

ISSN 0552-5829

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ГЛАВНАЯ (ПУЛКОВСКАЯ) АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ

*ВСЕРОССИЙСКАЯ ЕЖЕГОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ПО ФИЗИКЕ СОЛНЦА*

**СОЛНЕЧНАЯ
И СОЛНЕЧНО-ЗЕМНАЯ
ФИЗИКА – 2013**

ТРУДЫ



Санкт-Петербург
2013

Сборник содержит доклады, представленные на Всероссийской ежегодной конференции «Солнечная и солнечно-земная физика – 2013» (XVII Пулковская конференция по физике Солнца, 25–27 сентября 2013 года, Санкт-Петербург, ГАО РАН) – присоединенного симпозиума к Всероссийской конференции «Многоликая Вселенная» (ВАК-2013). Конференция проводилась Главной (Пулковской) астрономической обсерваторией РАН при поддержке секции «Солнце» Научного совета по астрономии РАН и секции «Плазменные процессы в магнитосферах планет, атмосферах Солнца и звезд» Научного совета «Солнце – Земля», а также при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, программ Президиума РАН, Отделения Физических Наук РАН, гранта поддержки ведущих научных школ России НШ-1625.2012.2.

Тематика конференции включала в себя широкий круг вопросов по физике солнечной активности и солнечно-земным связям.

В конференции принимали участие учёные Российской Федерации, Украины, Польши, Финляндии, США, Японии, Израиля, Азербайджана, Германии.

Оргкомитет конференции

Сопредседатели: А.В. Степанов (*ГАО РАН*), В.В. Зайцев (*ИПФ РАН*)

Члены оргкомитета:

В.М. Богод (*САО РАН*)

И.С. Веселовский (*НИИЯФ МГУ, ИКИ РАН*)

К. Георгиева (*ИКСИ-БАН, Болгария*)

В.А. Дергачев (*ФТИ РАН*)

М.А. Лившиц (*ИЗМИРАН*)

Н.Г. Макаренко (*ГАО РАН*)

Ю.А. Наговицын (*ГАО РАН*)

В.Н. Обридко (*ИЗМИРАН*)

О.М. Распопов (*СПбФ ИЗМИРАН*)

А.А. Соловьёв (*ГАО РАН*)

Д.Д. Соколов (*МГУ*)

А.Г. Тлатов (*ГАС ГАО РАН*)

Ответственные редакторы – А.В. Степанов и Ю.А. Наговицын

В сборник вошли статьи, получившие по результатам опроса одобрение научного комитета.

Труды ежегодных Пулковских конференций по физике Солнца, первая из которых состоялась в 1997 году, являются продолжением публикации научных статей по проблемам солнечной активности в бюллетене «Солнечные данные», выходящем с 1954 по 1996 гг.

Синоптические данные о солнечной активности, полученные в российских обсерваториях (главным образом, на Кисловодской Горной станции ГАО РАН) в продолжение программы «Служба Солнца СССР», доступны в электронном виде по адресам:

<http://www.gao.spb.ru/english/database/sd/index.htm>

<http://www.solarstation.ru/>

Компьютерная верстка Е.Л. Терёхиной

ISBN 978-5-9651-0782-7

© Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, 2013

МУЛЬТИФРАКТАЛЬНАЯ СТРУКТУРА СОЛНЕЧНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ И ПРОБЛЕМА ТУРБУЛЕНТНОГО ДИНАМО

Абраменко В.И.

Big Bear Solar Observatory, USA

MULTI-FRACTAL STRUCTURE OF SOLAR MAGNETIC FIELDS AND TURBULENT DYNAMO

Abramenko, V.I.

Big Bear Solar Observatory, USA

Solar dynamo is usually described by a simultaneous action of two processes: global dynamo responsible for the 11-year cycle and small-scale turbulent dynamo responsible for generation of photospheric magnetic chaos. However, when we consider the dynamo as a multi-fractal system then there is no need to accept the two different mechanisms for magnetic field generation. Here we present observational signatures of multi-fractality of solar magnetic fields in areas of quiet sun and coronal holes. As well, a regime of anomalous turbulent diffusion (super-diffusivity) of magnetic fields in the quiet sun photosphere is demonstrated, which provides: i) an additional support for the presence of multi-fractality, ii) necessary input parameters for modeling of the dynamo process. The coefficient of magnetic turbulent diffusivity decreases from $6 \cdot 10^{12}$ to $0.1 \cdot 10^{12} \text{ sm}^2 \text{ s}^{-1}$ as the scales decrease from 2000 km and 4 hours to 30 km and 10 s.

Солнечный цикл – один из самых поразительных примеров самоорганизации магнитного поля. Хотя мы и знаем, что не бывает двух последовательных абсолютно одинаковых циклов, тем не менее, постоянство и регулярность глобального солнечного динамо впечатляют. И при этом абсолютно другую картину поведения солнечных магнитных полей мы наблюдаем на малых масштабах в фотосфере. Мельчайшие магнитные элементы живут 2–5 мин и исчезают, появляются новые, создавая хаос в их распределении по поверхности Солнца. Сейчас принято описывать фотосферный магнитный хаос действием поверхностного, или турбулентного динамо. Таким образом, дуализм генерации солнечных магнитных полей объясняется одновременным действием двух механизмов – глобального динамо, ответственного за 22-летнюю цикличность, и локального динамо, порождающего фотосферный хаос в спокойном Солнце. Однако распределение потока в магнитных элементах (от больших пятен до мельчайших магнитных элементов) подчиняется единому степенному закону [1], что свидетельствует о том, что и механизм генерации должен быть один. Единый механизм генерации поля появляется естественным образом, если рассматривать динамо как нелинейную динамическую диссипативную систему, обладающую свойствами мультифрактальности в пространстве и во вре-

мени. В природе мы сталкиваемся с такими системами постоянно (землетрясения, горный рельеф, ледники, лавины, аварии на дорогах, биржевой рынок и т.д.). У мультифракталов (МФ) есть свойство самоорганизации больших структур (особенно на крупных масштабах) и способность к хаосу (особенно на мелких масштабах), как раз то, что нам нужно для понимания динамо. Особенно интересен для нас один вид МФ – турбулентная проводящая среда с затравочным магнитным полем. После классической работы [2] стало известно, что турбулентная среда при большом числе Рейнольдса (отношение кинетической вязкости к магнитной) есть МФ, другими словами, перемежаемая среда. Более того, эти авторы показали, что турбулентная электропроводящая среда способна усиливать затравочное слабое магнитное поле – механизм быстрого динамо.

Другое важное теоретическое достижение в понимании МФ заключалось в том, что режим диффузии на МФ не может быть нормальной диффузией (при которой коэффициент диффузии не зависит от масштаба). Диффузия на МФ должна быть аномальной [3, 4].

Моя задача здесь – проверить согласуются ли наблюдения Солнца с этими теоретическими предпосылками, а именно: является ли фотосферная турбулентная плазма мультифракталом, и какой режим диффузии имеет место в фотосфере; выяснить наблюдаемые параметры МФ и турбулентной диффузии. Такие параметры, полученные из наблюдений, нужны при моделировании солнечного динамо.

Мультифрактальность проверялась по поведению Flatness-функций магнитограмм [5, 6]. Для не-фрактальных полей, Flatness-функция не зависит от масштаба, а для МФ она возрастает по степенному закону с уменьшением масштаба. И чем круче наклон функции, тем выше степень мультифрактальности. Здесь мы рассмотрим мультифрактальность в областях спокойного Солнца. Они обычно занимают более 80% общей площади Солнца, и, следовательно, они в первую очередь должны рассматриваться в вопросах механизмов генерации магнитных полей.

На Рис. 1 (слева) показаны магнитограммы, полученные в трех корональных дырах тремя инструментами. Графики справа показывают Flatness-функции, вычисленные по этим данным. Бледно-серым цветом показан результат SDO/HMI [7] наблюдений, серым выделен график, полученный из Hinode/SOT/SP [8] наблюдений, и черным цветом показан результат, полученный из наблюдений с инфракрасным магнитографом [9] на New Solar Telescope (NST)/Big Bear Solar Observatory в Калифорнии. Чем лучше разрешение инструмента, тем лучше видно присутствие обеих полярностей внутри дыры. При грубом разрешении мультифрактальности почти не видно, но чем лучше разрешение, тем сильнее она проявляется на мелких масштабах, так, NST уверенно выявляет МФ на масштабах ~400 км.

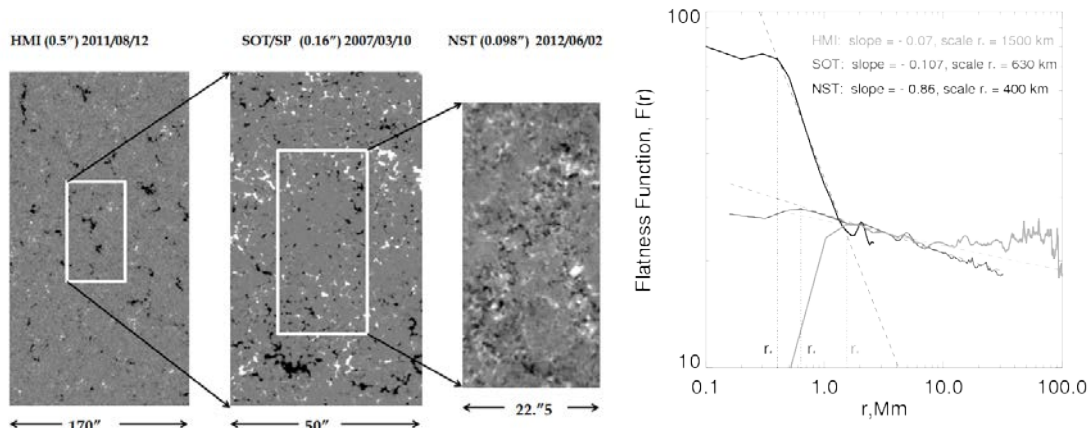


Рис. 1.

Таким образом, современные наблюдения солнечных магнитных полей уверенно демонстрируют их мультифрактальную природу. Степень мультифрактальности возрастает с уменьшением масштаба. Следовательно, и необходимое условие для быстрого динамо [2] выполняется в фотосфере.

Перейдем к рассмотрению режима турбулентной диффузии в спокойном Солнце. Известно, что мелкие магнитные трубки в фотосфере могут формироваться путем конвективного коллапса [10] и наблюдаются как яркие точки при наблюдениях фотосферной грануляции [11, 12]. Эти точки весьма подвижны и могут служить трассерами магнитных полей. Мы использовали двухчасовые NST наблюдения грануляции в спокойной области на центре диска, полученные в спектральной линии TiO (705.7 нм) с пространственным и временным разрешением 0.1'' и 10 сек, соответственно.

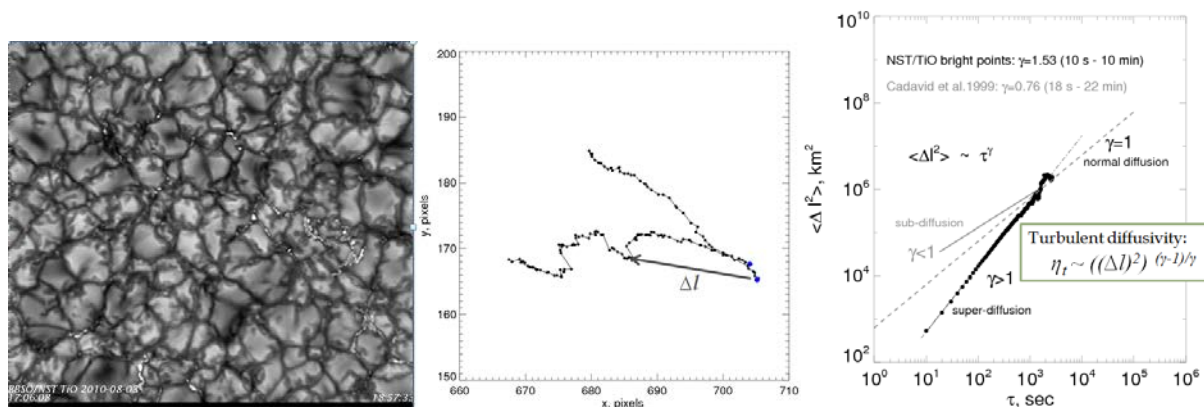


Рис. 2.

Рис. 2 показывает одну из фильтрограмм (слева), пример траекторий двух ярких точек и определение смещения (в центре), и справа спектры смещений ярких точек по данным NST (черный цвет) и по данным Swedish

Vacuum Solar Telescope [13] (серый цвет). С улучшением разрешения изменяются представления о режиме диффузии: режим супер-диффузии очевиден. При супер-диффузии коэффициент турбулентной диффузии уменьшается с уменьшением масштаба (от $\sim 6 \cdot 10^{12}$ см²/сек на шкалах 2000 км/4 часа до $0.1 \cdot 10^{12}$ см²/сек на шкалах 30 км/10 сек) [12].

Суммируя вышесказанное, приходим к заключению, что солнечное динамо работает как мультифрактальная система и способно обеспечить самоорганизацию на больших масштабах и хаос на малых. Тогда нет необходимости разделять процесс генерации поля на глобальное и локальное динамо. Режим турбулентной диффузии – супер-диффузия с уменьшающимся при уменьшении шкалы коэффициентом диффузии.

Автор выражает искреннюю благодарность Дмитрию Соколову за глубокие и полезные дискуссии о вопросах динамо.

Работа сделана при поддержке NASA/NNX11A073G гранта.

Литература

1. *Parnell, C.E., DeForest, C.E., Hagenaar, H. and 3 co-authors* 2009, The Astrophysical Journal, **698**, 75.
2. *Зельдович, Я.Б., Молчанов, С.А., Рuzмайкин, А.А., Соколов, Д.Д.* 1987, Успехи Физических Наук, 152, 3.
3. *Lawrence, J.K., Schrijver, C.J.* 1993, The Astrophysical Journal, **411**, 412.
4. *Sokolov, I.M.* Anomalous Diffusion on Fractal Network, in: “Mathematics of Complexity and Dynamical Systems”, Ed.: R.A. Meyers, Springer, 2011, p.13.
5. *Abramenko, V.I.* 2005, Solar Physics, **228**, 29.
6. *Abramenko, V.I., Yurshychyn, V.B.* 2010, The Astrophysical Journal, **722**, 122.
7. *Scherrer, P.H. and 12 co-authors* 2012, Solar Physics, **275**, 207.
8. *Tsuneta, S. and 24 co-authors* 2008, Solar Physics, **249**, 167.
9. *Cao, W., Ahn, K., Goode, P. and 3 co-authors* 2011, ASP Conference Series, **437**, Kuhn, Berdyugina, Harrington, Keil, Lin eds, 345.
10. *Spruit, H.C.* 1976, Solar Physics, **50**, 269.
11. *Berger, T. et al.* 1998, The Astrophysical Journal, **495**, 973.
12. *Abramenko, V.I. et al.* 2011, The Astrophysical Journal, **743**, 133.
13. *Cadavid, A.C., Lawrence, J.K., Ruzmaikin, A.A.* 1999, The Astrophysical Journal, **521**, 844.

ДИНАМИКА МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ НА СОЛНЦЕ ПЕРЕД БОЛЬШИМИ X-ВСПЫШКАМИ

Абрамов-Максимов В.Е.¹, Боровик В.Н.¹, Опейкина Л.В.², Тлатов А.Г.¹

¹ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

²САО РАН, Нижний Архыз, Россия

DYNAMICS OF MICROWAVE EMISSION OF SOLAR ACTIVE REGIONS BEFORE BIG X-FLARES

Abramov-Maximov V.E.¹, Borovik V.N.¹, Opeikina L.V.², Tlatov A.G.¹

¹Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia

²SAO RAS, Nizhnii Arhiz, Russia

Dynamics of microwave emission of two active regions (ARs) NOAA 10365 (May, 2003) and 10720 (January, 2005) before the strong X-class GOES flares has been investigated using RATAN-600 data. It has been indicated that the radio source above the photospheric field neutral line (above the region with the maximal convergence of the fields opposite in sign) becomes predominant in the structure of the AR microwave radiation one or two days before a powerful flare as in the eruptive events previously studied with RATAN-600. The examples of evolution of ARs NOAA 11166 (March, 2011) and 11654 (January, 2013) are used for illustration the method of detecting a factor in predicting a powerful flare on the basis of the magnetographic characteristics of the spots from the SDO/HMI data.

Данная работа является продолжением серии работ, направленных на выявление особенностей микроволнового излучения активных областей, свидетельствующих о подготовке сильных вспышек (см. работу [1] и ссылки в ней, а также [2, 3]). На основе регулярных спектрально-поляризационных наблюдений Солнца на РАТАН-600, начатых в 1975 г, с высоким пространственным разрешением в широком микроволновом диапазоне, на примере многих эруптивных событий было показано, что перед мощной вспышкой наблюдалось развитие радиоисточника над нейтральной линией фотосферного магнитного поля над местом максимального сближения полей противоположного знака, который за 1–2 дня до мощной вспышки становился доминирующей компонентой в структуре микроволнового излучения всей АО.

Используя архив наблюдений Солнца на РАТАН-600, мы приводим анализ радионаблюдений двух активных областей NOAA 10365(май, 2003) и 10720 (январь, 2005), в которых произошли вспышки X-класса (GOES).

Активная область NOAA 10365 вышла из-за лимба 19 мая 2003 г. По данным (www.gao.ru) площадь ее быстро росла от 146 м.д.п. (25 мая) до 1038 м.д.п. (28 мая). Вспышки в АО начали регистрироваться с 26 мая. 27 мая произошло несколько вспышек класса C, вспышки M1.9, M1.0, M1.4, M1.6, а в конце дня – сильные вспышки X1.3(22:56) и X3.6(00:17).

На рис. 1а приведены фрагменты сканов Солнца (РАТАН-600) на трех волнах за 25, 27 и 28 мая (26 мая наблюдения на РАТАН-600 отсутствовали), отождествленные с изображением группы пятен (SOHO/MDI). Величины магнитных полей пятен (в сотнях гаусс) указаны согласно наблюдениям в Коуровской обсерватории (Урал). На скане за 27 мая, полученном в 09:10 UT, видно, что за 14-15 часов до больших вспышек X1.3 (22:56) и X3.6 (00:17) доминирующей компонентой в микроволновом излучении группы стал источник "P", проектирующийся на место сближения двух пятен противоположной полярности. На рис. 2а, где приведены спектры плотности потоков радиоисточника, отождествленного со всей АО 25 мая, и доминирующего источника "P" 27 мая видно, что перед вспышкой значительно возросло излучение в коротковолновой части см-диапазона.

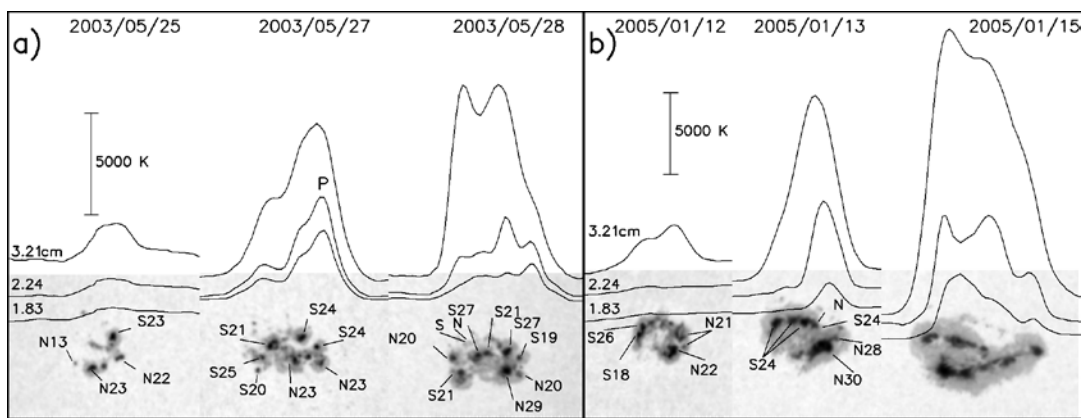


Рис. 1.

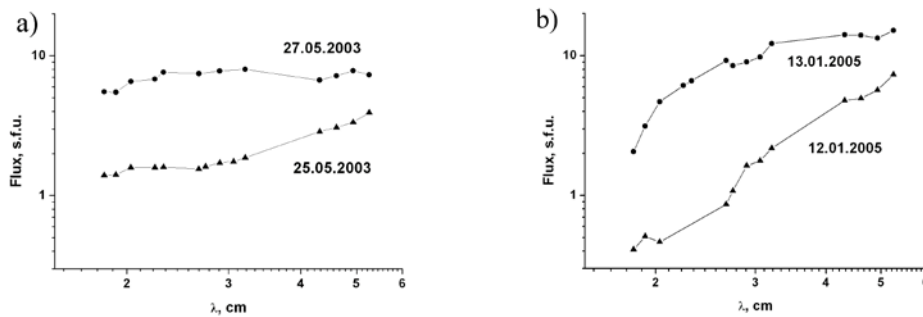


Рис. 2.

Группа NOAA 10720 вышла из-за лимба 9 января. 2005 г. Площадь ее быстро увеличивалась от 182 м.д.п. 11 января до 2285 м.д.п. 17 января (www.gao.ru). 14 января было зарегистрировано 19 вспышек класса C и вспышки M1.8, M1.5 и M1.9, а 15 января – более мощные вспышки: X1.2 (00:41), M8.6 (06:38) и X2.6 (23:02). Далее сильные вспышки были зарегистрированы 17 января – X3.8, 19 января – X1.3 и 20 января – X7.1.

Здесь обращаем внимание на динамику микроволнового излучения NOAA 10720 накануне первых больших вспышек 15 января. На рис. 1b приведены фрагменты сканов Солнца (РАТАН-600) на трех волнах за 12, 13 и 15 января (14 января наблюдения на РАТАН-600 отсутствовали), отождествленные с изображениями группы пятен (SOHO/MDI). Магнит-

ные поля пятен указаны согласно наблюдениям в КрАО. Видно возрастание радиоисточника, отождествленного с головной частью группы, 13 января (за два дня до больших вспышек) по сравнению с 12 января. Спектры плотности потоков источников над головной частью группы 12 и 13 января представлены на рис.2b. Отметим возрастание интенсивности излучения радиоисточника 13 января, особенно в коротковолновой части см-диапазона. Можно предположить, что 13 января к излучению "пятенных" источников, наблюдаемых накануне, добавилось излучение вновь образовавшегося источника над областью с δ -конфигурацией в результате всплывания нового магнитного поля S-полярности вблизи пятен N-полярности.

Таким образом, рассмотренные эруптивные события подтвердили ранее сделанные выводы о том, что быстрое развитие микроволнового радиоисточника над нейтральной линией фотосферного магнитного поля может рассматриваться как фактор прогноза больших вспышек.

После запуска в 2010 г. спутника SDO, обеспечивающего наблюдения Солнца с высоким пространственным и временным разрешением, появилась возможность анализа динамики магнитографических характеристик групп пятен с целью выявления признаков подготовки сильных вспышек.

В [3] анализ магнитографических измерений пятен по данным SDO/HMI, выполненный одновременно с исследованием микроволнового излучения пяти АО, в которых в 2011–2012 гг. произошли сильные вспышки, показал, что развитие вспышек класса X происходило при достаточно высоких уровнях магнитного потока ($F \sim 10^{22}$ Мх) и резком росте градиента потока, отражающего геометрическое сближение пятен противоположной магнитной полярности (что согласуется с выводами работы [4]).

На рис. 3а и 4а приведены результаты анализа одной из АО (NOAA 11166), рассмотренных в [3], в которой 9 марта 2011 г. произошла вспышка X1.5(23:23). Наблюдения на РАТАН-600 9 марта, выполненные за 14 часов до вспышки X1.5, показали значительное возрастание интенсивности источника "P" над нейтральной линией, который стал доминирующей компонентой в радиоизлучении всей активной области.

На рис. 4а представлено изменение параметров F (магнитного потока пятен) и G (градиента магнитного потока) для группы 11166. Здесь вспышка X1.5 (23:23) 9 марта и три предшествующие ей вспышки M1.9 (14:30) 7 марта, M1.7 (11:07) и M1.7 (14:01) 9 марта отмечены вертикальными линиями. Виден резкий рост потока и параметра G от величины ~ 5 до 20 единиц перед вспышками класса M и вспышкой X.

Для сравнения на рис. 3b и 4b приведены результаты анализа эволюции развитой активной области NOAA 11654 (ПЦМ–14.01.2013), в которой произошло множество вспышек класса C и две вспышки M1.2 и M1.0, но больших вспышек класса X зарегистрировано не было. За период с 9 по 16 января площадь группы составляла 1200–1700 м.д.п.(www.gao.ru), далее она уменьшалась. Количество C-вспышек также падало от 13 (12 и 13 ян-

варя) до 5 (15 января). Приведенные на рис.3в фрагменты сканов Солнца (РАТАН-600), отождествленные с изображениями группы пятен (SDO/AIA) за период с 11 по 16 января, показывают, что структура радиоисточника за данный период не менялась, а интенсивность радиоизлучения постепенно падала. Рис. 4б адекватно отражает падение магнитного потока и отсутствие роста градиента магнитного потока в период, когда в АО не происходили сильные вспышки.

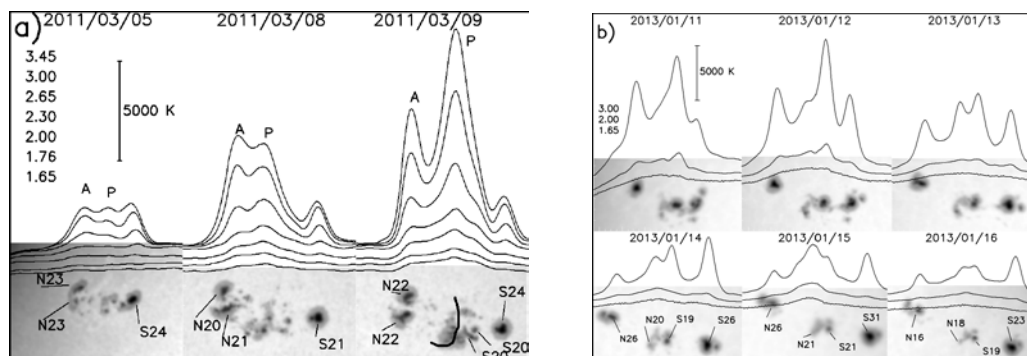


Рис. 3.

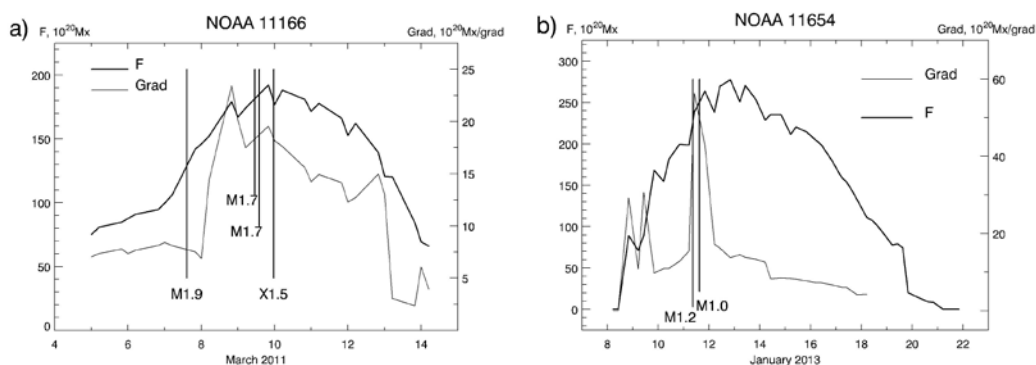


Рис. 4.

Выводы: Найденные признаки подготовки X-вспышек по динамике микроволнового излучения АО на основе наблюдений Солнца на РАТАН-600 и подтвержденные магнитографическими исследованиями по данным SDO могут быть использованы как факторы прогноза сильных вспышек.

Работа частично поддержана Программой П-22 Президиума РАН и грантом РФФИ 13-02-00714. Наблюдения Солнца на РАТАН-600 поддержаны грантом Минобрнауки РФ (ГК 16.518.11.7062 и 16.552.11.7028).

