излучением не связанным со вспышечной активностью. Наличие такого излучения обычно объясняется повышенной температурой корональной плазмы над долгоживущими активными областями [3, 4]. Если это так, то циклическая компонента вариаций рентгеновского индекса должна хорошо коррелировать с индексами пятенной активности. Чтобы убедиться в этом, мы вычислили остаточную компоненту, вычтя из реальных значений ряда сглаженные. Тем самым мы представили исход-

ные ряды среднемесячных значений в виде суммы двух компонент медленноменяющейся (циклической) и быстроменяющейся (остаточной), проявляющей существенные вариации от месяца к месяцу. Затем были вычислены коэффициенты корреляции этих двух рядов между собой и с рядами других солнечных индексов, характеризующих пятенную (числа Вольфа – W) и связанную с ней солнечную активность (поток радиоизлучения на длине волны 10.7 см – R).

Коэффициенты корреляции рядов двух рентгеновских индексов с другими солнечными индексами для циклической (префиксы «с») и остаточной (префиксы «r») компонент представлены соответственно в табл. 1 и 2.

Таблица 1.

	cW	cR	cQ
cX05	0,93	0,94	0,82
cX10	0,93	0,93	0,81

Таблица 2.

	rW	rR	rQ
rX05	0,58	0,71	0,74
rX10	0,54	0,59	0,64

Как видно из таблиц для циклических компонент корреляция с пятенными индексами оказывается существенно выше, чем со вспышечными. Для остаточных компонент наблюдается обратная картина.

С помощью метода Метода Группового Учета Аргументов (МГУА) (подробности см. в [6, 7]) мы нашли оптимальную модель ($rX05 = 0.2 + 0.74*rQ + 0.21*rR - 0.61*rQ*rR$), аппроксимирующую «остаточную» компоненту рентгеновского излучения с помощью других индексов (КК=0.83). Поскольку модель синтезирована по нормированным индексам, ее коэффициенты показывают величину вклада входных переменных. Видно, что основной вклад (0.74) вносит вспышечный индекс, однако велика также роль индекса потока радиоизлучения, особенно переменной представляющей собой его произведение на вспышечный индекс.

На рис. 2 и 3 представлены графики временных вариаций остаточных компонент rX05(верхняя панель) и rQ (нижняя панель) соответственно в эпохи максимума 22 цикла и минимума перед 23 циклом. Прерывистой линией (и звездочками) показаны графики выхода полученной модели. Видно, что в эпоху максимума модель имеет высокую точность (КК =0.90). В эпоху минимума точность оказывается гораздо меньше (КК = 0.76).

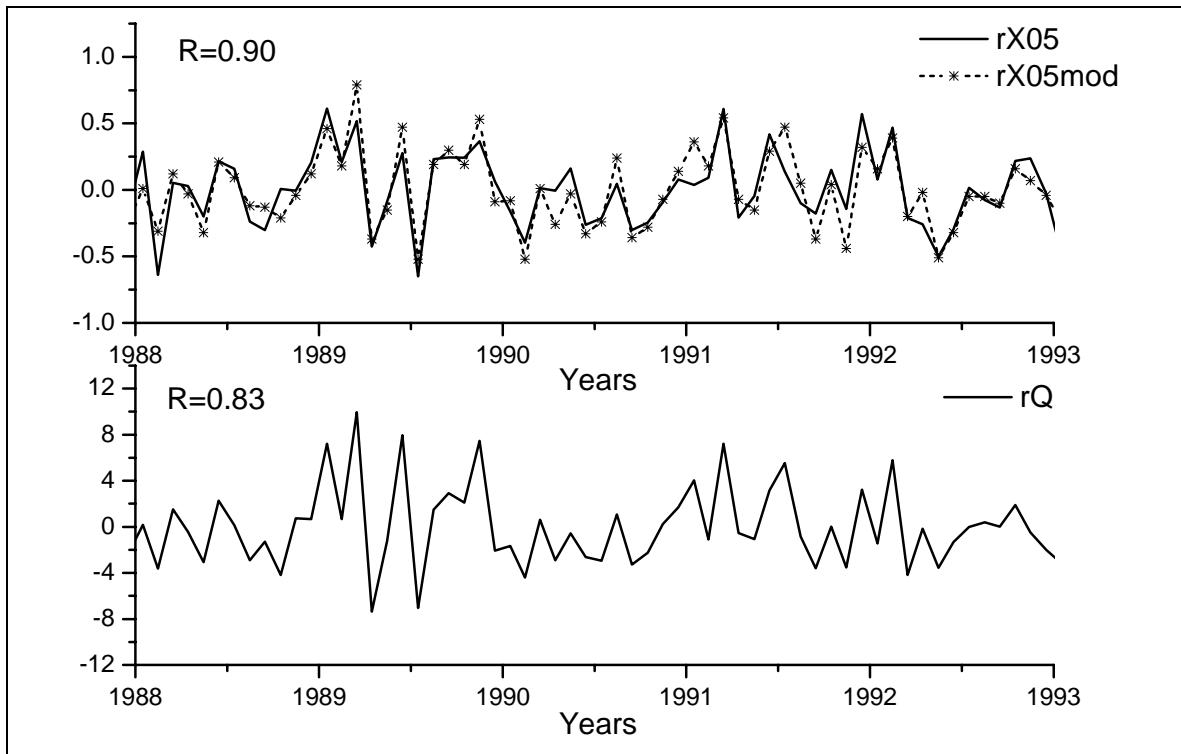


Рис. 2.

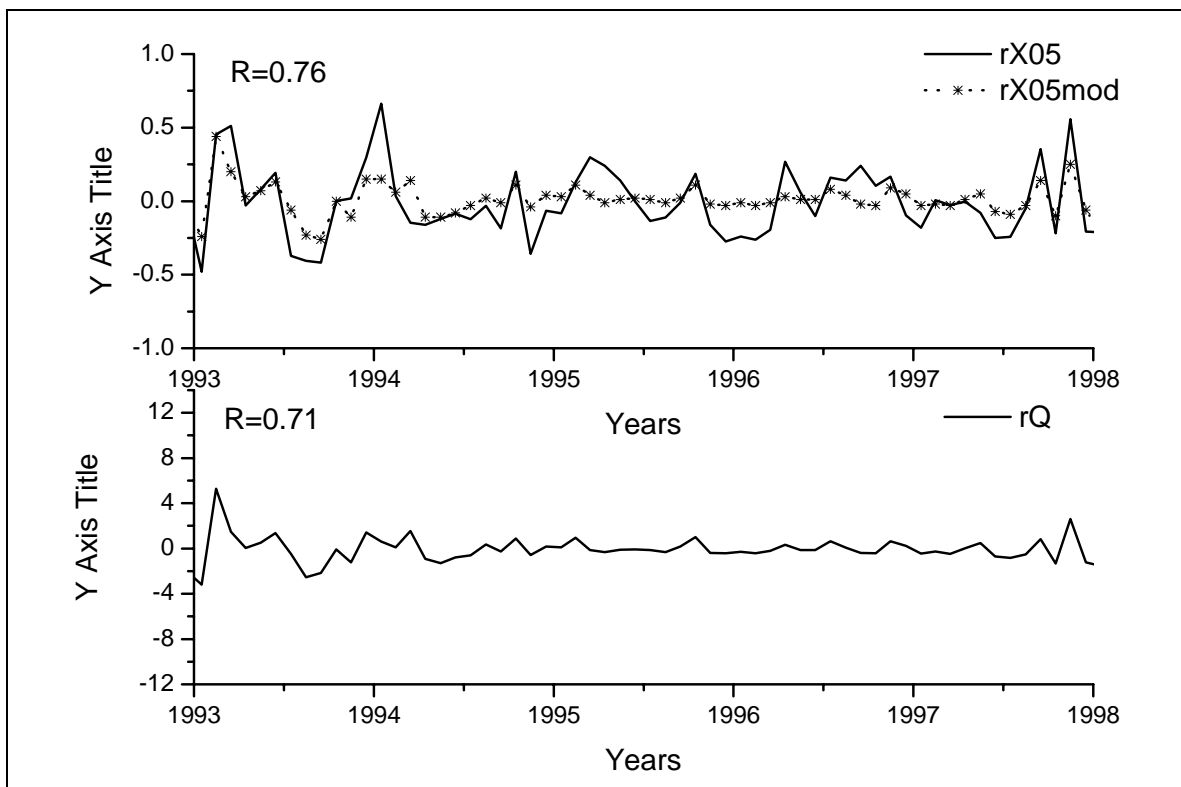


Рис. 3.

Из этого следует, что в эпоху минимума при отсутствии вспышечной активности рентгеновский индекс, тем не менее, испытывает вариации, которые по-видимому свидетельствуют о существовании еще одного типа рентгеновских источников. Например, возможными претендентами явля-

ются мелкие петельные аркады, которые, как показывают наблюдения, могут существовать и при отсутствии активных областей. Активные процессы в этих аркадах могут быть источником «микровспышек» - невидимых в оптическом диапазоне, но генерирующих заметные всплески излучения в диапазоне мягкого рентгена.

Далее с помощью МГУА мы синтезировали модели, позволяющие прогнозировать значения индекса X05 со временем заблаговременности в 1 месяц отдельно для «циклической» и «остаточной» компонент. А затем объединили два прогноза в один.

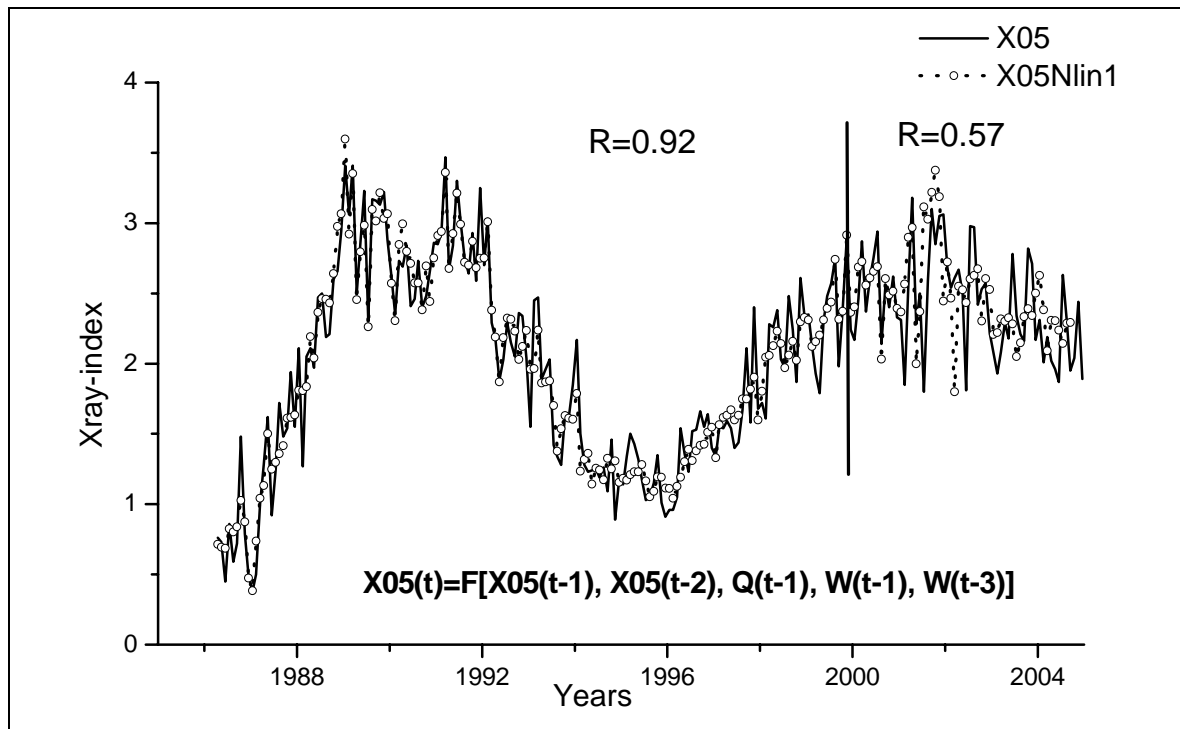


Рис. 4.

В прогнозную модель вошли переменные представленные на рис. 4. Среди них оказались сам прогнозируемый индекс в предшествующие 2 месяца ($X05(t-1)$, $X05(t-2)$), вспышечный индекс ($Q(t-1)$) и число Вольфа ($W(t-1)$, $W(t-3)$). На этом же рис. 4 представлены графики реальных и прогнозных значений индекса X05. Прогнозная модель строилась на основе данных расположенных на графиках левее вертикальной черты. На этом интервале ее точность оказалась хорошей ($КК=0.92$). Проверка работоспособности проводилась на независимом интервале (правее черты). Видно, что первые месяцы этого отрезка модель работает удовлетворительно. А затем происходит «деградация» и модель теряет точность. Поэтому в принципе прогноз на 1 месяц вперед реален. Однако из-за нестационарного характера процесса модель необходимо обновлять каждые 10-15 месяцев.

Данная работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 04-02-17560, 05-07-90107 и 06-02-16268, также Программ Президиума РАН №30 и ОФН РАН №16.

Литература

1. *Kleczek J.* 1952. // Publ. Inst. Centr. Astron. No. 22. Prague.
2. *Atac T., Ozguc A.* // Solar Phys. 1998., 180, 397-407.
3. *Aschwanden M.J.* // Solar Phys. 1994. V. 152. P. 53–59.
4. *Tobishka W.K.* // Solar Phys. 1994.V. 152. P. 207–215.
5. *Veronig A.M., Temmer M., Hanslmeier A.* // Solar Phys. 2004. V. 219. P.125–133.
6. *Ивахненко А.Г., Юрачковский Ю.П.* // Моделирование сложных систем по экспериментальным данным. М. Радио и связь. 1987. 115 С.
7. *Милецкий Е.В.* // Труды VII Пулковской международной конференции по физике Солнца. СПб. 2003. С. 305-312.

Круглый стол № 5

**АКТИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ
В ВЫСОКОШИРОТНОЙ ЗОНЕ СОЛНЦА
В НОВОМ 24-м ЦИКЛЕ (2000-2006 ГГ.)
ПОЛЯРНОЙ АКТИВНОСТИ**

О СВЯЗИ МЕЖДУ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ПОЛЯРНОСТИ ГЕЛИОСФЕРНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ПАРАМЕТРАМИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Крайнев М.Б.¹, Макарова В.В.²

¹*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*

²*Главная астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

ON THE CONNECTIONS BETWEEN THE CHARACTERISTICS OF THE POLARITY OF THE HELIOSPHERIC MAGNETIC FIELD AND THE PARAMETERS OF SOLAR ACTIVITY

Krainev M.B.¹, Makarova V.V.²

¹*Lebedev Physical Institute, RAS, Moscow, Russia*

²*Main Astronomical Observatory, RAS, Saint Petersburg, Russia*

Abstract

The axisymmetric and asymmetric properties of the global heliospheric current sheet are discussed. The connections between the latitude boundary of the heliospheric magnetic field sector-structure zone and the axisymmetric characteristics of solar activity are considered, both the line-of-sight high-latitude magnetic field and the number of solar faculae being used as high-latitude indices. The parameters of the simple regression model connecting the mentioned latitude boundary with the characteristics of sunspots and polar magnetic fields are evaluated.

Введение

В течение большей части солнечного цикла достаточно хорошее представление о распределении полярности крупномасштабного гелиосферного магнитного поля (ГМП) даёт модель [1], согласно которой гелиосфера разделена на два униполярных «полушария» гофрированной поверхностью глобального гелиосферного токового слоя (ГГТС). Знание характеристик формы ГГТС представляет большой интерес для исследования многих явлений в гелиосфере, особенно в периоды средней и низкой пятнообразовательной активности. В качестве примеров таких явлений можно указать систематическое возрастание скорости солнечного ветра при удалении от ГГТС [2]; изменение вблизи ГГТС важной для геомагнитных явлений компоненты гелиосферного магнитного поля вдоль оси магнитного диполя Земли; быстрая транспортировка вдоль ГГТС солнечных и галактических космических лучей [3]. Однако систематическое определение формы ГГТС на т. н поверхности источника ($r = r_S = 2.5-3.25 r_{\odot}$, где r_{\odot} - радиус Солнца) началось лишь в 1976 г. [4]. Очевидно, что было бы полезно уметь восстанавливать параметры ГГТС в прошлом по тем характеристикам солнечной активности, которые тогда наблюдались.

В данной работе мы обсуждаем осесимметричные и асимметричные свойства ГГТС, а затем, для периодов низкой активности Солнца, - связи между широтной границей зоны секторной структуры ГМП (т. е. степенью поджатия ГГТС к экватору) и индексами как пятенной, так и высокоширотной ветвей солнечной активности. При этом в качестве индексов высокоширотной активности рассмотрены напряженность высокоширотного магнитного поля (точнее, его компоненты вдоль луча зрения при наблюдениях с Земли) и число полярных факелов. Определены параметры простой регрессионной модели, связывающей широтную границу зоны секторной структуры ГМП с характеристиками солнечной активности.

Осесимметричные и асимметричные характеристики ГГТС

В простой, но достаточно хорошо работающей модели образования ГГТС [4] его основание, изолиния $B_r = 0$ на поверхности источника, рассчитывается по модели [5] с использованием коэффициентов разложения потенциала по сферическим гармоникам, публикуемых на сайте [4]. В течение большей части цикла солнечной активности имеет место 2-х секторная структура и часто используется т. н. модель наклонного ГГТС [1, 3], в которой основанием ГГТС считают большой круг - пересечение с поверхностью источника плоскости, проходящей через центр сферы и наклонённой к экватору на угол α_{CS} при долготе восходящего узла $\varphi = \varphi_{CS}$. При этом форма основания такого наклонного ГГТС описывается выражением $\theta_{CS}^{SS}(\varphi) = \pi/2 - \arctg(\operatorname{tg}\alpha_{CS} \cdot \sin(\varphi - \varphi_{CS}))$. Для того, чтобы изменение во времени основания такого наклонного ГГТС можно было сопоставить с изменением изолинии $B_r = 0$ на поверхности источника, полагают $\alpha_{CS} = (\theta_{max} - \theta_{min})/2$, где θ_{max} и θ_{min} - максимальная и минимальная кошироты изолинии. Определяемый для каждого кэррингтоновского оборота индекс α_{CS} , публикуемый на сайте [4], широко используется для описания изменения со временем распределения полярности ГМП и для моделирования распространения в гелиосфере галактических космических лучей. При этом изменение распределения полярности магнитных полей на поверхности источника представляется как вращение указанного большого круга вокруг оси, лежащей в экваториальной плоскости. Очевидно, что как параметр ГГТС его наклон α_{CS} характеризует степень долготной асимметрии распределения солнечных магнитных полей, и он должен определяться какими-то параметрами ветвей солнечной активности, характеризующими их долготную асимметрию. Отметим, что $\lambda_{min} = \pi/2 - \theta_{max}$ и $\lambda_{max} = \pi/2 - \theta_{min}$ представляют собой широтные границы зоны секторной структуры магнитных полей на поверхности источника, и их, а также среднюю широтную границу $\lambda_{CS} = (\lambda_{max} - \lambda_{min})/2$, равную α_{CS} в модели наклонного ГГТС, можно было бы сопоставлять с какими-то осесимметричными характеристиками солнечной активности. Но для поверхности источника это было бы некоторой натяжкой, так как широт λ_{max} и λ_{min} токовый слой достигает лишь на определённом

ных долготях и сопоставление с осесимметричными характеристиками выглядит странно.

Однако в гелиосфере ситуация изменяется. Так же, как и силовые линии ГМП, конфигурация ГГТС проектируется с поверхности источника на гелиосферу в кинематическом приближении, т. е. под действием радиально расширяющегося с постоянной скоростью V_{SW} солнечного ветра. При этом поверхность источника вместе с корнями силовых линий ГМП и основанием ГГТС вращается с угловой скоростью ω . Силовые линии ГМП приобретают обычную форму архимедовой, или паркеровской, спирали, а форма ГГТС $\theta_{CS}^{HS}(r, \varphi)$ связана с формой его основания $\theta_{CS}^{SS}(\varphi)$ соотношением

$$\theta_{CS}^{HS}(r, \varphi) = \theta_{CS}^{SS}\left(\varphi + \frac{\omega \cdot (r - r_{SS})}{V_{SW}}\right).$$

ГГТС обычного (т. е. вокруг оси вращения Солнца, а не некоторой наклонной к ней оси) вращения поверхности источника рассмотрение широтных границ λ_{CS} , λ_{max} , λ_{min} как осесимметричных характеристик ГГТС становится более обоснованным, а постановка задачи о сопоставлении их с осесимметричными же характеристиками солнечной активности – менее противоречивой.

Широтная граница ГГТС и характеристики солнечной активности

На Рис. 1 показано поведение в 1960-2006 гг. параметров активности Солнца (усреднённых между полушариями), связь которых с характеристиками ГГТС мы собираемся изучить, а также λ_{CS} -

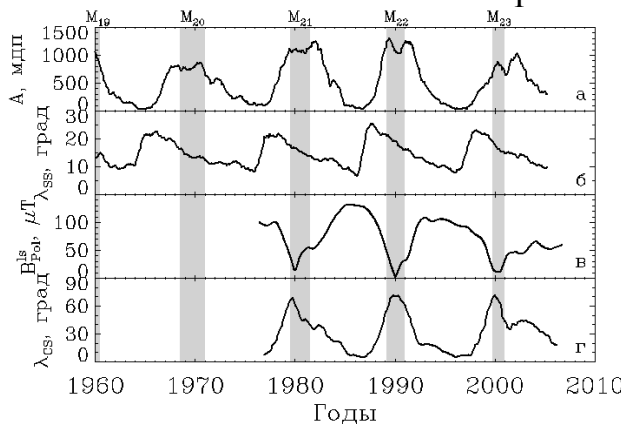


Рис.1.

средней по полушариям широтной границы зоны секторной структуры ГМП. Все параметры усреднены за оборот Солнца, т. е. имеют смысл осесимметричных характеристик, а также сглажены с периодом 1 год. Тёмные вертикальные полосы отмечают периоды высокой пятнообразовательной активности и инверсии высокоширотных магнитных полей, вне которых будут исследоваться указанные связи. На верхней панели (а) показано поведение суммарной площади групп солнечных пятен A по гринвичским данным, продолженным NOAA/AF (США) до 10.2005, [6]. Панель (б) демонстрирует поведение средней широты групп пятен λ_{SS} . На панели (в) показано поведение модуля проекции индукции высокоширотного фотосферного магнитного поля вдоль луча зрения B_{pol}^{ls} при наблюдениях с Земли (результат измерений на самых высоких широтах при ежедневном сканировании с апертурой $3'$, сглаженный с периодом ~ 1 год; [4]). Наконец, нижняя панель (г)

Рис.1 иллюстрирует поведение средней по полушариям широтной границы зоны секторной структуры ГМП λ_{CS} [4].

Из Рис. 1 видно, что, по крайней мере, уровень пятнообразовательной и высокоширотной активности Солнца отражается на величине широтной границы ГГТС, причём противоположным образом: λ_{CS} увеличивается при росте A и уменьшении B_{pol}^{ls} . Особенно заметно влияние B_{pol}^{ls} в период его аномального поведения после 2000-го года, когда после инверсии высокоширотных полей их напряженность сначала стала увеличиваться, но затем этот процесс резко замедлился, и в течение нескольких лет (2001-2006 гг.) напряжённость высокоширотных полей держалась на одном уровне или возрастала крайне слабо (о деталях и причинах этого явления см. [7] и ссылки в этой работе). Как видно из панели г, аномальное поведение в эти годы наблюдается и в поведении λ_{CS} : после 2000 г. широтная граница ГГТС вместо постепенного уменьшения в течение 4-х лет сначала возрастает, потом держится на одном уровне, а затем постепенно уменьшается, но вплоть до последнего времени (09.2006) её величина ($\approx 20^\circ$) остаётся значительно большей, чем на аналогичной фазе предыдущих солнечных циклов ($< 15^\circ$).