Литература

1. Borovik V.N., Grigorieva I.Yu., Korzhavin A.N. Geomagnetism and Aeronomy. vol.52, № 8, 2012.
2. Abramov-Maximov V.E., Borovik V.N., Opeikina L.V. Geomagnetism and Aeronomy, vol.53, 2013 (принято в печать).
3. Abramov-Maximov V.E., Borovik V.N., Opeikina L.V., Tlatov A.G. Cosmic Research., 2013 (принято в печать).
4. Подгорный И.М., Подгорный А.И., Мешалкина Н.С. Труды конференции по физике Солнца, Санкт-Петербург, 2012, сс.309-314.

МЕЖПЯТЕННЫЕ МИКРОВОЛНОВЫЕ ИСТОЧНИКИ

**Бакунина И.А.^{1,2,3}, Мельников В.Ф.^{2,3}, Соловьев А.А.²,
Абрамов-Максимов В.Е.²**

¹*Национальный Исследовательский Университет Высшая Школа Экономики,
НИУ ВШЭ, Нижний Новгород, Россия*

²*Главная (Пулковская) Астрономическая Обсерватория, ГАО РАН, Санкт-Петербург*

³*ФБГНУ НИРФИ, Нижний Новгород*

INTERSUNSPOT MICROWAVE SOURCES

**Bakunina I.A.^{1,2,3}, Melnikov V.F.^{2,3}, Solov'ev A.A.²,
Abramov-Maximov V.E.²**

¹*National Research University Higher School of Economics, Nizhny Novgorod, Russia*

²*Central (Pulkovo) astronomical observatory of RAS, St. Petersburg, Russia*

³*Radiophysical Research Institute, Nizhny Novgorod, Russia*

Radio-observations allow us to reveal the long-lived (2–5 days) intersunspot sources (ISS), whose centers are often located above the neutral line of the magnetic field separating leading and following parts of a whole active region (the first type of ISS (ISS-I)) or above the neutral line separating magnetic polarities into complex sunspots (the second type of ISS (ISS-II)). ISS-I and ISS-II demonstrate gyrocyotron or gyrosynchrotron spectra, more dynamic pre-flare behavior than ISS-III with bremsstrahlung in the quiet active regions. The qualitative model of “three magnetic fluxes” explaining the origin of accelerated particles in ISS and their long-lasting existence and spectral features is proposed.

1. Классификация межпятенных источников. В работах [1, 2] были выявлены по наблюдениям на радиогелиографах NoRH (17,34 ГГц), ССРТ (5.7 ГГц) и магнитографе MDI/SOHO три группы межпятенных источников (МПИ): группа I – МПИ типа «галло», наблюдаются на трёх частотах, спектр на частотах 17–34 ГГц – чаще всего, тормозное тепловое излучение (наблюдаются во вспышечных АО); группа II – NLS или компактные МПИ, спектр которых можно уверенно отнести к гирোসинхротронному только при наблюдении на 34 ГГц горячего компактного источника (также наблюдаются во вспышечных АО); группа III – это МПИ, наблюдаемые только в интенсивности на частотах NoRH, источники теплового тормозного излучения (характерны для спокойных АО). Морфологически указанные типы источников отличаются тем, что источники I и III типов наблюдаются между пятнами над общей нейтральной линией АО, в то время как источники II типа являются, по существу, надпятенными, располагаясь над нейтральной линией, проходящей через тень пятна. На рис. 1,2 представлен пример излучения источника группы II для АО 09415 (центральный меридиан пройден 09.04.2001), в которой было зарегистрировано с 3 по 15 апреля 2001 г. 69 вспышек, включая 6 вспышек класса X. За два дня до вспышки X2.3(05:06 UT) 10.04.2001, с координатами: X (arcsec) = +88,

$Y(\text{arcsec}) = -309$, происшедшей над нейтральной линией, разделяющей магнитные полярности хвостовой (северная) и головной (южная) частей группы АО 09415 (рис. 1) в головной части группы на частотах 17 и 5.7 ГГц наблюдается отрицательно поляризованный NLS-источник (рис. 1). Из рисунка 2 ясно, что спектр компактного источника, согласно данным РАТАН-600 соответствует циклотронному излучению. Об этом же говорит отсутствие горячего компактного источника на 34 ГГц (рис. 1а). Механизм формирования источника такого типа представлен на рис. 2 в): токовый слой формируется над линией раздела полярностей в тени пятна со сложной биполярной структурой поля.

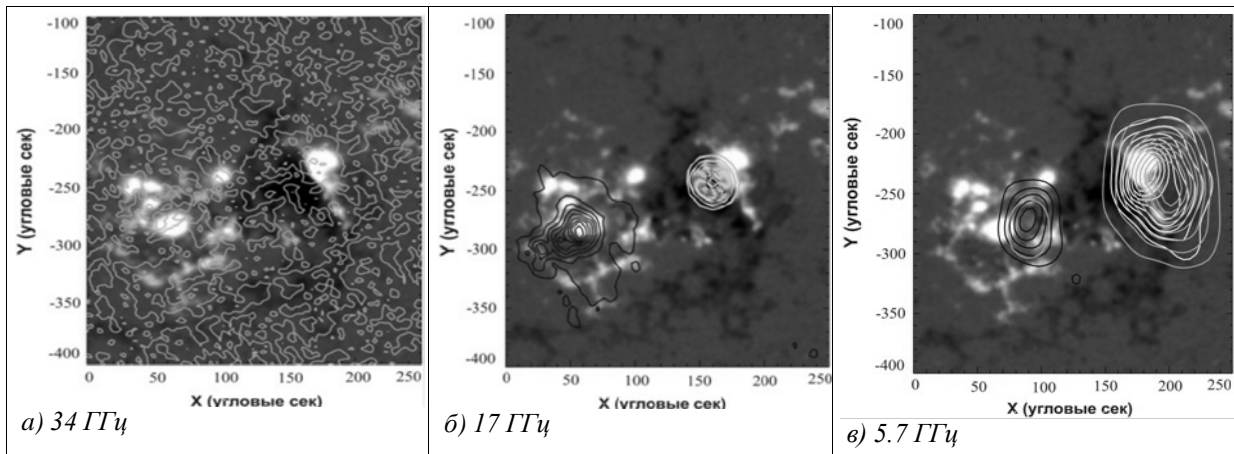


Рис. 1. Двумерные изображения источников в круговой поляризации (контуры белого цвета (отрицательная) и чёрного (положительная)) и в интенсивности (серые контуры) на трёх частотах, наложенные на магнитограммы SOHO/MDI (полутона: черный – южная полярность, белый – северная) в день вспышки X2.3(05:06 UT), 10.04.2001. Источник NLS наблюдается на частотах 17 и 5.7 ГГц в головной части группы над сложным пятном двойной полярности.

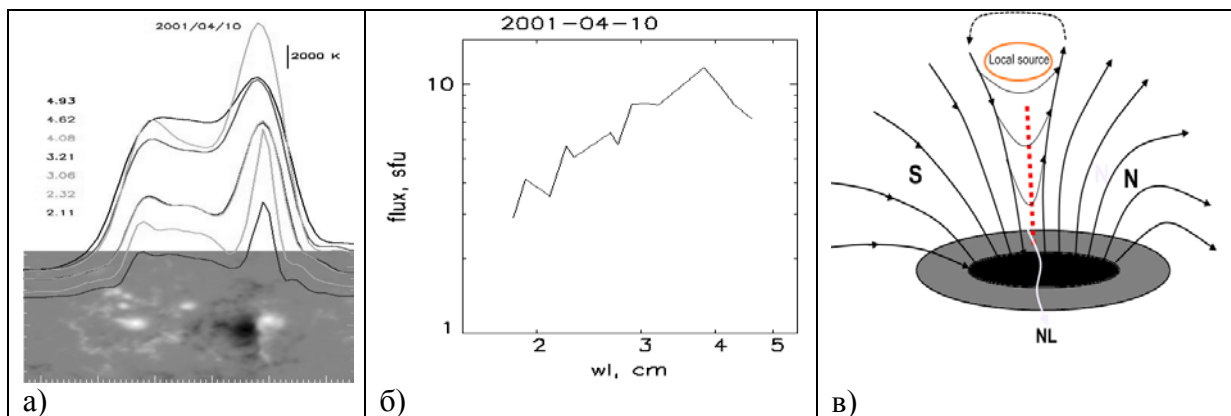


Рис. 2. а) – сопоставление сканов РАТАН-600 на 7 длинах волн для АО 09415 и магнитограммы SOHO/MDI (10.04.2001); б) – спектр NLS-источника в головной части группы; в) – схема, объясняющая формирование источников данного типа за счет токового слоя над нейтральной линией, проходящей через тень пятна.

2. Как формируются межпятенные источники («three fluxes model»). Радиоисточники над пятнами и рядом с пятнами (межпятенные) образуются вследствие того, что ускоренные частицы заполняют некоторую магнитную петлю, накапливаются в ее вершине и, частично термализуясь, обеспечивают наблюдаемое разнообразие радиоспектров. Однако, откуда же вблизи пятен даже при отсутствии видимой вспышечной активности берутся ускоренные частицы? Для ответа на этот вопрос проанализируем типичную магнитную структуру развитого солнечного пятна с полутенью (рис. 3, вертикальный разрез). Поток поля из пятна делится на 2 части: на поток, уходящий вверх, в корону (F1), и на поток (F2), который на внешней границе полутени замыкается на фотосферу вблизи пятна вследствие того, что течения Эвершеда в полутени содержат плотную плазму, которая неизбежно должна быть «слита» в фотосферу. Но, кроме того, в окрестности пятна в АО есть внешнее по отношению к пятну магнитное поле (поток F3), которое обычно имеет ту же полярность, что и поле в пятне, но значительно слабее по напряженности (300–400 Гс). В тех точках, где магнитный поток, выходящий из тени пятна, раздваивается на F1 и F2, возникает сепаратрисная поверхность между потоками F2 и F3 (отмечена пунктиром), на которой встречаются поля противоположной полярности и неизбежно начинаются магнитные пересоединения. Здесь формируются множественные токовые слои, в которых плазма греется (отсюда возникают многочисленные яркие точки вокруг пятна, известный пояс повышенной яркости), но нагрев этот относительно слабый, поскольку, во-первых, плотность плазмы здесь достаточно высока (плазменное «бэта» порядка единицы), а во-вторых, и это наиболее существенно, магнитные поля в полутени пятна и в его окрестности фрагментированы, разделены на тонкие жгутики-волоконца, которые постоянно двигаются, перемешиваются. Вследствие этого пересоединения магнитных силовых линий носят спорадический, мелкомасштабный и динамический характер.

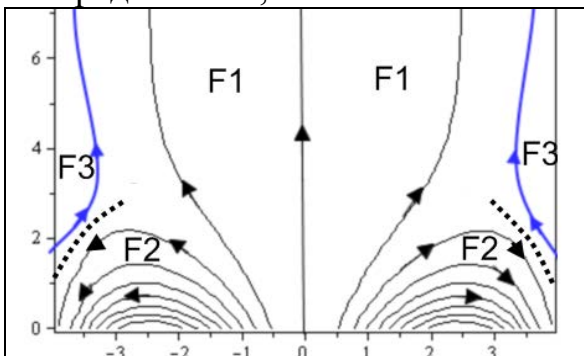


Рис. 3. Типичная магнитная структура правильного осесимметричного солнечного пятна с хорошо развитой полутенью, в которой имеются течения Эвершеда, замыкающиеся на прилегающую к пятну фотосферу. Поток F1 уходит вверх в корону, поток F2 замыкается в окрестности пятна, сменив полярность. Поток F3 имеет тот же знак, что и поле в тени пятна.

Тем не менее, при магнитных пересоединениях, как бы мелкомасштабны, кратковременны и слабы они ни были, неизбежно возникают субдрайсеровские и драйсеровские электрические поля и появляются убегающие, ускоренные частицы – электроны, главным образом. Их может быть относительно немного, но важно, что они в этих областях постоянно есть. И именно они являются физической причиной формирования МПИ.

Пока речь шла об одиночном круглом пятне; но более реалистичной является конфигурация, в которой значительная часть потока F1 замыкается на другое пятно противоположной полярности (Рис. 4) или на некоторую обширную область преимущественного замыкания потока, в которой преобладает полярность другого знака. В тех магнитных петлях, которые оказываются между пятнами, частицы, ускоренные в областях пересоединения (положение сепаратрис на рис. 4 показано звездочками), распространяясь вдоль магнитных силовых линий и скапливаясь в вершинах относительно коротких петель, как магнитных ловушек, частично термализируются и образуют таким образом радиоисточник со всеми его свойствами.

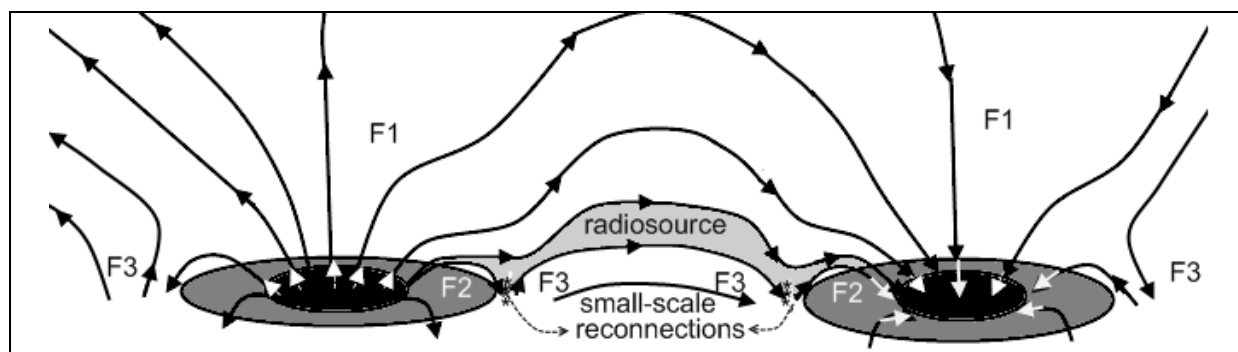


Рис. 4. Схематическое изображение биполярной группы пятен. В областях, где встречаются потоки разных знаков, F2 и F3, возникают мелкомасштабные токовые слои, генерирующие ускоренные частицы. В петлях между пятнами эти частицы скапливаются в вершинах петель, формируя МПИ. С боковых и наружных сторон пятен высокой концентрации ускоренных частиц и образования МПИ не происходит.

На тех силовых линиях (петлях), что оказываются на боковых и внешних сторонах пятен, электроны уходят далеко, рассеиваются в больших объемах без заметного накопления, и потому с наружных сторон пятен МПИ не формируются. В области магнитных пересоединений нижние петли, где поля более сильные, могут заполняться достаточно энергичными частицами, которые способны разогреть плазму в тоненьких петлях до рентгеновских температур [3], а в более высоких петлях с относительно более слабым полем захватывается сравнительно небольшая часть ускоренных в токовых слоях частиц, и они дают только тепловое, циклотронное и иногда - слабое гиротронное радиоизлучение. В [3] подчеркивается, что рентгеновские петли вблизи пятна всегда располагаются ниже, чем микроволновые.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №13-02-00714.

Литература

1. Бакунина И.А., Мельников В.Ф., Шибасаки К., Яркина Е.Ю. Труды XII Пулковской конф. "Солнечная и солнечно-земная физика – 2008", СПб, ГАО РАН, 2008, с. 17–18.
2. Бакунина И.А., Мельников В.Ф. Труды XIV Пулковской конф. "Солнечная и солнечно-земная физика – 2010", СПб, ГАО РАН, 2010, с. 31–34.
3. Samuel D. Tun, Dale E. Gary, and Manolis K. Georgoulis. *Ap.J.*, **728** (2011).

ДЕТАЛЬНАЯ ЭВОЛЮЦИЯ, ВРАЩЕНИЕ И ДИССИПАЦИЯ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ NOAA 11106 ПО ДАННЫМ SDO/HMI

Беневоленская Е.Е.

*Главная (Пулковская) Астрономическая Обсерватория РАН, Санкт-Петербург,
Санкт-Петербургский Государственный Университет, Санкт-Петербург*

THE DETAILED EVOLUTION, ROTATION AND DISSIPATION OF THE ACTIVE REGION NOAA 11106 FROM THE SDO/HMI DATA

Benevolenskaya E.E.

*Central Astronomical Observatory of Russian Academy of Sciences,
Saint Petersburg State University, St. Petersburg, Russia*

In this presentation I discuss the results of the detailed evolution of the solar active region NOAA 11106 from 12 September 2010 to 21 September 2010 using magnetic data of the line-of-sight component of the magnetic field and intensitygrams in continuum with 720 sec cadence. This period permits us to investigate insulated sunspots because of it is a beginning of the solar cycle 24. During the investigated time interval the umbra is fully dissipated. On 21 September 2010 the area of this sunspot was about 2mph.

We have obtained areas, the positive, negative, signed and total fluxes for umbra and penumbra, rotation, meridional motion. Wavelet analysis of the sunspot rotation shows strong periodicities about 2 hours near the east limb.

Введение

Активная область NOAA 11106 представляет собой биполярную область, в которой последующая часть магнитного потока замыкается на факельные площадки (f-пятно отсутствует). В континууме хорошо видна ведущая часть магнитного потока в виде изолированного пятна (p-пятно) с координатами S18E64 ($\phi \sim -64^\circ$) в момент начала выборки. В течение всей выборки (10-ти дней) пятно переместилось с восточного лимба на западный лимб. Согласно закону Хейла это пятно должно быть положительной полярности в текущем 24 цикле солнечной активности.

Анализ данных

В данной работе были использованы данные о магнитном поле и изображения активной области в континууме, измеренные инструментом 'Heliospheric & Magnetic Imager' (Scherrer et al., 2012) на борту космической обсерватории 'Solar Dynamics observatory' (W. Pesnell et al., 2012). Магнитные данные представлены в виде компоненты магнитного поля по лучу зрения ($B_{||}$) и изображения Солнца в континууме ($\lambda = 6173.0\text{\AA}$) с временным интервалом 720 секунд. Это изображения Солнца в виде «fits» формата размером 4096 на 4096 значений. Каждое изображение автоматически преобразовывалось в Кэррингтоновскую систему координат. И, как

результат, были получены фрагменты синоптических карт, с изображением активной области с разрешением 0.1 градуса по долготе и 0.001 по синусу широты относительно центра активной области (Беневоленская, Кузнецова, 2012). И вычислены следующие характеристики данной области для тени и полутени, соответственно. Это - размеры, координаты центра масс, среднее магнитное (по лучу зрения и радиальное) поле, общий магнитный поток, чистый магнитный поток, положительный и отрицательный магнитные потоки.

Результаты

На рисунке 1 представлены эволюция тени и полутени солнечного пятна за исследуемый промежуток времени. За время эволюции активной области общий и, соответственно, положительный магнитные потоки уменьшились по величине для центральной части пятна (области тени) и полутени, что связано с диссипацией солнечного пятна.

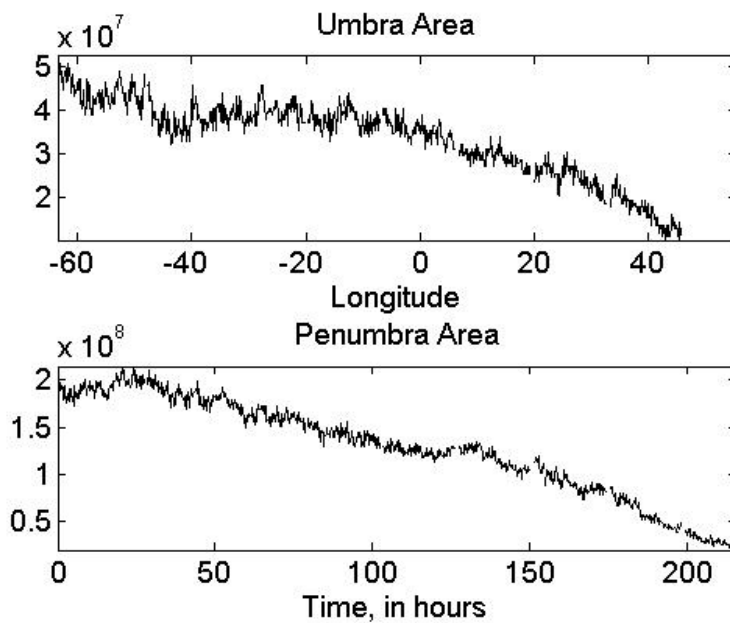


Рис. 1. Площадь тени пятна как функция положения на диске относительно центрального меридиана (*верхний рисунок*); площадь полутени пятна как функция времени в км².

На рисунке 2 представлена детальная эволюция солнечного пятна NOAA 11106. Из данного рисунка хорошо видно, что в первую очередь исчезает тень пятна, а затем, и полутень.

Смещение центра масс тени (рис. 3) и полутени (рис. 4) пятна происходило сложным образом. Первоначально, пятно смещается в направлении от экватора, затем, к экватору. На восточном лимбе присутствуют колебания в долготных смещениях с периодом порядка 2-х часов.

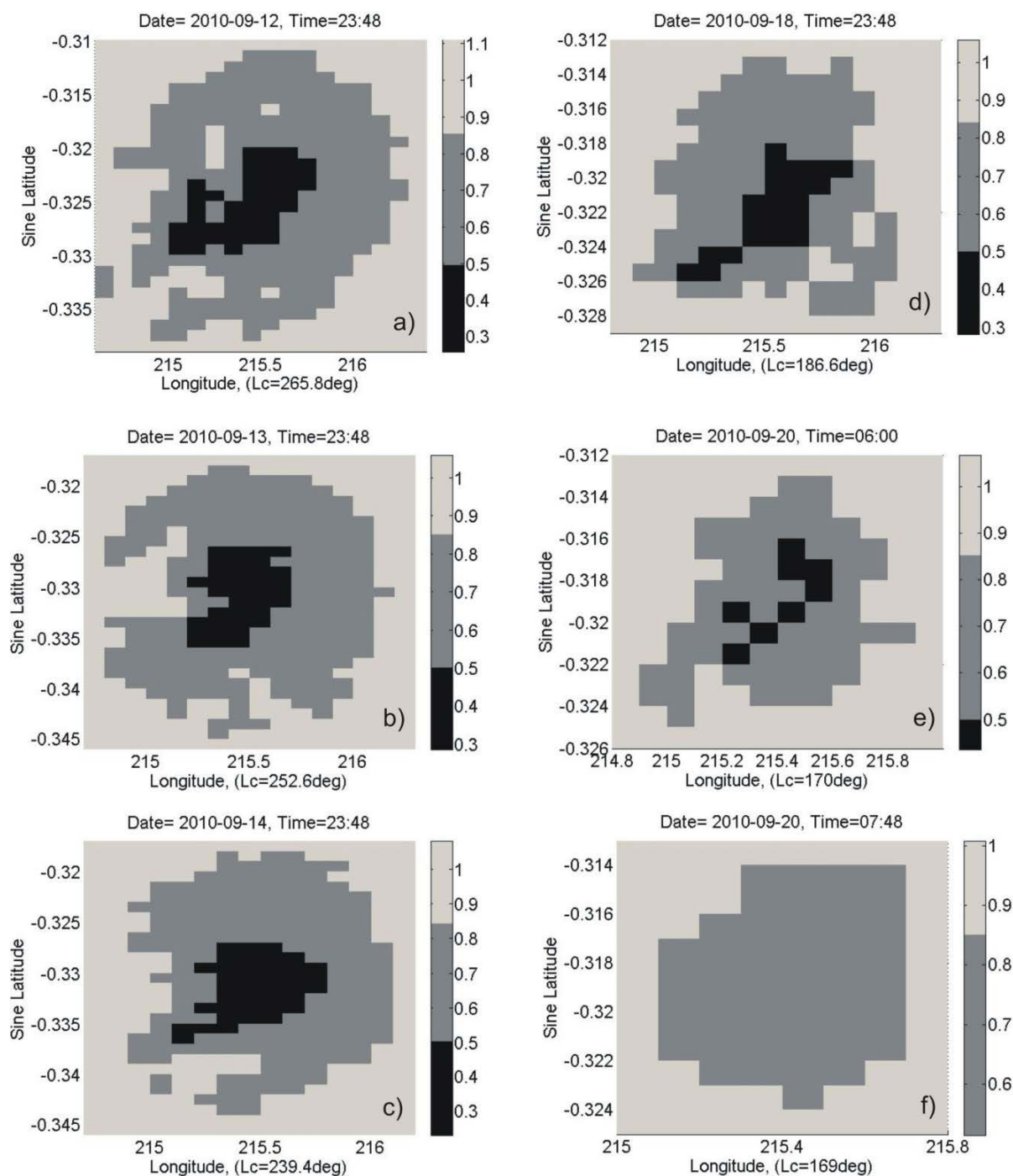


Рис. 2. Изображения активной области NOAA 11106 в континууме, тень пятна обозначена чёрным, а полутень – серым. Lc – Кэррингтоновская долгота центрального меридиана. По оси абсцисс отложены Кэррингтоновские долготы, по оси ординат – синус широты.

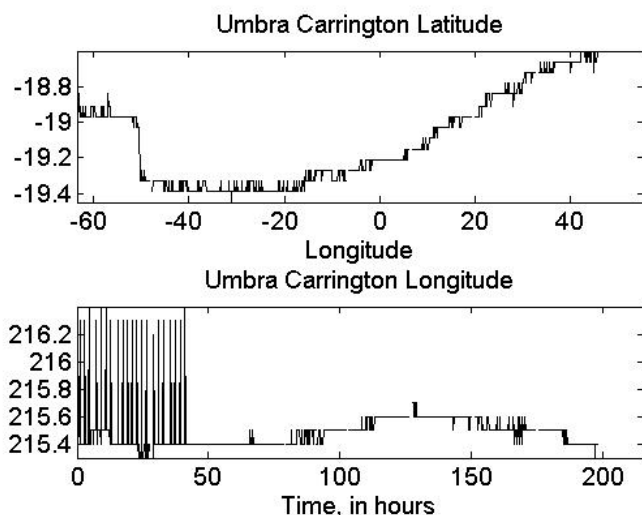


Рис. 3. Широтные (верхний рисунок) и долготные (нижний рисунок) смещения центра масс тени солнечного пятна за исследуемый интервал времени.

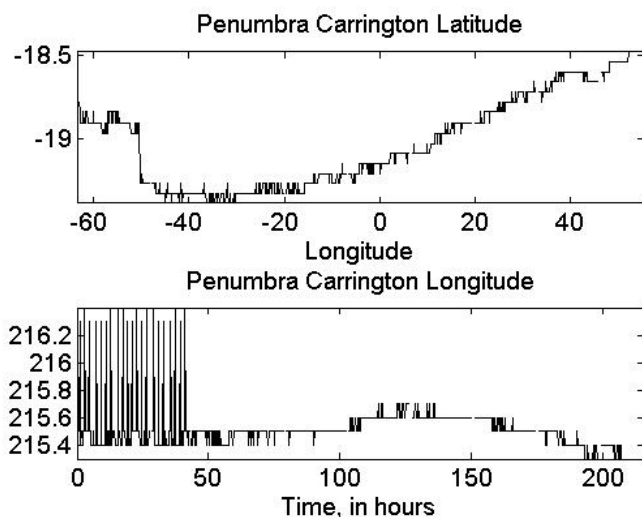


Рис. 4. Широтные (верхний рисунок) и долготные (нижний рисунок) смещения центра масс полутени солнечного пятна за исследуемый интервал времени.

Работа частично поддержана Программой 22 Президиума РАН. Авторы выражают благодарность SDO научным командам за предоставленные данные.

Литература

- Беневоленская Е.Е., Кузнецова М.А. Эволюция активной области NOAA 11101 по данным SDO/HMI// в сб.: "Солнечная и солнечно-земная физика – 2012", 2012, СПб, с.171–174.
- Scherrer, P.H., Schou, J., Bush, R.I., Kosovichev, A.G., Bogard, R.S., Hoeksema, J.T., Liu, Y., Duvall Jr., T.L., Zhao, J., Title, A.M., Schrijver, C.J., Tarbell, T.D., Tomczyk S. The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) investigations for the Solar Dynamics Observatory (SDO) // Solar Phys., V. 275, p. 207–227, 2012.
- Pesnell, W.D., Thompson, B., J., Chamberlin, P.C. The Solar Dynamics Observatory (SDO) // Solar Phys., V. 275, 3–15, 2012.

**СИНОПТИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА СОЛНЕЧНОГО ЦИКЛА 24
В КОРОНЕ, ХРОМОСФЕРЕ И ФОТОСФЕРЕ
ПО НАБЛЮДЕНИЯМ КОСМИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
'SOLAR DYNAMICS OBSERVATORY'**

Беневоленская Е.Е.

*Главная (Пулковская) Астрономическая Обсерватория РАН, Санкт-Петербург,
Санкт-Петербургский Государственный Университет, Санкт-Петербург*

**SYNOPTIC STRUCTURE OF THE SOLAR CYCLE 24 IN CORONA,
CHROMOSPHERE AND PHOTOSPHERE FROM THE SOLAR
DYNAMICS OBSERVATORY**

Benevolenskaya E.E.

*Central Astronomical Observatory of Russian Academy of Sciences,
Saint Petersburg State University, St. Petersburg, Russia*

The Solar Dynamics Observatory (SDO) provides us with multi-waves imagery from Extreme Ultraviolet (EUV) to visible light as well as magnetic field measurements. These data give us an opportunity to study the nature of solar activity in different regions of the Sun, from the interior to the corona. For solar cycle studies synoptic maps provide a useful way to represent global activity and evolution by extracting a central meridian band from sequences of full disk images over a full solar Carrington rotation (~ 27.3 days). In this paper we present the global evolution of solar cycle 24 from May 20, 2010 to August 31, 2013 (CR2097 – CR2140), using synoptic maps constructed from full disk line-of sight magnetic field imagery (HMI/SDO) and EUV imagery (171Å, 193Å, 211Å, 304Å and 335Å (AIA/SDO)). The synoptic maps have a resolution of 0.1 degree in longitude and steps of 0.001 in sine of latitude. From the 'time-latitude' images we observe that during the ascending phase of cycle 24 a very strong North-South asymmetry of emerging magnetic flux develops, resulting in a consequential asymmetry in the timing of the polar magnetic field reversals.

Введение

Поведение текущего солнечного цикла 24 представляет большой интерес в связи с тем, что он следует после продолжительного минимума солнечной активности. Более того, предсказания величины текущего солнечного цикла 24 варьировали от 40 до 185 (Pesnell et al., 2012). Это обстоятельство стимулировало исследователей изучать эволюцию солнечной активности в течение данного периода, чтобы сравнить результаты с численными расчётами динамо моделей (Spruit, 2012).

В данной статье представлены результаты анализа данных с космической обсерватории «Solar Dynamics Observatory», которые позволяют исследовать эволюцию солнечной активности в фотосфере, хромосфере и короне, одновременно, с хорошим пространственным и временным разрешением. Синоптическая структура солнечной активности даёт возможность изучать вариации солнечной активности на временах больших соб-

ственного периода вращения Солнца и является удобным представлением для описания динамики солнечного цикла.

Анализ данных

Корональные и магнитные данные космической обсерватории ‘Solar Dynamics observatory’ [2] использовались для нашего исследования. Магнитные данные представлены в виде компоненты магнитного поля по лучу зрения (B_{\parallel}) [3]. Изображения в крайнем ультрафиолете в линиях 171Å, 193Å, 211Å, 335Å и 304Å характеризуют солнечную корональную и хромосферную плазму, нагретую до различных температур [1]. Эти изображения Солнца представлены в виде «fits» формата размером 4096 на 4096 значений. Каждое изображение автоматически преобразовывалось в Кэррингтоновскую систему координат. И, как результат, были получены синоптические карты, с разрешением 0.1 градуса по долготе и 0.001 по синусу широты, размером 3600 на 2001 пикселей [4].

Результаты

Мы построили корональные синоптические карты в крайнем ультрафиолете (EUV synoptic maps) для AIA EUV линий 171Å, 193 Å, 211 Å, 304 Å and 335 Å для Кэррингтоновских оборотов CR2097 – CR2140 (20 Мая, 2010 – 31 Август, 2013) [4].

Зональное или осесимметричное представление солнечной активности в крайнем ультрафиолете представлено на рисунке 1. В таком представлении каждая синоптическая карта усреднена по долготе и, в результате, образуется распределение типа «крылышек бабочек» в координатах «синус широты – время», очень похожее на картинку Маундера с распределением числа пятен в ходе солнечного цикла. На рисунке 1d мы видим, что магнитный поток состоит из ‘импульсов’ солнечной активности, которые соответствуют всплывающему магнитному потоку. Корональное усиление EUV яркости в распределение типа бабочек Маундера совпадает с усилением фотосферного магнитного потока в осесимметричном случае.

В цикле 24 картина магнитной активности более сложная по сравнению с циклом 23 из-за наличия сильных флуктуаций магнитного поля или ‘surges’, распространяющихся из средних широт к полюсам. Так в северном полушарии, сильная флуктуация отрицательной полярности (‘old cycle polarity’) произошла в 2011 над широтой 30° (рисунок 1c, ‘A’), в то время как в Южном, положительная (‘old cycle’) флуктуация стартовала в 2010 (рисунок 1c, ‘C’).

По-видимому, эти флуктуации вызвали задержку в смене полярных магнитных полей. Следующая сильная флуктуация отрицательной полярности в северном полушарии (рисунок 1c, ‘B’) произошла в 2012–2013. Отметим, что ‘old cycle’ полярность соответствует полярности полярного магнитного поля до переполюсовки в данном полушарии.

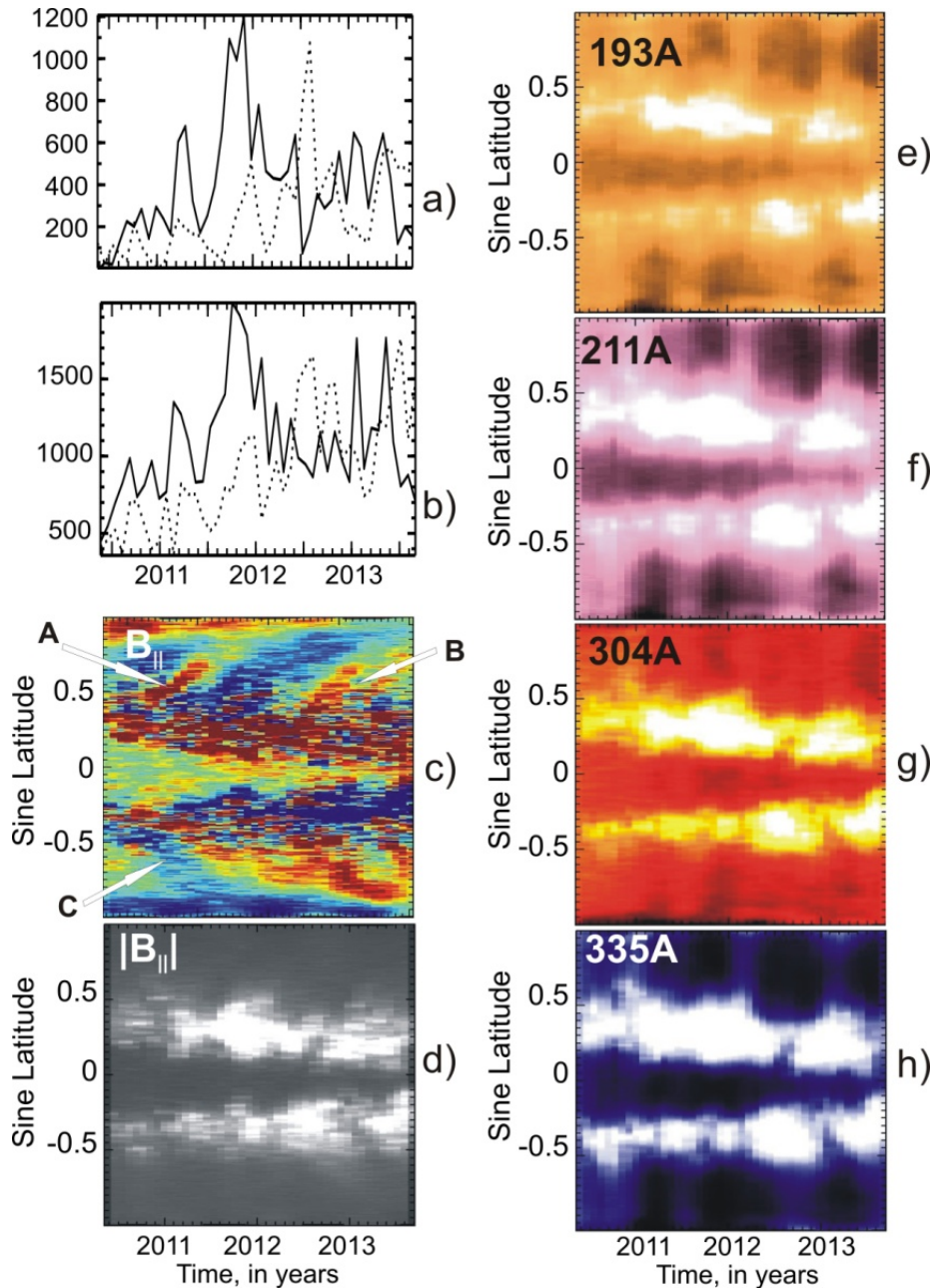


Рис. 1. Осесимметричная структура солнечного цикла 24 с 20 Мая 2010 г. по 31 Августа 2013 г. **a)** площадь пятен, интерполированная в моменты начала каждого Кэррингтоновского оборота; северное (сплошная линия) и южное (пунктир) полушарии; **b)** общий магнитный поток в области пятнообразования, в широтной зоне от 0° до 40° , для северного (сплошная линия) и южного (пунктир) полушарий как сумма $|B_{\parallel}|$; **c)** LOS, B_{\parallel} [-1G 1G, красный цвет – отрицательная полярность, синий цвет – положительная; **d)** общий магнитный поток, $|B_{\parallel}|$, [0 20G]; **e)** 193Å; **f)** 211Å; **g)** 304Å; **h)** 335Å. Все изображения сглажены 3×3 пикселя.

На рисунке 2 представлены осреднённые по долготе значения компоненты магнитного поля вдоль луча зрения в области высоких широт от 75.01° до 79.73° . Несмотря на то, что полярное магнитное поле в минимуме перед циклом 24 было достаточно слабым, процесс изменения знака задерживается.

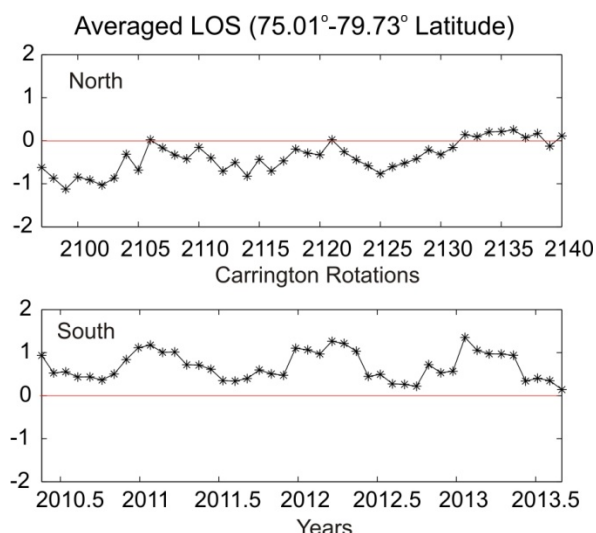


Рис. 2. Полярное магнитное поле как компонента магнитного поля по-лучу-зрения (LOS), усреднённая по всем долготам в диапазоне широт от 75.01° до 79.73° , для северного (*верхний график*) и южного (*нижний график*) полушарий.

Таким образом, синоптическая структура солнечного цикла 24 в фотосфере, хромосфере указывает на то, что всплывающий магнитный поток является существенным для эволюции и топологии солнечной короны. Сильная N-S асимметрия, импульсы солнечной активности и флуктуации угла наклона в биполярных комплексах активности делают предсказание и поведение цикла солнечной активности достаточно сложным.

Работа частично поддержана Программой 22 Президиума РАН. Авторы выражают благодарность SDO научным командам за предоставленные данные.

Литература

1. Lemen, J.R., Title, A.M., Akin, D.J., Boerner, P.F., Chou, C., Drake, J.F., et al. // 2012, Solar Phys. **275**, 17.
2. Pesnell, W.D., Thompson, B.J., Chamberlin, P.C. The Solar Dynamics Observatory (SDO) // Solar Phys., V. 275, 3–15, 2012.
3. Scherrer, P.H., Schou, J., Bush, R.I., Kosovichev, A.G., Bogard, R.S., Hoeksema, J.T., Liu, Y., Duvall Jr., T.L., Zhao, J., Title, A.M., Schrijver, C.J., Tarbell, T.D., Tomczyk S. // Solar Phys., V. 275, p. 207–227, 2012.
4. Benevolenskaya, E., Slater, G., Lemen, J. // Solar Phys., in press.

ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЙ ВАРИАЦИЙ TSI И ЭНЕРГИИ UV В 24 ЦИКЛЕ СА (ПРОЕКТ ПРОГРАММЫ ГАО – ААНИИ)

Беневоленская Е.Е.¹, Шаповалов С.Н.²

¹Главная (Пулковская) Астрономическая Обсерватория РАН
Россия Санкт-Петербург, Пулковское шоссе, 65

²ГНЦ РФ Арктический и антарктический научно-исследовательский институт
Россия Санкт-Петербург, ул. Беринга, 38

THE RESEARCH PROBLEMS OF THE TSI AND UV ENERGY IN SOLAR ACTIVITY CYCLE 24 (PROJECT OF “PROGRAM OF THE PULKOVO ASTRONOMICAL OBSERVATORY AND THE ARCTIC AND ANTARCTIC RESEARCH INSTITUTE”)

Benevolenskaya E.E.¹, Shapovalov S.N.²

¹Central Astronomical Observatory of Russian Academy of Sciences

³Arctic and Antarctic Research Institute, AARI

The impact of the solar activity (CA) and TSI on the Earth’s atmosphere is present during the wide temporal interval and it can be dramatically increased by feedback effects. It is studied the particular features of this process but the whole picture of the distribution of the solar irradiance energy among the different atmospheric regions are still unknown. But this information is absolutely necessary to understand global climate change and its possible consequences.

This project focuses on the monitoring of spectral observations of the solar UV-radiation in narrow sub-bands and solar observations (the Balmer series) during the polar summer in 2014–2022 at the station Novolazarevskaya.

По данным SORCE (<http://lasp.colorado.edu/sorce/>) в диапазоне 30 nm – 400 nm на различных участках выявляется особенность изменения энергии, характеризующаяся противоположным ходом изменению энергии в диапазоне 500 nm – 1000 nm. Связан ли этот эффект с ‘холодными’ и ‘горячими’ областями в солнечной короне к настоящему времени неизвестно. Также неизвестно, какие именно магнитные структуры на уровне фотосферы ответственны за усиление инфракрасного излучения в минимуме СА.

На стадии окончания 23-го и начала 24-го циклов СА в поддиапазоне 300 nm – 350 nm обнаружена подобная противоположная особенность изменения энергии относительно соседних участков UV (200 nm, 400 nm), характеризующаяся аналогичным изменением в динамике периодичности (рис. 1).

Проект программы нацелен на период 2014 г. – 2022 г. и включает следующие методы исследований:

- параллельные измерения флуктуаций энергии в отдельных диапазонах UV-радиации в зените атмосферы и по диску Солнца;

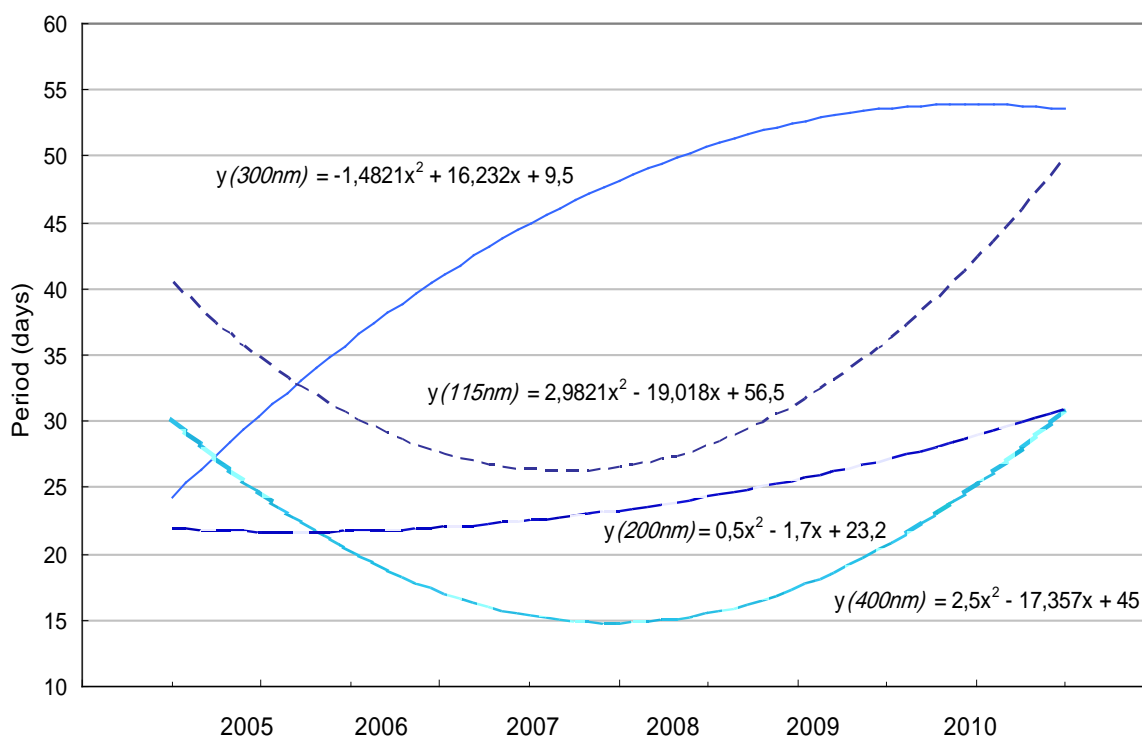


Рис. 1. Динамики периодичности в поддиапазонах UV (SSI) на стадии спада 23-го и подъема 24-го циклов СА.

- анализ эффекта от прохождения по диску Солнца областей пониженной плотности и температуры в короне («корональных дыр») в различных спектральных линиях;

- анализ временных изменений среднегодовых, минимальных и максимальных годовых значений энергии в линиях спектра SSI на протяжении 24-го цикла СА;

- сравнение изменений энергии UV (SSI) с данными TSI, количеством пятен и всплывающим магнитным потоком. Выявление диапазонов энергии в SSI, обусловленных преимущественным вкладом экваториальной (полярной) области на Солнце и солнечной короны;

- анализ данных по спектральным наблюдениям флуктуаций солнечной UV-радиации в диапазоне 297 nm – 330 nm (ст. Новолазаревская) на стадиях подъема и спада 24-го цикла СА.

Методы исследований

Статистические методы

включают обработку, анализ и интерпретацию спутниковых данных SORCE (<http://lasp.colorado.edu/sorce/>), AIA (Atmospheric Imaging Assembly, Solar Dynamics Observatory (SDO), магнитных данных, в виде напряженности магнитного поля по лучу зрения, (Helioseismic and Magnetic Imager), а также наземных солнечных данных Вилкоккс (WSO,

<http://wso.stanford.edu/>) для интерпретации частотной динамики полного солнечного излучения и возможностей отождествления фотосферных магнитных структур, вносящих вклад в корональное, хромосферное и фотосферное излучения.

Практические методы

включают спектральные наблюдения солнечной UV-радиации в зените атмосферы (http://geophys.aari.ru/uv/data_nv1_ru.html) с помощью оптоволоконного спектрометра AvaSpec-2048 [1]. Характеристики спектрометра: волновой диапазон измерений: 200 – 1100 nm, рассеянный свет: < 0.1%, интерфейс: USB, 12 Mbps RS-232, 115.200 bps, скорость получения данных 17 мсек, скорость передачи данных < 14-31 мсек, источник питания: 12 VDC, 160 mA, (PS-12V / 1.25A) или 5 VDC при USB питании.

- наблюдения хромосферы с помощью H α -телескопа (SolarMax II 90 Double Stack) и сопоставления с H α -изображениями, для определения влияния хромосферной динамики на светимость. Характеристики H α -телескопа: фокусное расстояние, 800 мм, светосила, f/8.8, ширина полосы пропускания < 0.5 Å, пик полосы пропускания – 656.28 нм (линия водорода H-alpha).

Литература

1. *S.N. Shapovalov, O.A. Troshichev. Study of pulsed energy fluctuations and solar UV variations by data of spectral measurements in zenith of free atmosphere at Novolazarevskaya station (Antarctica) / 39th COSPAR Scientific Assembly 14–22 July 2012 Mysore, India (C2.3 -0009-12).*

СПЕКТРАЛЬНОЕ И ПОЛНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ СОЛНЦА (SSI, TSI) В МИНИМУМЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Беневоленская Е.Е.^{1,2}, Шаповалов С.Н.³, Костюченко И.Г.⁴

¹Главная (Пулковская) Астрономическая Обсерватория РАН, Санкт-Петербург

²СанктПетербургский Государственный Университет, Санкт-Петербург

³ГНЦ ААНИИ, Санкт-Петербург, Россия

⁴НИФХИ им. Л.Я. Карпова, Москва, Россия

SPECTRAL AND TOTAL SOLAR IRRADIANCE (SSI, TSI) IN THE SOLAR ACTIVITY MINIMUM

Benevolenskaya E.E.^{1,2}, Shapovalov S.N.³, Kostuchenko I.G.⁴

¹Central Astronomical Observatory of Russian Academy of Sciences

²Saint Petersburg State University, St. Petersburg, Russia

³Arctic and Antarctic Research Institute, AARI

⁴Physico-chemical scientific-research Institute of L.Ya. Karpov, Russia, Moscow

The studies of the solar irradiance and its relationship with the magnetic activity within this minimum are important because they provide an opportunity to separate the contribution of each complex of the solar activity to the irradiance and make a comparison with the time when no activity complexes are present.

We present the results of our analysis of the spectral solar irradiance and total solar irradiance using SORCE mission data since 2007 to January 2010 from ultraviolet to near infrared wavelengths. The cross wavelet analysis reveals correlation between the SSI, TSI, and the magnetic flux within the sunspot activity zone on the rotational timescale of the solar activity complexes for all analyzed time series but with a different degree of the correlation.

Введение

Последний минимум солнечной активности был необычно затяжным и глубоким – количество дней без солнечных пятен составило 821 по сравнению с обычными среднестатистическим (порядка 486 дней без пятен) (<http://spaceweather.com>). Это заставило говорить о глобальном минимуме солнечной активности, который, несомненно, оказывает существенное влияние на геомагнитную активность и процессы, проходящие в верхней атмосфере Земли. Кроме того, представилась уникальная возможность проанализировать вариации полного потока солнечного излучения (TSI) и его спектральных составляющих (SSI) как функцию магнитного потока и площади пятен, оценивая вклад каждого комплекса активности, а также исследовать поведение SSI в условиях отсутствия пятен.

Анализ данных

В данной работе мы использовали данные измерений общего солнечного излучения (total solar irradiance, TSI) и спектрального солнечного излучения (spectral solar irradiance, SSI) в ультрафиолетовой, видимой и ин-

фрактальной областях Солнца, выполненные инструментом SORCE (<http://lasp.colorado.edu/sorce/>). Данные о солнечных магнитных полях были получены из синоптических карт обсерватории Вилкокса (WSO, <http://wso.stanford.edu>).

Обнаруженная тенденция к неоднократно повторяющемуся появлению пятен в продолжающей существовать флоккуле позволяет сделать вывод о существовании долгоживущего подфотосферного источника всплывающих на солнечную поверхность магнитных полей [1].

Кросс-вейвлет и когерентные структуры

Для детального анализа взаимосвязи между TSI, магнитным потоком и УФ-излучением мы применили вейвлет анализ, используя пакет программ Матлаб для выполнения анализа кросс-вейвлет и вейвлет когерентности, разработанный в [2] и доступный на <http://paos.colorado.edu/research/wavelets/>.

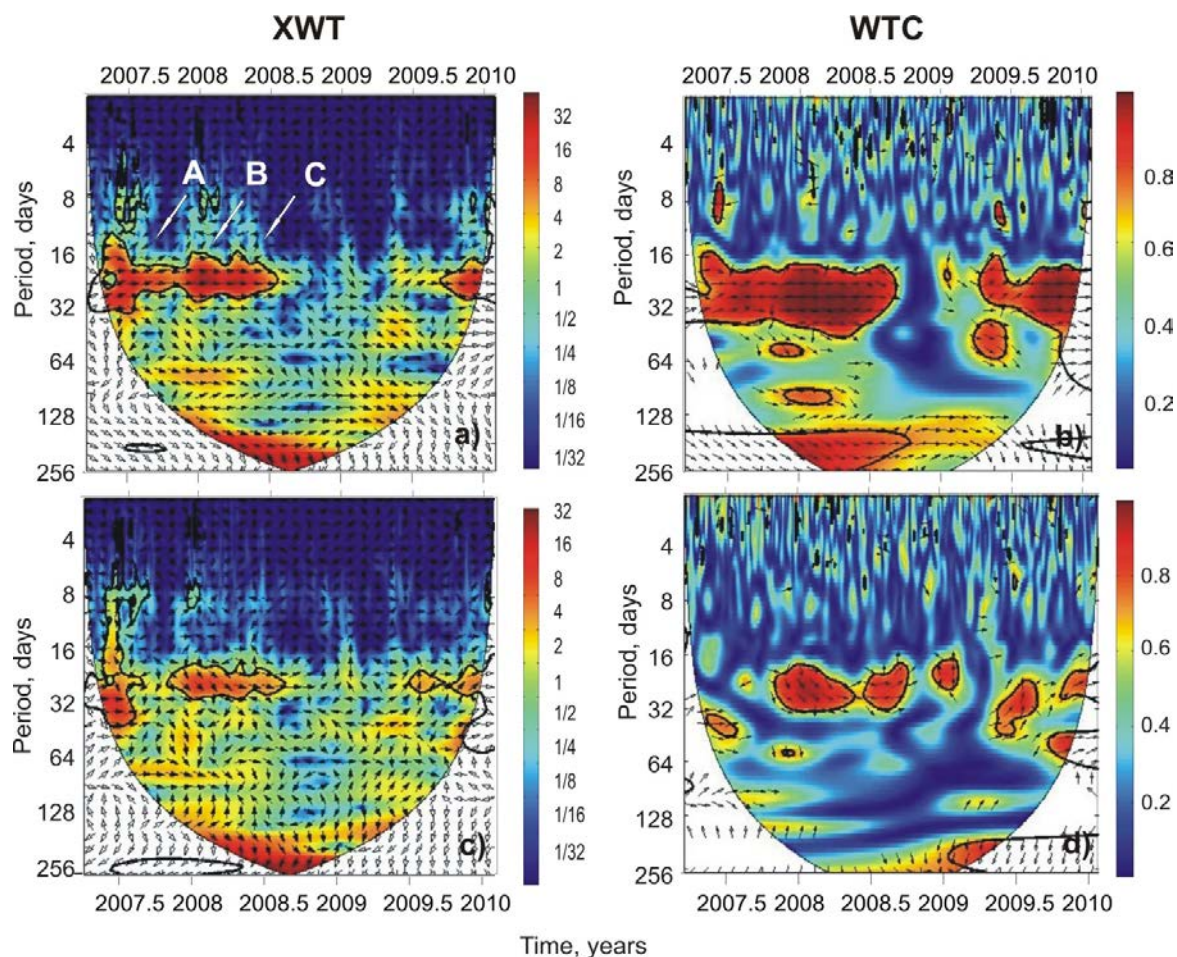


Рис. 1. Справа: когерентность излучения и магнитного потока (WTC). Фазовые стрелки на графиках когерентности направленные вправо указывают на совпадение фазы вариаций двух временных рядов; направление влево соответствует 180° (анти-фаза); вниз – вариации первой переменной опережают вторую на 90° ; вверх – вариации второй переменной опережают первую на 90° . Слева: кросс - вейвлеты (XWT). UV200.5 nm и F mag (a,b); UV300.5 nm и F mag (c,d). 'A', 'B', 'C' – комплексы солнечной активности.