Подчеркнём ещё раз, что, если считать основным процессом в преобразовании распределения полярности ГМП вращение ГГТС, то отмеченное (пока качественное) сходство в поведении широтной границы зоны секторной структуры ГМП λ_{CS} и осесимметричных характеристик солнечной активности следует считать случайным совпадением. В этом случае основными параметрами ГГТС являются угол его наклона к экватору α_{CS} и широтный угол оси вращения ГГТС φ_{CS} – характеристики асимметричности солнечных магнитных полей, а, значит, и сопоставлять с их поведением надо индексы долготной асимметрии в пятнообразовании и высокоширотной активности. Широтная же граница зоны секторной структуры ГМП λ_{CS} , численно совпадающая с α_{CS} , в этом случае, естественно, рассматривается как производный и второстепенный параметр. И наоборот, придавать корреляции широтной границы зоны секторной структуры ГМП λ_{CS} и осесимметричных характеристик солнечной активности большое значение (как это делаем мы) можно лишь в том случае, если считать λ_{CS} одной из основных характеристик солнечных и гелиосферных магнитных полей, которая определяется общим уровнем развития ветвей солнечной активности, а α_{CS} и φ_{CS} – тоже очень важными характеристиками полей, отвечающими за их долготную асимметрию. При этом α_{CS} и φ_{CS} могут определяться какими-то параметрами долготной асимметрии солнечной активности, возможно, в предшествовавшие времена. Другими словами, поджатие ГГТС (и солнечной короны, [8]) к гелиоэкватору, степень которого изменяется с развитием солнечного цикла, является такой же важной чертой процесса изменения распределения полярности крупномасштабного ГМП, как и вращение токового слоя вокруг экваториальной оси.

Характеристики высокоширотной ветви солнечной активности

Прежде чем переходить к изучению количественных связей между λ_{CS} и осесимметричными параметрами солнечной активности, рассмотрим более подробно эти параметры для высокоширотной ветви активности. Данные о проекции вдоль луча зрения индукции высокоширотного фотосферного магнитного поля B_{pol}^{ls} существуют лишь с 1976 г. Кроме того, B_{pol}^{ls} представляет собой комплексный индекс, так как он зависит не только от напряженности высокоширотных полей, но и от их направления, которое может со временем изменяться. Число полярных факелов N_{PF} , измеряемое уже более 100 лет, возможно, является менее сложным индексом высокоширотной ветви солнечной активности, хотя вопросы его связи с напряженностью крупномасштабных высокоширотных полей и методические проблемы его определения довольно сложны [9].

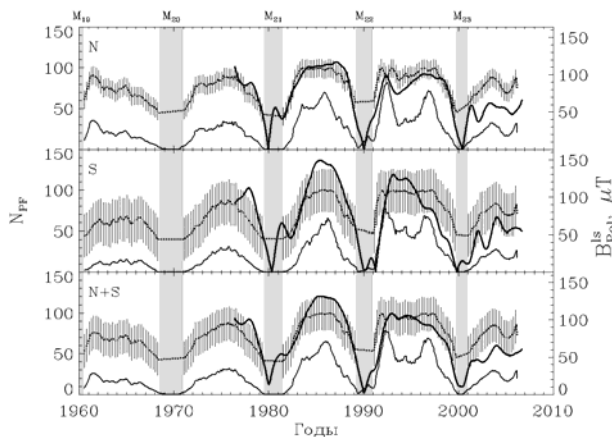


Рис. 2.

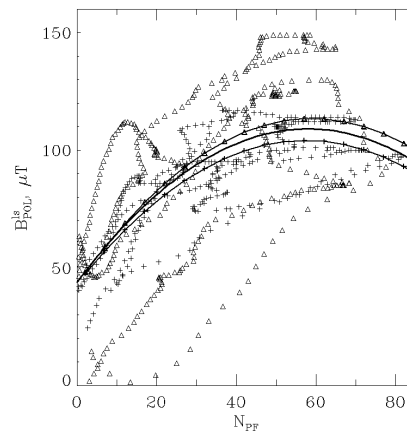


Рис. 3.

На Рис. 2 показано поведение в 1960-2006 гг. N_{PF} и B_{pol}^{ls} для N- и S- полушарий (верхняя и средняя панели, соответственно) и в среднем по Солнцу (нижняя панель). Тёмные вертикальные полосы опять отмечают периоды инверсии высокоширотных магнитных полей. Числа полярных факелов (среднемесячные значения, сглаженные с периодом 1 год) приведены по результатам измерений на Горной астрономической станции ГАО (г. Кисловодск, Россия; [9]), скорректированы для 1990-1994 гг. и дополнены данными за 1995-2006 гг. (сплошная тонкая кривая). Видна неплохая корреляция между изменением N_{PF} и B_{pol}^{ls} в цикле солнечной активности. Для количественного изучения этой корреляции на Рис. 3 крестами показаны пары $\{N_{PF}, B_{pol}^{ls}\}$ для северного, а треугольниками – для южного полушарий Солнца в период 1976-1999 гг. (но вне затемнённых периодов инверсии высокоширотных полей). Гладкими кривыми показана квадратичная регрессионная зависимость между N_{PF} и B_{pol}^{ls} с соответствующими значками для обоих полушарий, а более жирной средней кривой – для всего Солнца ($B_{pol}^{ls} = 43.94 + 2.25N_{PF} - 0.019N_{PF}^2$). На Рис. 2 штриховыми кривы-

ми с полосами ошибок показана оценка B_{pol}^{ls} по значениям N_{PF} , полученная в результате. Отметим, что такая оценка довольно груба: её погрешность ($\approx 15\%$ для N- и $\approx 30\%$ для S-полушария и в среднем по Солнцу) обусловлена различием связи между N_{PF} и B_{pol}^{ls} на фазах роста и спада высокоширотной активности и для разных её циклов (особенно для S-полушария), а также видом постулированной регрессионной связи. Обращает на себя внимание существенное превышение после 2001 г. B_{pol}^{ls} , оцененной по N_{PF} , над её измеренным значением, особенно для северного полушария. Несомненно, требуется более детальное исследование регрессионных связей между N_{PF} и B_{pol}^{ls} .

Регрессионные модели широтной границы ГГТС

Переходя к количественному изучению связей между λ_{CS} и усреднёнными по долготе параметрами солнечной активности, сформулируем наши представления об общей модели таких связей. Широтная граница зоны секторной структуры на фотосфере (λ_{CS}^{Ph}) соединяется с широтной границей ГГТС на поверхности источника и в гелиосфере (λ_{CS}^{HS}) линией тока солнечного ветра или открытой силовой линией магнитного поля в подложке гелиосферы - слое между фотосферой и поверхностью источника. На фотосфере на широтах $|\lambda| > \lambda_{CS}^{Ph}$ располагается высокоширотная ветвь активности (в общем случае, с индексом HL), а на средней широте солнечных пятен λ_{SS} - ветвь пятнообразовательной активности (с индексом SS).

В общем случае регрессионная модель формулируется как

$$\lambda_{CS}^{HS} \propto f(SS, \lambda_{SS}, HL; \eta_i), \quad (1)$$

где f - заданная функция, конкретизирующая модель, а η_i - набор свободных параметров. Для определения количественных связей между λ_{CS}^{HS} и $\{SS, \lambda_{SS}, HL\}$ в данной модели требуется найти значения свободных параметров η_i^0 , которые минимизируют некоторую целевую функцию, например, $\Psi = \sum_j (\lambda_{CS}^{HS} - f(SS, \lambda_{SS}, HL; \eta_i))^2$, где суммирование по j означает сумму при значениях индексов $\lambda_{CS}^{HS}(t_j)$, $SS(t_j)$, $\lambda_{SS}(t_j)$, $HL(t_j)$ во все (j -ые) моменты времени исследуемого периода.

В данной работе мы опробуем регрессионную модель, подразумевающую определённую постоянную геометрию расширения короны, предложенную в [10]:

$$\sin(\lambda_{CS}^{HS}) = \sin^2(\lambda_{CS}^{Ph}) \quad (2)$$

и зададим неизвестную широтную границу зоны секторной структуры на фотосфере λ_{CS}^{Ph} как степенную функцию параметров солнечной активности. В качестве индекса уровня пятнообразования выберем суммарную пло-

щадь A солнечных пятен в каждом полушарии (или её нормированный «двойник» $a = A/(1000 \text{ мдн})$); в качестве средней широты пятен - $l = \lambda_{SS}/30^\circ$, а в качестве высокоширотного индекса - $b = B_{pol}^{ls}/(150 \mu T)$. Тогда $\lambda_{CS}^{Ph} = \eta_1 + \eta_2 \cdot r^{\eta_3} \cdot l^{\eta_4} \cdot b^{\eta_5}$ и регрессионная модель выглядит так:

$$\lambda_{CS}^{HS} \propto \arcsin(\sin^2(\eta_1 + \eta_2 \cdot a^{\eta_3} \cdot l^{\eta_4} \cdot b^{\eta_5})). \quad (3)$$

При минимизации целевой функции Ψ методом «симплексного спуска» (downhill simplex method; подпрограммы amoeba-amoetry из [11]) на суммарных по всему Солнцу индексах в период времени 1976-1999 гг. (вне периодов инверсии поля) получены следующие значения параметров, минимизирующих Ψ : $\eta_1^0 = 1.235$; $\eta_2^0 = 34.684$; $\eta_3^0 = 0.27$; $\eta_4^0 = 0.165$; $\eta_5^0 = -0.362$.

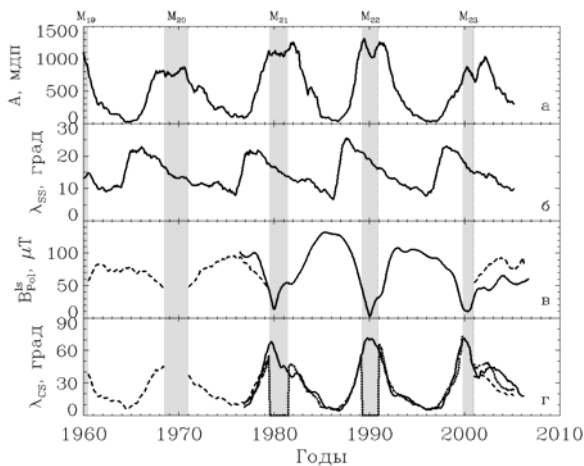


Рис. 4.

Данные о проекции индукции высокоширотного фотосферного магнитного поля вдоль луча зрения B_{pol}^{ls} (панель в) дополнены её оценкой до 1976 г. и после 2001 г. по числу полярных факелов (штриховая линия), а данные по средней по полушариям широтной границе ГГТС λ_{CS} (панель г) дополнены: 1) аппроксимацией этой характеристики по модели (3) за 1976-1999 гг. (пунктирная кривая); 2) её оценкой по (3) за 1960-ые, 1970-ые и 2000-ые годы с помощью B_{pol}^{ls} , оцененной по числу полярных факелов (штриховая кривая), и 3) оценкой λ_{CS} по (3) за 2000-е годы с помощью измеренной B_{pol}^{ls} (пунктирная кривая). Видно, что модель (3) неплохо аппроксимирует экспериментальные значения широтной границы ГГТС в период установления регрессии 1976-1999 гг. (коэффициент корреляции между измеренными и аппроксимируемыми значениями $\rho = 0.96$; средняя ошибка аппроксимации $\approx 4.5^\circ$). Таким образом, количественное изучение связей между широтной границей ГГТС и средними параметрами ветвей солнечной активности ещё больше укрепляет нас в убеждении, что эта связь не случайна. Оценка λ_{CS} для 1960-х и 1970-х гг. приводит к вполне разумным результатам. Для 24-го цикла полярной активности (2000-е гг.) оценка λ_{CS} по модели (3) с помощью измеренной (аномально низкой) B_{pol}^{ls} даёт результат,

На Рис. 4 показано поведение всех солнечных индексов (в ненормализованном виде) и λ_{CS}^{HS} , входящих в модель (3). Так же, как на Рис. 1-2, более тёмные вертикальные полосы отмечают периоды инверсии магнитных полей на высоких широтах. Индексы пятнообразования (панели а, б) тождественны данным на соответствующих панелях Рис. 1.

близкий к наблюдаемому (аномально высокому), а с помощью B_{pol}^{ls} , оцененной по числу полярных факелов, - более низкие значения λ_{CS} , т.е., более близкие к норме.

Выводы

1. Поджатие глобального гелиосферного токового слоя к гелиоэкватору, степень которого изменяется с развитием солнечного цикла, является не менее важной чертой процесса изменения распределения полярности крупномасштабного гелиосферного магнитного поля, чем изменение угла наклона токового слоя к экватору.

2. Оценены параметры регрессионных соотношений между проекцией вдоль луча зрения индукции высокоширотного магнитного поля Солнца и числом полярных факелов в периоды средней и низкой солнечной активности. Поведение числа полярных факелов по данным ГАС ГАО (г. Кисловодск) после 2000 г. представляется более близким к норме, чем поведение наблюдаемых характеристик солнечных магнитных полей по данным обсерватории WSO (США).

3. Предложена простая регрессионная модель, связывающая широтную границу зоны секторной структуры ГМП с характеристиками солнечной активности, и определены свободные параметры этой модели.

Авторы выражают благодарность РФФИ (гранты 05-02-17346, 05-02-16229).

Литература

1. *Schulz M.*, *Astrophys. Space Sci.*, **34**, 371-383, 1973.
2. *Zhao X., Hundhausen A.J.*, *JGR*, **86**, 5423, 1981.
3. *Jokipii J.R., Thomas B.T.*, *Ap.J.*, **243**, 1115, 1981.
4. <http://sun.stanford.edu/~wso/wso.html>
5. *Schatten K.H., Wilcox J.M., Ness N.F.*, *Solar Physics*, **6**, 443-455, 1969.
6. <http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml>
7. *Крайнев М.Б., Макарова В.В.*, Высокоширотные солнечные магнитные поля после 2000 г. и особенности 23-его цикла в интенсивности галактических космических лучей, Статья в настоящих Трудах.
8. *Крайнев М.Б.*, Геометрия расширения солнечной короны, Препринт №13 ФИАН им. П.Н. Лебедева, Москва, 57 с., 1979.
9. *Makarov V.I., and Makarova V.V.*, *Solar Physics*, **163**, 267, 1996.
10. *Крымский Г.Ф. и др.*, Геомagnetизм и Аэрономия, **41**, 444, 2001.
11. *Press W.H. et al.*, *Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing*, Second Edition, Cambridge University Press, 1992.

ВЫСОКОШИРОТНЫЕ СОЛНЕЧНЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ ПОСЛЕ 2000 Г. И ОСОБЕННОСТИ 23-ГО ЦИКЛА В ИНТЕНСИВНОСТИ ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Крайнев М.Б.¹, Макарова В.В.²

¹*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*

²*Главная астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

THE HIGH-LATITUDE SOLAR MAGNETIC FIELDS AFTER 2000 AND THE PECULIARITIES OF THE 23-RD CYCLE IN THE GALACTIC COSMIC RAY INTENSITY

Krainev M.B.¹, Makarova V.V.²

¹*Lebedev Physical Institute, RAS, Moscow, Russia*

²*Main Astronomical Observatory, RAS, Saint-Petersburg, Russia*

Abstract

The development of the solar cycle 23 is considered in the solar and heliospheric characteristics important for the propagation of the galactic cosmic rays. The unusual behavior of the high-latitude solar activity is studied using both polar magnetic fields and the number of solar faculae. The related features in the galactic cosmic ray intensity during the maximum and descending phases of the solar cycle 23 both near the Earth and in the outer heliosphere are discussed as well as the expected changes in the galactic cosmic ray intensity during the forthcoming solar minimum.

Введение

Текущий, 23-й, солнечный цикл представляет особый интерес для исследования гелиосферы и модуляции в ней интенсивности галактических космических лучей (ГКЛ) по трём причинам. Во-первых, впервые можно наблюдать развитие фаз спада и минимума солнечного цикла не только в свободном солнечном ветре, но и в области его взаимодействия с межзвёздной средой (по-видимому, космический аппарат (КА) Voyager-1 пересёк терминальную ударную волну солнечного ветра в конце 2004 г. [1]). Во-вторых, на фазу минимума между 23-м и 24-м циклами приходится третий полярный проход КА Ulysses (в начале и в конце 2007 г.), причём данные по интенсивности ГКЛ могут быть особенно интересными, т.к. при современной отрицательной полярности гелиосферного магнитного поля (ГМП; $A < 0$ – знак радиальной составляющей напряжённости ГМП в северном полушарии) ожидается значительно более неоднородное распределение ГКЛ в гелиосфере, чем во время первого полярного прохода Ulysses (1994-1995 гг.) при $A > 0$. Наконец, необычен сам текущий цикл.

В данной работе сначала мы обсуждаем развитие и особенности 23-го солнечного цикла в солнечных и гелиосферных характеристиках, важных для распространения ГКЛ. При этом, рассматривая необычное поведение

высокоширотной ветви солнечной активности, анализируются не только данные по крупномасштабным магнитным полям, но и число полярных факелов – мелкомасштабных образований с сильным полем. Далее рассматриваются развитие и особенности текущего цикла в интенсивности ГКЛ в гелиосфере. Завершают работу наши предположения о возможном поведении солнечных и гелиосферных характеристик и, как следствие, интенсивности ГКЛ в ближайшие годы, на фазе минимума 24-го солнечного цикла.

23-й солнечный цикл на Солнце и в гелиосфере

На Рис. 1 показано поведение в 1975-2006 гг. солнечных и гелиосферных параметров, важных для распространения в гелиосфере ГКЛ. Средние по полушариям индексы сглажены с периодом полгода (кроме параметров полярной активности, сглаженных с периодом один год).

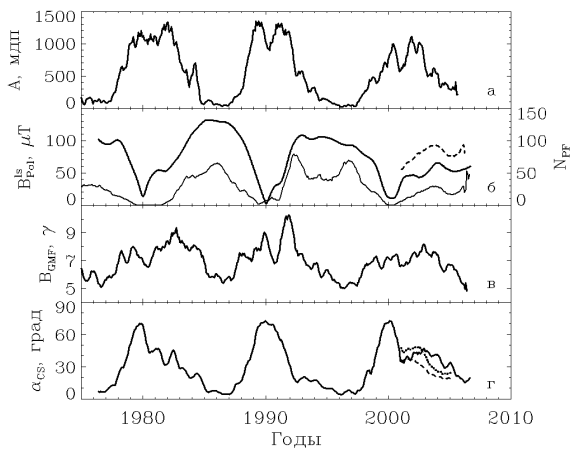


Рис.1.

числа полярных факелов N_{PP} (сплошная тонкая кривая; см. [4] и ссылки в ней). Нижние панели демонстрируют поведение гелиосферных характеристик, непосредственно важных для распространения ГКЛ: в - напряжённости ГМП в районе орбиты Земли [5] и г - угла наклона к гелиоэкватору глобального гелиосферного токового слоя (ГГТС) α_{CS} [3]. Считается, что напряжённость ГМП определяет коэффициент диффузии и скорость крупномасштабного дрейфа ГКЛ, а ГГТС является эффективным каналом транспортировки ГКЛ внутрь гелиосферы и из неё.

К настоящему времени (09.2006 г.), несмотря на низкий уровень пятнообразовательной активности, пятна нового цикла до сих пор не появились, т.е. текущий цикл всё ещё находится на фазе спада. Однако уже можно заметить, что цикл довольно необычен [6]. Фаза роста длинна; временной профиль площади пятен выглядит почти симметричным относительно фазы максимума. Максимальный уровень в пятнообразовательной активности в нарушение правила Гневывшева-Оля был ниже, чем в предыдущий чётный цикл. Как и в предыдущие циклы, площадь пятен демонстрирует уменьшение в середине максимальной фазы (т.н. провал Гневывше-

На двух верхних панелях показано поведение индексов солнечной активности: а - суммарной площади групп солнечных пятен A по гринвичским данным (продолженным NOAA/AF (США) до 10.2005, [2]) и б - характеристик высокоширотной ветви активности: модуля проекции индукции высокоширотного фото-сферного поля вдоль луча зрения B_{pol}^{ls} (сплошная жирная кривая, [3]) и

ва (Gnevyshev Gap), см. [7, 8] и ссылки в них). Очень странным является поведение высокоширотных магнитных полей, особенно на фазах максимума и спада: полярное магнитное поле в обоих полушариях быстро изменило полярность около 2000.0, но затем рост его напряжённости сильно замедлился, и с 2001 г. поля остаются малыми вплоть до настоящего времени. Аналогичное поведение демонстрирует и другой индекс высокоширотной ветви, число полярных факелов, что очень важно как независимое подтверждение поведения полярной активности, т. к. результаты измерения B_{pol}^{ls} (и α_{CS}) основаны на регулярном сканировании крупномасштабных магнитных полей в обсерватории WSO, при котором в 2001-2002 гг. имел место значительный сбой, [3]. Однако, на наш взгляд, поведение N_{PF} после 2000 г., менее аномально: показанная на Рис. 1б штриховой кривой напряжённость полярных полей, восстановленная по регрессии между B_{pol}^{ls} и N_{PF} за 1976-1999 гг. (вне периодов инверсии высокоширотных полей), превышает наблюдаемую [9].

Как видно из Рис. 1в, в гелиосфере напряжённость ГМП около Земли (а, значит, в первом приближении, и во всей гелиосфере) изменяется аналогично площади солнечных пятен (например, соотношение максимальных уровней в циклах), хотя, конечно, есть и существенные различия, прежде всего в амплитуде 11-летней вариации и многих деталях. В напряжённости ГМП провал Гневышева чётко проявляется лишь в 22-м цикле. Так как уровень активности высокоширотной ветви солнечной активности сильно отражается на средней широтной границе ГГТС λ_{CS} , равной α_{CS} в модели наклонного ГГТС, [9], то слабое в 2001-2006 гг. высокоширотное поле приводит в эти годы к слабо меняющемуся и для текущей фазы солнечного цикла аномально большому наклону ГГТС к экватору (сплошная кривая на Рис. 1г). Отметим, что наблюдаемый α_{CS} довольно близок к показанному на Рис. 1г пунктиром λ_{CS} , оцененному по регрессионной модели связи между λ_{CS} и солнечной активностью, [9], но больше оцененного, если в качестве B_{pol}^{ls} использовать не измеренные, а полученные по регрессии с N_{PF} значения высокоширотного поля (показанные штриховой кривой на Рис. 1г). При этом для сглаженных с периодом полгода характеристик в модели [9] использованы следующие значения свободных параметров: $\eta_1^0 = 1.444$; $\eta_2^0 = 28.282$; $\eta_3^0 = 0.26$; $\eta_4^0 = 0.142$; $\eta_5^0 = -0.384$; средняя погрешность аппроксимации $\approx 5.5^\circ$ с коэффициентом корреляции $\rho = 0.94$. Таким образом, как и в случае с B_{pol}^{ls} , использование в качестве индекса высокоширотной ветви активности числа полярных факелов, приводит к более нормальному поведению в 2001-2006 гг. очень важного для ГКЛ наклона ГГТС, чем при использовании наблюдаемых (и, возможно, содержащих ошибку) значениях B_{pol}^{ls} .

Тем не менее, как видно из Рис. 1б, оба индекса высокоширотной активности согласуются с выводом об аномально низком уровне этой активности после 2000 г. по сравнению с предыдущими солнечными циклами. В работе [6], посвящённой выяснению причин этой аномалии, установление этих причин проводилось путём моделирования 23-го цикла с помощью математической модели типа динамо с меридиональными потоками, причём использовались данные по этим потокам с 1996 г. Основными факторами, вызвавшими указанную аномалию, авторы [5] считают слабость в 23-м цикле источников полоидального поля (главным образом, остатков тороидальных полей, т.е. активных областей и пятен) и систематическое уменьшение в 1990-ые годы меридиональных потоков. Однако для изучения причин низкого уровня в текущем цикле пятенной активности авторы [6] нуждаются в данных по меридиональным потокам до 1996 г., которые могут быть извлечены из гелиосейсмических данных за предыдущие 20 лет.

23-й солнечный цикл в интенсивности ГКЛ

Вариациями интенсивности ГКЛ охвачена вся гелиосфера. Можно предположить, что в той её части, где структура солнечного ветра и ГМП не сильно изменяется с гелиоцентрическим расстоянием, вариации интенсивности ГКЛ тоже должны быть подобны. В связи с этим интересно не только проследить, как в поведении ГКЛ отражаются особенности текущего цикла, но и сравнить развитие солнечного цикла в интенсивности одних и тех же энергий в глубине, на промежуточных расстояниях и на периферии гелиосферы. Для этой роли лучше всего подходят ГКЛ т. н. средних энергий ($T_n = 100-500$ МэВ/н), см. [10]. На Рис. 2 показаны временные профили измеренной на КА IMP-8 (пунктирные кривые; [10]), Pioneer-10 [11], Voyager-1 (штриховые кривые) и Voyager-2 [12] интенсивности ГКЛ для протонов (верхняя панель) и ядер гелия (нижняя панель) средних энергий, сглаженной с периодом полгода. Так как данные околоземного IMP-8 становятся менее детальными с 10.2001 г., с этого момента значения интенсивности определялись из данных регулярного баллонного мониторинга космических лучей [10].

Как видно из Рис. 2, в интенсивности ГКЛ около Земли (пунктирная кривая на обеих панелях) наблюдалась необычно длинная фаза максимума (2000.7-2003.7) с выраженным пиком Гневывшева (соответствующим провалу Гневывшева в солнечной активности). В работе [13] был сделан вывод, что особенности фазы максимума 23-го солнечного цикла в интенсивности ГКЛ тесно связаны с аномальным поведением угла наклона ГГТС к гелиоэкватору. После окончания фазы максимума интенсивность ГКЛ быстро росла в течение полугода, а затем рост остановился, и в 2004.3-2005.7 временной профиль интенсивности выглядел плоским. Отметим, что в течение предыдущих солнечных циклов не наблюдалось таких периодов силь-

ной модуляции ГКЛ на фазе спада солнечной активности (за исключением аномального “мини-цикла” в 1974-1975 гг.). Солнечный источник этой модуляции на Рис. 1 не заметен. Начиная с октября 2005 г., интенсивность ГКЛ возрастает в течение нескольких месяцев.

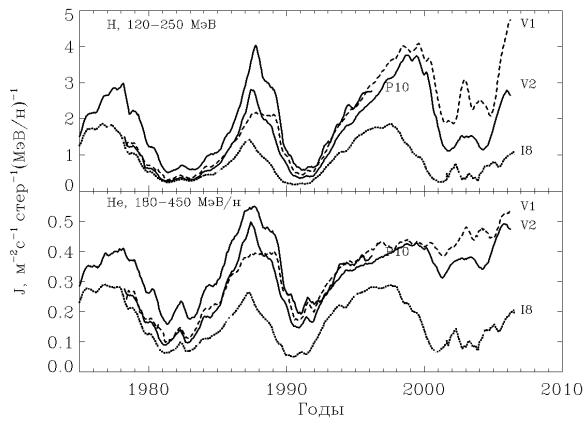


Рис. 2.

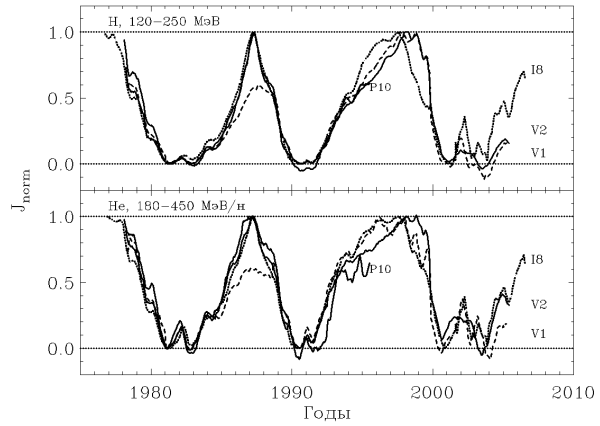


Рис. 3.

Переходя к наблюдениям интенсивности ГКЛ на КА Pioneer-10 и Voyager-1, -2 (V1/2; три верхние кривые на панелях Рис. 2), отметим, что они непрерывно удаляются от Солнца, и к октябрю 2006 г. V1 и V2 были на расстояниях 100 а.е. и 80.5 а.е., соответственно. В фазе максимума текущего солнечного цикла в данных V1 и V2 также наблюдаются выраженные пики Гневывшева, хотя их структура несколько отличается от наблюдаемой у Земли. Однако 11-летний цикл выглядит довольно необычно. Например, для ядер гелия (нижняя панель) временной профиль интенсивности на V1 совсем не демонстрирует цикл, т. к. интенсивность во время фазы минимума (1998-1999 гг.) ниже её уровня в максимуме цикла (2001-2004 гг.). На фазе спада активности рост интенсивности на V1 и V2 начался в конце и начале 2004 г., соответственно, и период усиленной модуляции, наблюдавшийся у Земли, в дальней гелиосфере не был заметен, зато наблюдается некоторая особенность в конце 2005 - начале 2006 гг. Не заметно и какой-либо особенности во временном профиле интенсивности ГКЛ на V1 при пересечении им терминальной ударной волны солнечного ветра в конце 2004 г.

Чтобы разобраться в разнице в проявлениях солнечного цикла в интенсивности ГКЛ на разных гелиоцентрических расстояниях было предложено рассмотреть вариацию нормализованной безразмерной интенсивности (см. [14] и ссылки в ней):

$$J_{norm}(t) = \frac{J(r,t) - J_M(r)}{J_m(r) - J_M(r)}, \quad (1)$$

используя радиальные профили интенсивности ГКЛ в минимуме $J_m(r)$ и максимуме $J_M(r)$ солнечного цикла как границы, внутри которых развивается солнечный цикл. На Рис. 3 показаны временные профили тех же интенсивностей ГКЛ, что и на Рис. 2, но нормализованных согласно (1) и

сдвинутых по времени на $\Delta t = (r-1)/V_{sw}$, с $V_{sw} = 450$ км/с для учёта переноса деталей временного профиля интенсивностей ГКЛ со скоростью солнечного ветра. Теперь на всех гелиоцентрических расстояниях ясно виден в основном синхронный 11-летний цикл. Сильное отклонение данных V1 в 1985-1987 гг. от общего для всех КА поведения нормализованной интенсивности ГКЛ обусловлено широтой этого КА (26-29°N) и сильным отрицательным широтным градиентом интенсивности ГКЛ в этот период (см. ниже). Отчётливый сдвиг времени максимума интенсивности ГКЛ во внешней гелиосфере по сравнению с внутренней в 1997-1999 гг. обусловлен, по-видимому, эффектами магнитного дрейфа при полярности ГМП $A > 0$ (см. [14]).

Для фазы спада активности текущего цикла (после 2003.7) отметим три особенности в поведении нормализованной интенсивности: 1) она растёт, однако спустя 3 года достигла лишь уровня 70% от максимума; 2) она в дальней гелиосфере значительно ниже, чем у Земли, и 3) в дальней гелиосфере не заметна усиленная модуляция ГКЛ, наблюдаемая около Земли в 2004-2005 гг. Первый из этих фактов может быть связан с тем, что в (1) использованы радиальные профили для минимума 23-его цикла (с полярностью ГМП $A < 0$), полученные экстраполяцией на большие расстояния радиальной зависимости интенсивности, наблюдавшейся (в 1987 г. на $r = 23-42$ а.е.) в предыдущий минимум с такой полярностью ГМП. Если по каким-то причинам (см. ниже) интенсивность ГКЛ в минимуме 24-го цикла ожидается ниже, чем в минимуме 22-го, будет меньше верхняя из границ, внутри которых развивается солнечный цикл после 2001 г., и нормированная интенсивность увеличится. Второй из отмеченных фактов может быть обусловлен использованием при формировании $J_m(r)$ для минимума 24-го цикла условия постоянного относительного радиального градиента G_r . Если принять, что на больших расстояниях радиальный градиент уменьшается (например, $G_r \sim 1/r$), нормализованные интенсивности ГКЛ во внутренней и дальней гелиосфере могут сблизиться. Что касается третьей отмеченной особенности, заметим, что из-за сдвига деталей временного профиля со скоростью солнечного ветра начало периода усиленной модуляции, имевшего место на Земле в 2004.3-2005.7, на V1 может наблюдаться именно в конце 2005 г. и, возможно, указанная выше особенность в поведении интенсивности на V1, 2 в конце 2005 г. является отражением в дальней гелиосфере усиления модуляции интенсивности в 2004-2005 гг. около Земли.

Об ожидаемом поведении интенсивности ГКЛ в минимуме СЦ 24

Так как приближающийся минимум солнечного цикла 24 характеризуется полярностью ГМП $A < 0$, можно ожидать, что в ближайшие 2-3 года, как в минимумах 20-го и 22-го циклов, временной профиль интенсивности будет иметь заострённую форму. Однако при этом следует учиты-

вать два обстоятельства. Во-первых, напряжённость высокоширотных магнитных полей на фазе спада 23-го цикла значительно меньше, чем в аналогичную фазу предыдущих циклов. Так как источник высокоширотных полей (поля активных областей и пятен) на фазе спада невелик и уменьшается, вряд ли можно ожидать существенного усиления полярных магнитных полей в ближайшие годы. Это означает, что во время приближающегося минимума солнечной активности с $A < 0$, когда ГГТС должен являться основным каналом проникновения ГКЛ в приэкваториальные области гелиосферы, он не будет столь плоским, как в предыдущих циклах, что в свою очередь приведёт к уменьшению величины широтного и радиального градиентов, максимальной интенсивности ГКЛ (а значит, и радиального профиля интенсивности) и может сильно повлиять на результирующий временные профили. Отметим, однако, что предположение о слабости высокоширотных солнечных магнитных полей в минимуме солнечного цикла 24 может оказаться неверным: как видно из Рис. 1б, в поведении этих полей в эпоху низкой пятенной активности часто наблюдается два разнесённых максимума (например, в N_{PF} в 1990-х годах).

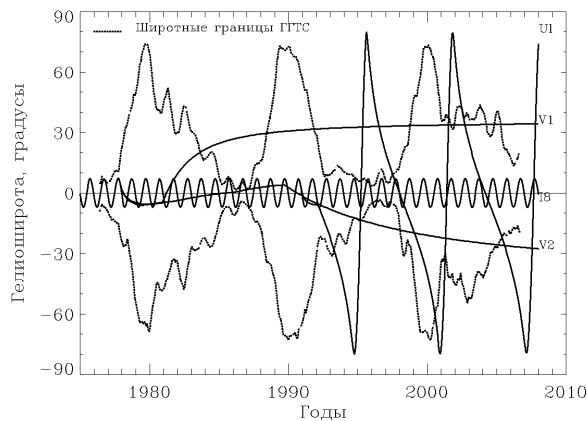


Рис. 4.

Второе обстоятельство касается гелиоширот ГГТС и КА IMP8, V1, V2, Ulysses, показанных как функции времени на Рис. 4. Видно, что несмотря на большой широтный диапазон, занимаемый ГГТС на фазе спада 23-его солнечного цикла, этот диапазон постепенно уменьшается, и с начала 2005 г. V1, V2 и Ulysses находятся вне зоны секторной структуры ГМП.

Это означает, что когда (и если) ГГТС будет достаточно плоским, чтобы сформировать вокруг себя сильный отрицательный широтный градиент, временные профили интенсивности ГКЛ, измеряемой на борту указанных КА, будут существенно отличаться от профилей в приэкваториальной области (IMP8), так же, как отличался временной профиль интенсивности, измеренной на широте 30° на КА Voyager-1 в 1985-1987 гг., от профилей интенсивности, измеренной в те годы на низкоширотных КА (IMP8, Pioneer-10, Voyager-2).

Выводы

1. Основной особенностью 23-го солнечного цикла в солнечных и гелиосферных характеристиках является слабость высокоширотных магнитных полей после их инверсии в 2000 г., и, как результат, большая величина угла наклона гелиосферного токового слоя к экватору. Поведение после 2001 г. числа полярных факелов по данным ГАС ГАО РАН, хотя и демон-

стрирует довольно низкий уровень, менее аномально, чем напряжённость высокоширотного магнитного поля по данным WSO (США).

2. В интенсивности ГКЛ во всей гелиосфере наблюдается чёткий 11-летний цикл. В затянутой фазе максимума, возможно, проявляются особенности поведения угла наклона гелиосферного токового слоя к экватору. Детали поведения интенсивности ГКЛ в дальней гелиосфере, возможно, соответствуют более низкому уровню интенсивности ГКЛ в приближающемся минимуме 24-го цикла.

3. Если напряжённость высокоширотных магнитных полей на Солнце не возрастет существенно в ближайшие 1-2 года, гелиосферный токовый слой будет менее поджатым к экватору, чем в предыдущих циклах, что может сильно сказаться на уровне и форме временного профиля интенсивности ГКЛ. Для ожидаемого в период минимума 24-го цикла временного профиля интенсивности ГКЛ важно, что все удалённые от Земли космические аппараты будут в этот период находиться вне широтного диапазона, занимаемого гелиосферным токовым слоем.

Авторы выражают благодарность РФФИ (гранты 05-02-17346, 05-02-16229).

Литература

1. *Ness N.F. et al.*, Proc. 29th ICRC, Pune, **2**, 39-42, 2005.
2. <http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml>
3. <http://sun.stanford.edu/~wso/wso.html>
4. *Makarov V.I., and Makarova V.V.*, Solar Physics, **163**, 67, 1996.
5. <http://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/dx1.html>
6. *Dikpati M. et al.*, Ap. J., **601**, 1136-1151, 2004.
7. *Bazilevskaya G.A. et al.*, Solar Physics, **197**, 157-174, 2000.
8. *Kraïnev M.B., Bazilevskaya G.A.*, Adv. Space Res., **35**, 2124-2128, 2005.
9. *Крайнев М.Б., Макарова В.В.*, О связи между характеристиками полярности гелиосферного магнитного поля и параметрами солнечной активности, Статья в настоящих Трудах.
10. *Kraïnev M.B., Webber W.R.*, Препринт No. 11 ФИАН им. П.Н. Лебедева, Москва, 18 с., 2005.
11. *McDonald F.B. et al.*, in Cosmic Rays in the heliosphere, Fisk L.A. et al. (eds.), Space Science Series of ISSI, **3**, 35, 1998.
12. <http://voycrs.gsfc.nasa.gov/heliopause/heliopause.html>
13. *Kraïnev M.B., Webber W.R.*, Intern. J. Geomagn. Aeron., **5**, No. 3, GI3008, doi:10.1029/2004GI000067, 6 p., 2005.
14. *Крайнев М.Б.*, Труды 29-го международного семинара по физике полярной магнитосферы, ПГИ, Апатиты, 2006 (в печати).

ИЗМЕНЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ МАГНИТНЫХ ФОКУСОВ ПОЛЯРНОГО ПОЛЯ В ЦИКЛЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Клепиков Д.В.

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова, Троицк, Московская область, Россия*

LOCATION OF THE MAGNETIC FOCI OF POLAR FIELD THROUGH THE SOLAR ACTIVITY CYCLE

Klepikov D.V.

Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences, Troitsk Moscow Region, Russia

Abstract

Tangents to ray structures in the polar corona of the Sun are usually crossed near some point below the surface. This point named "magnetic focus" changes its location through the solar cycle. The behavior of the magnetic focus depth is found for whole 23-th solar cycle on the basis of SOHO/EIT data. It is shown that the result of analysis is in good compliance with a description of polar magnetic field by zonal spherical harmonics.

Поведение точек пересечения касательных к лучевым структурам полярной короны, магнитных фокусов, отражает эволюцию крупномасштабного магнитного поля вблизи полюсов Солнца. Это один из немногих источников информации о полярном магнитном поле. Анализ структуры полярных перьев производился, в основном, по затменным снимкам солнечной короны. Более полувека зависимость глубины залегания «магнитных фокусов» (точки пересечения продолжения касательных к лучевым структурам) от фазы цикла предполагалась синусоидоподобной (рис. 1).

Благодаря снимкам со спутника SOHO данные для анализа доступны не по редким снимкам, полученным во время полных затмений, а практически ежедневно. По материалам наблюдений солнечной короны телескопом EIT в линиях FeIX/X (171 Å) построена кривая зависимости положения магнитных фокусов от фазы солнечного цикла для одного почти полного цикла (1996–2006).

С сервера NASA <http://sohowww.nascom.nasa.gov/data/summary/gif/> было загружено 3384 снимка за период с 16.01.1996 по 01.08.2006. Разрешение снимков составляло от 512x563 до 1024x1126 точек. Для обработки такого большого объема информации была составлена программа в среде MatLab, в которой производились следующие действия: нормализация яркости снимков, нахождение лимба, построение касательных к полярным лучевым структурам, нахождение фокусов и расчет величин q для северной и южной полусфер.

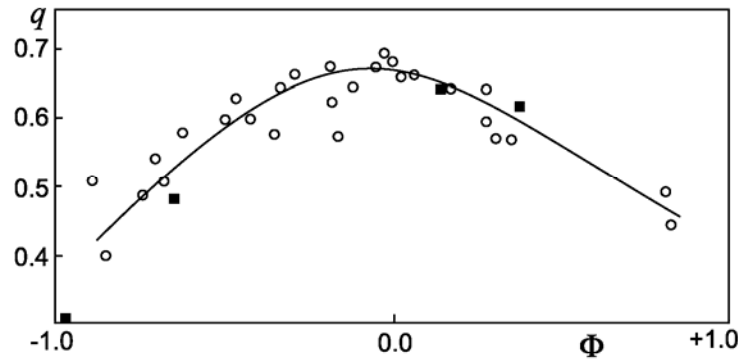


Рис. 1. Изменение параметра q в зависимости от фазы солнечного цикла (от максимума $\Phi = -1$ до следующего максимума $\Phi = 1$) по наблюдениям короны во время полных солнечных затмений с 1871 по 1961 гг. [1] – пустые кружки. Черные квадратики – значения q в 23-м цикле.

Цветные снимки из формата gif преобразовывались в монохромные сложением каналов RGB, затем яркость снимков нормировалась на максимальное значение. Положение лимба автоматизировано определялось для каждого снимка по 5–10 меткам, расставленным на изображении вручную. Методика построения касательных была следующей: для каждого снимка в секторе $\pm\pi/8$ от оси вращения Солнца с севера и юга на расстоянии $1,15 R_{\odot}$ от центра диска с шагом по дуге $0,03 \pi$ задавались начальные точки, от которых происходил поиск полярных лучевых структур. Поиск осуществлялся следованием с шагом в один пиксель максимальному градиенту яркости. Градиент в данной точке рассчитывался как среднее градиентов матрицы 9×9 (± 4 пикселя от текущего пикселя по горизонтали и вертикали). Таким образом, траектория поиска взбиралась на гребень максимальной яркости отдельного луча и дальше следовала вдоль гребня в направлении к поверхности Солнца. При достижении окрестности лимба ($R_{\odot} + 3$ пикселя) расчет траектории прекращался. В результате находилась ось лучевой структуры, которая затем, вблизи лимба, экстраполировалась по 10-ти последним пикселям прямой линией до пересечения с осью вращения Солнца (рис. 2).

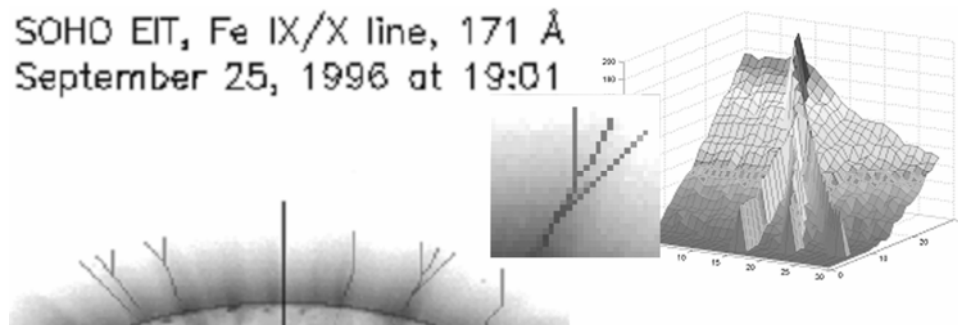


Рис. 2. Фрагмент снимка EIT 19:01 25.09.1996 с нанесенными траекториями поиска, увеличенным фрагментом и трехмерной диаграммой распределения яркости по фрагменту и отмеченным на диаграмме ходом построения траекторий поиска.

Конечно же, не все траектории поиска приводили к диску Солнца, и не всегда построенные траектории можно было считать успешными. Для контроля найденных величин q на них налагались определенные условия [3]. Если на снимке не удавалось построить хотя бы одну касательную в каждой полусфере, снимок игнорировался. Фокусы для обеих полусфер были найдены на 3211 из 3384 снимков. Величина q для каждого фокуса вычислялась как среднее всех построений в данной полусфере на каждом снимке; рассчитывалось отклонение от среднего (σ).

На характер траектории оказывает воздействие наличие двух градиентов яркости на изображении: общий радиальный градиент яркости короны и увеличение яркости от периферии к оси отдельного луча.

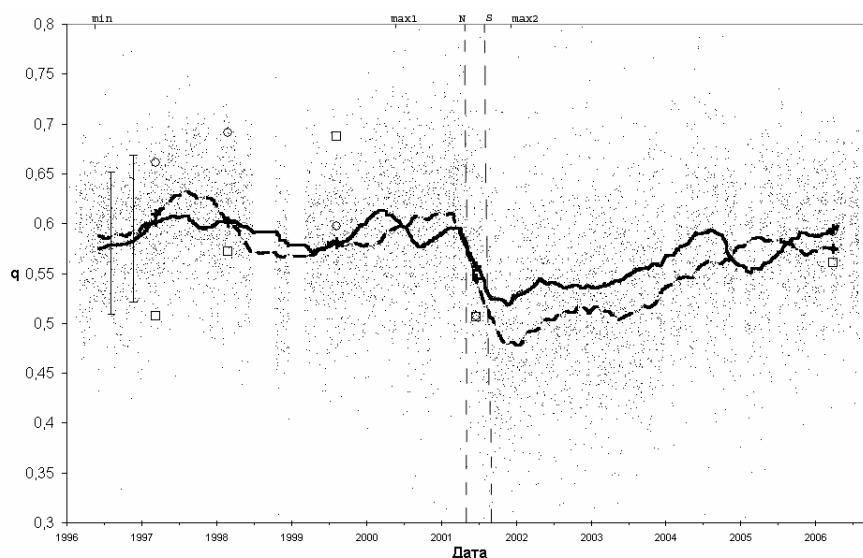


Рис. 3. Изменение величины q в течение 23-го цикла.