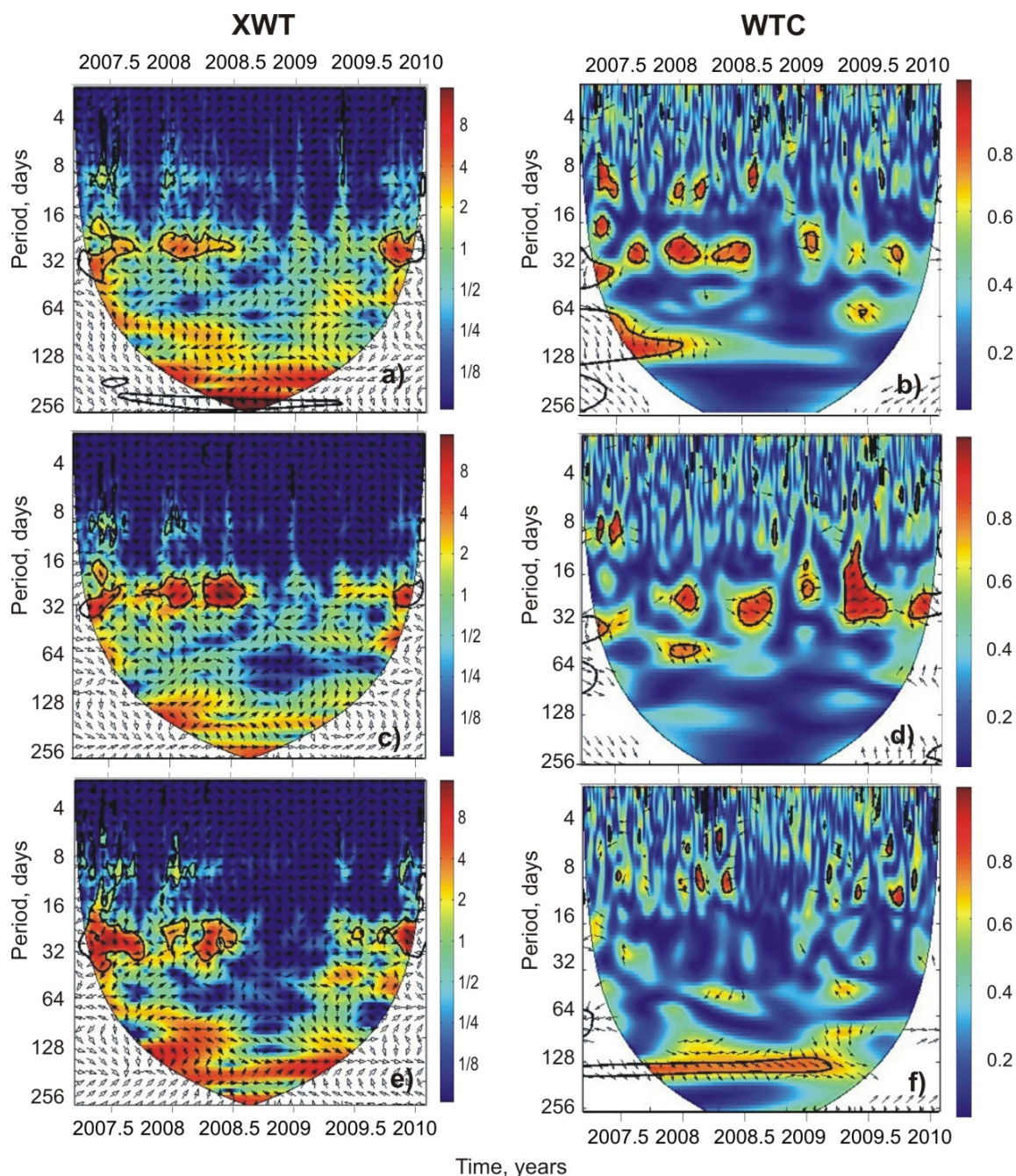


Рис. 2. *Справа:* когерентность излучения и магнитного потока (WTC). Фазовые стрелки на графиках когерентности направленные вправо указывают на совпадение фазы вариаций двух временных рядов; направление влево соответствует 180° (анти-фаза); вниз – вариации первой переменной опережают вторую на 90° ; вверх – вариации второй переменной опережают первую на 90° . *Слева:* кросс - вейвлеты (XWT). Vis 400.34 nm и F mag (a,b); NIR 1000.59 nm и F mag (c,d); NIR 2145.59 nm и F mag (e,f).

Вейвлет анализ позволяет оценить частотную динамику исследуемого сигнала в случае нестационарного процесса и выделить когерентные структуры. Гринстид с коллегами (2004) рекомендуют использовать Морле вейвлет с $\omega_0 = 6$, так как это обеспечивает хороший баланс между временем и частотой. В этом случае частотный масштаб вейвлета соответствует

Фурье частотам. Морле вейвлет представляет собой плоскую волну, модулированную Гауссианой:

$$\psi_0(\eta) = \pi^{-1/4} \exp^{i\omega_0\eta} \exp^{-\eta^2/2} \quad (1)$$

Важной количественной характеристикой вейвлет анализа является когерентность, которая определяется как квадрат кроссвейвлета, нормализованного на индивидуальный спектр. В свою очередь, кросс вейвлеты представляют собой выражение $W_n^{XY}(S) = W_n^X(S)W_n^{Y*}(S)$, где $W_n^X(S)$ и $W_n^Y(S)$ вейвлет преобразования двух временных рядов X и Y . И фаза между двумя временными рядами определяется как $\tan^{-1}[\text{Im}[|W_n^{XY}(S)|]/\text{Re}[|W_n^{XY}(S)|]]$.

Результаты

Солнечное спектральное излучение (SSI) в зависимости от длины волны в разной степени эволюционирует с циклом солнечной активности. Сильная зависимость от солнечной активности присуща ультрафиолетовому излучению в диапазоне FUV115–180 nm. Менее выраженная зависимость обнаруживается в диапазонах: UV180–309 nm, Vis380–739 nm, и NIR740–1500 nm. Очень слабая зависимость характерна для загадочного диапазона UV310–380 nm, где когерентные структуры на периодах вращения комплексов солнечной активности полностью исчезают. Полное отсутствие когерентных структур, связанных с комплексами солнечной активности наблюдается и в области инфракрасного излучения для периодов больше 1500 nm.

Литература

1. *Benevolenskaya, E.E., Kostuchenko, I.G.* (2013), The Total Solar Irradiance, UV Emission and Magnetic Flux during the Last Solar Cycle Minimum, *J. of Astrophysics*, Volume 2013, Article ID 368380, 1–9.
2. *Grinsted, A., Moore, J., Jevrejeva, S.* (2004), Application of the cross wavelet transform and wavelet coherence to geophysical times series, *Nonlinear Proc. Geophys.*, 11, 561–566.

ЭВОЛЮЦИОННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ГЛОБАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА И ПАРАМЕТРЫ ЭРУПТИВНЫХ ПРОЦЕССОВ

Биленко И.А.

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия*

EVOLUTIONARY CHANGES IN THE SOLAR GLOBAL MAGNETIC FIELD AND THE PARAMETERS OF ERUPTIVE EVENTS

Bilenko I.A.

Moscow M.V. Lomonosov University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia

It has been found that the solar cycle evolution of coronal mass ejections (CME) and prominences is determined by the changes in the structure of the global solar magnetic field, which assumed to be the result of the excitation of large-scale Rossby waves. The changes in wave mode generation result in the reorganization of the global magnetic field structure and consequently in increase of the occurrence rate of prominences and weak CMEs.

Введение

Эруптивные события, происходящие в атмосфере Солнца, оказывают значительное влияние на состояние космической погоды на орбите Земли, а также на многие процессы, происходящие в атмосфере Земли, и на ее геомагнитное поле. Эруптивные события, такие как корональные выбросы массы (КВМ) и эрупции протуберанцев (ЭП), являются крупномасштабными явлениями, охватывающими все слои солнечной атмосферы. В большинстве работ при изучении КВМ основное внимание уделяется их связи с активными областями и вспышечными процессами, происходящими в них, а при исследовании ЭП рассматривается, как правило, возникновение различных неустойчивостей. В целом, КВМ следуют циклу солнечной активности [9], однако они более соответствуют динамике глобальных магнитных полей (ГМП) [6]. Исследование Иванова и др. [5] показало, что как свойства КВМ, так и их изменения в цикле тесно связаны с мультипольной компонентой ГМП. Эволюция протуберанцев в цикле сильно отличается от динамики активных областей.

В данной работе проводится сопоставление эволюции ГМП, числа протуберанцев и частотности и параметров КВМ в 21–23 циклах.

Основные результаты

На рис. 1 (вверху) показана диаграмма структуры ГМП, построенная по измеренным значениям среднего магнитного поля Солнца обсерватории Wilcox. Магнитные поля положительной (светлые тона) и отрицательной

(темные тона) полярности, усреднены за каждый кэррингтоновский оборот (КО) за период с 1976 по 2011 годы (КО 1642–2120).

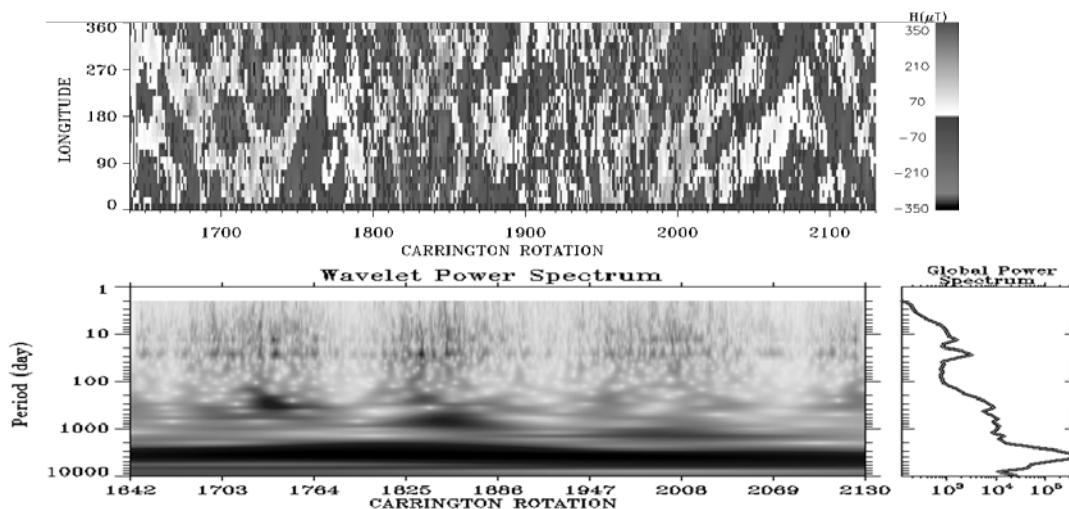


Рис. 1.

Из диаграммы видно, что размеры и характер поведения структур зависит от фазы солнечного цикла. В максимумах и на фазах спада это протяженные, долгоживущие структуры, тогда как в минимумах 22 и 23 циклов это мелкие хаотически изменяющиеся структуры. Отличие составляет минимум 24 цикла, когда наблюдались протяженные долгоживущие структуры ГМП. Механизм формирования структур и причины их резких изменений остаются до настоящего времени не выясненными. Гилман [1] предположил, что наблюдаемые магнитные поля являются результатом генерации волн Россби в конвективной зоне и фотосфере Солнца. В дальнейшем эта теория была развита в работах Тихомолова и Мордвинова [7, 8]. На нижнем рисунке показан вейвлет спектр ежедневных значений среднего магнитного поля Солнца. Сопоставление рисунков показывает, что каждому отдельному периоду соответствует определенная структура ГМП. Периоды волн, которые могут быть сопоставлены со структурами ГМП, находятся в диапазоне от 50 до 400 дней. На фазе роста солнечной активности наблюдается уменьшение периодов волн с ~ 300 –400 дней до ~ 50 –100 дней, а на фазе спада – их рост до ~ 300 –400 дней. Смена периода волн, отражающая, по-видимому, смену режима генерации волн Россби, имеет скачкообразный характер и соответствует резким изменениям структуры ГМП, происходящим в течение 1–2 КО.

На рис. 2 показаны: (а) эволюция магнитных полей положительной и отрицательной полярности среднего магнитного поля Солнца, усредненные за каждый КО (тонкая линия) и усредненные за 7 КО, приблизительно полгода, (толстая линия); (б) изменение числа протуберанцев за каждый КО (тонкая линия) и усредненное их число за 7 КО (толстая линия). Данные по протуберанцам получены с Кисловодской Горной астрономической

станции [2, 4]. Тонкими вертикальными линиями отмечены моменты смены периодов колебаний и, соответственно, реорганизации ГМП. Этим периодам соответствуют понижение величины магнитного поля и увеличение числа протуберанцев.

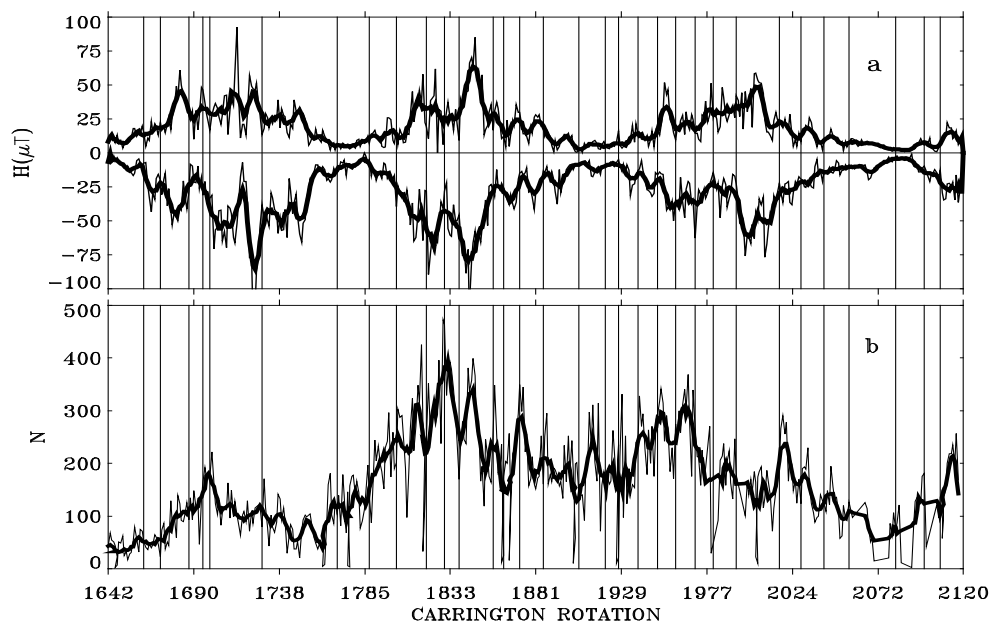


Рис. 2.

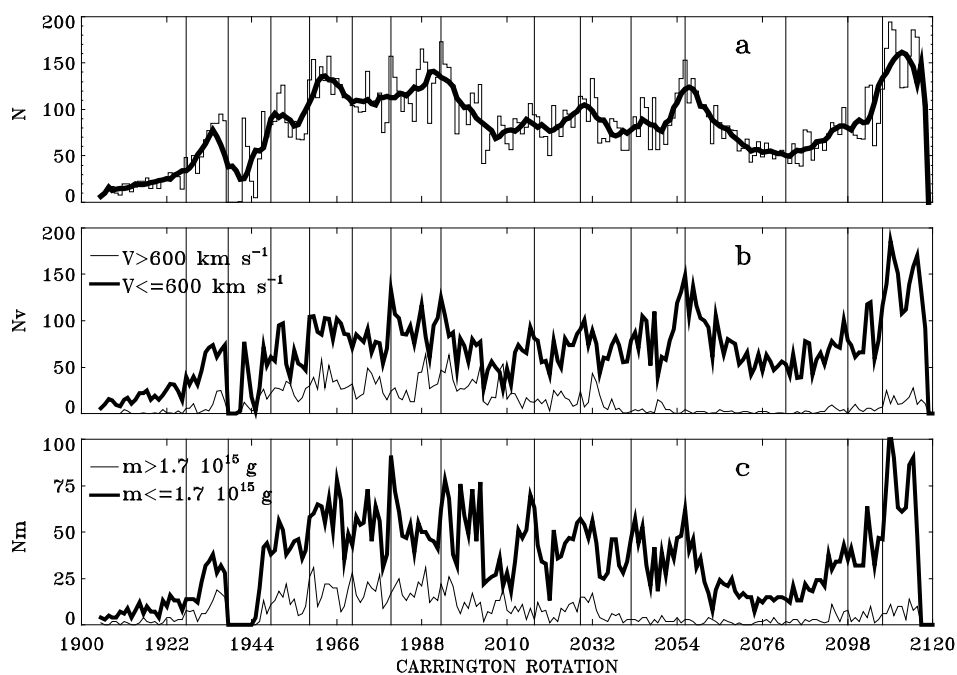


Рис. 3.

Для сопоставления с КВМ был использован каталог [7], полученный на космической обсерватории SOHO с 1996 по 2011 г. На рис. 3 показаны: (а) изменение числа КВМ за каждый КО (тонкая линия) и усредненное их число за 7 КО (толстая линия); (б) число КВМ со скоростью выше 600

км/сек (тонкая линия) и число КВМ со скоростью ниже 600 км/сек (толстая линия) за каждый КО; (с) число КВМ с массой выше $1,7 \times 10^{15}$ г (тонкая линия) и число КВМ с массой ниже $1,7 \times 10^{15}$ г (толстая линия) за каждый КО. Моментам реорганизации ГМП Солнца и, соответственно, изменению режима генерации волн, отмеченным тонкими вертикальными линиями, соответствует увеличение числа КВМ. При этом рост их числа происходит за счет увеличения числа КВМ со скоростью ниже 600 км/сек и массой ниже $1,7 \times 10^{15}$, что свидетельствует об увеличении в эти периоды доли слабых КВМ.

Заключение

В заключение следует отметить, что в цикле солнечной активности КВМ и протуберанцы распределены не случайным образом, а их частота и параметры регулируются изменениями ГМП Солнца, вызываемыми, по-видимому, изменениями режима генерации волн Россби. Изменения периодов волн происходят не плавно, а имеют скачкообразный характер. Эти изменения периодов волн отражаются в изменении структуры ГМП и в количестве и параметрах КВМ и протуберанцев. Поскольку магнитное поле в эти периоды ослабевает, то реорганизация структуры ГМП ведет к увеличению числа слабых КВМ, связанных, по-видимому, с эрупцией арочных структур, процессах в стримерах, а также к увеличению числа протуберанцев.

Wilcox Solar Observatory data used in this study was obtained via the web site <http://wso.stanford.edu> at 2013:10:19_06:34:02 PDT courtesy of J.T. Hoeksema. The Wilcox Solar Observatory is currently supported by NASA.

This CME catalog is generated and maintained at the CDAW Data Center by NASA and The Catholic University of America in cooperation with the Naval Research Laboratory. SOHO is a project of international cooperation between ESA and NASA.

Данные по протуберанцам были получены с Кисловодской Горной астрономической станции.

Литература

1. *Gilman, P.A.*, 1969, *Solar Phys.*, 8, 316.
2. *Gnevyshev, M.N.*, 1963, *AZh*, 40, 401.
3. *Gopalswamy, N., Yashiro, S., Michalek, G., Stenborg, G., Vourlidas, A., Freeland, S., and Howard, R.*, 2009, *Earth Moon Planet*, 104, 295.
4. *Guseva, S.A., Kim, G.-D., Tlatov, A.G.*, 2007, in proceedings "Multiwavelength investigations of the Sun and the problems in solar activity" SAO RAN, publ. Sankt-Peterburg, p. 269.
5. *Ivanov, E.V., Obridko, V.N., Shelting, B.D.*, *Astron. Zh.*, 1997, 74, 273.
6. *Li, K.J., Gao, P.X., Li, Q.X., Mu, J., Su, T.W.*, 2009, *Solar Phys.*, 257, 149.
7. *Tikhomolov, E.*, 1995, *Solar Phys.*, 156, 205.
8. *Tikhomolov, E., Mordvinov, V.I.*, 1996, *ApJ*, 472, 389.
9. *Webb, D.F.*, *Adv. Space Res.*, 1991, 11, 37.

О ВРЕМЕННЫХ ИЗМЕНЕНИЯХ ЧИСЛА МАЛЫХ ПЯТЕН ЗА 1874–2012 гг.

Блудова Н.Г., Бадалян О.Г.
ИЗМИРАН, 142190 Троицк, Россия
badalyan@izmiran.ru

TIME VARIATIONS IN THE NUMBER OF SMALL SUNSPOTS DURING THE PERIOD 1874–2012

Bludova N.G., Badalyan O.G.
IZMIRAN, 142190 Troitsk, Russia
badalyan@izmiran.ru

Data from the Greenwich Catalogue and NOAA–USEF have been used to analyze time variations in the relative number d of small sunspots (area less than 100 m.v.h.) over a long time interval (1874–2012). As a result, a secular variation has been revealed with the local maxima approximately in 1915 and 1990 (i.e., cycles 15 and 22) and the local minimum around 1950. In our earlier work [3], we considered sunspots with the umbra as registered in the Greenwich Catalogue and, separately, specific objects called sunspots without umbra. It was found out that the share of small sunspots with umbra in the total number of sunspot groups (d_1) was maximal in the early 1930-ies. At the same time, the relative number of sunspots without umbra (d_2) was minimal. In the period 1874–1976, these two parameters displayed anticorrelation; i.e., with the increase of d_1 , d_2 was decreasing and vice versa. Such behavior can be explained in two ways. On the one hand, it may be due to inaccuracy in determining the total area of the umbra in sunspot groups; in other words, the anticorrelation revealed may be an artifact. On the other hand, the relative number of sunspots without umbra, d_2 , might have actually decreased by the early 1930-ies. Note that some peculiarities of solar activity were observed in that period, namely: a) the ratio of the total umbral area of a sunspot group to the total group area reached its maximum [3]; b) spots with intricate magnetic configuration were absent [5]; and c) the rotation rate of the Sun as a star increased [6, 7]. Thus, the observed anticorrelation between d_1 and d_2 might, indeed, have been a feature indicative of changes in the character of variation of solar magnetic fields, in particular, the sunspot activity.

1. Введение

В изучении пятнообразовательной деятельности Солнца стандартным является подход, когда рассматривается изменение со временем общего числа групп пятен, без учета их масштабов. В то же время, хотя пятна разных масштабов относятся к одному и тому же феномену солнечной активности, их статистические свойства различаются, а соотношение групп пятен разных размеров меняется внутри цикла и от цикла к циклу. С этим могут быть связаны различные другие свойства солнечной активности. Так, важным выводом, сделанным в [1], является связь наблюдающегося уменьшения максимальной напряженности магнитных полей в пятнах [2] с повышенным числом малых пятен. Таким образом, изучение временного

изменения иерархии групп солнечных пятен представляет несомненный интерес. Эта проблема, в частности, рассматривалась нами в [3].

2. Основные результаты

В данной работе мы рассматриваем изменение со временем доли d малых пятен на большом временном интервале 1874–2012 гг. Малыми мы здесь считаем пятна площадью до 100 м.д.п. Используются данные Гринвичского каталога и его продолжения NOAA-USEF. На рис. 1 приведена временная зависимость относительной доли d таких пятен (т.е. число малых групп пятен в данном году нормировано на их общее число). Жирная кривая на рис. 1 показывает скользящее среднее, усреднение выполнено с окном 25 лет.

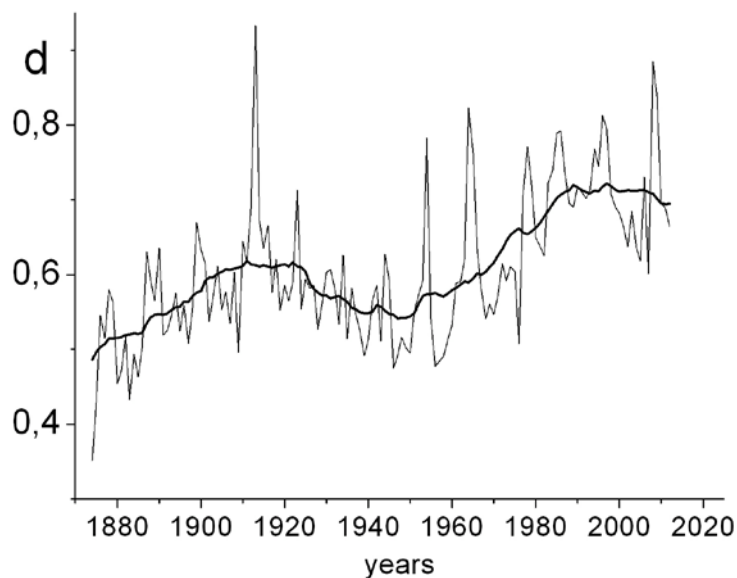


Рис. 1. Относительная доля групп пятен площадью до 100 м.д.п.

Рис. 1 показывает, что во временном ходе d наблюдаются вековые изменения. Локальные максимумы доли малых пятен достигались примерно в 1915 г. и в 1990 г. (т.е. в циклах 15 и 22), а локальный минимум наблюдался около 1950 г. (цикл 18). К сходному выводу, используя иной метод рассмотрения, пришли авторы [4]. Здесь важно отметить, что если после 1950 г. наблюдался постепенный рост относительного числа малых групп пятен, то после 1990 г. можно отметить его уменьшение. Дальнейшие наблюдения покажут, насколько устойчивым является это уменьшение.

В [3] мы обратили внимание на то, что среди малых групп пятен можно выделить группы пятен двух типов. Это обычные группы пятен с тенью и особые объекты – группы пятен, не имеющие тени. Временное поведение групп пятен без тени за 1874–1976 гг. было рассмотрено в [1], где было показано, что относительное число таких объектов изменяется со временем, а в 1930-е годы эти объекты практически не наблюдались.

Рассмотрим отдельно временное поведение числа групп пятен этих двух типов. Оказалось, что относительные доли групп пятен двух типов по-разному изменяются со временем (рис. 2). Доля d_1 малых групп пятен, площадью до 100 м.д.п., имеющих тень, по отношению к общему числу групп пятен имеет максимум в начале 30-х годов (верхняя линия на рис 2). Относительная доля групп пятен без тени d_2 в это же время имеет минимум (нижняя линия на рис. 2). Жирными линиями дано скользящее усреднение, выполненное с окном 25 лет. Эти линии характеризуют вековой характер изменений d_1 и d_2 .

В целом, рис. 2 показывает, что за период 1874–1976 две зависимости демонстрируют антикорреляционное поведение: с увеличением d_1 наблюдается уменьшение d_2 и наоборот. Коэффициент корреляции (с отрицательным знаком составляет) -0.6 . К сожалению, после 1976 г. Гринвичский каталог не содержит данных о размерах тени групп пятен, поэтому подобное рассмотрение нельзя продолжить на последующие годы.

Такое поведение d_1 и d_2 может иметь двойное объяснение. С одной стороны, оно может быть связано с неточностью определения размеров суммарной тени в группах пятен; иначе говоря, наблюдаемая между d_1 и d_2 антикорреляция является артефактом.

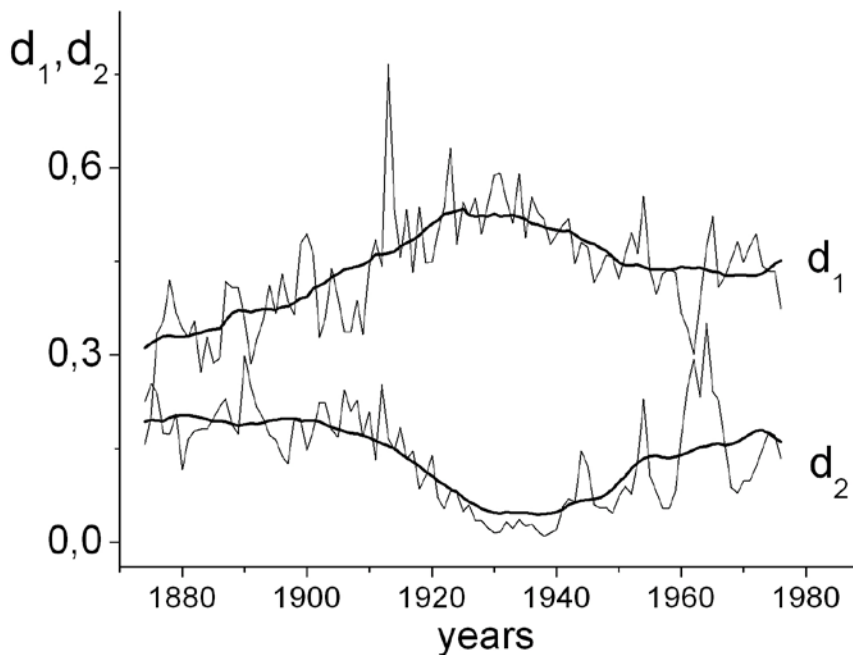


Рис. 2. Сопоставление относительных долей малых групп пятен с тенью (d_1) и групп пятен без тени (d_2).