На рис. 2 изображено распределение величин q со временем в течение 23 цикла и график усредненных по 200-м точкам значений q для северной (сплошная линия) и южной (пунктир) полусфер с доверительным интервалом $\pm \sigma$ для одной точки. Сверху отмечено положение минимума активности, первого и второго максимума пятен в цикле. Вертикальные пунктирные линии N и S показывают моменты переполюсовки в северном и южном полушарии. Значения q , найденные той же программой по снимкам короны во время затмений, показаны квадратиками для северной полусферы и кружками — для южной. Крестиками выделены значения q на дни затмений, рассчитанные по данным SOHO. Значения, полученные по снимкам в дни затмений по данным SOHO, в отличие от значений, полученных в результате обработки затменных снимков тем же методом, очень хорошо совпадают с усредненной кривой.

Поведение магнитных фокусов с течением времени является более сложным, нежели синусоидальное, в период переполюсовки происходит скачкообразное уменьшение величины q для обеих полусфер, причем уменьшение в южной полусфере по величине в два раза больше, чем в северной. В характере перемещения фокусов видны существенные отличия

от равномерного, даже для периода минимальной активности в северной полусфере существуют особенности (конец 2004 года). Ход кривой довольно хорошо соответствует предсказываемому моделью эволюции глобального поля, предложенной в работе [2]. Гармонический анализ магнитного поля свидетельствует, что в годы минимальной активности в разложении по сферическим функциям доминируют низкие гармоники, а в годы максимума – высокие гармоники. Изменяя вклад гармоник в глобальное поле в течение цикла, положение фокусов можно варьировать в широких пределах. Было решено использовать простую модель глобального поля, состоящего из третьей и седьмой гармоник. Ход кривой $q(\Phi)$, демонстрирующий преимущественный рост значений q в течение цикла, позволяет убедиться в разности фаз $-\pi/2$, т.е., что крупномасштабная часть поля опережает в цикле мелкомасштабную часть (рис. 4), и соответствует, кроме того, дрейфу крупномасштабных нейтральных линий (рис. 5). Иначе говоря, высокочастотная часть поля "старого" цикла отстает от низкочастотной на 6-8 лет. Возможно, что именно это свойство проявляется в том, что временной профиль числа полярных факелов довольно хорошо совпадает с временным профилем числа пятен цикла пятен, начинающегося при максимуме числа факелов, опережая его, таким образом, примерно на 6 лет [4].

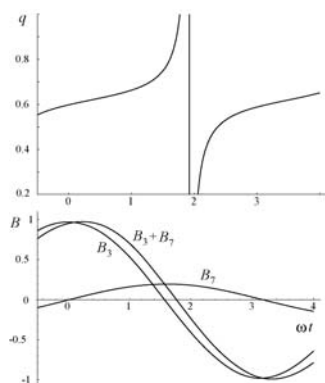


Рис. 4. Изменение положения фокуса в модели [3] при разности фаз $\varphi = -\pi/2$, $C_0 = 0,1$. Внизу – изменение суммарного поля на полюсе и каждой из гармоник в отдельности.

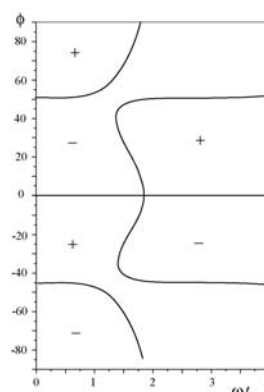


Рис. 5. Перемещение глобальных линий раздела полярностей в цикле в соответствии с моделью [3].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 06-02-16424).

Литература

1. *А.Т. Несмянович*, Астрон. журн. **39**, 996 (1962).
2. *Б.П. Филиппов, Ю.В. Платов, А. Аджабширизаде А., Д.В. Клепиков*, Астрон. журн. **81**, 859, 2004.
3. *Д.В. Клепиков, Б.П. Филиппов, А. Аджабширизаде, Ю.В. Платов*, Астрон. журн. **83**, 932-939, 2006
4. *V.I. Makarov, V.V. Makarova*, Solar Phys. **163**, 267 (1996)

**ОСОБЕННОСТИ 24-ГО ПОЛЯРНОГО ЦИКЛА.
ПЕРИОД: 2001–2006**

Макаров В.И., Макарова В.В.¹, Сапешко В.И.²
Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия
¹mahatt@rambler.ru, ²vsapeshko@yandex.ru.

**PARTICULARITIES OF THE 24 POLAR CYCLE.
PERIOD: 2001–2006**

Makarov V.I., Makarova V.V., Sapeshko V.I.
*Mountain Astronomical Station of Central Astronomical Observatory RAS,
Kislovodsk, Russia*

Abstract

The preliminary observational results of polar faculas in a new 24th cycle for the period 2001–2006 years has presents in this work: mean monthly diagrams of polar faculas numbers for this period and strong fluctuations and their latitudinal distribution for the specified term too.

Введение

Впервые сопоставление между активностью Солнца в полярных зонах и зонах пятнообразования было выполнено Шили (1906–1975 гг.). Недостатком данного ряда было то, что число полярных факелов определялось только в те периоды, когда солнечный экватор и эклиптика располагались в одной плоскости.

В наших ранних работах [1-3] отмечалось значение изучения полярных факелов в свете развиваемых нами представлений о глобальном процессе солнечной активности, как о двух волнах тороидальной компоненты магнитного поля, возникающих в разное время на средних широтах Солнца и затем мигрирующих одна в полярные, другая - экваториальные области.

Авторами исследованы четыре полярных цикла: 20-й, 21-й, 22-й и 23-й циклы. В данной работе представлены результаты наблюдений активности на полюсах Солнца в текущем, еще не завершенном, 24-м цикле.

Наблюдательные данные

В данной работе использованы среднемесячные значения числа полярных факелов за период с 2000 г. по 2006 год по данным Горной астрономической станции ГАО РАН. Этот ряд получен на основании ежедневных наблюдений полярных факелов, исправленных за эффект перспективного сокращения путем введения функции видимости. Такой подробный ряд о числе полярных факелов получен на Горной астрономической станции за четыре цикла (1960–1999 гг.), он отличается большой достоверно-

стью временных флуктуаций. Это дало возможность изучить не только особенности развития активности в полярных зонах Солнца, но и проследить связь высокоширотной деятельности Солнца с низкоширотной – зоной пятнообразования.

Результаты

Активность Солнца обычно связывают с 11-летним циклом появления пятен и связанных с ними явлений, которые наблюдаются в зоне широт от $+40^\circ$ до -40° . Однако наблюдения полярных факелов, структуры короны, протуберанцев, эволюции крупномасштабных полей, переполюсовки полярного магнитного поля показывают, что активность Солнца следует рассматривать как глобальный процесс, протекающий от полюса до полюса.

Известно, что в минимуме активности пятен на высоких широтах, более 50° наблюдаются небольшие, размером от 2–5 тыс. км, яркие образования со временем жизни не более суток, реже несколько дней – *полярные факелы* [4-7].

Цикл полярных образований находится в противофазе с пятненным циклом.

Согласно нашим наблюдениям новый цикл полярной активности начинается сразу же после переполюсовки магнитного поля Солнца [2].

Исследование связей полярных образований и площадей пятен цикла, следующего за полярным циклом (1960–1999 гг.), показало, что полярные факелы несут информацию о свойствах грядущего пятненного цикла [9].

Мы обнаружили значимую корреляцию (0,80) между сильными флуктуациями среднемесячных чисел полярных факелов $n(t)$ и сильными флуктуациями площадей пятен $S(t + \Delta t)$ следующего цикла пятен по полушариям, Δt составляет от 5,4 до 7 лет.

Это значит, что циклы пятен модулированы частотой появления полярных факелов. Это оправдалось на примере четырех циклов [9].

Если это окажется верным на большом количестве циклов, то представится возможность прогноза временных вариаций активности пятен с заблаговременностью нескольких лет.

В продолжение исследований, начатых на Горной астрономической станции еще в 1960 году, сейчас ведутся наблюдения полярных факелов нового 24-го полярного цикла.

Первые образования на полюсах появились в этом цикле на широтах выше $\pm 40^\circ$ в 2001 году. Для измерения их используются снимки фотосферы только высокого качества с оценкой 4 и 5 по пятибальной шкале, при стабильных атмосферных условиях.

Результаты данной работы заключаются в следующем:

1. Среднемесячные числа полярных факелов, исправленные функцией видимости и сглаженные по трем точкам, представлены на рис.1 (северное

полушарие) и на рис.2 (южное полушарие) за период 2001–2006 гг., зачернением выделены сильные флуктуации. Из приведенных данных видны несколько таких сильных положительных флуктуаций на севере и юге Солнца, которые можно ожидать в будущем 24-м цикле пятнообразования. Интересно отметить, что по первой половине текущего цикла можно уже судить о вполне выраженной двухвершинности этого цикла.

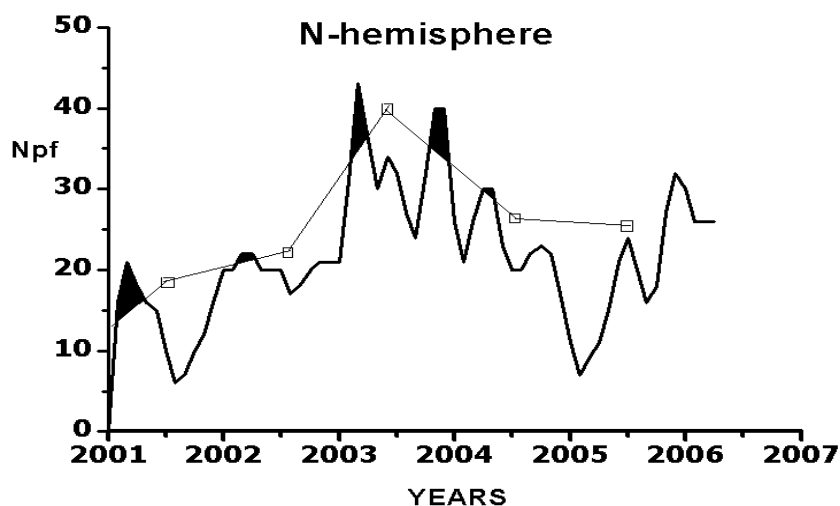


Рис.1.

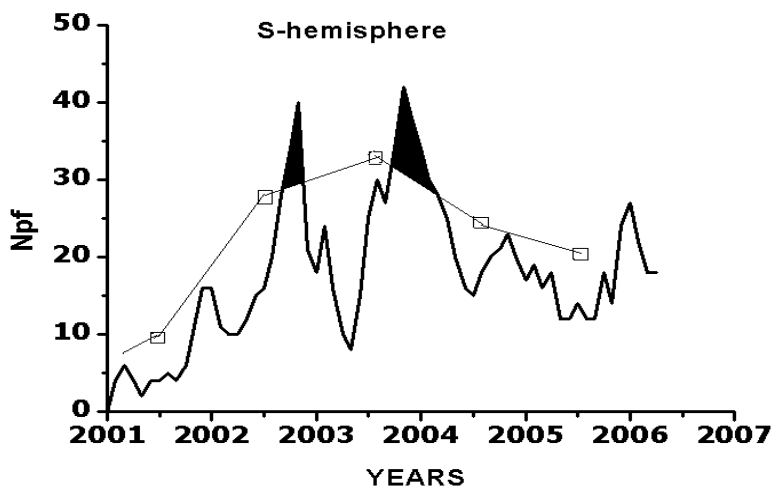


Рис.2.

2. Мощность 24-го полярного цикла значительно меньше цикла 23-го: максимальные значения числа полярных факелов в этом цикле в 1.7 раза меньше, чем соответствующие значения факелов в 23-м полярном цикле.

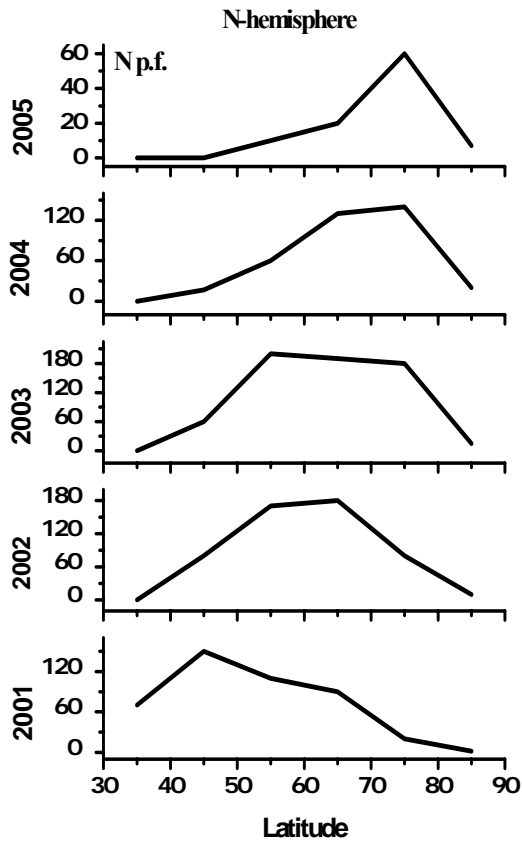


Рис.3.

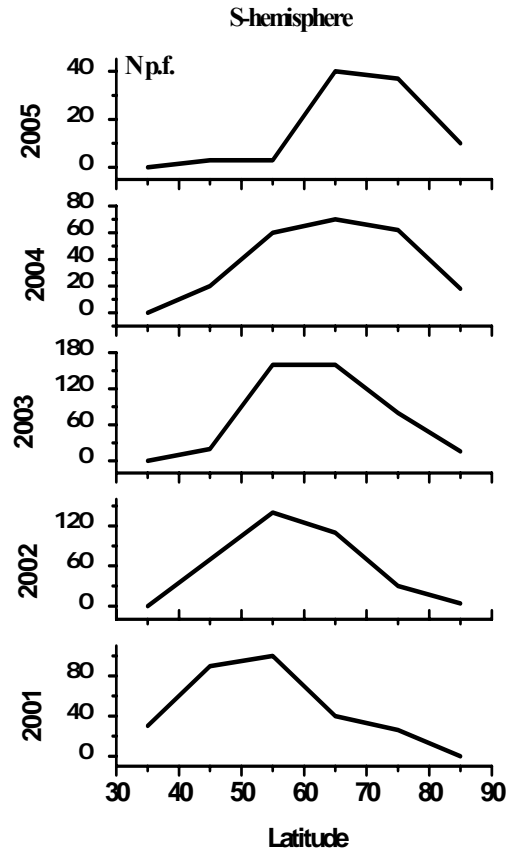


Рис.4.

3. На рис. 3 и 4 представлено широтное распределение годовых значений полярных образований соответственно на севере и на юге. Откуда видно смещение зоны концентрации полярных факелов к полюсам.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 05-02-16229.

Литература

1. **В.И. Макаров, В.В. Макарова.** Солнечные данные, 1984, №12, с.88–94.
2. **В.И. Макаров, В.В. Макарова, С. Кучми.** Солнечные данные, 1985, №8, с. 53–62.
3. **В.И. Макаров, В.В. Макарова.** Солнечные данные, 1985, №9, с. 71–77.
4. **В.И. Макаров, В.В. Макарова.** Солнечные данные, 1987, №10, с.73–80.
5. **Weber F.** Meteorologie und Geographie, 1885, vol. 8, p. 143–144.
6. **Secchi P.A.** Le Soleil. Paris, 1875, p. 428.
7. **Sheeley N.R.J.** Ap. J., 1964, vol. 140, №2, p. 731–735.
8. **Waldmeier M.** Zs. Ap., 1955, vol. 38, №1, p. 37–54.
9. **V.I. Makarov, V.V. Makarova.** Solar Physics, 1996, 163, p. 267–289.

23-й ЦИКЛ АКТИВНОСТИ ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ В БЕЛОМ СВЕТЕ SOHO/MDI

Васильева В.В., Тлатов А.Г., Голубов И.Л.

Кисловодская астрономическая станция ГАО РАН; solar@narzan.com

23-rd ACTIVITY CYCLE ACCORDING TO OBSRVATION IN CONTINUUM SOHO/MDI

Vasil'eva V.V., Tlatov A.G., Golubov I.L.

Kislovodsk solar station of the Main Astronomical Observatory, RAS, Russia

Abstract

The analysis of 23-rd activity cycle on the daily observation data of the Sun in intensity according SOHO/MDI is carried out during 1996-2006. For sunspots parameters of a umbra and a penumbra have been separately determined. Variations of parameters of sunspots in a cycle of activity are considered. Allocation of faculae has allowed providing the analysis low and high-altitude activity. Waves of drift of faculae are restored and comparison of activity of 23-rd and 24-th polar cycles is carried out.

Наблюдения на спутнике SOHO/MDI в континууме около линии NiI 6768A SOHO/MDI в период 1996-2006 годов позволяют провести анализ активности солнечных пятен и факелов в белом свете. Нами были обработаны ежедневные данные, представленные на сайте www.stanford.soi.edu. Для проведения анализа нами была разработана процедура автоматического распознавания и определения параметров выделенных объектов [6]. Основой для выделения активных областей служила процедура определения локального уровня “спокойного” Солнца. Для этого солнечный диск разбивался на сегменты, в которых определялся максимум распределения пикселей по интенсивности по гауссовому распределению. Как правило, количество отсчетов, определяющих границы сегментов, по радиусу и полярному углу составляло соответственно 15 и 20. Интенсивность спокойного Солнца вне центров сегментов находилась из аппроксимации сплайном по соседним ячейкам.

Для выделения солнечных пятен мы выбрали уровень контраста внешней границы 9% процентов по отношению к уровню спокойного Солнца. Внутри солнечных пятен выделялась тень и полутень пятен. Для этого считалось, что распределение пикселей внутри пятен по интенсивности имеет двухвершинный характер. Наиболее темная область соответствует тени пятна. Граница между тенью и полутенью находилась в минимуме распределения между двумя вершинами, соответствующими максимумам распределения интенсивностей полутени и тени пятен. Таким образом, в течение мая 1996-августа 2006 годов нами были выделены и обработаны 11191 солнечных пятен с площадью более 20 мдп. На рис. 1 пред-

ставлены изменения среднемесячных площадей солнечных пятен для северного полушария, южного полушария и всего видимого диска Солнца. Распределения площадей пятен в различных полушариях носит несимметричный характер. В южном полушарии наиболее заметен двухвершинный характер в эпоху максимума активности. Также выделяется всплеск активности в октябре-ноябре 2003 года.

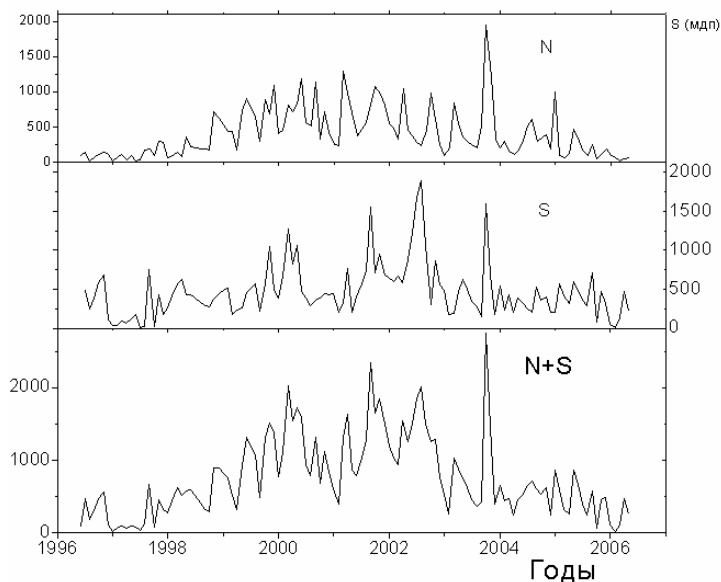


Рис. 1. Распределение среднемесячных величин площади пятен в 23-м цикле активности, полученные при анализе данных в континууме SOHO/MDI в единицах мдп. Для северного полушария (верхняя панель) для южного полушария (средняя панель), для всего Солнца (нижняя панель).

Одним из параметров, определяющих характеристики солнечных пятен в цикле активности, является отношение площади тени и полутени солнечных пятен. В работе [1] был проведен анализ результатов наблюдений солнечных пятен обсерватории Гринвич в период 1916-1960 гг. Отношение площади полутени к площади тени солнечных пятен варьировалась в пределах $3 \div 5$ для средних солнечных пятен с площадью S от 300 до 500 мдп, и в пределах $2 \div 3$ для пятен с площадью не более 50 мдп. Близкий результат был получен в работе [2], в которой получено по данным пятен 1980 года отношение площади тени пятен к площади полутени составило 0.24 для малых пятен и 0.32 для больших солнечных пятен.

На рис. 2 представлено изменение индекса q равному отношению площади тени пятен к площади всего пятна для периода 1997-2005 годов для пятен площадью не менее 100 мдп по данным SOHO/MDI. Среднемесячные вариации этого соотношения незначительны и лежат в пределах значений 0.17-0.25. На рис. 3 представлена зависимость индекса q от площади солнечных пятен. Для пятен площадью более 100 мдп изменения индекса q с ростом площади не значительны. Для пятен менее 100 мдп доля тени быстро растет. Такой же рост отмечается и в работе [1]. Однако это может

быть вызвано как физическими особенностям солнечных пятен, так и ошибками определения тени пятен в солнечных пятнах малого размера.

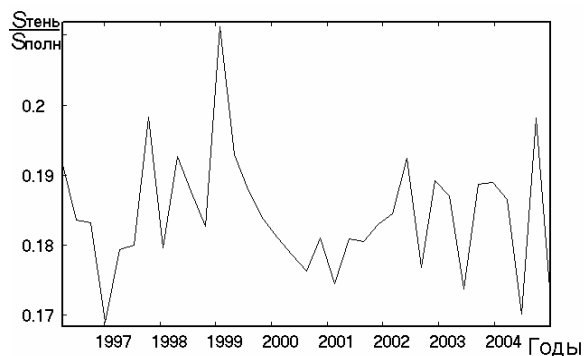


Рис.2. Отношение площади тени к площади всего пятна, полученное для пятен с площадью не менее 100 мдп. В 23-м цикле активности.

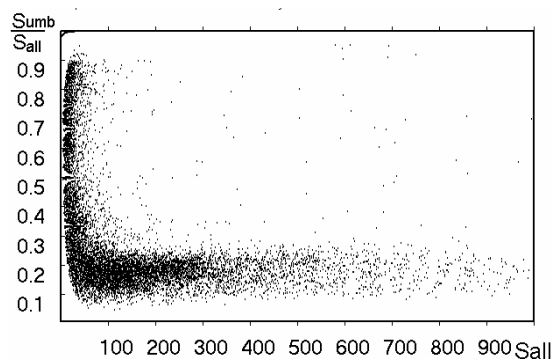


Рис.3. Отношение площади тени к площади всего пятна в функции от площади солнечных пятен.