С другой стороны, возможно действительное убывание величины d_2 (относительной доли групп пятен, не имеющих тени) и, соответственно, увеличение d_1 (доли групп пятен с тенью) к началу 30-х годов XX века. Та-

кое предположение связано с тем, что в это время наблюдались некоторые особенности в поведении солнечной активности:

- а) отношение площади суммарной тени в группе пятен к полной площади группы достигло максимального значения [3];
- б) отсутствовали пятна сложной магнитной конфигурации [5];
- в) наблюдалось увеличение скорости вращения Солнца как звезды [6, 7].

3. Заключение

Рассмотрено изменение со временем относительной доли d малых групп пятен площадью до 100 м.д.п. Показано, что во временном ходе d наблюдаются вековые изменения. Отдельно рассмотрено временное изменение долей d_1 и d_2 групп пятен двух типов: обычных пятен с тенью и особых объектов – пятен, не имеющих тени. В поведении d_1 и d_2 также отмечаются вековые изменения. Обнаружена антикорреляция между d_1 и d_2 . Вопрос о достоверности этого феномена требует дальнейшего рассмотрения.

Есть основания полагать, что, возможно, антикорреляция между d_1 и d_2 является реально существующей особенностью солнечной активности, свидетельствующей о вековом изменении характера генерации магнитных полей на Солнце, и, в частности, пятнообразовательной деятельности.

Работа поддержана грантом РФФИ 11-02-00259 и Программой №22 фундаментальных исследований Президиума РАН «Фундаментальные проблемы исследований и освоения Солнечной системы».

Литература

1. Nagovitsyn Yu.A., Pevtsov A.A., Livingston W.C. // 2012, *Astrophys. J. Lett.*, v. 758, id. L20, 5 pp.
2. Penn M.J., Livingston W. // 2011, *The Physics of Sun and Star Spots*, Proc. of the Int. Astron. Union, IAU Symp., v. 273, p. 126.
3. Bludova N.G., Obridko V.N., Badalyan, O.G. // 2013, *Solar Phys.*, Online First DOI: 0.1007/s11207-013-0370-0.
4. *Обридко В.Н., Бадалян О.Г.* // Настоящий сборник.
5. *Блудова Н.Г.* // 2011, Труды Всероссийской ежегодной конф. “Солнечная и солнечно-земная физика – 2011”, (ред. А.В. Степанов, Ю.А. Наговицын), СПб, ГАО РАН, с. 23.
6. *Obridko V.N., Shelting B.D.* // 2001. *Solar phys.*, v. 201, p. 1.
7. *Бадалян О.Г.* // 2011, Труды Всероссийской ежегодн. конф. “Солнечная и солнечно-земная физика – 2011”, (ред. А.В. Степанов, Ю.А. Наговицын), СПб, ГАО РАН, с. 15.

РОЛЬ СТРАТОСФЕРНОГО ЦИРКУМПОЛЯРНОГО ВИХРЯ В ФОРМИРОВАНИИ ДОЛГОПЕРИОДНЫХ ЭФФЕКТОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ТРОПОСФЕРНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ

Веретененко С.В.^{1,2}, Огурцов М.Г.^{1,3}

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

²Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

³Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

ROLE OF STRATOSPHERIC POLAR VORTEX IN FORMATION OF LONG-TERM EFFECTS OF SOLAR ACTIVITY AND GALACTIC COSMIC RAYS ON TROPOSPHERIC CIRCULATION

Veretenenko S.V.^{1,2}, Ogurtsov M.G.^{1,3}

¹Ioffe Physico-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia

²St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia

³Central astronomical observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia

Possible reasons for the temporal variability of long-term effects of solar activity (SA) and galactic cosmic rays (GCR) on the lower atmosphere circulation were studied. It was shown that the evolution of the cyclonic vortex forming in the polar stratosphere influences significantly large-scale circulation of the lower atmosphere and the character of SA/GCR effects on the development of baric systems at extratropical latitudes. A roughly 60-year periodicity in the vortex intensity was found, with the stratosphere data (NCEP/NCAR 'reanalysis' archive) and sea-level pressure data (MSLP archive) being used. It was shown that the sign reversals of SA/GCR effects on extratropical baric systems coincide well with the transitions between the different states of the vortex, a possible reason being changes in the troposphere-stratosphere coupling. The results obtained suggest an important part of the polar vortex evolution in the mechanism of solar-atmospheric links.

Предыдущие исследования [1] обнаружили, что временная структура эффектов солнечной активности (СА) и галактических космических лучей (ГКЛ) в циркуляции тропосферы умеренных и высоких широт характеризуется ~60-летней периодичностью. В настоящей работе продолжено исследование эволюции стратосферного циркумполярного вихря (ЦПВ) как возможной причины указанной периодичности.

Циркумполярный вихрь представляет собой крупномасштабную циклоническую циркуляцию, формирующуюся в холодной воздушной массе в полярной области и охватывающую среднюю и верхнюю тропосферу и стратосферу. ЦПВ играет важную роль в целом ряде атмосферных процессов, включая формирование озоновых дыр в Антарктике [2], фазы Северо-Атлантического Колебания и Арктической Осцилляции [3], чередование холодных и теплых эпох в Арктике [4] и т.д.

На рис. 1 показаны временной ход коэффициентов корреляции давления тропосферы в области широт $>60^\circ\text{N}$ с числами Вольфа и потоками ГКЛ, эволюция основных форм крупномасштабной циркуляции по классификации Вангенгейма-Гирса [5] и интенсивности ЦПВ, характеризуемой разностью зональных значений геопотенциальных (гп.) высот изобарического уровня 500 гПа между широтами 40 и 65°N и температурой стратосферы на уровне 50 гПа в области $60\text{--}90^\circ\text{N}$. Для расчета интенсивности вихря использовались данные ‘реанализа’ NCEP/NCAR [6] (с 1948 года).

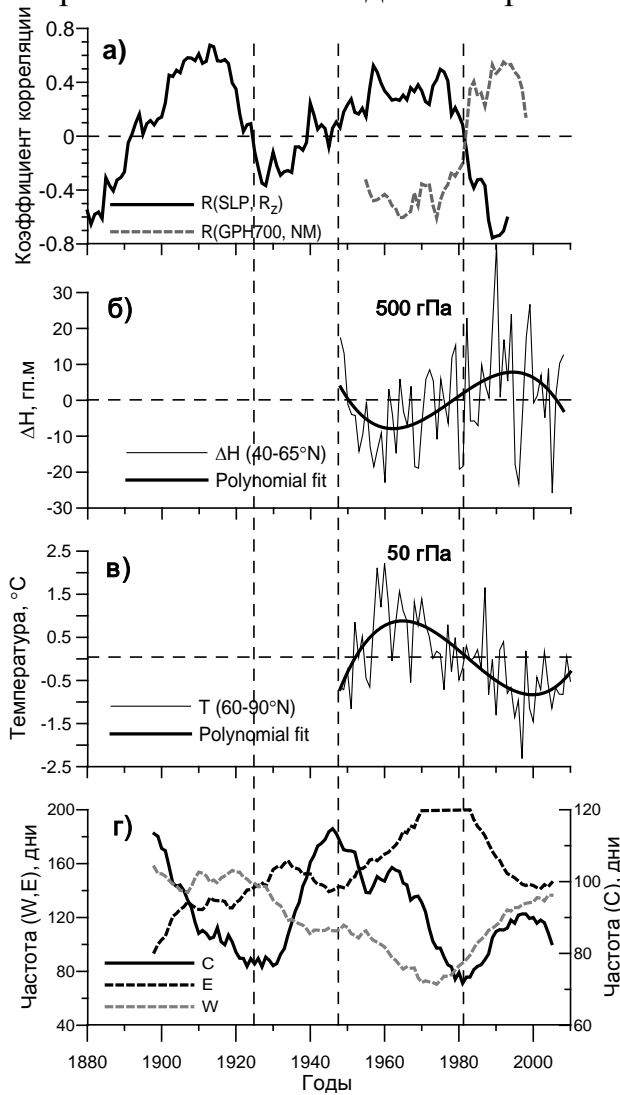


Рис. 1. а) Коэффициенты корреляции по скользящим 15-летним интервалам между среднегодовыми значениями давления тропосферы в области широт $>60^\circ\text{N}$ и характеристиками СА/ГКЛ: $R(SLP, R_z)$ между приземным давлением и числами Вольфа (сплошная линия), $R(GPH700, NM)$ между гп. высотами изобарического уровня 700 гПа и скоростью счета нейтронного монитора в Клаймаксе (штриховая линия). б) Аномалии среднегодовых значений разности зональных гп. высот изобарического уровня 500 гПа между широтами 40 и 65°N . в) Аномалии среднегодовых значений температуры в высокоширотной области $60\text{--}90^\circ\text{N}$ уровне 50 гПа. г) Долговременные изменения частоты повторяемости (числа дней в году) основных форм циркуляции по классификации Вангенгейма-Гирса (15-летние скользящие средние).

Данные на рис. 1 показывают, что в $\sim 1950\text{--}1980$ гг. вихрь был ослаблен: градиенты давления между высокими и средними широтами были понижены, температура в стратосфере в области формирования вихря повышена, меридиональная циркуляция (форма С) при этом ослабевала. В $\sim 1980\text{--}2010$ гг. наблюдалось увеличение меридиональных градиентов давления и понижение температуры в стратосфере (интенсификация вихря) и усиление меридиональной циркуляции. Изменение характеристик вихря предполагает ~ 60 -летнюю периодичность с переходами между его различными состояниями в 1950-х, 1980-х и, по-видимому, в 2010-х годах. Видно,

что изменения знака эффектов СА/ГКЛ в вариациях атмосферного давления, наблюдавшиеся в 1950-х и 1980-х гг., совпали с переходами ЦПВ из одного состояния в другое.

Для оценки состояния вихря до 1948 г. использовались значения приземного давления и температуры в Арктике, характеризующие фазу Арктической Осцилляции (АО). Известно, что при сильном вихре наблюдается положительная фаза АО (понижение приземного давления в высоких широтах и повышение в средних), при слабом – отрицательная (рост давления в высоких широтах и понижение в средних). На рис. 2 показаны аномалии давления (архив MSLP, ftp://ftp.cru.uea.ac/uk) и температуры в Арктике [4].

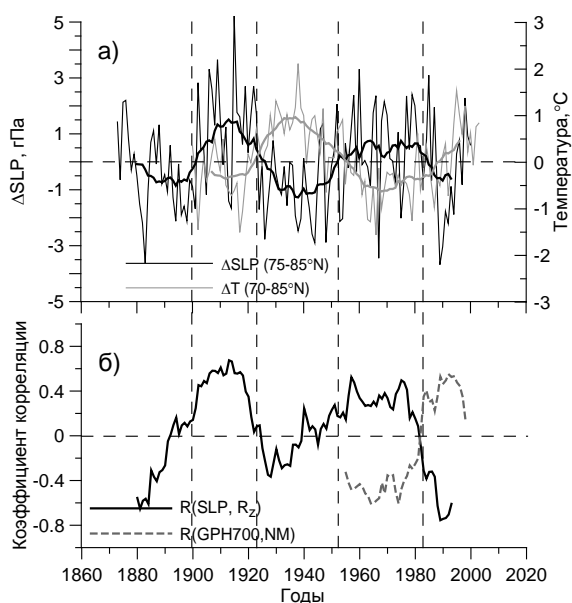


Рис. 2. а) Аномалии приземного давления и температуры в Арктике (толстые линии показывают 15-летние скользящие средние). б) Коэффициенты корреляции по скользящим 15-летним интервалам $R(SLP, R_z)$ и $R(GPH700, NM)$ между среднегодовыми значениями давления тропосферы в высокоширотной области $>60^\circ N$ и характеристиками СА/ГКЛ.

Согласно данным на рис.2, периоды сильного вихря (отрицательная аномалия давления и потепление в Арктике) наблюдались до 1900 г., в ~1920–1950 гг. и с начала 1980-х гг. Периоды слабого вихря (положительная аномалия давления и похолодание в Арктике) имели место в ~1900–1920 и ~1950–1980 гг. Таким образом, изменения знака эффектов СА/ГКЛ в тропосферном давлении, наблюдаемые в ~1900 г. и в начале 1920-х гг., совпадают с изменениями состояния вихря, оцененными по фазам Арктической Осцилляции. Данные спектрального анализа (рис.3) подтверждают наличие ~60-летней периодичности в состоянии вихря, которая совпадает с периодичностью, обнаруженной в коэффициентах корреляции между давлением в высоких и умеренных широтах и числами Вольфа [1].

Результаты исследования показывают, что характер эффектов СА/ГКЛ в давлении тропосферы тесно связан с изменениями интенсивности ЦПВ. В периоды сильного вихря (рис. 4а) увеличение потоков ГКЛ в минимумах 11-летних циклов сопровождается ростом давления (усилением антициклонов) в высоких широтах и понижением давления (усилением циклонов) на полярных фронтах умеренных широт. В периоды слабого

вихря (рис. 4б) при увеличении потока ГКЛ наблюдается обратный эффект: – ослабление как арктических антициклонов, так и полярно-фронтовых

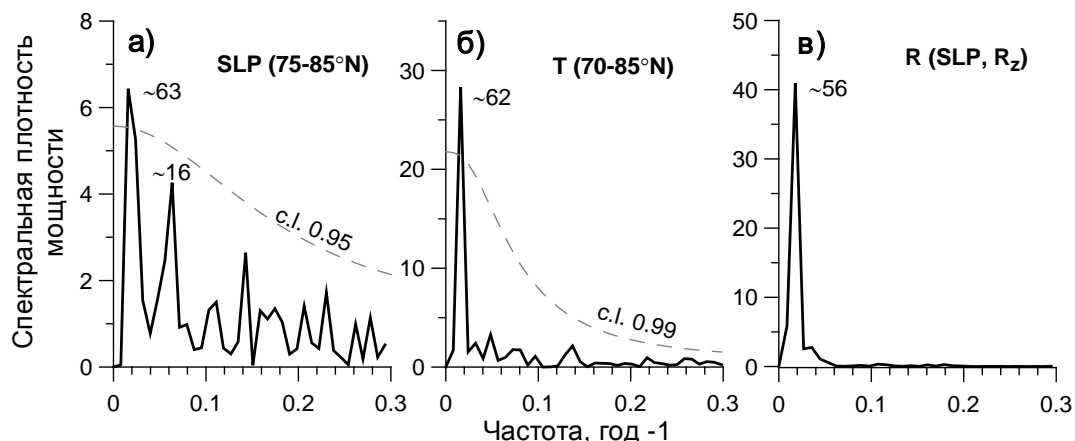


Рис. 3. Спектры Фурье аномалий приземного давления (а) и температуры (б) в Арктике и коэффициентов корреляции между приземным давлением и числами Вольфа (в).

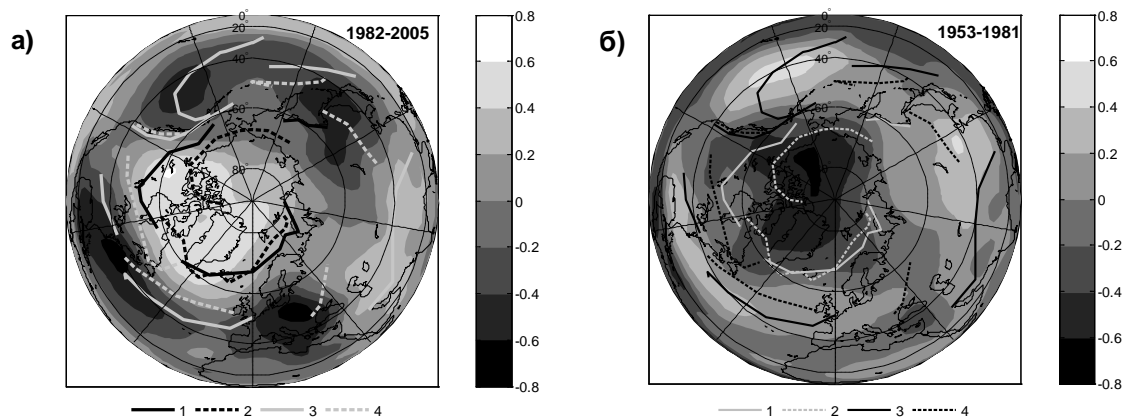


Рис. 4. Распределение коэффициентов корреляции $R(GPH700, NM)$ между давлением тропосферы и интенсивностью ГКЛ для периодов сильного (а) и слабого (б) вихря. Линии 1, 2 – арктические фронты (январь, июль), 3, 4 – полярные фронты (январь, июль).

циклонов. Причиной обращения знака эффектов СА/ГКЛ может быть изменение характера взаимодействия тропосферы и стратосферы в периоды сильного и слабого вихря [7]. Таким образом, эволюция циркумполярного вихря играет важную роль в механизме солнечно-атмосферных связей.

Работа выполнена при поддержке Президиума РАН (проект №22) и РФФИ (грант №13-02-00783).

Литература

1. Веретененко С.В., Огурцов М.Г. // Геомагнетизм и аэрономия, 2012, **52**, 626-638.
2. Solomon S. // Nature, 1990, **347**, 347-353.
3. Baldwin M.P., Dunkerton T.J. // Science, **294**, 581-584.
4. Гудкович З.М. и др. // Проблемы Арктики и Антарктики, 2009, **1(81)**, 15-23.
5. Вангенгейм Г.Я. // Труды Арктич. научно-исследоват. института, 1952, **34**, 314с.
6. Kalnay E. et al. // Bull. Amer. Meteorol. Soc., 1996, **77**, 437-472.
7. Perlwitz J., Graf N.-F. // Geophys. Res. Lett., 2001, **28**, 271-274.

ДИСБАЛАНС ФОТОСФЕРНЫХ И ГЕЛИОСФЕРНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ РАЗНОЙ ПОЛЯРНОСТИ

Вернова Е.С.¹, Тясто М.И.¹, Баранов Д.Г.²

¹*Санкт-Петербургский филиал ИЗМИРАН, Санкт-Петербург, Россия*
e-mail: helena@EV13934.spb.edu

²*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия*

IMBALANCE OF THE PHOTOSPHERIC AND HELIOSPHERIC MAGNETIC FIELDS OF DIFFERENT POLARITIES

Vernova E.S.¹, Tyasto M.I.¹, Baranov D.G.²

¹*IZMIRAN, St.-Petersburg Filial; St.-Petersburg, Russia*
e-mail: helena@EV13934.spb.edu

²*A.F. Ioffe Physical-Technical Institute, St.-Petersburg, Russia*

Photospheric magnetic fields are studied using WSO synoptic maps. The imbalance between positive and negative fluxes is considered for strong magnetic fields of the sunspot zone. The sign of the imbalance depends both on the phase of the 11-year cycle and on the parity of the solar cycle. These features can be explained by the presence of the strong quadrupole moment of the photospheric magnetic field which affects both the magnetic field on the source surface and the interplanetary magnetic field.

Магнитные поля на поверхности Солнца распределены в первом приближении симметрично: приблизительно равномерно по гелиодолготе и антисимметрично относительно гелиоэкватора. Эта особенность магнитных полей Солнца нашла отражение в осесимметричной модели солнечного динамо – наиболее разработанной в настоящее время модели солнечного цикла. Однако при более детальном рассмотрении обнаруживается ряд эффектов, не укладывающихся в рамки данной модели: долготная асимметрия (в виде активных долгот), северо-южная асимметрия и др. [1, 2]. Асимметрия магнитных полей проявляется в частности в дисбалансе магнитных полей разных знаков.

Нами исследован дисбаланс положительного и отрицательного фотосферных магнитных полей на основе синоптических карт Обсерватории Kitt Peak (<http://nsokp.nso.edu/>, 1976–2003 гг.) [3–4]. Рассмотрены сильные магнитные поля ($B > 100$ Гс) в зоне пятнообразования Солнца (гелиошироты $\pm 40^\circ$). Для каждой синоптической карты вычислялись отдельно положительные и отрицательные потоки для северного и южного полушарий Солнца: F_N^{pos} , F_N^{neg} , F_S^{pos} , F_S^{neg} . Каждый из четырех потоков изменяется с 11-летним циклом, тем не менее, наблюдается отчетливый дисбаланс потоков разной полярности. Эти потоки совпадают по знаку с ведущими или ведомыми пятнами в каждом полушарии и их можно рассматривать как магнитные потоки ведущих или ведомых пятен.

Дисбаланс ΔF положительных и отрицательных потоков для всей зоны пятнообразования (от -40° до $+40^\circ$) определяется как сумма четырех потоков: $\Delta F = F_N^{\text{pos}} + F_N^{\text{neg}} + F_S^{\text{pos}} + F_S^{\text{neg}}$. Дисбаланс положительных и отрицательных потоков близок к 0 в период низкой солнечной активности. Знак дисбаланса сохраняется в течение 11 лет от одной инверсии общего магнитного поля Солнца (ОМПС) до другой и изменяется также как знак полярного магнитного поля в северном полушарии. Таким образом, знак дисбаланса изменяется с 22-летним циклом и всегда совпадает со знаком полярного поля в северном полушарии.

В данной работе мы сравниваем полученные ранее результаты с данными Обсерватории WSO (1976–2012 гг.) по магнитным полям в фотосфере и на поверхности источника с квадрупольной компонентой магнитного поля (<http://wso.stanford.edu/>), а также с секторной структурой межпланетного магнитного поля (ММП). Результаты, полученные по данным двух обсерваторий для сильных приэкваториальных полей, хорошо коррелируют для периода 1976–2003 гг. (рис. 1). Дисбаланс, вычисленный по данным обсерватории WSO вплоть до 2012 г., подтверждает прежние выводы, согласно которым знак дисбаланса после 2002 г. и до следующей инверсии должен быть отрицательным (см. рис. 1).

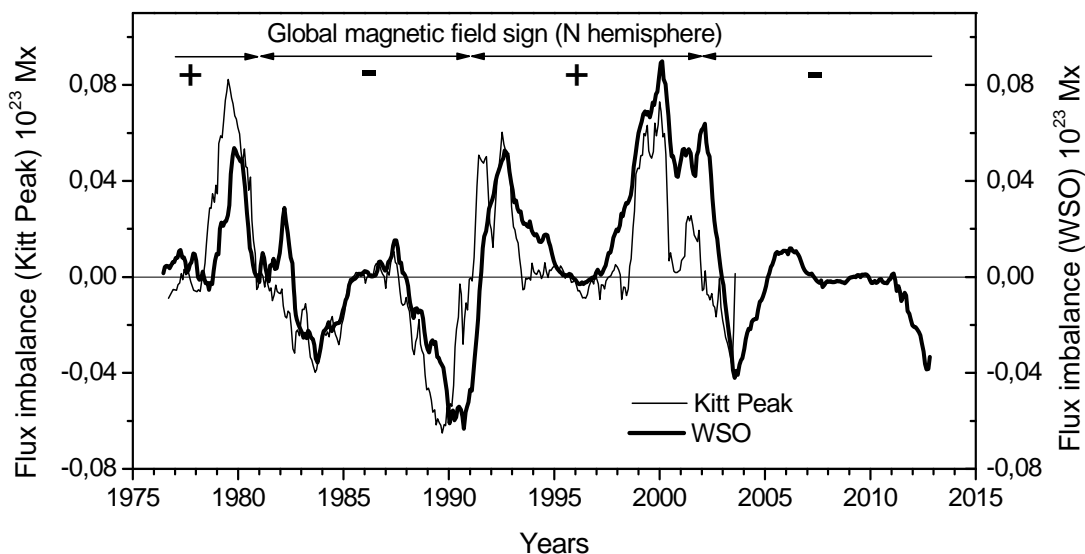


Рис. 1. Дисбаланс сильных положительных и отрицательных магнитных полей в зоне пятнообразования по данным обсерваторий Kitt Peak (1976–2003) и WSO (1976–2012).

Если представить магнитное поле фотосферы в виде разложения на мультиполи, то следует ожидать, что основной вклад в дисбаланс положительного и отрицательного магнитных потоков вносит осесимметричный квадрупольный момент. Мы рассмотрели (рис. 2а) корреляцию дисбаланса потоков с квадрупольной компонентой магнитного поля – коэффициент g_{20} (данные обсерватории WSO). Хорошая корреляция этих параметров позволяет сделать вывод, что дисбаланс положительных и отрицательных пото-

ков объясняется присутствием сильной квадрупольной компоненты фото-сферного магнитного поля.

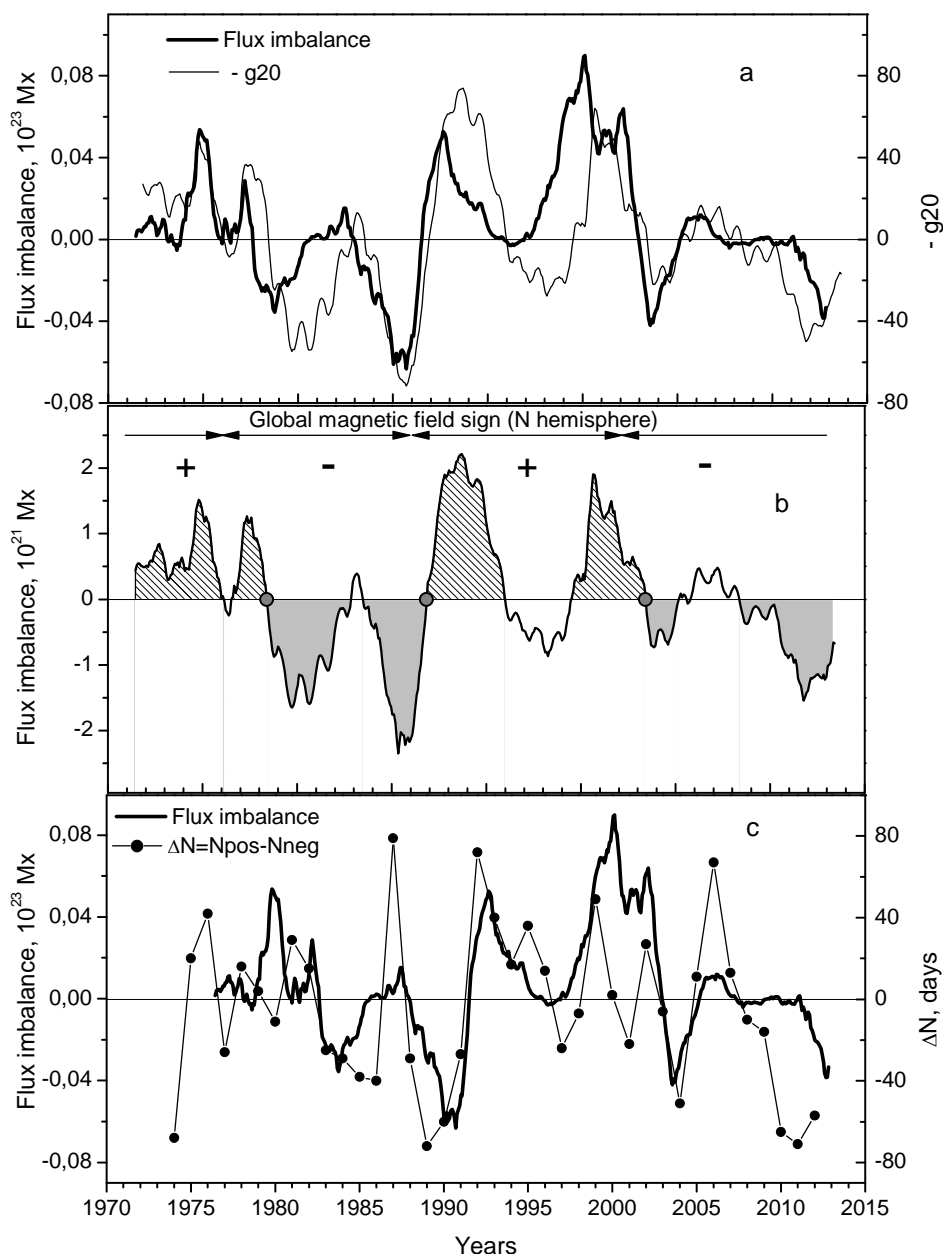


Рис. 2. Связь дисбаланса положительных и отрицательных магнитных полей с квадрупольной компонентой магнитного поля g_{20} (a), дисбалансом поля на поверхности источника (b) и разностью числа дней с положительной и отрицательной полярностью в межпланетном магнитном поле (c).

Вклад квадрупольной компоненты проявляется и в распределении магнитного поля по поверхности источника (данные обсерватории WSO). Дисбаланс положительных и отрицательных магнитных полей на поверхности источника (радиальная модель) для гелиоширот от -40° до $+40^\circ$ (рис. 2b) изменяется с той же закономерностью, что и дисбаланс магнитных полей фотосферы (рис. 1). Таким образом, обнаруженный нами дисба-

ланс не является чисто локальным эффектом, связанным только с особенностью магнитных полей фотосферы.

Существенно, что дисбаланс положительных и отрицательных магнитных полей прослеживается и в свойствах гелиосферы (рис. 2с), а именно, в секторной структуре межпланетного магнитного поля (ММП). Мы воспользовались данными о числе дней с положительной полярностью ММП (направление поля – «от Солнца») и отрицательной полярностью (направление «к Солнцу») [5]. Разность между числом «положительных» и «отрицательных» дней ΔN в целом хорошо коррелирует с дисбалансом фотосферного магнитного поля. Это указывает на связь ММП с распределением фотосферного магнитного поля положительной и отрицательной полярностей. Таким образом, имеет место цепочка взаимосвязанных явлений: дисбаланс положительных и отрицательных полей фотосферы – дисбаланс полей на поверхности источника – дисбаланс межпланетного магнитного поля.

Можно обобщить полученные результаты и представить закономерность изменения дисбаланса положительных и отрицательных потоков (ΔF) в виде простой формулы. Знак дисбаланса положительных и отрицательных потоков определяется двумя факторами: четностью солнечного цикла и фазой 11-летнего цикла (до или после инверсии):

$$\text{sign } \Delta F = (-1)^{n+k} \quad (1)$$

где $n = 1, 2$ и $k = 1, 2$; причем $n = 1$ соответствует нечетному, $n = 2$ – четному циклу; $k = 1$ соответствует интервалу 11-летнего цикла от минимума до инверсии; $k = 2$ соответствует интервалу 11-летнего цикла от инверсии до минимума.

На основе полученных результатов можно сделать выводы: а) Дисбаланс положительного и отрицательного магнитных потоков в зоне пятнообразования изменяется с 22-летним циклом Солнца. б) Знак дисбаланса всегда совпадает со знаком полярного магнитного поля Солнца в северном полушарии. в) Знак дисбаланса определяется как фазой солнечного цикла (до или после инверсии), так и четностью цикла. г) Полярность межпланетного магнитного поля следует той же закономерности. д) Асимметрия положительного и отрицательного магнитных потоков может быть связана с присутствием сильной квадрупольной компоненты в магнитном поле фотосферы.

Литература

1. *Asgarov A.B., Obridko V.N.* Sun and Geosphere. V. 2(1). P.29-32. 2007
2. *Obridko V.N., Shel'ting B.D.* Astronomy Reports. V. 51. №. 4. P. 339–342. 2007.
3. *Вернова Е.С., Тясто М.И., Баранов Д.Г.* Тр. конф. «Солнечная и солнечно-земная физика – 2012», Пулковое, с. 31, 2012.
4. *Vernova E., Tyasto M., Baranov D.* arXiv.org (arXiv:1203.5514), 2012.
5. *Svalgaard L.* <http://www.leif.org/research/spolar.txt>. 2012.

ГЛОБАЛЬНАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ ПРИЗЕМНЫХ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ И ИНСОЛЯЦИИ В 11-ЛЕТНЕМ ЦИКЛЕ: ШИРОТНЫЙ ЭФФЕКТ

Волобуев Д.М., Макаренко Н.Г.

ГАО РАН, Санкт-Петербург

GLOBAL CORRELATION OF EARTH SURFACE HEAT FLOWS AND INSOLATION IN 11-YEAR CYCLE: LATITUDE EFFECT

Volobuev D.M., Makarenko N.G.

Pulkovo Observatory, St.-Petersburg

Small amplitude of insolation variability during 11-year cycle leads to difficulties of direct observations of solar signal in earth surface temperature. These difficulties are prescribed mostly by two major factors: (1) temperature response delay due to thermal inertia and (2) strong internal fluctuations of climate dynamics. Here we take first factor into account via solving inverse heat conductivity problem with apparent thermal inertia (ATI) calculated from albedo and seasonal temperature extremes. Using global historical climatology network we average local heat fluxes over 10 degrees latitude bands and so reducing the second factor. We found that correlation of average heat flux and solar irradiance-volcanoes integral forcing is close to zero near equator and grows steadily with latitude to significant values about 0.4-0.5 which were found previously for central Antarctica. This latitude dependence can be explained with polar amplification effect.

Учет тепловой инерции является одной из наиболее актуальных задач климатологии (см., напр. [1]). По-видимому, этот фактор является также “краеугольным камнем” для проблемы обнаружения солнечного сигнала в климатической системе. В работе [2] мы показали, что учет тепловой инерции в обратной задаче теплопроводности приводит к наличию выраженного 11-летнего цикла в вариациях приземного потока тепла, пересчитанного из среднегодовой температуры на станции “Восток” в центре антарктического ледяного купола. Амплитуда вариаций превышает примерно в три раза предсказанный глобальными циркуляционными моделями средний отклик на 0.1% изменение инсоляции. Мы предположили, что этот эффект объясняется известным явлением полярного усиления, т.е. положительной обратной связью: снижение температуры увеличивает площади полярных льдов, а сопутствующее этому увеличение альбедо способствует еще большему снижению температуры. Численные оценки этого эффекта примерно соответствует наблюдаемым изменениям в приземной температуре.

В данной работе мы поставили целью отследить это явление по большему количеству метеостанций. Переход от однородной подстилающей поверхности льда на произвольную точку земной поверхности встречается,

как минимум, с двумя основными трудностями. Во-первых, тепловые свойства подстилающей поверхности неизвестны; они сильно изменчивы в пространстве и во времени. Во-вторых, мощные случайные факторы изменения циркуляции могут скрыть искомую малую вариацию. Первую трудность мы можем преодолеть, используя кажущуюся тепловую инерцию (АТІ) как оценку тепловых свойств подстилающей поверхности. АТІ можно вычислить, зная амплитуду периодической (суточной или сезонной) вариации температуры и альбедо [3, 4].

$$ATI = C(\omega, \varphi) \cdot \frac{1-A}{\Delta T} . \quad (1)$$

Здесь $C(\omega, \varphi)$ – коэффициент пропорциональности, зависящий от широты и частоты периодических колебаний температуры, а ΔT – амплитуда этих колебаний. Вторую трудность можно преодолеть, используя усреднение потоков тепла в широтном поясе.

Модель

Вычисление теплового потока производилось в предположении однородной подстилающей поверхности, как и в работе [1]. Однако при этом использовались предвычисленные значения тепловой инерции в каждой точке поверхности. Рассмотрим распространение тепла в однородном полупространстве, подогреваемом на границе. Тогда мы приходим к одномерной обратной задаче теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{\rho c} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (2)$$

с переменным во времени граничным условием

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = q(t) , \quad (3)$$

где λ , c , ρ – теплопроводность, теплоемкость и плотность среды, соответственно. Считая тепловой поток неизвестным, решение обратной задачи (2–3) можно записать в виде [5]:

$$q_i = 2 \sqrt{\frac{\lambda \rho c}{\pi \Delta t}} \sum_{j=1}^i [T_{j-1} - T_j] \cdot [\sqrt{i - (j-1)} - \sqrt{i - j}] , \quad (4)$$

где Δt – шаг по времени, i – номер отсчета по времени. Таким образом, временной ряд температур, измеренных на поверхности в °К можно переписать, следуя [6], в тепловой поток через единицу поверхности (W/m^2), полагая, что $\sqrt{\lambda \rho c} = ATI$.

Данные

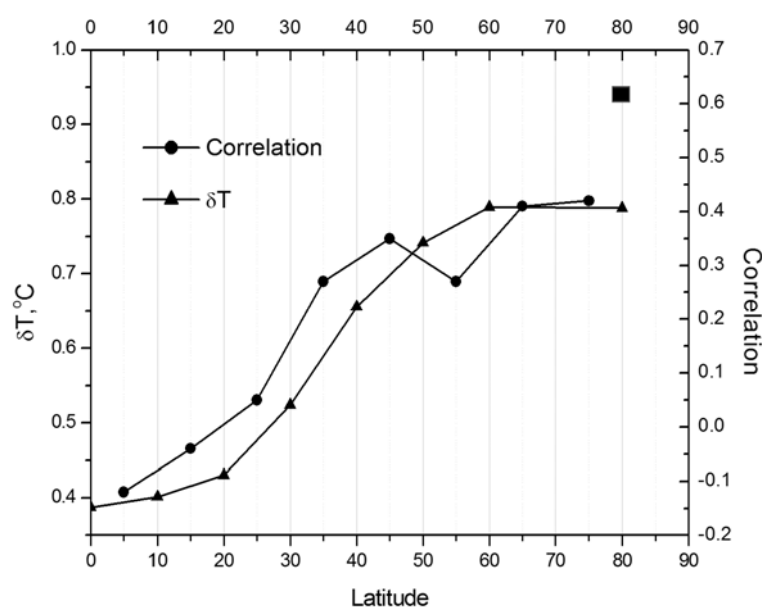
Среднее альбедо за пять лет с шагом четверть градуса [7] использовалось для мест без снежного покрова. В противном случае, использовалось

условное альbedo снега $A = 0.8$. Температурными данными служили ежедневные значения “глобальной исторической климатической сети” (GHCN)¹ из которых бралась амплитуда сезонной вариации, для вычисления АТI по формуле (1), и среднегодовые значения для вычисления долговременной вариации тепловых потоков по формуле (4). Управляющее воздействие комбинировалось как взвешенная сумма из реконструкции потока солнечного излучения TSI [8] и потока поглощаемого вулканическим аэрозолем VF [9] $F = TSI + 0.5VF$, в форме, которая обеспечивает максимум ее корреляции с вариацией теплового потока в центральной Антарктике [1].

Таблица 1. Изменение корреляции потока тепла и управляющего воздействия с широтой.

Широтный пояс,	Корреляция (F,q)	Самый ранний год	Максимальное количество метеостанций в поясе
0-10	-0.12	1880	15
10-20	-0.04	1880	35
20-30	0.05	1913	38
30-40	0.27	1901	67
40-50	0.35	1880	86
50-60	0.27	1880	44
60-70	0.41	1908	37
70-80	0.42	1927	4

Рис. 1. Широтная зависимость коэффициента корреляции управляющего воздействия на климат и вертикальных тепловых потоков у поверхности Земли (кружки) по сравнению с модельным откликом температуры на 0.1% изменения потока солнечного тепла (треугольники). Квадратом показана корреляция для ст. «Восток».



¹ URL: <ftp://ftp.ncdc.noaa.gov/pub/data/ghcn/daily>

Результаты

Выражение (4) мы применили к среднегодовым температурам, измеренным на каждой из метеостанций в широтном поясе. Для устойчивого вычисления производной, как и в работе [1], данные были аппроксимированы сплайном, а затем была вычислена корреляция управляющего воздействия F с тепловыми потоками, усредненными в широтном поясе (Таблица 1). Широтная зависимость корреляции представлена на Рис. 1. С учетом ограниченной выборки (медиана порядка 60 ежегодных значений), значимыми можно считать коэффициенты корреляции больше 0.2, т.е. эффект на широтах ниже 30–40°, видимо, подавляется шумами климатической системы. Вторая кривая показывает отклик температуры на изменение потока солнечного излучения в 11-летнем цикле, рассчитанный по модели [10], описывающей эффект полярного усиления.

Выводы

- (1) Управление климатом под воздействием 11-летних вариаций солнечной инсоляции и вулканической активности имеет выраженный широтный эффект усиления к полюсам (полярного усиления), подтверждаемый наблюдательными данными
- (2) Слабый отклик на управляющий сигнал в низких широтах, по-видимому, маскируется шумами климатической системы

Работа выполнена при поддержке грантов: Программа Президиума РАН N 22, 11-02-00755-а и НШ-1625.2012.2.

Литература

1. *Beltrami H. et al.* 2003, G.R.L. 30, 1499
2. *Volobuev D.M.* 2013, Clim. Dyn. DOI 10.1007/s00382-013-1925-3
3. *Price, J.C.* (1985). On the analysis of thermal infrared imagery: the limited utility of apparent thermal inertia. Remote sensing of Environment, 18(1), 59-73.
4. *Sobrino, J.A., El Kharraz, M.H., Cuenca, J., & Raissouni, N.* (1998). Advances in Space Research, 22(5), 655-667.
5. *Бек Дж. и др.* 1989, М.: «Мир», 312 с.
6. *Putzig, N.E., & Mellon, M.T.* (2007). Icarus, 191(1), 68-94.
7. *Csiszar, I.A.* 2009. In Hall, Forrest G., G. Collatz, B. Meeson, S. Los, E. Brown de Colstoun, and D. Landis (eds.). ISLSCP Initiative II Collection. Data set available on-line [<http://daac.ornl.gov/>] from Oak Ridge National Laboratory Distributed Active Archive Center, Oak Ridge, Tennessee, U.S.A. doi:10.3334/ORNLDAAAC/959
8. *Sato M., Hansen J.E., McCormick M.P., Pollack J.B.* (1993) J Geophys. Res. 98:22987–22994 Data set available on-line [<http://www.giss.nasa.gov/data/strataer/>]
9. *Wang Y.M., Lean J.L., Sheeley N.R. Jr.* (2005) Astrophys J 625(1):522 Data set available on-line [http://lasp.colorado.edu/lisird/tss/historical_tsi.csv]
10. *Gal-Chen, T., Schneider, S.H.* (1975) Tellus 28, 108-121

МЕЖПЛАНЕТНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В 19-М ВЕКЕ И ГЕОЭФФЕКТИВНЫЕ СЕКТОРНЫЕ ГРАНИЦЫ

Вохмянин М.В., Понявин Д.И.

Санкт-Петербургский Государственный Университет, Санкт-Петербург, Россия

INTERPLANETARY MAGNETIC FIELD IN THE 19TH CENTURY AND THE GEOEFFECTIVE SECTOR BOUNDARIES

Vokhmyanin M.V., Ponyavin D.I.

Saint Petersburg State University, St. Petersburg, Russia

In this paper we present our recent results of reconstruction of the interplanetary magnetic field (IMF) polarity in the 19th century. The technique is based on the Svalgaard-Mansurov effect. Previously we obtained polarities back to 1905 by using geomagnetic records from high-latitude stations [7, 8]. In this work we use two sub-auroral stations with the longest data series: Helsinki and Saint Petersburg. It allows inferring the sector structure back to 1844 with almost no gaps. We analyzed the sector structure during the extreme solar storm on September 1, 1859, and found that sector boundary at the site of flare can be geoeffective, i.e. to cause large B_z component of the IMF and thus geomagnetic superstorm.

1. Введение

В данной работе мы представляем результаты восстановления секторной структуры межпланетного магнитного поля (ММП) в доспутниковую эпоху. В основе метода лежит эффект Свальгаарда-Мансурова [1, 2]: вариации геомагнитного поля на высоких широтах зависят от направления азимутальной компоненты ММП [3]. Таким образом, анализ геомагнитных вариаций, вызываемых данным эффектом, позволяет определить полярность ММП в доспутниковую эпоху [4–6]. Ранее для решения этой задачи мы использовали геомагнитные данные нескольких высокоширотных станций, восстановив секторную структуру вплоть до 1905 года [7, 8]. Разработанный метод также подтвердил предположение о возможности восстановления секторной структуры с использованием данных субавроральных станций [5]. Магнитные станции на субавроральных широтах начали появляться уже с тридцатых годов 19-го века, что позволяет восстановить секторную структуру ММП за более чем 150-летний период.

2. Данные и метод

Мы использовали геомагнитные данные двух субавроральных станций – Хельсинки (геомагнитная широта – 56.59°N) и Санкт-Петербург (56.20°N). Эти станции впервые стали осуществлять непрерывные геомагнитные наблюдения на такой высокой широте. Регулярные измерения геомагнитного поля на станции Хельсинки начались 1 июля 1844 года и продолжались вплоть до 1897 года [10]. Эти записи, Н и D компоненты, до-

ступны на сайте Финского Метеорологического Института (<http://www.geo.fmi.fi/>). Как пишет Неванлинна [11], оцифрованные данные Хельсинки пригодны для геомагнитных исследований. В Санкт-Петербурге непрерывные часовые измерения производились с 1841 по 1877 год, а затем продолжились в Павловске (30 км на юго-восток) вплоть до 1911 года. Эти данные оцифрованы с 1878 по 1905 год. В спутниковую эпоху геомагнитные наблюдения продолжились на станциях Нурмиярви (57.73°N) и Ленинградская (56.26°N). Данные этих станций доступны на сайте <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/>.

Метод, используемый для восстановления секторной структуры, описан в предыдущих работах [7–9]. Для оценки качества метода, сравнивались результаты восстановления секторной структуры со спутниковыми данными (Таблица 1). За исследуемый период точность составляет порядка 82%. Так как формы суточной вариации геомагнитного поля в Хельсинки в 19–20 веках идентичны, мы предполагаем, что токовые системы над Хельсинки в 19-м веке имеют тот же характер, что и над Нурмиярви в 20-м веке. Аналогично для станции в Санкт-Петербурге. Поэтому точность восстановления в 19-м веке мы оцениваем тем же значением 82%.

Таблица 1. Точность метода, %.

IAGA*	За год	Полож.	Отриц.	Время
NUR	82±5	81±7	83±7	1966-2008
NUR	82±6	81±8	83±7	1966-1988
LEN	82±6	81±7	83±8	1966-1988
LEN+NUR	82±5	82±7	83±6	1966-1988

*IAGA, International Association of Geomagnetism and Aeronomy

3. Результаты и выводы

3.1. За счет добавления данных станций Хельсинки и Санкт-Петербург удалось получить практически непрерывный ряд полярности ММП. Это позволяет оценить правило Розенберга-Коулмана [12] за все время, начиная с 1844 года (рис. 1).

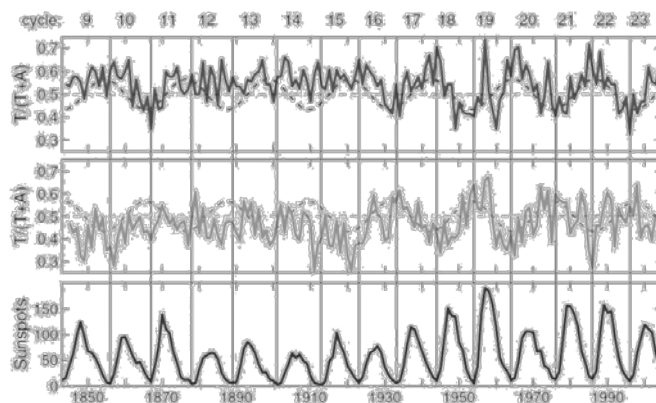


Рис. 1. Доля отрицательной полярности в периоды равноденствия: осенью – верхний график, весной – средний график. Ниже – циклы солнечной активности.

В периоды, когда магнитное поле Солнца имеет форму осесимметричного диполя (минимумы солнечной активности), а положение Земли соответствует высоким гелиоширотам (осенью и весной), наблюдается преобладание одной из полярностей. Знак доминирующей полярности совпадает с полярностью магнитного поля Солнца соответствующего полушария (северного – осенью, южного – весной). Так как приблизительно каждые 11 лет происходит переполусовка, знак доминирующей полярности в определенный сезон меняется – на графиках рисунка 1 это правило проявляется в форме синусоиды, с точками экстремума в минимумах солнечной активности. Наличие синусоиды в 19-м веке напрямую свидетельствует о переполусовке магнитного поля Солнца в этот период.

3.2. На рис. 2 представлены диаграммы Бартельса восстановленной полярности ММП. Цветом обозначена полярность. Каждая строка содержит данные для 27 дней, соответственно устойчивые структуры, лежащие ровно друг под другом имеют период порядка 27 дней. Наши наблюдения говорят о том, что секторная структура с периодом больше 27 дней (с наклоном вправо) наблюдается в основном в начале солнечного цикла активности. Периодичности в 27 и 26 дней (с наклоном влево) более характерны для второй половины цикла. Та же особенность наблюдается и в секторной структуре ММП в 20-м веке. Также стоит отметить общее преобладание двухсекторной структуры.

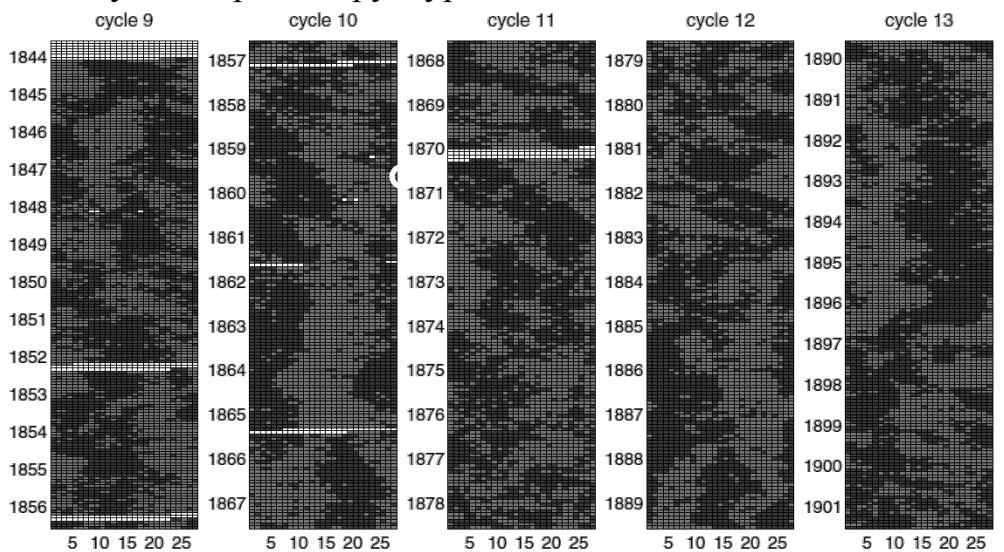


Рис. 2. Секторная структура ММП с 1844 по 1901 гг.

3.3. Полученные результаты позволяют оценить топологию магнитного поля в периоды экстремально сильных геомагнитных бурь. Самая известная, и вероятно, самая сильная буря произошла 1 сентября 1859 года. На рис. 2 этот день отмечен белой окружностью. Момент бури и вызвавшей её Кэррингтоновской вспышки с последующим выбросом массы, соответствует секторной границе и смене знака ММП с «+» на «-». На рис. 3 мы изобразили возможную топологию магнитного поля в корональном

выбросе (СМЕ), последовавшем за вспышкой. На секторной границе магнитное поле в СМЕ могло иметь большую азимутальную компоненту в плоскости геолиоэкватора. В периоды равноденствия земной магнитный

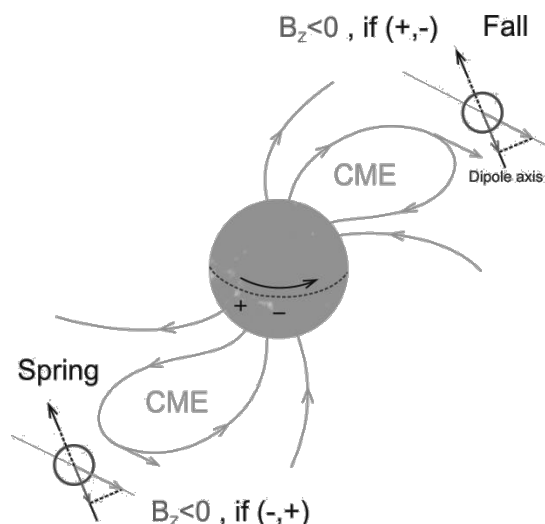


Рис. 3. Конфигурация поля в СМЕ на геоэффективной секторной границе.

диполь наклонен в плоскости YZ_{GSE} . Соответственно магнитное поле в СМЕ может дать очень большую южную B_Z компоненту при смене знака ММП с « \leftarrow » на « \rightarrow » весной, и наоборот, осенью. Так как южная B_Z является самым геоэффективным параметром, СМЕ на секторной границе с «благоприятной» сменой знака в периоды равноденствия действительно может вызвать экстремально большие геомагнитные бури.

Литература

1. *Svalgaard, L.*, Sector structure of the interplanetary magnetic field and daily variations of the geomagnetic field at high latitudes, Geophys. Paper R-6, Danish Meteorol. Inst., Charlottelund, Denmark, 1968.
2. *Мансуров, С.М.*, Новые доказательства связи между магнитными полями в космическом пространстве и Земли, Геомагнетизм и аэронавигация. 1969. Т.9, № 4. 768–770.
3. *Friis-Christensen, E., and J. Wilhjelm*, Polar cap currents for different directions of the interplanetary magnetic field in the Y-Z plane, J. Geophys. Res., 80, 1248–1260, 1975.
4. *Svalgaard, L.*, Interplanetary magnetic sector structure 1926–1971, J. Geophys. Res., 77, 4027–4034, 1972.
5. *Vennerstroem, S., B. Zieger, and E. Friis-Christensen*, An improved method of inferring interplanetary sector structure, 1905–present, J. Geophys. Res., 106, 16011–16020, 2001.
6. *Berti, R., M. Laurenza, G. Moreno, and M. Storini*, Interplanetary magnetic field polarities derived from measurements of the northern and southern polar geomagnetic field, J. Geophys. Res., 111, A06109, doi:10.1029/2005JA011325, 2006.
7. *Vokhmyanin, M.V., and D.I. Ponyavin*, Inferring interplanetary magnetic field polarities from geomagnetic variations, J. Geophys. Res., 117, A06102, doi:10.1029/2011JA017060, 2012.
8. *Вохмянин М.В., Понявин Д.И.*, Реконструкция секторной структуры межпланетного магнитного поля по данным геомагнитных станций, Геомагнетизм и аэронавигация. 2012. Т. 52. №6, С.755–762.
9. *Vokhmyanin, M.V., and D.I. Ponyavin*, Sector structure of the interplanetary magnetic field in the nineteenth century, Geophys. Res. Lett., 40, 3512–3516, doi:10.1002/grl.50749, 2013.
10. *Nevanlinna H.*, Gauss' H-variometer at the Helsinki magnetic observatory 1844–1912, J. Geomag. Geoelectr., 49, 1209–1215, 1997.
11. *Nevanlinna, H.*, Results of the Helsinki magnetic observatory 1844–1912, Ann. Geophys., 22, 1691–1704, 2004.
12. *Rosenberg, R.L., and P.J., Jr.*, Coleman, Heliographic latitude dependence of the dominant polarity of the interplanetary magnetic field, J. Geophys. Res., 74, 5611–5622, 1969.