Другим проявлением солнечной активности, которое можно наблюдать в белом свете по данным SOHO/MDI, являются факельные поля и отдельные факелы. Факелы в белом свете видны как яркие образования с наибольшим контрастом вблизи лимба. Для выделения факелов была использована процедура, аналогичная поиску солнечных пятен. Для определения границ факелов мы использовали уровень контраста 4% от уровня спокойного Солнца. На рис. 4 представлены площади факелов для северного, южного полушарий и всего Солнца. Максимум площади факелов в южном полушарии и всего Солнца приходился на 2002 год. Анализ соотношения площади факелов к площади солнечных пятен по данным ежедневных наблюдений обсерватории в Гринвиче за период 1874-1976 годов был выполнен в работе [3]. Было установлено, что существует нелинейная связь между площадью факелов и солнечных пятен для 17-19 циклов активности. На рис. 5 представлено поведение площади факелов в функции от площади солнечных пятен. Зависимость представлена для среднемесячных значений. Для солнечных пятен до 1000 мдп зависимость близка к линейной. В тоже время для периодов, когда на Солнце присутствуют пятна большой площади ($S > 1000$), происходит уменьшение темпов роста площади факелов.

В последнее время особое внимание уделяется уровню высокоширотной активности и в частности распределению полярных факелов в солнечном цикле [4,5]. Данные SOHO/MDI предоставляют возможность провести анализ высокоширотной активности в минимумах 23 и 24-го циклов активности. На рис. 6 представлены вариации числа полярных факелов на широтах выше 60° в период 1996-2006 годов. Максимум числа полярных факелов приходился на периоды 1996, 1998 годов, а в 24-м цикле активности в 2004 году. Минимум числа полярных факелов приходится на период

2000-2001 годов, что вероятно обусловлено процессом переполюсовки полярного магнитного поля. Максимальное число полярных факелов в 24-м цикле примерно 1.5 раза меньше чем в 23-м цикле. Однако следует заметить, что, как правило, распределение числа полярных факелов носит

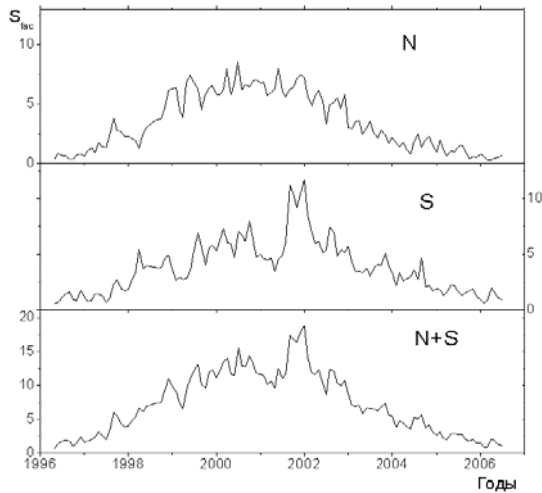


Рис. 4. Распределения среднемесячных площадей факелов по данным SOHO/MDI в единицах 10^{-3} от площади солнечного диска. Для северного полушария (верхняя панель) для южного полушария (средняя панель), для всего Солнца (нижняя панель).

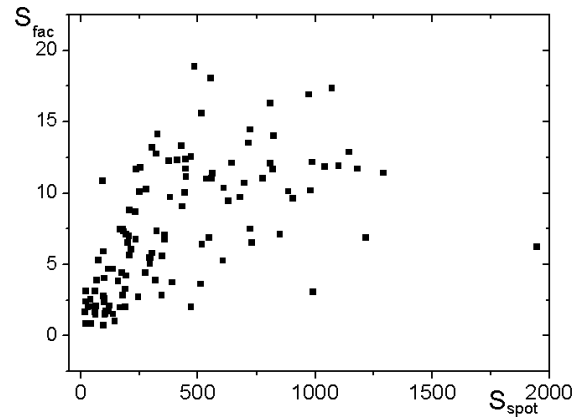


Рис. 5. Площадь факелов в единицах 10^{-3} солнечной полусферы в функции от площади солнечных пятен, выраженной в мдп.

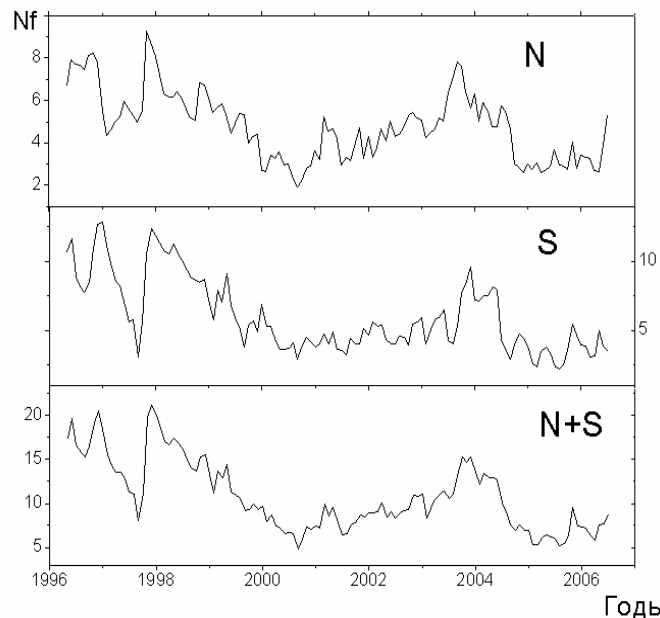


Рис. 6. Распределение число полярных факелов на широтах выше 60° . Для северного полушария (верхняя панель) для южного полушария (средняя панель), для всего Солнца (нижняя панель).

двухвершинный характер [6]. Первый максимум на фазе спада активности солнечных пятен связан с дрейфом магнитных полей из среднеширотной

зоны. Второй максимум, может быть обусловлен появлением магнитных полей нового цикла. Возможно, что наступление второго максимума полярных факелов еще не произошло и его следует ожидать в 2007-2008 годах.

На рис. 7 представлена широтно-временная диаграмма распределения числа факелов площадью в диапазоне 50-300 мдп. На диаграмме хорошо видна область среднеширотной активности, связанная с активностью солнечных пятен. Кроме низкоширотной активности на диаграмме присутствуют и циклы полярной активности в эпоху близи минимумов 23 и 24-го циклов. В период 2003-2004 годов дрейфы активности факелов направлены от низких широт к высоким. Очевидно, что локальный максимум полярной активности в 2004 обусловлен импульсом активности солнечных пятен в 2003 году (см. рис. 1).

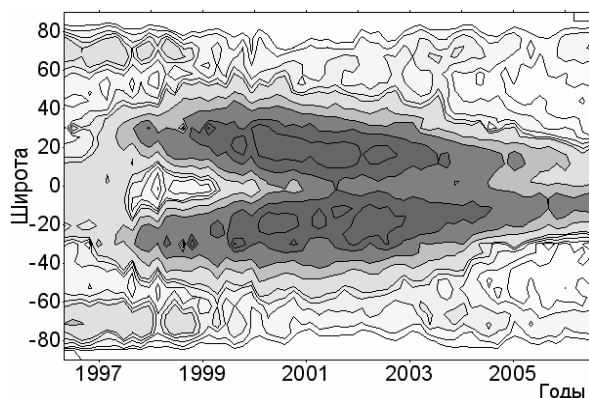


Рис. 7. Широтно-временная диаграмма распределения числа факелов площадью 50-300 мдп.

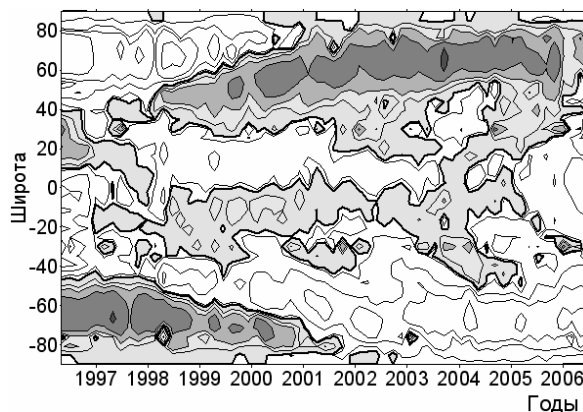


Рис. 8. Распределение факелов с учетом интенсивности магнитного поля. Области отрицательных значений напряженности магнитного поля затемнены.

На телескопе SOHO/MDI ведутся также и магнитографические наблюдения. Мы провели наложение границ выделенных активных областей пятен и факелов, полученных в белом свете, на магнитограммы, с моментами наблюдений наиболее близкими к моменту наблюдения в белом свете. Это позволило определить магнитные характеристики выделенных объектов. К сожалению, технические характеристики магнитографа SOHO/MDI не позволяют достоверно определять магнитные поля в солнечных пятнах. Так, средняя напряженность магнитных полей в тени пятен составила около 800 Гс, что является заниженной величиной. Но для магнитных полей факелов магнитограф дает более достоверные значения. На рис. 8 представлена диаграмма распределения магнитных полей, определенный для факелов в белом свете. При этом положительные и отрицательные магнитные поля факелов могут взаимно компенсировать друг друга. На диаграмме прослеживается зональная организация распределения факельных полей с магнитным полем различной полярности. Такое рас-

пределение характерно и для зональной организации крупномасштабного магнитного поля. В эпоху 1997-2001 годов наблюдается дрейф факелов с магнитным полем полярности обратной к фоновому магнитному полю от средних широт к полюсам. В низкоширотной зоне также существуют долгоживущие зональные границы на широтах около 20 градусов и вблизи экватора.

Выполненный анализ позволяет рассмотреть особенности проявления активности в белом свете по данным одного из самых стабильных в настоящее время телескопов SOHO/MDI. Помимо анализа солнечных пятен этот инструмент может эффективно использоваться для определения активности низкоширотных факелов и полярных факелов в белом свете. В частности показано, что максимум распределения числа полярных факелов в 2004 году был обусловлен импульсом активности солнечных пятен осенью 2003 года.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 06-02-16333 и программы "Нестационарные процессы в астрономии".

Литература

1. *Antalova A.* //BAICz, 1971, v.22, p.352.
2. *Brandt P.N., Smidt W.*//Sol.Phys., 1990, v. 129, p.191.
3. *Foukal P.*// Sol.Phys., 1993, v. 148, p.219.
4. *Li K., Qiu J., T. Su, Irie M., and Gao P.*// Publ. Astron. Soc. Japan, , 2004, v. 56, L49–L52.
5. *Makarov, V.I., & Makarova, V.V.*// Solar Phys., 1996,v. 163, 267.
6. *Тлатов А.Г.* //в сб. конф. "Экспериментальные и теоретические исследования основ прогнозирования гелиогеофизической активности", ИЗМИРАН, Троицк, изд. ГАО РАН, 2005, с. 323.

**ДОЛГОВРЕМЕННЫЕ ВАРИАЦИИ
ФОРМЫ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ
ПО НАБЛЮДЕНИЯМ В ЭПОХУ МИНИМУМА АКТИВНОСТИ**

Тлатов А.Г.

Кисловодская Горная Станция ГАО РАН; solar@narzan.com

**LONG-TERM VARIATIONS OF THE SOLAR CORONA FORM
ACCORDING OBSERVATION DURING AN EPOCH
OF MINIMUM ACTIVITY**

Tlatov A.G.

Kislovodsk solar station of the Main Astronomical Observatory, RAS

Abstract

We have been carried out the analysis of the solar corona structure during the period of minimal activity from 1867 till 2006. The new flattening index for the large coronal streamers was proposed. It was shown that the index had been smoothly changing during the last 140 years. The minimal value of the index fell on the period of the 17th – 19th activity cycles, it is the period when the solar corona most, corresponded to the dipole configuration of the global magnetic field of the sun. At the beginning of the 20th and the 21st centuries the corona structure corresponded to the quadrupole configuration. The reasons of the variations of the solar corona structure and connection with geomagnetic activity are being discussed.

Введение

Структура солнечной короны отражает конфигурацию магнитных полей Солнца. Поскольку магнитное поле Солнца подвержено циклическим изменениям, это приводит к циклическим изменениям формы короны. В работе Ганского [1] по обработке 12 снимков короны во время затмений были классифицированы 3 типа солнечной короны: максимальный, промежуточный и минимальный. В 1902 году в докладе о затмении 1898 года Негамвала [2] также привел классификацию короны в зависимости от пятнообразовательной деятельности. При описании формы короны используют характерные особенности и фазу активности Солнца Φ , которую определяют следующим образом:

$$\Phi = \frac{T - T_{\min}}{|T_{\max} - T_{\min}|}.$$

Значения Φ положительны на ветви подъема и отрицательны на ветви спада. В [3] приводится несколько другая классификация типов структур. 1) Максимальный тип $|\Phi| > 0.85$ с такими особенностями полярные лучевые системы (ПЛС) не видны, большие лучи наблюдаются на всех гелиоширотах и расположены радиально. 2) промежуточный предмаксимальный или после максимальный $0.85 > |\Phi| > 0.5$. ПЛС видны хотя бы в одном полушарии, на высоких широтах резко видны опухальные лучи, расположенные

почти радиально. 3) промежуточный предминимальный или послеминимальный $0.5 > |\Phi| > 0.15$. ПЛС хорошо развиты в обоих полушариях, опажальные лучи сильно отклонены к плоскости солнечного экватора. 4) минимальный тип $0.15 > |\Phi|$. ПЛС сильно развиты в обоих полушариях. Опажальные лучи расположены параллельно плоскости экватора. 5) идеально минимальный тип $0.05 > |\Phi|$. Мощные опажальные системы расположены вдоль экватора. Существуют множество работ, посвященных изучению изменению протяженности ПЛС, степени сжатия короны, среднего угла опажальных лучей и др. характеристик короны в зависимости от фазы цикла (см. [3], [5]).

В данной работе ставится вопрос о вариациях формы короны с фазой векового цикла активности.

Методика обработки и результаты

Исходными данными в настоящем анализе были зарисовки формы короны, взятые из каталогов [3,2,5], а также фотографии затмений в минимумах 23 и 24-го цикла активности. В работе [3] отдельно выделен идеально минимальный тип короны. При этом предполагается, что фаза активности д.б. $|\Phi| < 0.05$. Собственно говоря, идеально минимальный тип короны встречался однажды в 1954 году (рис.2). Заметим, что это было в минимуме активности перед самым большим 19-м циклом активности за всю историю наблюдений. Скорее всего, подобная форма короны не встречалась больше на протяжении 50 лет до и после этого события. Формы короны 1954 г. близка дипольной, т.е. опажальные лучи быстро сближаются к плоскости солнечного экватора. В тоже время, в других затмениях, например 01.01.1889 ($\Phi=-0.18$), 21.12.1889 ($\Phi=0.03$), 17.05.1901 ($\Phi=-0.07$), 10.09.1923 ($\Phi=0.04$), 30.05.1965 ($\Phi=0.14$) опажальные лучи на расстояниях больше 2-х радиусов не стремятся к плоскости экватора, а распространяются вдоль него. Для анализа формы затменной короны во время минимума активности нужно выбрать соответствующий индекс. Нам нужен индекс, характеризующий форму короны минимального типа, причем на изображениях и рисунках различного качества. Корона минимума характеризуется явно выраженными полярными лучевыми системами и опажальными лучами. Введем индекс γ , который характеризует угол между высокоширотными границами опажальных лучей на расстоянии $2R$. Индекс γ , является суммой углов по восточному и западному лимбам: $\gamma = \gamma_w + \gamma_e$. На рис.1 представлен схема определения параметра γ . По сути индекс γ является упрощенным вариантом индексов сжатия формы короны [6,7].

На рис. 2 представлены формы затмений в эпохи близкие к минимуму солнечной активности 11-24 циклов. Вычисленные значения параметра γ для этих затмений представлены в таблице 1. Параметр γ меняется в пределах от 80 до 170 градусов. Также в таблице приведена фаза солнечного цикла. На рис 3. представлено изменение параметра γ для короны эпохи

минимума активности с фазой $|\Phi| < 0.2$. Можно отметить, что минимальные значения параметра приходятся на эпоху 1935-1955 годов. Остальные значения достаточно хорошо ложатся на огибающую кривую с минимумом в 17-19-х циклах активности. Структуру солнечной короны для затмений в минимумах 18 и 22-го циклов в литературе найти не удалось. Для заполнения пропусков можно использовать затмения на фазах роста или спада солнечного цикла. Как видно из таблицы, затмение 1945 и 1984 гг. достаточно далеко отстоят от фазы минимума активности. Для этих затмений можно ввести модифицированный параметр $\gamma^* = 180 - \gamma(1-|\Phi|)$. Это параметр приводит значения параметра γ к фазе минимума. На рис. 4 представлено изменение параметра γ^* за последние 13 циклов активности.

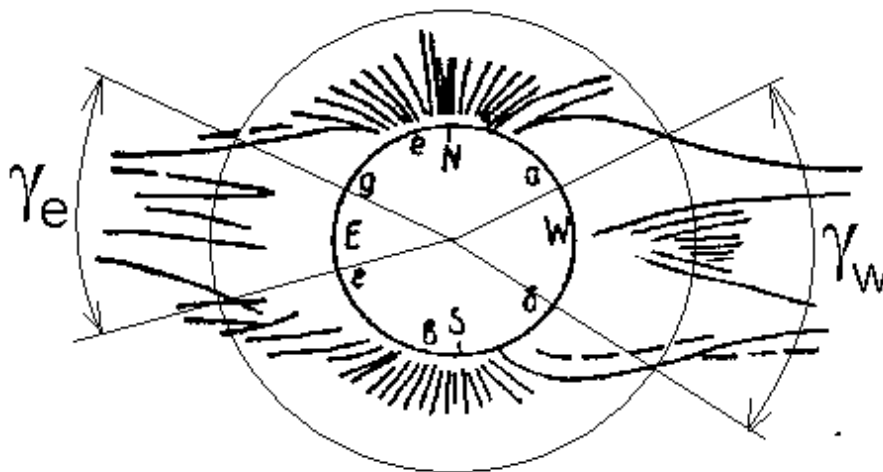
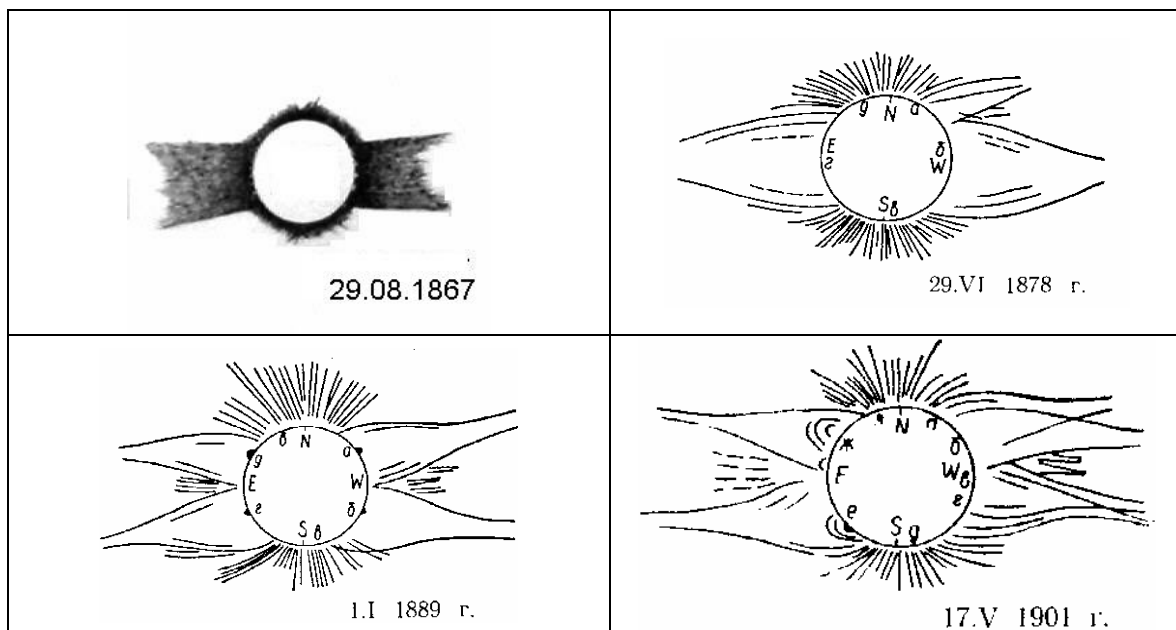


Рис.1. Схема определения углов для определения параметра $\gamma = \gamma_w + \gamma_e$ для затмения 1923 года.



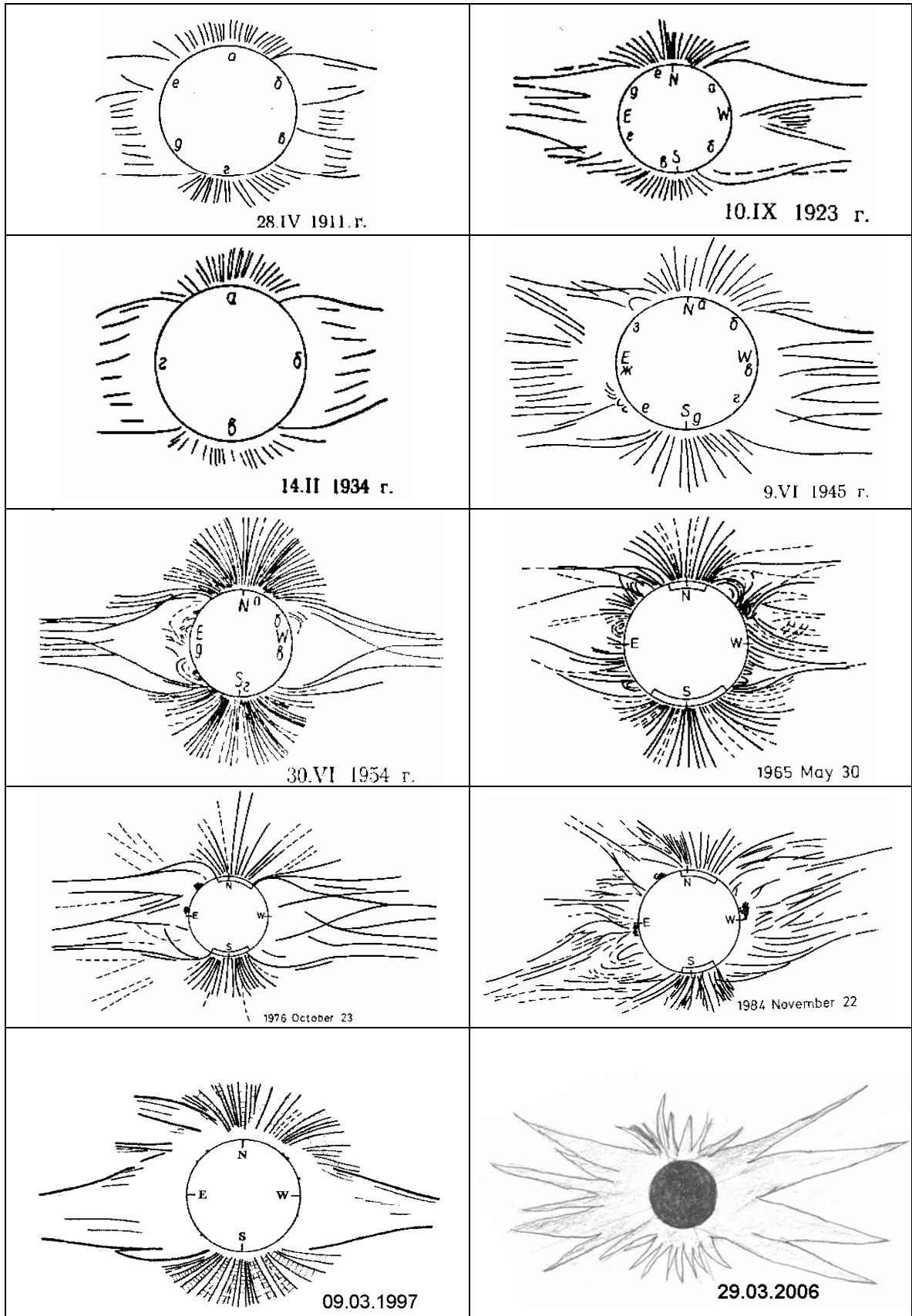


Рис. 2. Затмения близкие к эпохе минимумов 11-24 циклов активности.

Таблица 1.

Параметр γ и $\gamma^* = 180 - \gamma$ для затмений 11-24 циклов активности. Для затмений 18 и 22-го циклов параметр γ был приведен к эпохе минимума как $\gamma^* = 180 - \gamma(1 - |\Phi|)$. Также приведены фаза цикла Φ и числа Вольфа W в последующем цикле активности.

№ цикла	Дата	W	γ	Φ^*	$\gamma^* = 180 - \gamma$
11	29.08.1867	140	97	0.1	83
12	29.06.1878	75	115	-0.06	65
13	21.12.1889	88	120	0.03	60
14	17.05.1901	63	100	-0.07	80
15	28.04.1911	103	100	-0.18	80
16	10.09.1923	77	95	0.04	85
17	14.02.1934	114	83	0.14	97
18	09.06.1945	151	122	0,28	88*
19	30.05.1954	190	82	0	98
20	30.05.1965	106	105	0.14	90
21	23.10.1976	155	130	0,08	48
22	22.11.1984	158	170	-0.35	69*
23	09.03.1997	125	120	0.1	60
24	29.03.2006	--	135	~0.1	40

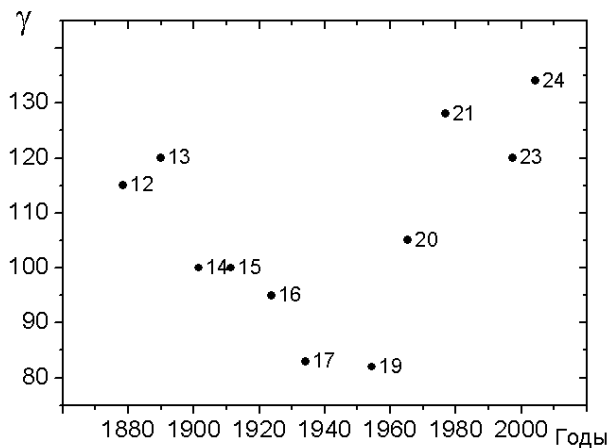


Рис. 3. Распределение параметра γ для структуры короны минимального типа с фазой меньше $|\Phi| < 0.2$. Также помечены номера циклов активности.

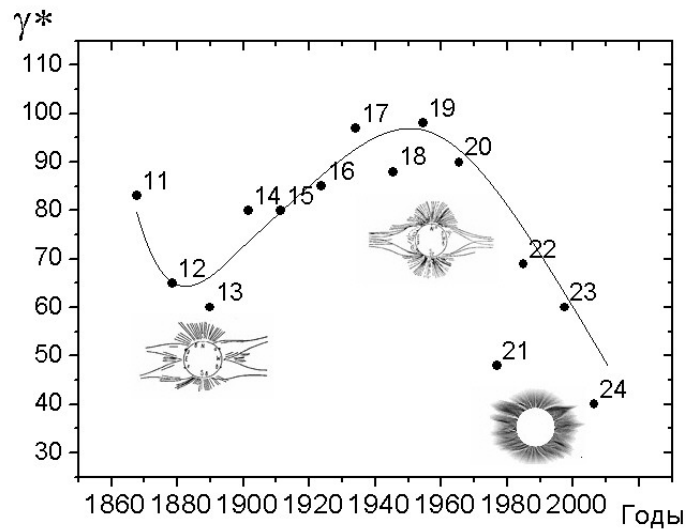


Рис. 4. Распределения модифицированного параметра γ^* , включены затмения 18-го и 22-го циклов активности и огибающая линия.

Наличие долговременных трендов в структуре солнечной короны может быть связано с изменением конфигурации глобального магнитного поля Солнца. В эпоху минимума активности роля активных образований невелика. Как известно, опухальные лучи, как правило, лежат над линиями раздела крупномасштабного магнитного поля, трассируемой волокнами и протуберанцами [3]. Поэтому исследования формы короны дают ценную информацию о структуре крупномасштабных полей за большой интервал времени. В минимуме активности наиболее отчетливо проявляются свойства глобального магнитного поля Солнца. При этом, как правило, понимают его дипольную составляющую, связанную с ростом напряженности магнитного поля на полюсах. Вместе с тем из проведенного анализа может быть сделан вывод, что представление о конфигурации глобального поля Солнца в виде дипольной структуры, возможно, не является верным. Конфигурация короны для затмений 1889, 1901 и других скорее соответствует квадрупольной, или с учетом разной полярности на полюсах октупольной форме. Таким образом, параметр γ^* должен отражать изменение дипольной компоненты в минимумах активности. Для сравнения на рис. 5. представлено изменение дипольного момента и огибающая, проведенная через минимумы активности Солнца. Данные получены из разложения синоптических Н-альфа карт раздела полярности. Наибольший дипольный момент соответствовал эпохе 19-го цикла активности. В целом, огибающая кривая дипольного момента соответствует изменению индекса формы короны γ^* .

Другим важным вопросом, обсуждаемым в последнее время, является рост напряженности радиальной компоненты межпланетного магнитного поля [8]. На рис 6 представлено изменение геомагнитного индекса aa из работы. В первой половине 20-го века наблюдался рост значений этого индекса, причем росла медленноменяющаяся компонента особенно заметная

в эпоху минимума активности. В последние десятилетия наблюдается уменьшение индекса **aa** в эпоху минимума активности. Возможно, это обусловлено перестройкой глобального магнитного поля Солнца, видимого с изменение структуры солнечной короны. Заметим, что изменение геомагнитного индекса и дипольного момента крупномасштабного магнитного поля Солнца (рис. 7) в эпоху минимума активности практически идентично.

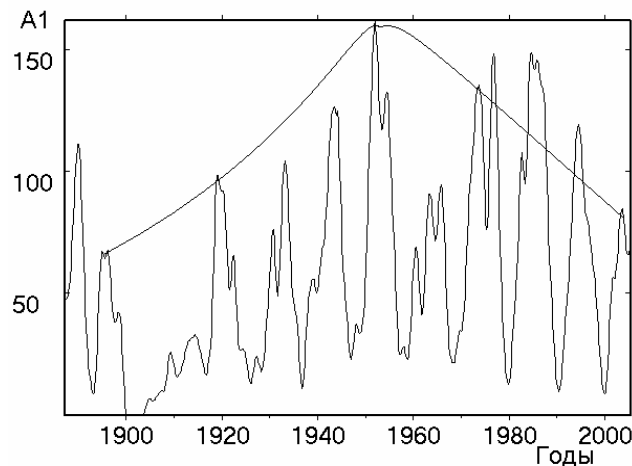


Рис. 5. Изменение дипольного момента, полученного по синоптическим H-альфа картам Солнца. Также проведена огибающая кривая для минимумов активности.

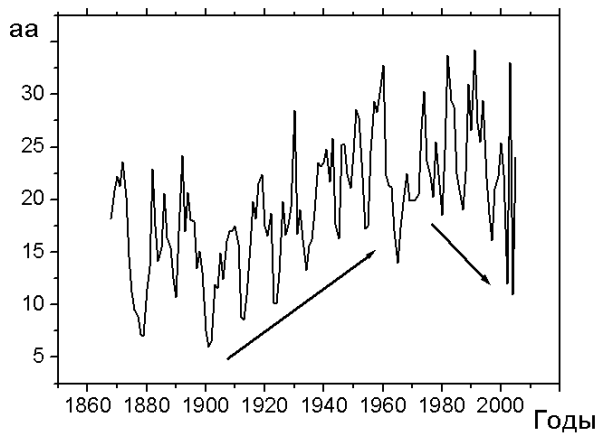


Рис. 6. Среднегодовые **aa** индексы с 1868 года. Стрелки указывают на рост значений в первой половине 20-го века и уменьшение в последние десятилетия для эпох минимума активности.

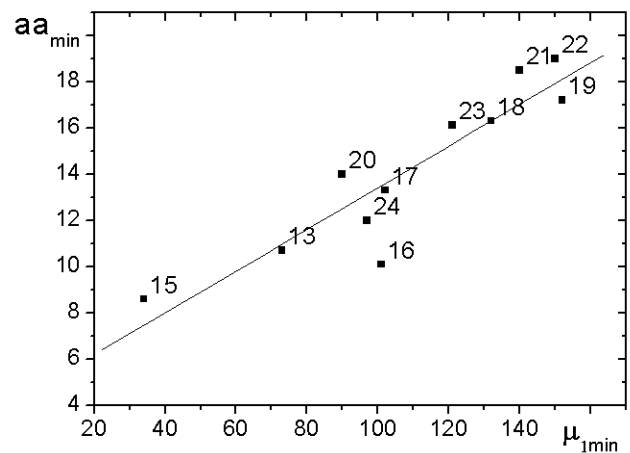


Рис. 7. Связь между значениями **aa** и величиной дипольного момента крупномасштабного магнитного поля μ в эпоху минимума активности. Также на графике представлены номера циклов активности и линейная регрессия.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ N-06-02-16333 и программы “ Программы Нестационарные процессы в астрономии ”.

Литература

1. *Ганский А.П.* Изв. Импер. Акад. Наук. 1897, 6, 251.
2. *Naegamvala K.D.* Report. Total solar eclipse 21-22 January, 1898, Bombay, 1902, 49 с.
3. *Всехсвятский С.К., Никольский Г.М., Иванчук В.И., Несмянович А.Т. и др.* Солнечная корона и корпускулярное излучение в межпланетном пространстве. Под. ред. Всехсвятского, Киев, 1965
4. *Naegamvala K.D.*, Publ. M.T.Obs.Poona, vol.1, 1905
5. *Loucif M.L., Kouchmi S.*, A&A suppl.ser. 1989, 77, с. 44-66
6. *Ludendorf H.* Sitzber Preasus, Acad. Wiss., 1928, 16, 185
7. *Никольский Г.М.* Астрон. Журн. 1955, 32, 84.
8. *Cliver E.W. and Ling A.G.*, JGR, 2002, v. 107, SSH 1-11.

РОЛЬ ГЛОБАЛЬНЫХ ТОКОВЫХ СИСТЕМ В ЦИКЛЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Тлатов А.Г.

Кисловодская Горная Станция ГАО РАН; solar@narzan.com

ROLE OF GLOBAL CURRENT SYSTEMS IN SOLAR ACTIVITY CYCLE

Tlatov A.G.

Kislovodsk solar station of the Main Astronomical Observatory, RAS

Abstract

In article the mechanism of formation global токовых systems is suggested. Such currents can originate because reconnection of several bipolar magnetic regions. Thus there is a magnetic field forming a global magnetic field of the Sun. Also global current systems can effectively accumulate energy for solar flares.

Введение

Одним из основных вопросов солнечной физики является проблема формирования глобального магнитного поля Солнца и его роль в цикле активности. В соответствии с динамо моделью Бэбкока-Лейтона [1,2] магнитное поле активных областей формируется в результате динамо-эффекта, приводящего к генерации сильного тороидального поля и относительно слабого полоидального. Тороидальные магнитные поля всплывают к поверхности, но при этом вследствие α -эффекта происходит разворот силовых трубок, что приводит к преобразованию локальных тороидальных полей в полоидальное магнитное поле вблизи поверхности. В следующем акте динамо механизма необходимо сформировать новое полоидальное магнитное поле. Считается, что оно является продуктом распада и дрейфа биполярных магнитных областей.

Вместе с тем в замкнутых моделях типа динамо модели Бэбкока-Лейтона существуют определенные сложности. Одной из самых существенных, это формирование и перенос полоидального магнитного поля от верхних слоев солнечной атмосферы к области генерации.

В данной работе предполагается, что с развитием цикла активности возникают глобальные токовые системы, возникающие вследствие диссипации магнитных полей систем биполярных групп. Такие токовые системы могут быть ответственны за формирование глобального магнитного поля солнца и накопление энергии для солнечных вспышек.

Формирование глобального магнитного поля Солнца

В схеме формирования глобального магнитного поля Бэбкока-Лейтона предполагается, что магнитные поля ведущих частей биполярных групп противоположных полушарий пересоединяются между собой. Магнитные поля хвостовых частей при этом дрейфуют к полюсам и формируют полярное поле нового цикла. Первоначально считалось, что тороидальное магнитное поле распределено по всей конвективной зоне. В последующем, было высказано предположение, что зона генерации магнитного поля находится у основания конвективной зоны $\sim 0.7R$, а смещение средней широты образования солнечных пятен происходит под действием меридиональной циркуляции [15]. Для объяснения механизма переноса полоидального магнитного поля к нижней границе конвективной зоны было предложено использовать нисходящие потоки вещества на полюсах, являющиеся частью замкнутой меридиональной циркуляции [10].

Всплывающие магнитные поля биполярных групп разрушаются и исчезают в течение нескольких месяцев. Мы можем предположить, что диссипация магнитного поля происходит в присутствии токов, протекающих вдоль линии раздела магнитных полей разной направленности. При этом вблизи температурного минимума над фотосферой может происходить пересоединение силовых линий, и как следствие выталкивание вещества в корону и формирование волокон и протуберанцев [8,9]. Основываясь на наблюдательных фактах о наличии угла между магнитными центрами в биполярной группе к экватору, а также принимая во внимание, что на Солнце может существовать несколько биполярных групп в различных полушариях, можно прийти к выводу о возможном существовании двух кольцевых токов в солнечной атмосфере. Направление токов в разных полушариях совпадает, а значит и совпадает направление формируемого ими магнитного поля (Рис.1). Существование глобальных токовых систем может быть косвенно подтверждено из наблюдений структуры солнечной короны. На рис. 2 представлено сводные синоптические карты распределения плотности короны в период 1999 года по данным телескопа SOHO/Lasco-2. Из этой диаграммы видно, что на высотах $2.5R$ и $4R$ в каждом полушарии пояса существуют уплотнений солнечной плазмы, на широтах появления солнечных пятен. Эти пояса могут быть трассерами глобальных токовых систем.

Величину тока можно оценить из моделей возникновения токовых слоев [6]. В квазистационарном режиме, когда по краям его не возникают концевые обратные токи, полный ток в слое равен $I = c\zeta b^2 / 4$. Где c - скорость света, ζ - градиент внешнего магнитного поля с обеих сторон, $2b$ - ширина слоя. Если l - длина слоя, то выражение для свободной энергии

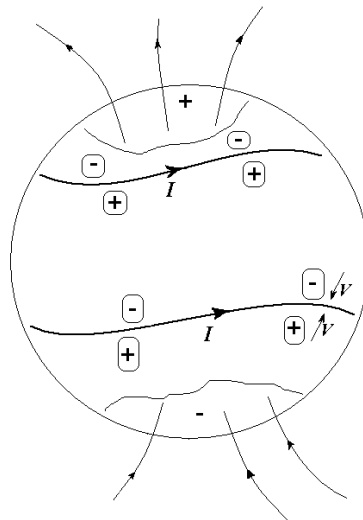


Рис. 1. Схема формирования кольцевых токов, возникающих при диссипации биполярных областей магнитного поля.

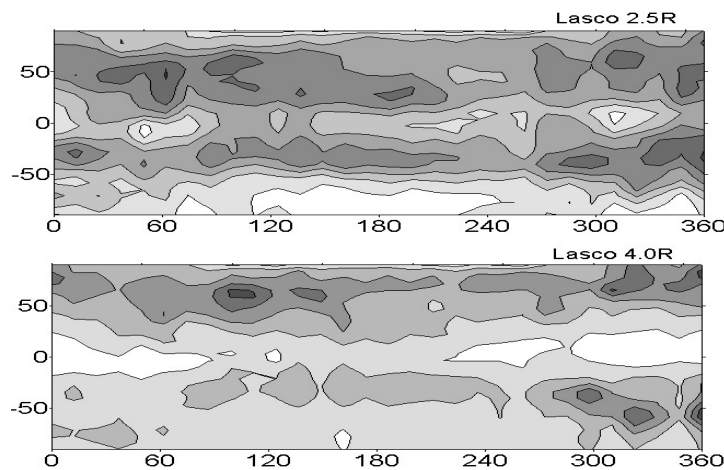


Рис.2. Сводная синоптическая карта для оборотов 1944-1957 (1999 г.) распределения яркости короны на высотах 2.5R и 4.0R по данным наблюдения коронографа SOHO/Lasco-2.

магнитного поля W , которая накапливается и диссипирует в токовом слое, равна: $W = l \frac{\zeta^2 b^4}{32} \ln \frac{4l^2}{b^2}$. При параметрах токового слоя, типичных для солнечной плазмы: $l \sim 10^{10}$ см, и $b \sim 7 \cdot 10^8$ см, $\zeta \sim 5 \cdot 10^{-7}$ Гс/см, ток в слое $I \sim 6 \cdot 10^{11}$ А [7]. Подставляя значение тока I для радиуса Солнца $R_0 = 6.96 \cdot 10^{10}$ см, получим оценку возбуждаемого глобального магнитного поля $B \sim 6$ Гс. Это значение по порядку величины соответствует величине магнитного поля на полюсах а, следовательно, этот механизм может играть свою роль в создании глобального поверхностного магнитного поля.

Таким образом можно предположить, что вследствие всплывания и диссипации биполярных магнитных областей различного масштаба и их развороту вследствие α -эффекта могут появиться замкнутые кольцевые

системы токов. Такие замкнутые токовые системы могут участвовать в формировании глобального магнитного поля Солнца.

В наблюдательные данные говорят о наличии корреляционных связей между распределением крупномасштабного магнитного поля, например, для диполь-октупольного индекса (рис. 3), а также распределением ярких высокоширотных магнитных элементов в линии CaII-K (рис. 4) в эпоху минимума активности и интенсивностью следующего цикла активности [11]. Эти два индекса, в целом, отражают напряженность полярного магнитного поля в эпоху минимума активности. Возможное объяснение этой связи может быть дано в рамках динамо модели с учетом механизма переноса полярного магнитного поля к области генерации тороидального магнитного поля у основания конвективной зоны вследствие замкнутой меридиональной циркуляции [10]. В этой модели скорость меридиональной циркуляции у основания конвективной зоны $R \sim 0.7R_0$, направлена от высоких широт к экватору и составляет 1-3 м/с. Между эпохой минимума, когда напряженность полярного магнитного поля максимальна, и эпохой максимума появления солнечных пятен существует фазовый сдвиг, в течение которого происходит перенос полоидального магнитного поля от высоких широт и генерация сильных тороидальных полей вследствие ω -эффекта.

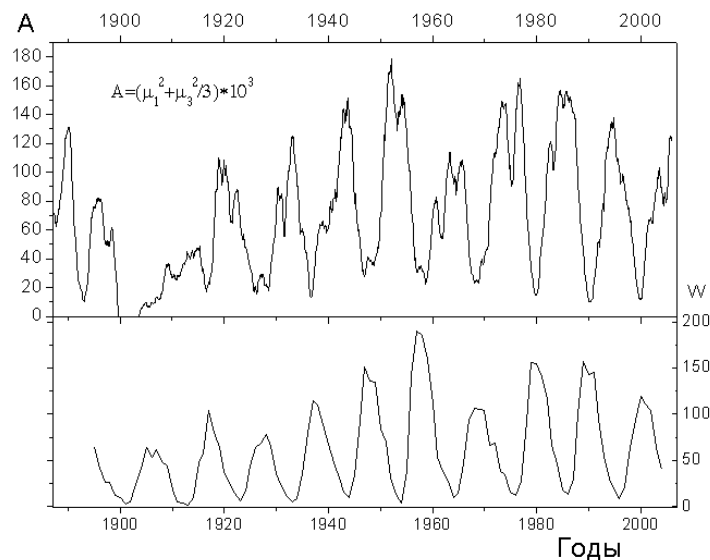


Рис. 3. (Вверху). 11-летние циклы крупномасштабного фонового магнитного поля Солнца, выраженные дипольной и октупольной индексом $A(t)$ в период 1887 – 2003гг. (Внизу). Числа Вольфа.

Другое объяснение этих наблюдательных фактов сводится к тому, что волны активности, частью которых является цикл солнечных пятен, имеют длительность превышающую 11-лет [16]. Поэтому цикл полярной активности и распределения крупномасштабных магнитных полей в эпоху минимума активности может являться суперпозицией поверхностного маг-

нитного поля, сформированным в текущем цикле и волны активности нового цикла, начинающуюся на высоких широтах. Если принять что, длительность цикла обратно пропорционально его мощности, то новый цикл уменьшает полярное поле, тем большее время, чем он менее мощный. Таким образом, должны наблюдаться корреляционные связи между интенсивностью полярного магнитного поля и активностью солнечных пятен.

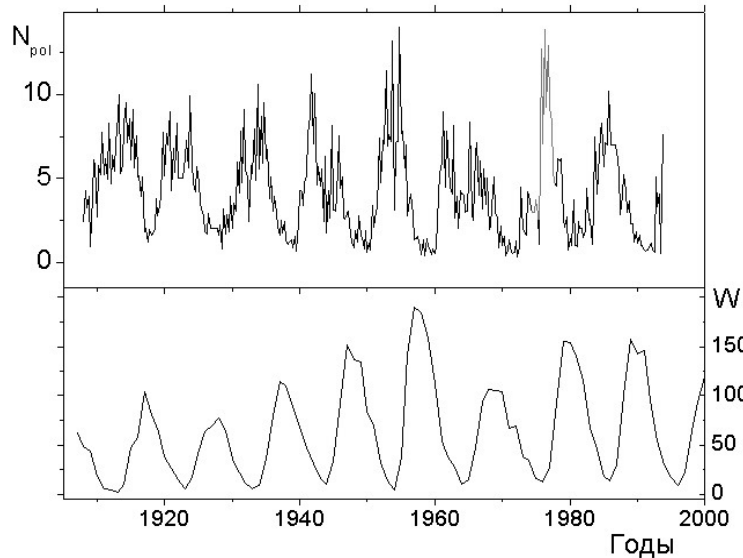


Рис. 4. (Вверху). Число высокоширотных ярких эфемерных областей K_{pol} контрастом не менее 30% от уровня спокойного Солнца. (Внизу). Среднегодовые значения чисел Вольфа.

Величина этого поля должна зависеть от мощности цикла активности и на больших интервалах времени быть различна для четных и нечетных циклов. Это позволяет выдвинуть предположение, что на интервалах времени больших 22-х лет Солнце может намагничиваться преимущественно полем одной полярности, что создает условия для установления квазипостоянного магнитного поля на глубинах ниже конвективной зоны. Гипотеза о взаимодействии полоидальных магнитных полей нескольких циклов при генерации тороидального магнитного поля текущего цикла была предложена в [10].

Глобальные токовые системы как источник энергии солнечных вспышек

Другим проявлением солнечной цикличности являются солнечные вспышки. Солнечные вспышки связывают с взрывным выделением энергии, сопровождающимся такими процессами как мощным электромагнитным излучением от радио до рентгеновского диапазона, формированием межпланетной ударной волны, ускорением частиц, выбросом массы вещества и другими. Мощность солнечной вспышки изменяется от $\sim 10^{22}$ Дж в субвспышке до $3 \cdot 10^{25}$ Дж в самых больших событиях. Вспышки, как пра-

вило, возникают, в активных областях. Обычно предполагают, что именно в магнитном поле активных областей накапливается энергия для вспышки. Места наиболее вероятного возникновения вспышек связаны с быстроразвивающимися активными областями. В тоже время в фотосфере под вспышкой в фотосфере не наблюдается никаких крупномасштабных изменений магнитного потока. Другим интересным свойством обладают “симпатические” вспышки, которые происходят при появлении другой вспышки, даже если они находятся на большом расстоянии друг от друга.