ЗАВИСИМОСТЬ СОБСТВЕННЫХ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН ОТ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Ганиев В.В.¹, Смирнова В.В.²

¹*Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена*

²*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН*

DEPENDENCE OF LONG-PERIOD EIGEN OSCILLATIONS OF SUNSPOTS ON THE MAGNETIC FIELD STRENGTH

Ganiev V.V.¹, Smirnova V.V.²

¹*Herzen State Pedagogical University*

³*Central (Pulkovo) Astronomical Observatory Russian Academy of Sciences*

*The verification of the dependence of the long-period eigen oscillations of sunspots on the magnetic field strength, obtained by Efenmov et al (2012), was the main goal of our study. We used magnetic field data obtained with the Michelson Doppler Imager of Solar Heliospheric Observatory (MDI/SOHO). Sunspots chosen for our analysis did not exhibit any visible evolution and flare activity. We analyzed long quasi-periodic variations of the extreme values of the magnetic field strength of eleven sunspots during 4–7 days. The wavelet analyze method have been used to find the periods of oscillations. Long-term oscillations were revealed in the intervals of periods from 10–14 up to 25–45 hours. Our results confirm the existence of lowest mode of **eigen** oscillations of sunspot M1 ($T = 10–32$ hours), depending strongly on the field strength, as well as the more lower harmonic, M2 ($T = 35–45$ hours), induced by supergranulation cells and independent on the magnetic field strength of sunspot.*

1. Введение

Долгопериодические колебания солнечных пятен интенсивно исследуются с использованием как наземных, так и космических данных [1–3]. Один из основных результатов этих исследований состоит в установлении предельной (наиболее низкой по частоте) собственной моды колебаний пятна как целого, которая характерным образом зависит от напряженности магнитного поля в пятне [2–3]. Эта зависимость показывает, что период собственных колебаний солнечного пятна на этой предельной моде минимален для пятен с напряженностью поля около 2500–2700 Гс и составляет 12–14 часов (мода M1), что совпадает с теоретической оценкой, полученной на основе модели мелкого пятна [4]. Колебания магнитного поля пятен с еще большими периодами, в интервале 35–45 часов (мода M2), также обнаруженные в работах [2, 3], не зависят от напряженности магнитного поля и связаны, скорее всего, с влиянием на пятно возмущений со стороны ячеек супергрануляции.

Цель нашей работы – уточнение описанной выше зависимости на основе дополнительных наблюдательных данных SOHO/MDI.

2. Обработка наблюдательных данных

Мы проанализировали магнитограммы 11 долгоживущих пятен по данным, полученным на инструменте Michelson Doppler Imager (MDI), находящемся на космическом аппарате Solar Heliospheric Observatory (SOHO). Нами были получены длинные – от 4 до 7 дней – временные ряды экстремальной напряженности магнитного поля в тени выбранных пятен. Исследование долгопериодических вариаций осуществлялось методом вейвлет-анализа временных рядов. На Рис. 1 представлен пример временного ряда (с 05.05.2006 по 12.05.2006) вариаций максимальной напряженности магнитного поля в униполярном пятне активной области 10880.

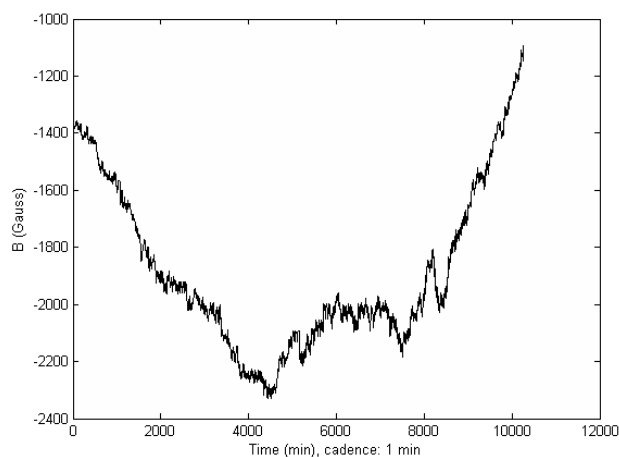


Рис. 1. Исходный временной ряд вариаций максимального значения напряженности магнитного поля в пятне АО 10880. Характерный ход усредненной кривой обусловлен геометрическим эффектом: измеряется компонент магнитного вектора по лучу зрения, поэтому измеряемое поле меняется по мере прохождения пятна по диску: уменьшается с расстоянием от центрального меридиана.

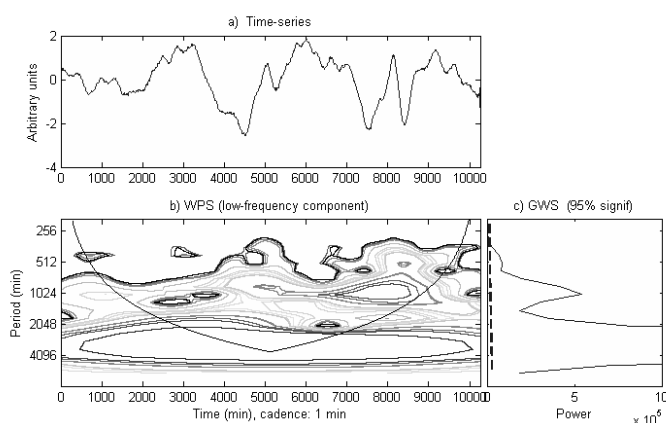


Рис. 2. а) Временной ряд максимальных значений напряженности магнитного поля в тени пятна АО 10880. Исходный ряд был аппроксимирован полиномом 4 степени и сглажен скользящим окном; б) Вейвлет-спектр мощности анализируемого временного ряда. Применен вейвлет Морле 6 порядка; в) Глобальный вейвлет-спектр, с уровнем значимости 95%.

На Рис. 2 показан вейвлет-спектр мощности исследуемого временного ряда, где отчетливо выявляются две гармоника с периодами 18 и 42 часа.

Подобная процедура обработки применялась ко всем 11 полученным временным рядам.

3. Результаты обработки данных

Периоды колебаний максимального значения напряженности магнитного поля 11 пятен были найдены нами в интервале от 13 до 45 часов

(см. Таблицу 1). В первой и второй колонках показаны дата наблюдений и номер АО, соответственно. В третьей колонке указана максимальная напряженность магнитного поля в пятне (приведенная к центральному меридиану). В колонках 4 и 5 даны периоды в часах, которые были выделены в две моды – M1 и M2. В тех случаях, когда для собственной моды M1 указано значение «нет», надо полагать, что ее период оказывается близок к периоду моды M2 и различить эти две моды здесь не представляется возможным.

Таблица 1. Результаты обработки магнитограмм SOHO/MDI.

N	Дата	Номер АО	Магнитное поле, Гс	Период M1, час	Период M2, час
1	13.04.2000_15.00 - 15.04.2000_07.00	08959	2500	14	нет
2	15.02.1998_00.00 - 17.02.1998_11.00	08156	3200	23	45
3	16.03.1999_01.00 - 18.03.1999_00.00	08484	2700	16	нет
4	28.05.2000_04.00 - 30.05.2000_15.00	09017	3600	нет	37
5	29.05.1999_00.00 - 31.05.1999_08.00	08552	1600	нет	33
6	01.04.2002_12.00 - 06.04.2002_12.00	09887	3000	27	нет
7	29.01.2002_00.00 - 02.02.2002_07.00	09801	2900	17	33
8	03.08.2005_12.00 - 08.08.2005_12.00	10794	3200	нет	33
9	09.12.2007_16.00 - 15.12.2007_09.00	10978	2400	18	нет
10	05.05.2006_12.00 - 12.05.2006_14.00	10880	2300	18	42
11	11.04.2006_00.00 - 17.04.2006_18.00	10871	2400	13	22

На Рис. 3 представлена зависимость периода долгопериодических колебаний пятен от напряженности магнитного поля в этих пятнах. На диаграмму, полученную в [2, 3], добавлены точки (темные кружки), полученные в результате наших исследований. Как видим, полученные нами результаты дополняют зависимость $T(B_{\max})$, найденную в работах [2, 3] (сплошная вогнутая линия для M1), и подтверждают наличие в долгопериодических колебаниях магнитного поля пятен двух мод: как собственной, M1, специфическим образом зависящей от магнитного поля пятна, так и «наведенной» внешними воздействиями – M2, от магнитного поля пятна не зависящей.

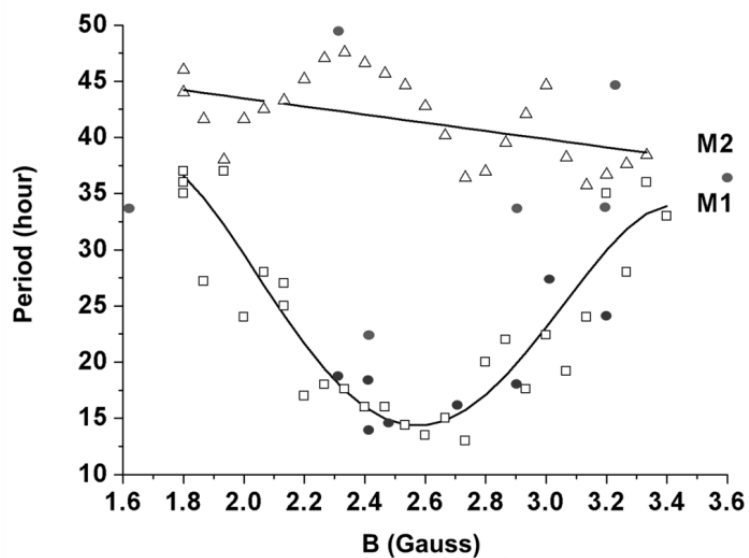


Рис. 3. Зависимость периодов НЧ колебаний магнитного поля пятен от максимальной напряженности поля в этих пятнах. М1 – собственная мода колебаний, зависящая от напряженности магнитного поля пятна. М2 – наведенная мода, не зависящая от магнитного поля. Темными кружками обозначены данные из Табл.1.

Авторы признательны профессору А.А. Соловьеву за постановку задачи и постоянное внимание к работе.

Литература

1. Efremov V.I., Parfinenko L.D., Solov'ev A.A.: Solar Physics, **267**, 279-293. (2012).
2. Efremov V.I., Parfinenko L.D., Solov'ev A.A.: Cosmic Research. **50**, 44. (2012) DOI: 10.1134/S0010952511060025
3. Efremov V.I., Parfinenko L.D., Solov'ev A.A., Kirichek E.A.: Solar Physics, (Accepted) (2013).
4. Соловьев А.А.: Труды Пулковской конференции «Солнечная и солнечно-земная физика – 2012», ГАО РАН, с. 335–340 (2012).

ИГРАЕТ ЛИ ВСПЛЫВАНИЕ ТРУБКИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ КЛЮЧЕВУЮ РОЛЬ В ФОРМИРОВАНИИ ГРУПП ПЯТЕН?

Гетлинг А.В.¹, Ишикава Р.², Бучнев А.А.³

¹*Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына
МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, A.Getling@mail.ru*

²*Научный центр Хиноде Национальной астрономической обсерватории Японии, Токио*

³*Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН,
Новосибирск*

DOES THE RISING-TUBE MECHANISM REALLY PLAY A CRUCIAL ROLE IN THE FORMATION OF SUNSPOT GROUPS?

Getling A.V.¹, Ishikawa R.², Buchnev A. A.³

¹*Skobel'syn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University,
Moscow, Russia, A.Getling@mail.ru*

²*Hinode Science Center, National Astronomical Observatory of Japan, Tokyo, Japan*

³*Institute of Computational Mathematics and Mathematical Geophysics, Novosibirsk, Russia*

Some preliminary processing results are presented for a dataset obtained with the Solar Optical Telescope on the Hinode satellite. The idea of the project consists in nearly simultaneously recording the full velocity and magnetic-field vectors in growing active regions and developing sunspot groups at a photospheric level. Our ultimate aim is to elaborate observational criteria to distinguish between two mechanisms — the rising of a flux tube and the amplification and structuring of the magnetic field by convection, either of which can play some role in the formation of sunspot groups.

Observations of AR 11313 at its early development stages were carried out on 9–10 October 2011. During each 2-h observational session, 5576-Å filtergram images and Dopplergrams were obtained at a time cadence of 2 min and one or two 32-min-long spectropolarimetric fast-mode scans were done. Based on series of filtergrams, we compute the trajectories of corks using a technique similar to but more reliable than local correlation tracking (LCT) and compare them with magnetic maps.

According to our preliminary findings, the velocity pattern in the growing active region has nothing to do with a spreading flow on the scale of the entire region, which could be expected in the case of the emergence of a rising tube. There may be separatrices between the polarities such that the surface flows converge to but not diverge from them. The observed scenario of evolution seems to agree with Bumba's inference that the development of the active region does not entail the destruction of the existing convective-velocity field.

Представление о том, что магнитное поле биполярной группы солнечных пятен возникает в результате всплывания уже сформировавшейся в нижележащих слоях Ω -образной трубки сильного магнитного поля, встречает все больше возражений, основанных на новых, весьма детальных наблюдательных данных. Видимо, будет правильным сказать, что модель всплывающей трубки уже не определяет собой парадигмы в области исследований формирования локальных магнитных полей.

Один из примеров расхождения модели всплывающей трубки с наблюдениями можно увидеть в видеофильме так называемой магнитограммы солнечного «трилобита», полученной на КА Хиноде в декабре 2006 г. Хотя в этом фильме и заметны растекающиеся потоки в области выхода магнитного поля, они тонко структурированы и образуют ячейки типа конвективных, а вовсе не единую систему течения с масштабом всего магнитного образования – см. левую часть рис. 1

(с http://science.nasa.gov/science-news/science-at-nasa/2007/18sep_trilobite/images/trilobite/hinode_lower.mov).

Кроме того, в ряде случаев хорошо видно, что растекание связано локально с каждым развивающимся магнитным островком (и выглядит как течение вокруг шипучей таблетки на поверхности воды), а не глобально со всей магнитной областью, как если бы всплывала трубка. Пример такой «таблетки» – магнитное образование в правой части магнитограммы, сходное с ископаемым животным трилобитом.

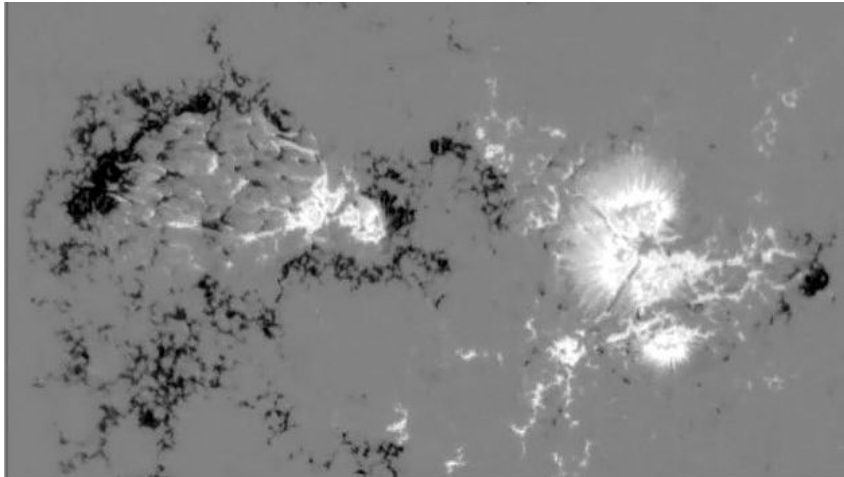


Рис. 1. Магнитограмма «трилобита».

Здесь будут представлены некоторые предварительные результаты обработки данных, полученных с помощью солнечного оптического телескопа (SOT) на КА Хиноде.

Идея специально разработанной наблюдательной программы состояла в одновременной регистрации и изучении динамики полных векторов скорости и магнитного поля в растущих активных областях и развивающихся группах пятен на фотосферном уровне. Конечной целью является выработка наблюдательных критериев, позволяющих различить проявления двух механизмов – всплывающей трубки и конвективного механизма усиления и структурирования магнитного поля, каждый из которых может играть определенную роль в формировании групп пятен.

Объектом наблюдений была возникшая внутри АО 11313 биполярная магнитная структура на ранней стадии ее эволюции, 9–10 октября 2011 г.; в этот период область находилась вблизи центра диска Солнца. Были проведены пять двухчасовых сеансов наблюдений с промежутками от 3 ч 40 мин до 6 ч 30 мин. Во время каждого сеанса с интервалом 2 мин записывались фильтрограммы и доплерограммы в линии FeI λ 5576 Å, а также один или два раза выполнялось 32-минутное спектрополяриметрическое

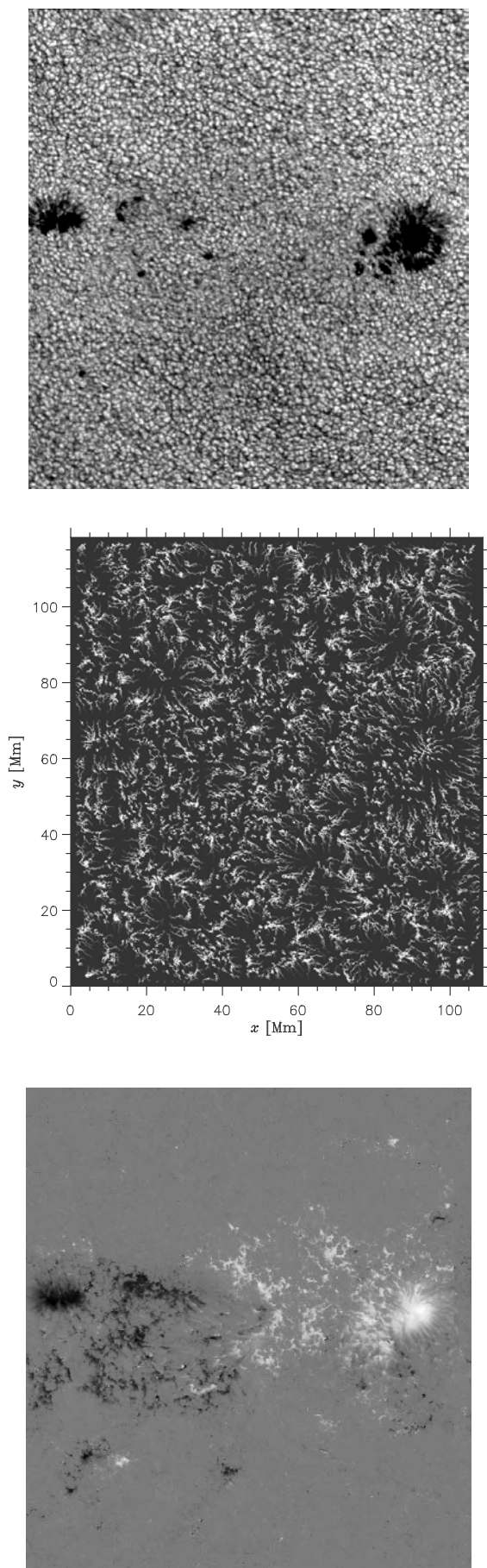


Рис. 2. Карты: интенсивности (вверху), траекторий пробных частиц (посередине) и лучевых магнитных полей (внизу) для первого сеанса наблюдений (18–20^h 09.10.2011).

сканирование в быстрой моде. Обработка данных включала в себя: (1) дозвуковую фильтрацию с использованием быстрого преобразования Фурье, (2) построение доплерограмм, (3) повышение контраста изображений путем отсечения хвостов гистограммы распределения яркостей пикселей и ее последующего линейного отображения на весь диапазон яркостей, (4) совмещение изображений и доплерограмм каждой серии между собой и, после требуемого пространственного масштабирования, с магнитограммой и (5) определение поля горизонтальных скоростей с применением метода, аналогичного методу локального корреляционного трассирования, но более надежного [1]. По найденным полям скорости вычислялись траектории пробных частиц, и карты траекторий затем сравнивались с магнитными картами.

Примеры карт, которые были совместно проанализированы на качественном уровне, показаны на рис. 2, относящемся к первому сеансу наблюдений: изображение в линии FeI λ 5576 Å, подвергнутое процедуре повышения контраста (вверху), карта траекторий пробных частиц (посередине; каждая траектория начинается с черной точки и кончается яркой белой) и карта лучевого магнитного поля (внизу; светлые и темные тона соответствуют двум знакам поля). Данные о

лучевой скорости и тангенциальном магнитном поле на данном этапе работы не использовались. Как видно из рис. 2, к этому времени в рассматриваемом поле уже сформировалась биполярная группа пятен. Примерно тогда же между главными пятнами, в левой части поля, начинает развиваться новая группа пятен, и наиболее существенные фазы этого процесса завершаются к третьему сеансу. Карты поля скоростей не показывают более интенсивного растекания вещества от места развития группы, чем обычная конвекция. В карте траекторий (см. рис. 2, посередине) отчетливо видны конвективные ячейки – мезогранулы и супергранулы. Обнаруживается также тянущаяся через поле зрения, преимущественно по вертикали, извилистая линия конвергенции скоростей, которая выглядит как сгущение светлых концов траекторий, подходящих к линии с двух сторон. Это сепаратриса, к которой сходятся течения. Конечно, картина такой конвергенции на временах эволюции активной области изменяется, но всплывание трубки сильного магнитного поля должно давать на тех же временах растекание от места всплывания. Попутно отметим стекание вещества к центрам тени в главных пятнах и растекание вокруг них. В последовательности фильтрограмм второго сеанса, здесь не показанных, заметно интенсивное растекание в масштабе мезогранулы, но оно не приводит к образованию биполярной магнитной конфигурации, а ведет лишь к сгущению магнитного поля и формированию ячеечной магнитной структуры (это видно на магнитограммах второго и третьего сеанса, здесь также не показанных).

Суммируя наши качественные результаты, отметим, что поле скоростей в растущей активной области не имеет ничего общего с той картиной растекания в масштабе этой области, которой следовало бы ожидать в случае появления всплывающей трубки. Это видно из сохранения обычных мезогранул и супергранул и из того, что между полярностями обнаруживаются сепаратрисы, к которым вещество стекается вместо того, чтобы от них растекаться. Интенсивные расходящиеся потоки скорее связаны локально с отдельными магнитными островками (явление «шипучей таблетки»), а не со всей областью в целом. Наблюдаемый сценарий эволюции согласуется с выводом Бумбы [2] о том, что развитие активной области не связано с разрушением существующего поля скоростей и приходящее снизу магнитное поле «просачивается» сквозь сетку конвективных ячеек.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 12-02-00792-а).

Литература

1. Гетлинг А.В., Бучнев А.А. Астрон. ж. **87**, 286, 2010.
2. Bumba V., Rendiconti della Scuola Internazionale di Fisica “Fermi”, 39 Corso (1967), p. 77.

**ВРЕМЕННЫЕ ЗАДЕРЖКИ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК:
ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ НА CGRO
И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ**

Глобина В.И.¹, Чариков Ю.Е.^{2,1,3}, Кудрявцев И.В.^{2,1}, Мельников В.Ф.¹

¹Главная (Пулковская) обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

²Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

³Государственный Политехнический Университет, Санкт-Петербург, Россия

**HARD X-RAY TIME DELAYS OF SOLAR FLARES: PROCESSING OF
CGRO MEASUREMENT AND NUMERICAL MODELING**

Globina V.I.¹, Charikov Yu.E.^{2,1,3}, Kudryavtsev I.V.^{2,1}, Melnikov V.F.¹

¹Central Astronomical Observatory of Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia

²Ioffe Physical-Technical Institute of Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia

³St. Petersburg State Polytechnical University, St. Petersburg, Russia

Hard X-ray time delays spectra of solar flares registered by BATSE spectrometer have been calculated. We consider whole time profiles and different phases of solar flares evolution – growth phase, peak phase and decline phase. All spectra can be separated into two classes – monotonically decreasing and U-like spectra. No spectra match simplest models of electron propagation in flare loop. Comparison of measurement processing results and numerical modeling results doesn't show any correspondence.

1. Введение

Изучение временных задержек жесткого рентгеновского излучения (ЖРИ) солнечных вспышек является дополнительным каналом информации о процессах распространения ускоренных электронов и механизме излучения рентгеновских квантов. Так, например, в модели свободного пролета электронов от области ускорения до области источника ЖРИ ожидаются монотонные временные задержки квантов меньших энергий по отношению к высокоэнергичному излучению [1, 2]. Обратная зависимость задержек от энергии квантов ожидается в модели захваченных в магнитную ловушку вспышечной петли ускоренных электронов с последующим их высыпанием в область плотной плазмы (толстая мишень) [3]. Мы хотим особо подчеркнуть, что для изучения временных задержек более интересным является исследование различий в темпах нарастания скорости счета в различных энергетических каналах на разных фазах развития вспышки, поскольку в процессе развития самой вспышки меняется как темп ускорения заряженных частиц, так и условия их распространения в плазме вспышечной петли. Поэтому основной целью нашей работы является построение спектра временных задержек ЖРИ как всей вспышки в целом, так и на разных стадиях ее эволюции, его анализ и сравнение с модельными спек-

трами задержек, полученными в простых предположениях о движении ускоренных электронов вдоль вспышечной петли.

2. Методика обработки временных рядов ЖРИ солнечных вспышек

Банк данных BATSE содержит ЖРИ солнечных вспышек в период с 1991 г. по май 2000 г. [4]. Определение времени задержки между двумя сигналами из различных энергетических каналов проводилось с помощью построения взаимной корреляционной функции (далее – ККФ) – время задержки соответствует максимальному значению ККФ. Первая задача, которую необходимо решить на пути обработки, связана с отбором вспышек для последующего анализа. Для начала мы ограничили себя отбором событий с наиболее простым временным профилем в виде единичного рентгеновского всплеска короткой длительности. При этом для построения спектра задержек данный всплеск должен был регистрироваться не менее чем в 5 энергетических каналах с энергией от 24 кэВ до примерно 100 кэВ. В среднем по всем исследованным вспышкам последним для корреляции каналом является шестой канал. Следующим этапом обработки сигналов является выделение фона в каждом энергетическом канале. Как правило, в данных спектрометра BATSE записан сигнал как до начала вспышки, так и после нее. Определение фона в каждом энергетическом канале проводилось посредством аппроксимации линейной функцией данных на стадии до и после вспышечного всплеска. Далее аппроксимированный фон вычитался из данных каждого канала. Затем проводится построение ККФ для всех пар временных рядов из рассматриваемых энергетических диапазонов. Так как ожидаемая величина задержки между сигналами является сравнительно небольшой величиной (меньшей, чем 2.048 с), то проводится интерполяция трех точек ККФ вблизи максимума полиномом второй (четвертой) степени. На основании полученных значений временных задержек строится их спектр по отношению к самому “быстрому” энергетическому каналу.

3. Результаты анализа временных задержек

Анализ временных задержек проводился для нескольких вспышек. Полученные спектры можно разделить на два основных типа – спадающий и U-образный спектр. Здесь мы рассмотрим только одну вспышку, для которой характерен спадающий спектр задержек.

Вспышка 2028 по каталогу BATSE. Вспышка произошла 30.10.1992 г., ее начало в 22:53:31 UT, рентгеновский класс X1.2. Временные профили вспышки показаны на Рис. 1. На Рис. 2 показаны спектры временных задержек для всего всплеска и разных его стадий – роста, максимума и спада ЖРИ. Следует особо сказать о спектре задержек, его зависимости от энергии. Аппроксимация степенной функцией спектра задержек для стадии роста дает значение показателя степени равное $\alpha = + (1.59 \pm 1.36)$. Зависи-

мость задержек от энергии на стадии пика и для всей вспышки в целом носит также степенной характер, но значения показателя степени отрицательные и равны $\alpha = -(1.93 \pm 0.97)$ и $-(2.28 \pm 0.74)$, соответственно.

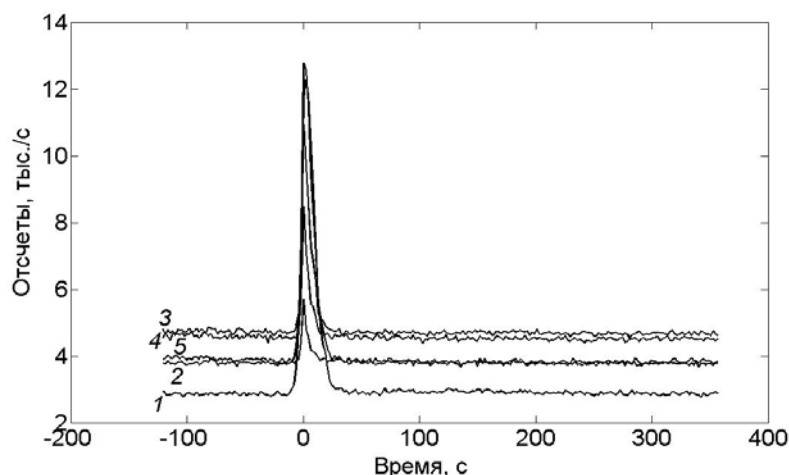


Рис. 1. Временные профили вспышки 2028 для пяти энергетических каналов, кэВ: 24.1 – 33.1 (1), 33.1 – 42.8 (2), 42.8 – 57.6 (3), 57.6 – 75.7 (4), 75.7 – 100.6 (5).