Существуют два основных подхода к объяснению солнечных вспышек. Один из них рассматривает токовые системы, другой процессы быстрого пересоединения магнитного поля [5]. В моделях пересоединения магнитного поля рассматривают изменение топологии магнитного поля над активной областью в результате слияния разнонаправленных силовых линий магнитного поля в области малого размера [13].

Модель токового контура была предложена [4] и развита [3, 12]. В данной модели выделение энергии во вспышке рассматривается по аналогии с коротким замыканием в цепи электрического тока. В этом механизме рассматривается резкое увеличение сопротивления, при этом может выделяться энергия, запасенная в индуктивности (энергия магнитного поля). В этой схеме, принимается, что существуют вертикальные токи, возникающие над активной областью [3]. Считается, что механизм резкого увеличения сопротивления обусловлен увеличением концентрации нейтральных атомов, например вследствие эрупции солнечного волокна.

Вместе с тем, энергия, запасаемая в глобальных токовых системах, может быть соизмеримой, или значительно большей, чем энергия, выделяющаяся в солнечных вспышках. А глобальные токовые контуры могут являться основным источником энергии крупных солнечных вспышек.

Индуктивность L кругового витка с током радиуса R , в которой ток сосредоточен в трубке радиуса r [3], равна $L = 4\pi R[\ln \frac{8R}{r} - \frac{7}{4}]$. Из схемы существования глобальных кольцевых токов (рис.1) можем предположить, что значения R/r может лежать между $10 - 10^3$. Это дает значение индуктивности $L \sim 50R \sim 3,5 \cdot 10^3$ Гн. Магнитная энергия такого кольцевого тока равна $W = \frac{1}{2}LI^2$. Для тока силой $I \sim 6 \cdot 10^{11}$ А, энергия составит $W \sim 10^{26} - 10^{27}$ Дж, что значительно превосходит энергию крупных солнечных вспышек. Если принять, что время развития вспышки составляет $\tau \sim 10^3$ сек, то напряжение, возникающее при разрыве токовой цепи, составит $V = LdI/dt \sim LI/\tau = 10^{12}$ В, что может приводить к эффективному ускорению заряженных частиц. Заметим, что индуктивная энергия глобальных токовых систем на два порядка превосходит энергию токовых систем отдельной активной области оцененную в работе [3].

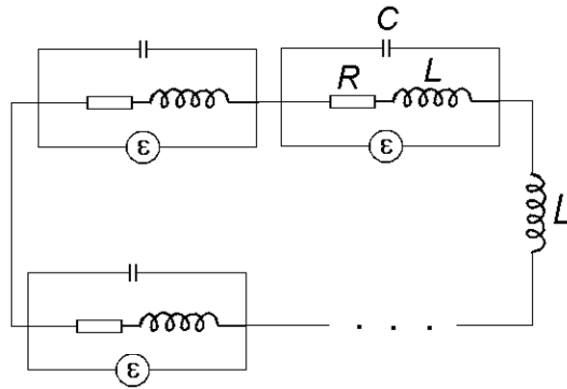


Рис. 5. Эквивалентная электрическая схема глобального тока.

На рис. 5 представлена эквивалентная электрическая схема глобального токового контура. Здесь каждая биполярная группа имеет свой источник ЭДС, сопротивление, паразитную емкость [12] и индуктивность. Кроме этого существует общая индуктивность глобального контура. В моделях токового контура предполагается, что выделение энергии может быть вызвано увеличением сопротивления в токовом контуре, приводящим к электрическому пробое, обуславливающему быстрое выделение энергии. В случае глобальных токовых систем этот механизм разрыва токовой системы также может рассматриваться в качестве основного механизма. Существует несколько механизмов реализующих такую возможность.

i) Увеличение сопротивления токового контура, можно связать с эрупцией волокон перед солнечными вспышками [12]. Относительно холодное и слабоионизованное вещество солнечных волокон имеет значительно большее электрическое сопротивление, чем корональная плазма. В этом случае, эрупция волокна происходит на пути глобального тока, что можно представить резким увеличением сопротивления R .

ii) Разрыв глобального токового слоя может быть также обусловлен всплывающим магнитным потоком [14]. В этом случае всплывающая петля магнитного поля прокладывает себе путь в окружающем пространстве, поднимая токовый слой глобального контура. В рамках этой модели мы можем предположить, что сопротивление плазмы в токовом слое остается очень малым до тех пор, когда отношение тока к массовой плотности не превысит порог возникновения микронеустойчивости. Когда это происходит, сопротивление становится аномально большим и происходит выделение энергии.

iii) Мы можем принять во внимание, что всплытие новых групп активности, первоначально, приводит к созданию локальных токовых систем, не подключенных к контуру глобальной токовой системы (рис. 5). В процессе развития, отдельные токовые системы "подключаются" к общему токовому контуру, при этом происходит топологическое изменение токового контура, изменение его индуктивности и как следствие выделение энергии.

Таким образом, учет глобальных токовых систем может быть полезным в моделях формирования глобального магнитного поля и разработке механизмов солнечных вспышек.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ N-06-02-16333 и программы “Нестационарные процессы в астрономии”.

Литература

1. *Babcock H.W.* // *Astroph. J.*, 1961, v.133, p. 572-587.
2. *Leighton R.B.* // *Astroph. J.*, 1964, v.140, p.1547-1563.
3. *Alfven H. and Calqvist P.* // *Solar Phys.*, 1967, v.1, p. 220-267.
4. *Jacobsen and Calqvist* // *Icarus*, 1964, v. 3, p. 270-272.
5. *Melrose D.B.* // *Aust. J. Phys.*, 1993, v. 46, p. 167-193.
6. *Сыроватский С.И.* // *Изв. АН. Сер. Физ.* 1975, т.39, с.359.
7. *Сыроватский С.И.* // *Письма в Астрон. Журн.* 1976, т. 2. с. 35.
8. *Litvinenko Yu.E. and Somov B.V.* // *Solar Phys.*, 1994, v.151, p. 265-270.
9. *Тлатов А.Г., Васильева В.В.* // в. сб. трудов конф. “Современные проблемы солнечной цикличности, С.-Петербург, 1997, с.410-414.
10. *Тлатов А.Г.* // *Астрон. журн.*, т.74, с. 447-453, 1997.
11. *Platov A.G., Makarov V.I.* // in pr., ASP Conference Series, v. 346, p.415-422, 2004.
12. *Zaitsev V.V. and Stepanov A.V.* // *Solar Phys.*, 1992, v. 139, p. 343-356.
13. *Прист Э., Форбс Т.* // *Магнитное пересоединение/М. Физматлит, 2005, 591 с.*
14. *Heyvaerts J., Prist E.R., Rust D.M.* // *Astroph. J.*, v.216.p. 123-137.
15. *Wang Y.-M., Shelley N.R., Nash A.G.* // *Astrophys. J.*, 1991, v.383. p.431.
16. *Wilson, P.R., Alrock, R.C., Harvey, K.L., Martin, S.F., and Snodgrass, H.B.* // *Nature*, 1988, v. 333, 748-750.

**РАДИОСЕЙСМОЛОГИЯ ОБЩЕГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА
ПО ДАННЫМ АНАЛИЗА ТРЕХМИНУТНЫХ КОЛЕБАНИЙ
НА ВОЛНЕ 1.76 см В ПЕРИОД 1992-2006 гг.**

Тлатов А.Г.

Кисловодская Горная Станция ГАО РАН; solar@narzan.com

**RADIOSEISMOLOGY OF THE SUN-AS-STAR ACCORDING
TO ANALYSIS OF THREE-MINUTE OSCILLATION
ON WAVELENGTH 1.76 cm DURING 1992-2006.**

Tlatov A.G.

Kislovodsk solar station of the Main Astronomical Observatory, RAS

Abstract

We considered variations of polarization radioemanation whole Sun on wave 1.76 cm of radio observatory Nobeyama. For this aim were is processed daily radiointensity data, as well as right and left circular polarization with 1-sec. resolution at period 1992-2006 yrs. Was found that fluctuations since period around ~3 minutes be present at different phases of solar activity. Connection between the period of oscillations and of sunspots area was found out

Введение

Радиоизлучение Солнца имеет периодическую составляющую. Наиболее наглядно такие колебания представлены в активных областях, магнитное поле которых может вызывать осцилляции в поляризации радиоизлучения в диапазоне периодов ~3 минут [1,2]. При этом, как было показано в работах [2,3,4,7] активные области должны иметь величину напряженности магнитного поля выше величины ~2000Гс. Колебания общего радиоизлучения Солнца имеют более сложный характер, в которых присутствуют гармоники различных периодов до нескольких десятков минут [5,6]. Как правило, исследования колебаний радиоизлучения Солнца привязаны к анализу конкретных активных областей. Вместе с тем современные данные радиотелескопов позволяют выделить колебания радиоизлучения Солнца по достаточно однородным рядам на протяжении времени соизмеримом с длительностью солнечного цикла [9,10].

Целью данной работы было изучение свойств 3-х минутных колебаний и их вариации с развитием солнечного цикла.

Методика обработки

В данной работе были использованы ежедневные усредненные по диску Солнца данные радиогелиографа Nobeyama на волне 1.76 см. Эти файлы представлены в tsaxxxx fits формате и содержат на каждый день наблюдений ряды 1 сек. данных значений интенсивности, правой и левой

круговой поляризации. Количество отсчетов на каждый день наблюдений составляло $K_d \sim 28000-29000$, что соответствует ~ 8 часам наблюдений. При спектральной обработке данных извлекались значения интенсивности и поляризации радиоизлучения. В дальнейшем проводилась обработка отдельных рядов для каждого дня наблюдений. Она состояла из нескольких этапов. В начале, проводилась предварительная обработка ряда, а именно, поскольку вспышечные процессы значительно отличаются по интенсивности от радиоизлучения спокойного Солнца, проводилось исключение таких интервалов времени путем замены интенсивности постоянной величиной, соответствующей интенсивности спокойного Солнца. Спектральная обработка ежедневных значений применялась как для всего ряда на интервале ~ 8 часов, так и в окнах размером 1-4 часов, перемещаемых вдоль ряда. Выбор окон проводился с целью определения средней длительности существования колебаний. Данные различных дней наблюдений обрабатывались по одной методики. Для каждого дня наблюдений была получена своя спектральная плотность мощности колебаний. Усредненные данные спектральной плотности мощности за год или другие интервалы времени получались суммированием ежедневных значений.

Результаты

Данные спектрополяриметра обсерватории Nobeyama позволяют проводить анализ различных компонент радиоизлучения на волне 1.76 см позволяют проводить анализ в интенсивности и поляризации общего излучения Солнца. Как было показано в [8,9] в области ~ 3 минут компоненты поляризованного излучения имеют локальные максимумы. Наиболее хорошо 3-минутные колебания видны в разности левой и правой круговой поляризации. Для примера на рис. 1 представлен сигнал регистрации поляризации для 07.04.2004 года.

Поиск спектральной плотности мощности трехминутных колебаний мы проводили по набору реализаций $x_i(t)$. Каждая реализация представлена N значениями временного ряда $[x_{in}]$ ($n=0,1,..,N-1$; $i=1,2,..,n_d$). Количество реализаций определялось количеством дней k_d и количеством отсчетов K_d в каждом дне наблюдений $n_d = k_d \cdot K_d / N$. Для поиска спектральной плотности мощности мы использовали Фурье преобразование. Коэффициенты Фурье для каждого отрезка находились в виде $X_i(f_k) = \Delta t \sum_{n=0}^{N-1} x_{in} \exp\left[\frac{-j2\pi kn}{N}\right]$. При этом спектральная плотность мощности принимает вид

$$S_{xx}(f_k) = \frac{1}{n_d N \Delta t} \sum_{i=1}^{n_d} |X_i(f_k)|^2$$
. Введем индекс суммы спектральной плотности мощности SSPD, в котором будем суммировать S_{xx} для диапазона 3-х минутных колебаний $T \sim 100-220$ сек. На рис 2. представлено изменение индекса SSPD для наблюдений 07.04.2004. Количество отсчетов в выборке

составляло здесь $N = 2048$ сек. Выборка перемещалась вдоль ряда в течение дня, что позволяет оценить изменение мощности 3-минутных колебаний во времени. Можно отметить, что 3-х минутные колебания появлялись и существовали в течение 1.5-2 часов.

Имеющиеся данные радиогелиографа Nobeyama позволяют провести сравнительный анализ присутствия 3-минутных колебаний на различных фазах солнечной активности. На рис. 3 представлено относительная спектральная мощность в период 1992-1996 гг. и в период 1997-2006 гг. для разности левой и правой круговой поляризации. В данном анализе не использовались какие-либо частотные фильтры. Поэтому спектральная плотность возрастает к низкочастотному крылу спектра, отражая суточный ход и вспышечные процессы. Как видно из рис. 3 в диапазоне периодов около 3-х минут существует локальный максимум, который соответствует мощности 3-минутных колебаний.

Для анализа ежедневных данных использовались спектральные “окна” различной ширины в диапазоне от 1- до 4 часов, перемещаемых вдоль ряда. Таким образом, введенный индекс характеризует мощность трехминутных колебаний и может быть получен на каждый день наблюдений. Данные ежедневного индекса SSPD приведены на рис 4 в период 1992-2006 гг. Для уменьшения шума здесь также представлена огибающая, полученная при сглаживании скользящим окном шириной 30 дней. Можно отметить, что мощность 3-минутных колебаний зависит от фазы цикла активности Солнца. В период минимума активности 1994-1997 гг. и 2004-2006 гг. мощность 3-минутных колебаний примерно в 1.5-2 раза меньше чем в годы максимума активности. В период минимума активности относительная мощность колебаний меньше чем в годы максимума активности, но в то же время такие колебания присутствуют даже в годы минимума активности.

Проведенный анализ дает возможность провести оценку изменения основного периода в области 3-минутных колебаний в течение 1992-2006 гг. На рис. 5 представлено изменение основного периода 3-минутных колебаний в диапазоне 100-220 сек. по ежедневным значениям и огибающая линия, полученная сглаживанием за 90 дней. Средний период колебаний за эти годы составил около 174.4 сек. В тоже время можно отметить, что в период минимума активности 1995-1997гг. и после 2004, средний период 3-минутных колебаний несколько меньше, чем в максимуме активности.

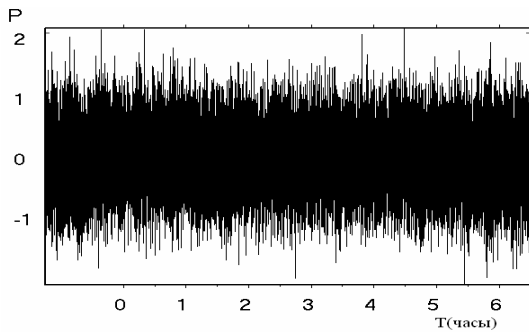


Рис. 1. Сигнал радиоизлучения года в разности левой и правой круговой поляризации для наблюдений 07.04.2004.

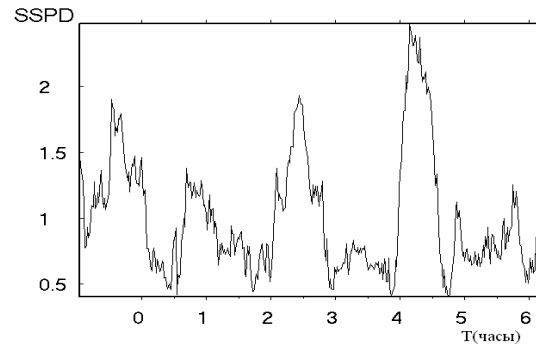


Рис. 2. Изменение спектральной плотности мощности в диапазоне 150-200 сек. полученные по данным поляризации для 07.04.2007 при ширине спектрального “окна”, перемещаемого вдоль ряда, 2048 сек.

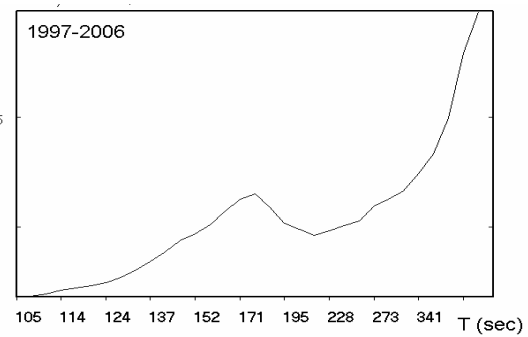
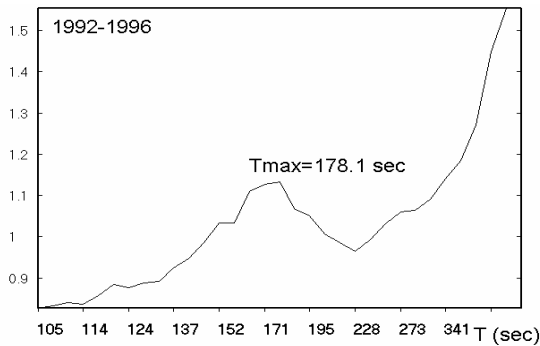


Рис. 3. Спектральная плотность мощности радиоизлучения разности правой и левой круговой поляризации по данным радиогелиографа Nobeyama в период 1992-1996 годов (слева) и 1997- 2006 годов (справа). Данные обрабатывались за каждый день наблюдений отдельно, затем спектральная плотность суммировалась.

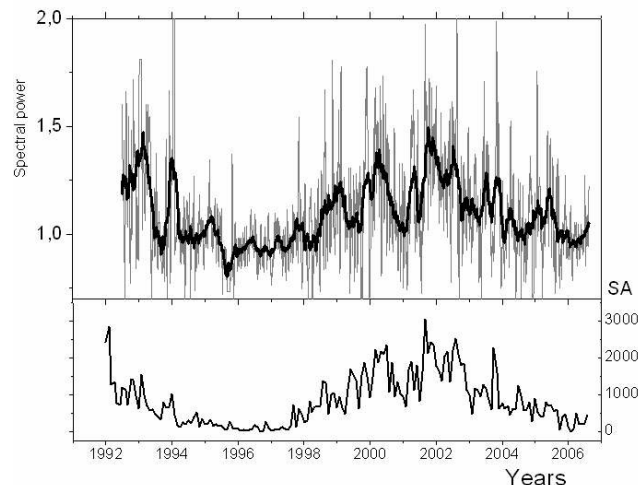


Рис. 4. (Вверху) Изменение относительной мощности трехминутных колебаний в диапазоне периодов 150-200 секунд (индекс SSPM) в период 1992-2006 гг. Представлены ежедневные данные и сглаживание по 30 дням данные (жирная линия). (Внизу) среднемесячные значения площади солнечных пятен.

Обсуждение

Проведенный анализ показал, что поляризация радиоизлучение полного Солнца на волне 1.76 см. имеет 3-минутные колебания. Это подтверждает исследования работ, выполненных по данным радиотелескопов RT-22 на волне 2.25 см. [1] и по данным телескопа Nobeyama [2,3], выполненные при анализе отдельных активных областей. Вместе с тем то, что колебания могут присутствовать в радиоизлучения всего Солнца, говорит о том, что уровень этих колебаний достаточно высок и может регистрироваться на малых антеннах.

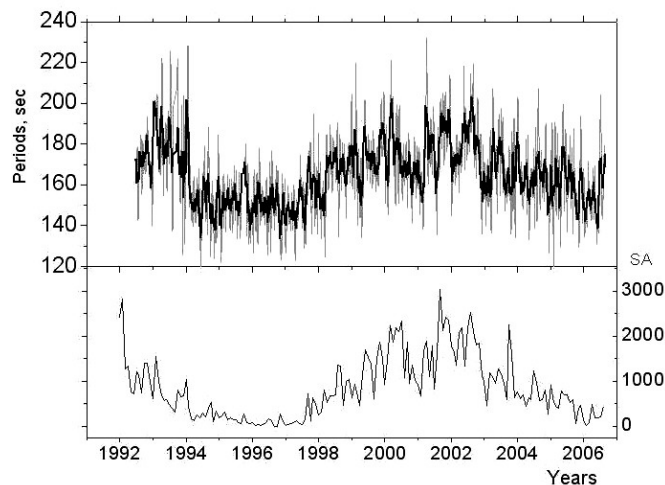


Рис. 5. (Вверху) Изменение основных периодов 3-минутных колебаний в течение 1992-2006 годов. Представлены ежедневные данные (тонкая линия) и огибающая, полученная при сглаживании за 90 дней (жирная линия). (Внизу) среднемесячные значения площади солнечных пятен.

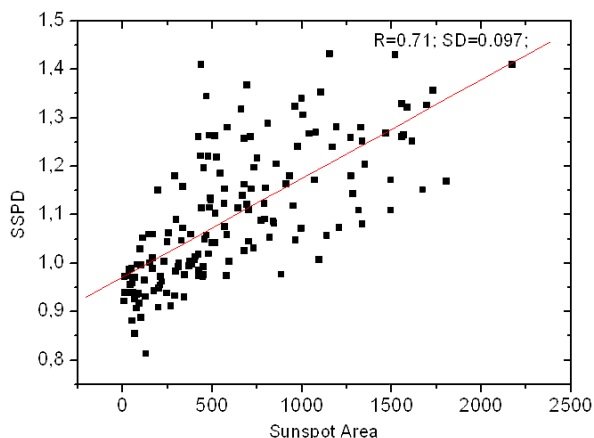


Рис. 6. Относительная спектральная плотность мощности 3-х минутных колебаний (в диапазоне 100-2000 сек) в функции от площади солнечных пятен, построенная для среднемесячных значений.

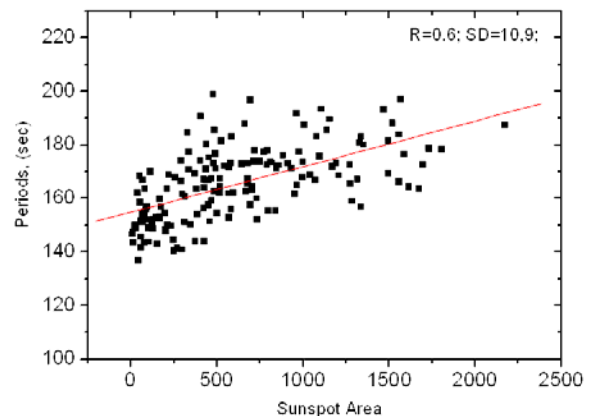


Рис. 7. Зависимость величины основного периода 3-х минутных колебаний в функции от площади солнечных пятен, построенная для среднемесячных значений

Анализ этих колебаниях на разных фазах солнечной активности выявил, что 3- минутные колебания существуют не только в периоды макси-

мума активности, когда имеются группы пятен с большой интенсивностью магнитного поля, но и на фазе минимума. Возможно, такие колебания существуют и в группах пятен, имеющих небольшие магнитные поля. На рис. 6 представлено изменение мощности в функции от среднемесячной площади солнечных пятен. Существует линейная связь между мощностью 3-х минутных колебаний и активностью солнечных пятен.

Вместе с тем средний период 3-х минутных колебаний меняется с фазой солнечного цикла. В годы максимума активности основные периоды находились в диапазоне 170-190 секунд, в тоже время на фазе минимума и роста активности периоды были ближе к 150-160 секундам. Вероятно, эти вариации связаны с большей площадью солнечных пятен в максимуме активности. При этом рост размера солнечных пятен приводил к увеличению основных периодов собственных колебаний пятен. На рис. 7 представлено поведение основных периодов 3-х минутного диапазона в функции от среднемесячной площади солнечных пятен. Таким образом, анализ данных колебаний общего радиоизлучения Солнца может быть использован для анализа собственных колебаний пятен и для уточнения их внутренней структуры.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 06-02-16333 и Программы “Нестационарные процессы в астрономии”.

Литература

1. *Abramenko, V.I.; Tsvetkov, L.I.* 1985, Bulletin. Crimean Astrophys. Obs. v. 73, p. 49.
2. *Gelfreikh, G.B.; Grechnev, V.; Kosugi, T.; Shibasaki, K.*, 1999, Solar Physics, v. 185, p. 177-191.
3. *Gelfreikh, G.B.* 2002, In: Solar variability: from core to outer frontiers. The 10th European Solar Physics Meeting, 2002, Prague, Ed. A. Wilson. ESA SP-506, Vol. 2. Noordwijk: ESA, ISBN 92-9092-816-6, 2002, p.613 – 616.
4. *Shibasaki K.* 2001, The Astrophysical Journal, v. 550, pp. 1113-1118.
5. *Kobrin, M.M.; Korshunov, A.I.*, 1972, Solar Physics, v.l. 25, p.339
6. *Aurass H., Detlefes H., Eliass M., Astron Nachr.*, 1990, v.311, 363-365
7. *Nindos, A.; Alissandrakis, C.E.; Gelfreikh, G.B., Bogod, V.M.; Gontikakis, C.* 2002, Astronomy and Astrophysics, v.386, p.658-673.
8. Тлатов А.Г. // в сб. трудов конф. "Климатические и экологические аспекты солнечной активности", ГАО РАН, С. Петербург, с.443-446, 2003.
9. *Tlatov A.G., Riehoainen A.* // in proceed. IAU Symp. No 223, v. 223, p.147-148, 2004.

РЕЗУЛЬТАТЫ КРОСС ВЕЙВЛЕТНОГО АНАЛИЗА ПАРАМЕТРОВ ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЫ И ЧИСЕЛ ВОЛЬФА ДЛЯ ПЕРИОДОВ 7-40 ДНЕЙ

Давыдов В.В.

*Горно-астрономическая станция Главной астрономической обсерватории РАН,
г. Кисловодск, Россия*

RESULTS OF CROSS-WAVELET ANALYSIS OF PARAMETERS OF THE TERRESTRIAL ATMOSPHERE AND NUMBERS WOLF FOR THE PERIODS OF 7-40 DAYS

Davidov V.V.

Kislovodsk Solar Station of the Pulkovo Observatory, Russia

Abstract

It has been found that the vorticity area index (VAI), which is measure of the strength of the cyclonic activity over the Northern Hemisphere, responds to numbers Wolf of solar spots. In an interval of 20-120 days from the beginning of years (on January, 1st) dependence of index VAI on a development of solar cycles is reveal: for 1946-1954 solar-terrestrial data correlation dominates over an antiphase, in 1955-1964 in a phase, in 1965-1974 again in an antiphase with violation of these relationships in maxima and minima of solar cycles - then delay or an advancing on a phase prevails or relationships become not certain. It is shown, that cross-wavelet allows to establish steady dependence of index VAI on solar activity on Wolf's numbers for the winter-spring period and in this correlation the double sunspot cycle Hale is shown; also it is necessary to note inequivalence of manifestation of solar-terrestrial relationships at a finding of the Sun in northern or southern hemisphere within a year.

Введение

В последние десятилетия преимущество в анализе солнечно-земных связей отдавалось крупномасштабной структуре магнитного поля Солнца, между тем как появление новых математических методов (кроссвейвлет) позволяет вернуться и к традиционным рядам данных солнечной активности, таким как числа Вольфа.

Для установления причинно-следственных связей требуется рассмотрение совместно двух временных рядов. Определение взаимной мощности рядов наряду с определением относительной фазы позволяет делать выводы о физическом механизме взаимодействия каких-либо двух нерегулярных процессов.

Методами кросс-вейвлетного анализа [1] рассматриваются возможные фазовые соотношения для ежедневных значений индекса VAI, отражающего степень завихренности атмосферы в северном полушарии и ежедневными значениями чисел Вольфа солнечных пятен. Данные по VAI сглажены по 3 дням (скользящее среднее), числа Вольфа сглаживались по 3 дням,

и затем бралась их пошаговая разность. Рассматривались ряды данных для 1946-1978 годов.

Методы анализа

Основой анализа нерегулярных временных серий служит непрерывное вейвлет- преобразование Морле, которое даёт хорошую сбалансированность между временной и частотной локализованностью.

Кроссвейвлетное преобразование описывается как $\mathbf{W}^{XY} = \mathbf{W}^X \mathbf{W}^{Y*}$, где * - комплексное сопряжение, взаимная мощность кроссвейвлета- $|\mathbf{W}^{XY}|$, комплексный аргумент $\arg(\mathbf{W}^{XY})$ интерпретируется как локальная относительная фаза между x_n и y_n в частотно-временной области, при этом сохранение фазы в некотором диапазоне времени и частот предполагает наличие причинно-следственных связей для рассматриваемых рядов. На представленных рисунках COI-конус влияния для учёта краевых эффектов вейвлета, взаимная мощность даётся степенью почернения, относительная фаза - стрелками, где стрелка по горизонтали вправо - фаза рядов, стрелка влево - противофаза, перпендикуляр- отставание или опережение.

Результаты

В поддиапазонах для интервала 7-40 дней фазовые соотношения исследуемых величин имеют различный характер.

1. В районе 7 дней области со значимой общей мощностью распределены по году достаточно равномерно и не имеют устойчивых фазовых связей за все изучаемые годы. Здесь, вероятно, доминирует характерный масштаб развития циклонической деятельности в 7 дней.

2. Следующий выделенный интервал между 10 и 24 днями (спектральные методы дают здесь максимумы около 12-14 дней) распределены по годам неравномерно и преобладает фаза запаздывания или опережения между числами Вольфа и индексом VAI, имеется нерегулярный дрейф - области с высокой взаимной мощностью имеют тенденцию перемещаться от весенних месяцев года к осенним.

3. Третий поддиапазон в районе 25-32 дней носит несколько иной характер - для района, относящегося к осенне-зимним месяцам вновь отмечается запаздывание или опережение по фазе, но также области в фазе и противофазе. За рассматриваемый период лет здесь нет сохраняющихся в течение нескольких лет фазовых соотношений. Иначе для зимне-весенних месяцев - в интервале 20-120 дней от начала годов (1 января) проявляется зависимость индекса VAI от хода солнечных циклов: для 1946-1954 годов доминирует корреляция солнечно- земных данных в антифазе, в 1955-1964 годах в фазе, в 1965-1974 годах снова в противофазе с нарушением этих соотношений в максимумах и минимумах солнечных циклов - тогда преобладает запаздывание или опережение по фазе либо связи становятся неопределёнными (рис. 1 и рис. 2).

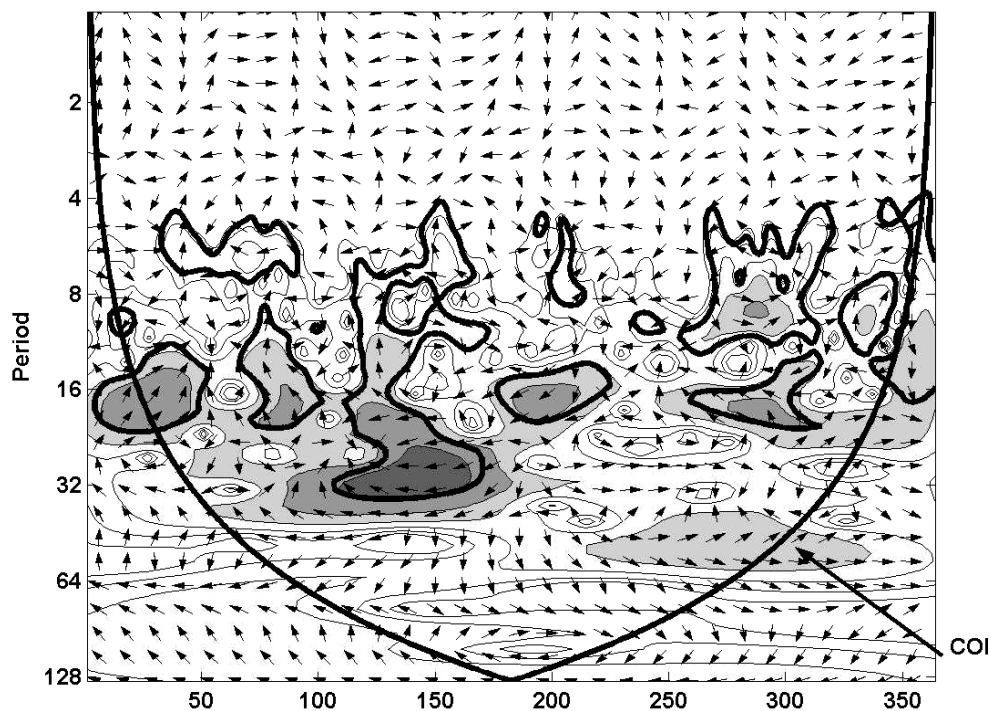


Рис.1. VAI-числа Вольфа, 1951 год, вейвлет Морле.

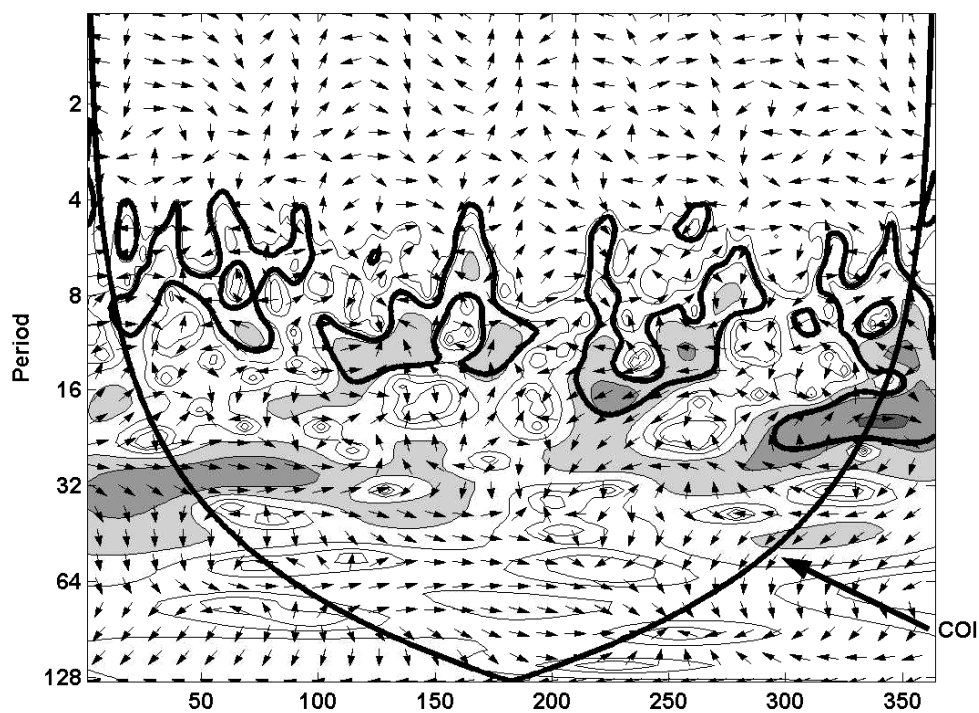


Рис.2. VAI-числа Вольфа, 1961 год, вейвлет Морле.

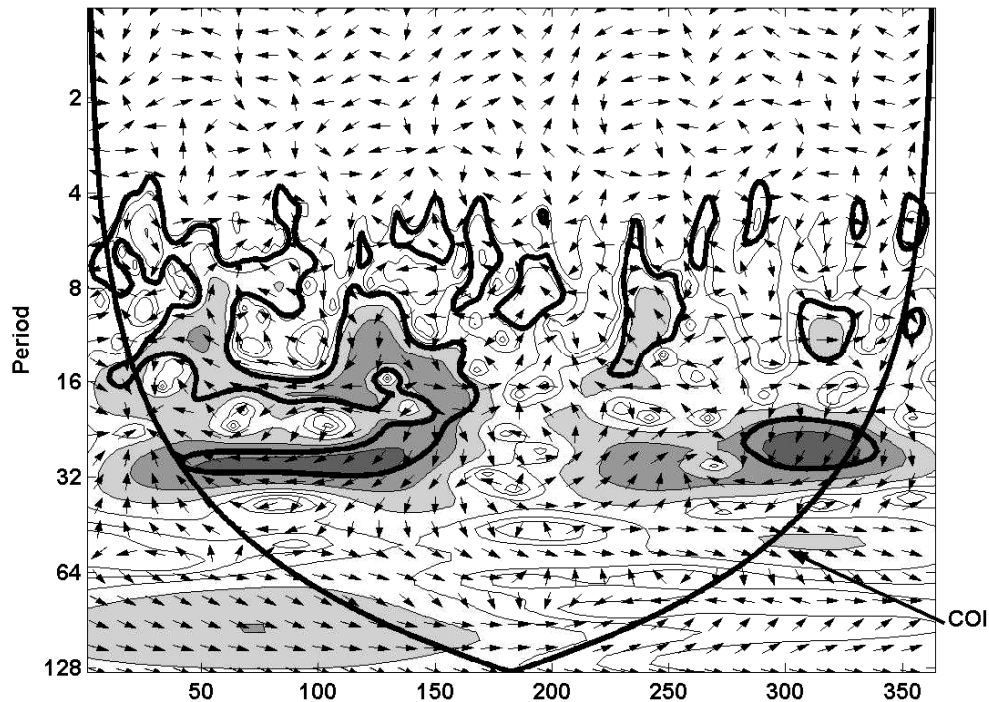


Рис.3. VAI-числа Вольфа, 1972 год, вейвлет Морле.

Заключение

Показано, что кросс-вейвлет позволяет установить устойчивую зависимость индекса VAI от солнечной активности по числам Вольфа для зимне-весеннего периода, и в этой корреляции проявлен двойной цикл солнечных пятен Хейла. Также следует отметить неравнозначность проявления солнечно-земных связей при нахождении Солнца в северной или южной полусфере в течение года.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 05-02-16229.

Литература

1. *A. Grinsted, J. C. Moore, and S. Jevrejeva*, Nonlinear Processes in Geophysics (2004) 11: 561–566.

СПИСОК АВТОРОВ

- Авакян С.В.* 223
Биленко И.А. 23
Будник А.И. 183
Васильева В.В. 301
Веселовский И.С. 155
Волобуев Д.М. 163, 241
Воронин Н.А. 223
Гельфрейх Г.Б. 113
Голубов И.Л. 301
Гриб С.А. 121
Давыдов В.В. 329
Дергачев В.А. 189, 197
Дмитриев П.Б. 15, 269
Ефремов В.И. 105
Золотова Н.В. 171
Иванов В.Г. 241, 247
Ихсанов Р.Н. 105
Каримова Л.М. 31, 257
Киричек Е.А. 49
Клепиков Д.В. 293
Крайнев М.Б. 277, 285
Круглун О.А. 31, 257
Кудрявцев И.В. 15, 211, 217
Кузнецова М.А. 241
Кузьмин А.В. 197
Куприянова Е.Г. 7
Лазутков В.П. 15
Линдхольм М. 203
Лопатин Е.В. 197
Макаренко И.Н. 40, 257
Макаренко Н.Г. 31, 40, 257
Макаров В.И. 297
Макарова В.В. 233, 277, 285, 297
Матвеев Г.А. 15
Милецкий Е.В. 241, 247, 269
Мухамеджанова С.А. 257
Наговицын Ю.А. 73, 131, 147, 175, 233, 241
Наговицына Е.Ю. 73, 233
Огурцов М.Г. 139, 203
Парфиненко Л.Д. 105

Понявин Д.И. 171, 183
Распопов О.М. 189, 197
Савченко М.И. 15
Сапешко В.И. 297
Скородумов Д.В. 15
Соловьев А.А. 49
Тлатов А.Г. 301, 307, 315, 323
Хелама С. 203
Юнгнер Х. 189, 203, 217
Яковчук О.С. 155

СОДЕРЖАНИЕ

Круглый стол № 1 **ПРОЦЕССЫ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В СОЛНЕЧНЫХ КОРОНАЛЬНЫХ АРКАХ**

<i>Куприянова Е.Г.</i> К проблеме выхода радиоизлучения из звездных корон.....	7
<i>Дмитриев П.Б., Кудрявцев И.В., Лазутков В.П., Матвеев Г.А., Савченко М.И., Скородумов Д.В.</i> Динамика энергетических спектров рентгеновского излучения сол- нечных вспышек, измеренных спектрометром «ИРИС».....	15
<i>Биленко И.А.</i> Корональные выбросы массы в минимуме и максимуме солнечной активности.....	23
<i>Макаренко Н.Г., Круглун О.А., Каримова Л.М.</i> К вопросу об оценках мультифрактальных спектров солнечных маг- нитограмм.....	31
<i>Макаренко Н.Г., Макаренко И.Н.</i> Теория Морса для описания топологии магнитного поля в активной области.....	40

Круглый стол № 2 **АНАЛИЗ ПАРАМЕТРОВ И ФИЗИЧЕСКОЙ ПРИРОДЫ КОЛЕБАНИЙ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУКТУР СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЫ**

<i>Соловьев А.А., Киричек Е.А.</i> Магнитная структура, равновесие, устойчивость и долгопериодиче- ские собственные колебания солнечных пятен.....	49
<i>Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю.</i> Квазипериодические колебания солнечных пятен на временных шка- лах десятки минут и сотни часов.....	73
<i>Ефремов В.И., Ихсанов Р.Н., Парфиненко Л.Д.</i> Колебания лучевых скоростей на разных высотах в активных облас- тях Солнца.....	105
<i>Гельфрейх Г.Б.</i> Наблюдения солнечных затмений в радиодиапазоне.....	113

Гриб С.А. Солнечные МГД разрывные структуры как источник нестационарных колебаний плазмы.....	121
---	-----

Круглый стол № 3

**ВАРИАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА
НА РАЗЛИЧНЫХ ДЛИТЕЛЬНЫХ ШКАЛАХ ВРЕМЕНИ
И СОЛНЕЧНО-ЗЕМНЫЕ СВЯЗИ**

Наговицын Ю.А. Вариации магнитного поля Солнца на различных длительных шкалах времени и солнечно-земные связи: основные проблемы.....	131
---	-----

Часть I. Солнечная активность на различных временных шкалах

Огурцов М.Г. Анализ качества современных реконструкций активности Солнца в доинструментальную эпоху.....	139
--	-----

Наговицын Ю.А. О солнечной цикличности в течение Мундеровского минимума.....	147
--	-----

Яковчук О.С., Веселовский И.С. Правило Вальдмайера и гипотеза о «потерянном» солнечном цикле в минимуме Дальтона.....	155
---	-----

Волобуев Д.М. Некоторые свойства динамики вековых вариаций солнечной активности и подходы к их описанию.....	163
--	-----

Золотова Н. В., Понявин Д. И. Эпизодическая и ЛАГ синхронизация пятнообразовательных процессов полушарий Солнца.....	171
--	-----

Часть II. Геомагнитная активность и межпланетное магнитное поле

Наговицын Ю.А. IDV-индекс геомагнитной активности и напряженность межпланетного магнитного поля.....	175
--	-----

Будник А.И., Понявин Д.И. Реконструкция гелиосферного токового слоя по синоптическим картам	183
---	-----

Часть III. Космические лучи и климат

Дергачев В.А., Распопов О.М., Юнгнер Х. Изменение солнечной активности, концентрации космогенных изотопов и климата в последние ~ 10 тысяч лет.....	189
---	-----

Распопов О.М., Дергачев В.А., Кузьмин А.В., Лопатин Е.В. Квазидвухсотлетний солнечный цикл и его климатический отклик....	197
Огурцов М.Г., Юнгнер Х., Хелама С., Линдхольм М. О возможном проявлении солнечных циклов в квазиритмах прироста древесных колец в Финляндии.....	203
Кудрявцев И.В. О влиянии космических лучей на вариации прозрачности атмосферы Земли и её термодинамических параметров.....	211
Кудрявцев И.В., Юнгнер Х. О влиянии ионизирующего космического излучения на формирова- ние облачности в атмосфере Земли.....	217
Авакян С.В., Воронин Н.А. Контроль погоды гелиоионосферными микроволновыми излучения- ми.....	223
Круглый стол № 4	
СОЗДАНИЕ АКАДЕМИЧЕСКОГО ЦЕНТРА ПО СБОРУ ДАННЫХ И ПРОГНОЗИРОВАНИЮ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НА БАЗЕ ГАС ГАО РАН, ГАО РАН И САО РАН	
Милецкий Е.В., Иванов В.Г., Наговицын Ю.А., Волобуев Д.М., Куз- нецова М.А. Информационные возможности Пулковской базы данных по солнеч- ной активности.....	233
Наговицын Ю.А., Макарова В.В., Наговицына Е.Ю. О продолжении рядов классических индексов солнечной активности: данные Кисловодской горной станции.....	239
Иванов В.Г., Милецкий Е.В. Возможности долгосрочного прогнозирования геомагнитной актив- ности.....	247
Макаренко Н.Г., Каримова Л.М., Круглун О.А., Мухамеджанова С.А., Макаренко И.Н. Марковский прогноз геомагнитных индексов методами фрактальной геометрии.....	257
Милецкий Е.В., Дмитриев П.Б. Рентгеновский и оптический индексы вспышечной активности Солнца: сравнительный анализ и возможности прогноза.....	269

Круглый стол № 5

**АКТИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ВЫСОКОШИРОТНОЙ ЗОНЕ СОЛНЦА
В НОВОМ 24-м ЦИКЛЕ (2000-2006 ГГ.) ПОЛЯРНОЙ АКТИВНОСТИ**

Крайнев М.Б., Макарова В.В.

О связи между характеристиками полярности гелиосферного магнитного поля и параметрами солнечной активности..... 277

Крайнев М.Б., Макарова В.В.

Высокоширотные солнечные магнитные поля после 2000 г. и особенности 23-го цикла в интенсивности галактических космических лучей..... 285

Клепиков Д.В.

Изменение положения магнитных фокусов полярного поля в цикле солнечной активности..... 293

Макаров В.И., Макарова В.В., Сапешко В.И.

Особенности 24-го полярного цикла. Период: 2001–2006..... 297

Васильева В.В., Тлатов А.Г., Голубов И.Л.

23-й цикл активности по данным наблюдений в белом свете SOHO/MDI..... 301

Тлатов А.Г.

Долговременные вариации формы солнечной короны по наблюдениям в эпоху минимума активности..... 307

Тлатов А.Г.

Роль глобальных токовых систем в цикле солнечной активности..... 315

Тлатов А.Г.

Радиосейсмология общего радиоизлучения Солнца по данным анализа трехминутных колебаний на волне 1.76 см в период 1992-2006 гг. 323

Давыдов В.В.

Результаты кросс вейвлетного анализа параметров земной атмосферы и чисел Вольфа для периодов 7-40 дней..... 329

Список авторов..... 333