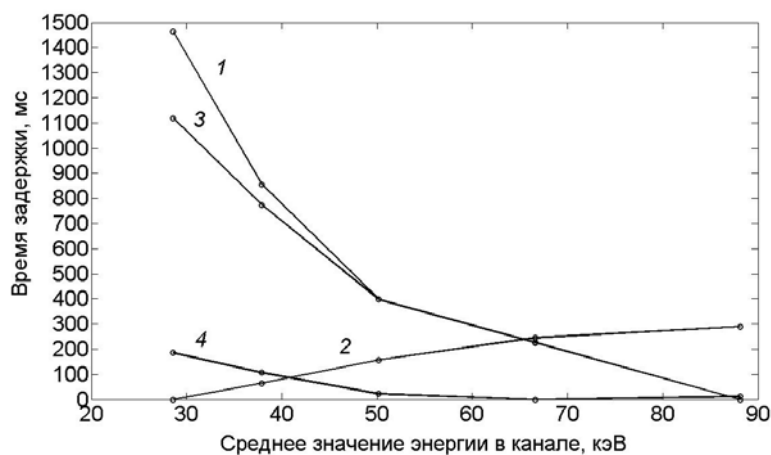


Рис. 2. Спектры задержек для всплеска 2028: для всего профиля – 1, стадии роста ЖРИ – 2, фазы пика ЖРИ – 3 и спада ЖРИ – 4.

4. Результаты численного моделирования задержек

Проведено моделирование пространственного распределения интенсивности ЖРИ вдоль вспышечной петли на основе численного решения нестационарного кинетического уравнения в форме Фоккера-Планка. При моделировании учитывались кулоновские столкновения ускоренных электронов с частицами плазмы и процессы магнитного отражения. Рассматривалась анизотропная инжекция электронов в вершине петли в конусе, направленном вдоль поля в одно из оснований петли. На Рис. 3 представлены результаты моделирования – спектры задержек – для трех различных пространственных областей вспышечной петли (для угла наблюдения $\alpha = 90^\circ$). Спектры задержек, полученные в результате моделирования, не соответствуют ни одной из простых моделей распространения электронов в петле (модель свободного пролета и модель магнитной ловушки), за исключением спектра для вершины, который соотносится со спектром ЖРИ, генерируемого ускоренными электронами, захваченными в магнитную ловушку.

5. Заключение

В результате исследования временных задержек жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек получены спектры задержек для нескольких событий. Полученные спектры можно разделить на два основных типа – спадающий и U-образный спектр.

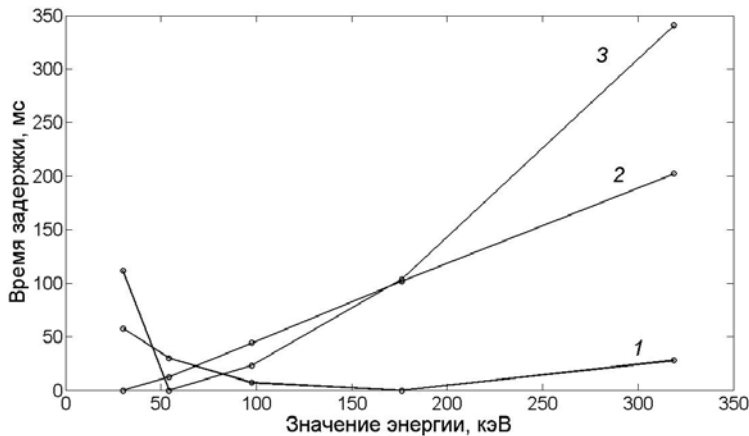


Рис. 3. Модельные спектры задержек ЖРИ: 1 – для основания петли, в направлении которого происходила инжекция электронов; 2 – для вершины петли; 3 – для точки между вершиной и вторым основанием петли.

Аппроксимация спектров степенной функцией не выявила зависимостей времени задержек от энергии, соответствующих простым моделям распространения ускоренных электронов во вспышечной петле, что говорит о более сложном характере движения и излучения электронов. Также отметим, что величина задержек изменяется от десятков миллисекунд до секунды. Максимальная величина задержек на стадии нарастания скорости счета ЖРИ ~ 100 мс и возрастает до 1,4 с на стадии пика излучения. В результате численного моделирования получены теоретические спектры задержек для нескольких областей вспышечной петли. Спектр для основания петли, в направлении которого происходила инжекция электронов, может быть сопоставлен со спадающим спектром некоторых вспышек.

Данная работа частично поддержана Грантами ПРАН 22 и ФЦП Кадры 1.5 № 8524.

Литература

1. *Aschwanden M.J., Schwartz R.A., Alt D.M.* Electron time-of-flight differences in solar flares. *Astrophys. J.*, 1995, vol. 447, No. 2, pp. 923–935.
2. *Aschwanden M.J., Schwartz R.A.* Accuracy, uncertainties and delay distribution of electron time-of-flight measurements in solar flares. *Astrophys. J.*, 1995, vol. 455, No. 2, pp. 699–715.
3. *Ashwanden V.J., Bynum R.V., Kosugi T., Hudson H.S., Schwartz R.A.* Electron trapping times and trap densities in solar flare loops measured with Compton and Yohkoh. *Astrophys. J.*, 1997, vol. 487, pp. 936–955.
4. База данных NASA [Электронный ресурс]/NASA database. – Режим доступа: <ftp://legacy.gsfc.nasa.gov/compton/data/batse>.

**ЯРКОСТНЫЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ЭЛЕКТРОННЫЕ
КОНЦЕНТРАЦИИ В ПОЛЯРНОЙ КОРОНАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ
СОЛНЦА ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ
В МИКРОВОЛНОВОМ ДИАПАЗОНЕ**

Голубчина О.А., Коржавин А.Н.

*Санкт-Петербургский филиал Специальной астрофизической обсерватории РАН,
Санкт-Петербург*

**THE BRIGHTNESS TEMPERATURES AND ELECTRONIC DENSITY
OF CORONAL POLAR REGION OF THE SUN ACCORDING TO
OBSERVATIONS ON MICROWAVE RANGE**

Golubchina O.A., Korzhavin A.N.

*Saint-Petersburg Branch of Special Astrophysical Observatory RAN
Saint-Petersburg*

This article is devoted to the analysis of the received distributions of brightness temperatures and electronic concentration on distances from solar limb up to two radiuses of the Sun. The observations were executed in a microwave range with radio telescope RATAN-600. It is shown, that brightness temperatures of polar coronal hole for nearest points to solar limb are closed to brightness temperatures of coronal holes observed earlier on the quiet Sun with RATAN-600. The found distribution of electronic concentration with distance in polar coronal region of the Sun is in agreement with results of observations in white light.

1. Введение

Наблюдение максимальной фазы ($\Phi = 0.998$) солнечного затмения 29.03.2006 г. на северо-восточной части радиотелескопа РАТАН-600 в микроволновом диапазоне (1.03, 1.38, 2.7, 6.2, 13, 31 см) позволило исследовать радиоизлучение северной корональной полярной области Солнца. Методика наблюдений и обработки полученных записей наблюдений, а также некоторые результаты приведены в работах [1–5]. Конкретная задача исследований состояла в том, чтобы по данным наблюдений максимальной фазы солнечного затмения 29.03.2006 г. на РАТАН-600 и его модельного представления определить распределение яркостной температуры и электронной концентрации в северной полярной корональной области Солнца на расстояниях от лимба Солнца до двух радиусов Солнца от его центра. Наблюдения выполнены в период минимальной солнечной активности. Во время максимальной фазы затмения открытым оставался узкий серп северной полярной области Солнца (0.2% площади Солнца). В центральную часть диаграммы направленности антенны (ДНА) попала корональная дыра полярной области северного полюса Солнца, поскольку центр ДНА был смещён по высоте на +15 угловых минут относительно центра оптического диска Солнца. Это позволило определить распределе-

ние яркостной температуры и электронной концентрации корональной полярной области Солнца.

2. Распределение яркостных температур по расстоянию от лимба до двух радиусов Солнца

Интервал времени прохождения Солнца и Луны равнялся примерно 5 мин. Солнце и Луна задавались в рамках сферически симметричных математических моделей в виде концентрических колец с равномерным распределением яркости внутри колец. Яркостные температуры (T_b) для колец Солнца на расстояниях от 1.0 R_s до 2.0 R_s определялись подбором, а на расстояниях от 1.5 R_s до 2 R_s рассчитывались с использованием формулы Баумбаха – Аллена для определения электронной концентрации [6]. Яркостные температуры для колец Луны задавались согласно литературным данным, а на коротких волнах (1.03, 1.38 см) – подбором [4].

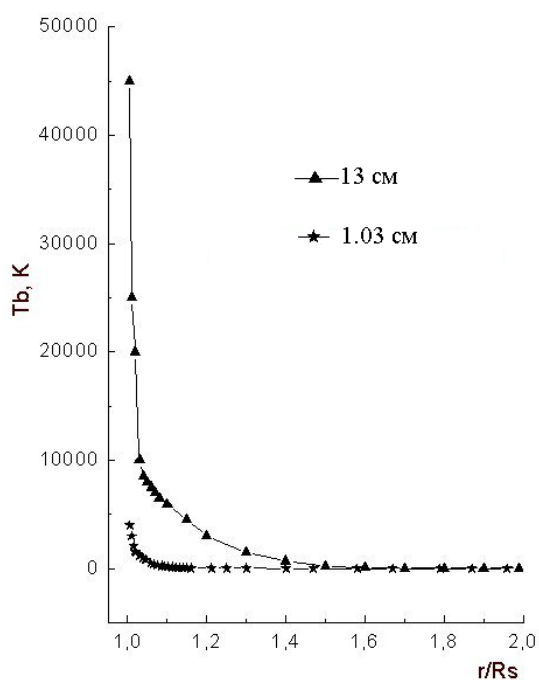


Рис. 1.

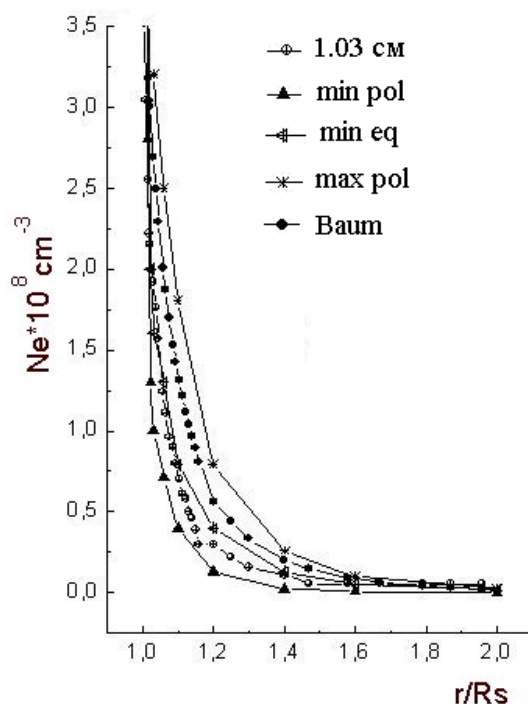


Рис. 2.

При моделировании необходимо было получить такие яркостные температуры колец Солнца и Луны, которые обеспечивали бы максимальное приближение модели к реальной записи наблюдений именно для открытой северной полярной корональной области Солнца. Достижение такого приближения модельной кривой и реальной записи наблюдения свидетельствует о нахождении корректного распределения яркостных температур с расстоянием от лимба до двух радиусов Солнца. Результаты таких исследований приведены подробно в работах [3, 4]. Анализ найденных распределений яркостных температур с расстоянием на разных длинах волн (1.03

– 30.7 см) показал, что на дециметровой длине волны (13 см) наблюдается резкое падение яркостной температуры Солнца от T_b , $K = 45000$, $r/R_s = 1.005$ до T_b , $K = 10000$, $r/R_s = 1.03$, а на волнах короткого сантиметрового диапазона, например, 1.03–2.7 см эффект резкого изменения яркостных температур отсутствует (рис. 1). В работе [7] показано, что согласно наблюдениям на РАТАН-600 корональные дыры на фоне спокойного Солнца на волнах короче 3 см не регистрируются. Анализ сравнения наших измерений T_b с результатами, полученными ранее на РАТАН-600 [7], показал удивительное совпадение распределений яркостных температур по данным наблюдений солнечного затмения 29.03.2006 г. и аналогичного распределения T_b с расстоянием вблизи лимба спокойного Солнца на общей волне наблюдения 2.7 см. Для близких коротких длин волн ($\lambda = 1.38$, 1.03 см и $\lambda = 2.0$ см) распределения T_b вблизи лимба Солнца также совпадают. Сравнение яркостных температур ближайших к лимбу точек северной полярной области Солнца с T_b корональных дыр [7] на волнах, близких к волнам наших наблюдений затмения, указывает на совпадение полученных результатов (табл. 1). Результаты перечисленных сравнений яркостных температур означают, что свойства полярной корональной дыры совпадают со свойствами корональных дыр, которые исследовались ранее с помощью РАТАН-600 на поверхности спокойного Солнца [7].

Таблица 1.

$\lambda^{(1)}$ (см)	6	15	31.6	$\lambda^{(2)}$ (см)	6.2	13	30.7
$T_b \times 10^3$, К	19.6	39	86	$T_b \times 10^3$, К	14	45	84
				r/R_s	1.017	1.005	1.01

Здесь r/R_s – расстояние ближайшей к лимбу точки измерения во время затмения, $\lambda^{(1)}$ (см) – данные из работы [7], $\lambda^{(2)}$ (см) – результаты наблюдений затмения 29.03.2006 г. на РАТАН-600.

3. Распределение электронной концентрации с расстоянием от лимба Солнца до $2R_s$

Распределение электронной концентрации с расстоянием от лимба Солнца исследовалось по многочисленным наблюдениям полных солнечных затмений, выполненных различными авторами в белом свете в течение нескольких десятков лет [6]. Иногда электронные концентрации для средней короны рассчитывают по формуле Баумбаха-Аллена [6, 3]. Для определения электронной концентрации мы использовали результаты распределения яркостных температур, полученные нами из наблюдений солнечного затмения 29.03.2006 г. на РАТАН-600. Диаграмма направленности радиотелескопа РАТАН-600 является ножевой, размеры которой для волн наблюдений затмения приведены в работе [4]. Для того чтобы ДНА полностью находилась в полярной корональной дыре Солнца, мы выбрали ре-

зультаты наблюдений на самых коротких длинах волн: 1.03 см и 1.38 см. В этом случае электронную концентрацию можно рассчитать в первом приближении следующим образом. Полагаем длину оптического пути по лучу зрения ΔL равным размеру вертикальной ДНА по уровню 0.01; электронная температура $T_e = 1.4 \times 10^6 = \text{const}$, λ – длина волны наблюдения; $\mu(r)$ – коэффициент поглощения; $n_e(r)$ – электронная концентрация; $T_b(r)$ – яркостные температуры – результаты моделирования. $T_b(r) = T_e \tau = T_e \mu(r) \Delta L$. Подставляя в эту формулу выражение для коэффициента поглощения: $\mu(r) = 10^{-21} 0.19 n_e^2 T_e^{-3/2} \lambda^2$, получаем выражение для электронной концентрации на расстоянии (r): $n_e(r) = [T_b / 10^{-21} 0.19 \lambda^2 T_e^{-1/2} \Delta L]^{1/2}$. Распределение электронной концентрации, полученное из радиоастрономических наблюдений солнечного затмения 29.03.2006 г. на РАТАН-600 на волнах 1.03 см, 1.38 см, согласуется с литературными данными [6], полученным по многочисленным наблюдениям полярной области Солнца в белом свете во время полных солнечных затмений в период минимальной солнечной активности (рис. 2). Здесь $\min \text{pol}$, $\min \text{eq}$ – данные для полюса и экватора в период минимальной солнечной активности, $\max \text{pol}$ – в период максимума солнечной активности, Baum – расчётные значения по формуле Баумбаха-Аллена. Сравнение полученной нами электронной концентрации на расстоянии $1.2R_s$ ($N_e = 0.3 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$) соответствует результатам измерений в белом свете, приведенным в работе [8] для «полярных дыр короны эпохи минимума солнечной активности»: $N_e = (0.65 \times 10^7 - 0.3 \times 10^8) \text{ см}^{-3}$.

Литература

1. В.М. Богод, О.А. Голубчина и др., *Astrophys.Bull.* **62**, 379 (2007).
2. О.А. Голубчина, В.М. Богод и др., *Astrophys.Bull.* **63**, 36 (2008).
3. О.А. Голубчина, А.Н. Коржавин и др., *Astrophys.Bull.* **66**, 524 (2011).
4. О.А. Голубчина, А.Н. Коржавин и др., *Astrophys.Bull.* **68**, 232 (2013).
5. О.А. Golubchina, A.N. Korzhavin, *Geomagnetism and Aeronomy*, **53**, No.8 (2013).
6. В.В. Железняков, *Радиоизлучение Солнца и планет*, (М.: Наука, 1964).
7. В.Н. Боровик, М.Ш. Курбанов, М.А. Лифшиц, Б.И. Рябов, *АЖ*, **67**, 1038 (1990).
8. О.Г. Бадалян, *Физика Солнечной активности*. М.: Наука, с. 88, (1988).

МОГУТ ЛИ СОЛНЕЧНЫЕ МЕДЛЕННЫЕ УДАРНЫЕ ВОЛНЫ НАГРЕВАТЬ КОРОНУ СОЛНЦА?

Гриб С.А.¹, Пушкарь Е.А.²

¹*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Пулково,
СПб, 196140, Россия*

²*ГМИУ, Москва, 115280, Россия*

MAY THE SOLAR SLOW SHOCK WAVES HEAT THE SOLAR CORONA?

Grib S.A.¹, Pushkar E.A.²

¹*Central Astronomical (Pulkovo) observatory of Russian academy of sciences,
Saint-Petersburg, 196140, Russia*

²*Moscow State Industrial University, Moscow, 115280, Russia*

The appearance of dissipative MHD slow shock waves in the solar coronal plasma due to the refraction of the solar rotational discontinuities across the contact discontinuity in the transition region is studied. It is supposed that in the presence of the strong magnetic field inside the solar corona the source of heating connected with the Landau decay of the slow shock waves may appear. Thus a new mechanism of the coronal heating is proposed.

I. До сих пор не выяснена причина огромной разницы температуры плазмы между фотосферой и короной Солнца: от 5.500 К до 1.5–2 М К. Обращается внимание на нагрев корональной плазмы за счёт магнитогидродинамических (МГД) волн и микровспышек и указывается на связь МГД волн с волнами Мортонa [1] при преобладании волнового механизма нагрева в относительно спокойном состоянии Солнца. Волны Альфвена и вращательные разрывы не приводят к нагреву плазмы из-за отсутствия в них диссипации энергии. В то же время, резонансное действие кинетических волн Альфвена [2] представляется чрезвычайно искусственным. Несмотря на наблюдения, проведённые на космических аппаратах типа SDO и Hinode, полный набор параметров теплового потока в различных областях короны не известен [3], и имеет смысл в рамках МГД оценить процессы, происходящие в солнечной плазме. Известно, что в солнечной плазме часто распространяются от фотосферы вверх волны Альфвена, которые при неустойчивости, связанной со сдвигом скорости частиц, и при нелинейной эволюции могут переходить во вращательные разрывы A [4] и преломляться в виде медленной диссипативной ударной волны, затухающей из-за затухания Ландау [5] при обмене энергией между волной и группой резонансных электронов.

Следует обратить внимание на физическое значение переходной области между хромосферой и короной при переносе энергии. И можно заметить наличие плазменных границ, хорошо представляемых в виде различ-

ных типов солнечных МГД сильных разрывов: контактных и вращательных [6], обладающих свойством катастрофической перестройки при небольших изменениях параметров:

$$\psi = 60^\circ, \quad \Delta \approx 0.1 (n \uparrow), \quad \varphi = 165^\circ \rightarrow 175^\circ$$

$$AC \rightarrow R_+ S_- C S_- A R_+ \rightarrow R_+ A S_- C S_- A R_+ \rightarrow R_+ A R_- C S_- A R_+ \rightarrow S_+ R_- C R_- A S_+$$

При изменении угла падения A резко качественно меняется картина течения плазмы, и реализуется случай возникновения медленных ударных волн S_- и быстрых волн разрежения R_+ при отсутствии быстрых ударных волн S_+ . При этом на контактном МГД разрыве C нормальная компонента скорости потока плазмы будет равна нулю, и имеется скачок плотности.

В то же время МГД быстрые и медленные ударные волны S описываются известными соотношениями динамической совместности.

Для вращательных разрывов A имеем нормальную компоненту скорости плазмы, равной скорости Альфвена, и число Маха-Альфвена, равное единице.

Особенность медленных ударных волн будет заключаться в уменьшении величины поля на медленной ударной волне (рис. 1).

Известно также, что переходная от хромосферы к короне область имеет протяжённость, меньшую 100 км, и может моделироваться контактными разрывом.

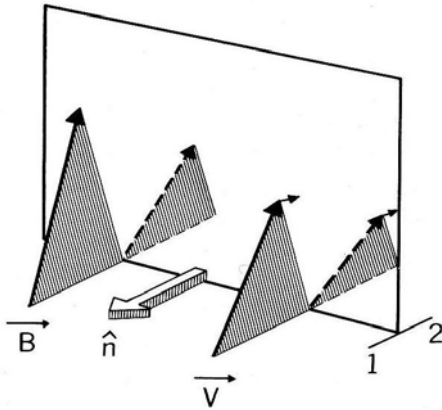


Рис. 1. Медленная ударная волна с магнитным полем B и скоростью V .

II. Рассмотрим взаимодействие солнечного вращательного разрыва A с контактными разрывом C , моделирующим сильное изменение плотности среды при магнитном давлении, примерно в 8 раз большим газокINETического ($\beta \sim 0.13$), и плотности, испытывающей десятикратное уменьшение на C . Исследуем влияние на течение, возникающее при взаимодействии, угла ψ наклона магнитного поля B к фронту C , предполагая, что взаимодействие регулярное и течение представляет собой веер МГД ударных волн и волн разрежения, а также вращательных разрывов, расходящихся от линии пересечения A и C . Предполагается, что вращательный разрыв A является плоскополяризованным, и касательная к фронту компонента магнитного поля меняет знак на противоположный, сохраняя абсолютную величину.

Течение, возникшее в результате взаимодействия, будем искать как точное решение задачи о распаде разрыва между состоянием вниз по потоку от падающего вращательного разрыва и состоянием по другую сторону контактного разрыва.

Для параметров невозмущённой плазмы $\rho_o/\rho_\phi \approx 10^{-5}$ и $B_o/B_\phi \approx 10^{-2}$, можно определить изменение величины амплитуды: $Am_o/Am_\phi \approx 20$ и

$(Am/v_A)_o / (Am/v_A)_\phi \approx 5$. Поток энергии, переносимый множеством волн Альфвена [7], как производная от кинетической энергии по амплитуде и времени, при большой величине магнитного поля в соответствие с данными аппарата TRACE может достигнуть значительной величины 10^6 эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$. И волны Альфвена могут проявить себя как нелинейные волны или перейти во вращательные разрывы.

Рассмотрим взаимодействие вращательного разрыва A , приходящего снизу со стороны хромосферы с переходной областью в виде контактного разрыва C , полагая [8], что плотность плазмы и температура подчиняются соотношению $n = \text{const}/T$ для скачка температуры от 5×10^4 до $5 \times 10^5 \text{K}$.

Кроме того, вращательный разрыв адекватно характеризуется углом ϕ , под которым он падает на C и параметрами невозмущенной области перед разрывом. При этом для вращательного разрыва справедливо соотношение между числом Маха и плазменным параметром β : $M_*^2 = \frac{2}{\gamma\beta} \sin(\phi - \psi)$,

где ϕ – угол падения разрыва A , а ψ – угол наклона магнитного поля.

Численное решение задачи взаимодействия солнечного разрыва A с контактным разрывом C в переходной области легко получить на основе рассмотрения условий динамической совместности [9] при наклонном столкновении разрывов. В рассматриваемом теперь случае наклонное взаимодействие между плоскополяризованным вращательным разрывом и контактным разрывом сводится к стационарной автомодельной задаче, и используя обобщённые МГД ударные поляры, все параметры потока плазмы вниз по течению от новой МГД ударной волны и / или от автомодельных волн разрежения находятся для заданных начальных условий.

Итак, для плазменного параметра $\beta < 1$, угла $\psi = 30^\circ$ и для угла наклона поверхности разрыва C по отношению к оси X , равного 175° , получаем следующий результат: $\underline{AC} \rightarrow \underline{R_+AS_-C'S_-AR_+}$, где R_+ – быстрая волна разрежения, S_- – медленная ударная волна и C' – модифицированный контактный разрыв.

III. Расчёт показывает, что солнечные медленные диссипативные ударные волны, нагревающие корональную плазму, могут действительно появиться в результате столкновения вращательного разрыва с контактным разрывом в переходной области.

Рассматривая верхнюю корону, следует обратить внимание на эффект бесстолкновительного затухания, связанный с затуханием Ландау. Такой механизм затухания медленных ударных волн представляется одним из механизмов нагрева корональной плазмы. На существование солнечных медленных ударных волн на расстоянии 0.31 а.е. уже обращалось внимание при анализе данных космического аппарата Гелиос 1 [10].

Полученные результаты согласуются с результатами численного моделирования [11] и с наблюдениями, проведёнными на аппаратах SOHO и TRACE [12]. Соответственно медленные ударные волны возникают в солнечной плазме при наличии 10-кратного уменьшения величины плотности частиц на контактном разрыве в переходной области, и они являются достаточно интенсивными в том случае, когда падающий вращательный разрыв A не является слабым и угол между направлением магнитного поля и нормалью к A больше 20 градусов.

Заключение

1. Наличие множества волн Альфвена в солнечной плазме указывает на возможность образования солнечного МГД вращательного разрыва.

2. Солнечный МГД вращательный разрыв создаёт МГД медленную ударную волну при взаимодействии с контактными разрывом в переходной области Солнца.

3. Диссипативная медленная ударная волна частично нагревает корональную плазму при затухании Ландау.

Работа осуществлялась в рамках Программы П-22 Президиума РАН и при частичной поддержке грантом РФФИ № 11-01-00235 а).

Литература

1. *Афанасьев А.А., Уралов А.М., Гречнёв В.В.*, Солнечно-земная физика, 17, 3 (2011).
2. *Kumar S., Sharma R.P., Singh H.D.*, Solar Phys., 270, 529 (2011).
3. *DePontieu B., Mc Intosh S.W. et al.* Science.331.55. (2011).
4. *Liu C.C., Tsai C.L., Cha H.J., Weng S.J., Chao J.K., Lee L.C.* Journ. Geophys. Res., 114, A08102/1-A08102//9 (2009).
5. *Barnes A.*, Phys. Fluids, 9, 1483 (1966).
6. *Burlaga L.F.* Interplanetary Magnetohydro-dynamics. (N.Y.: Oxford University Press, 1995).
7. *Aschwanden M.J.* Phil. Royal Soc.A, 417 (2006).
8. *Gabriel A.H.* Proc. of the 144 Coll. of the IAU. (Ed.V. Rusin, P. Heinzel, and J.-C. Vial), IAU Symposium, VEDA, Bratislava, 1–9. (1994), 144.
9. *Grib, S.A. and Pushkar, E.A.* (Eds: E.Marsh, and R. Schwenn), Solar Wind Seven, COSPAR Colloquium Series, Vol. 3. Pergamon, Oxford, (1992), 457.
10. *Richter A.K., Rosenbauer H., Neubauer F.M., Ptitsyna N.G.* Journ. Geophys. Res., 90, 7581 (1985).
11. *Boynnton G.C. and Torkelsson U.* Proc.of the Third SOHO Workshop – Solar Dynamic Phenomena and Solar Wind Consequences. 51. (1994).
12. *Ryutova M., Tarbell Th.*, Phys.Rev.Letters.90 (2003). Doi: 10.1103/Phys.Rev.Lett. 90.191101.

МИКРОВОЛНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НЕБОЛЬШИХ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ: ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТОКИ И РАЗВИТИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПРОЦЕССОВ

Григорьева И.Ю.¹, Лившиц М.А.²

¹*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, СПб, Россия*

²*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Троицк, Москва, Россия*

MICROWAVE EMISSION OF THE ACTIVE REGIONS IN THE LAST SOLAR MINIMUM

Grigoryeva I.Yu.¹, Livshits M.A.²

¹*Central astronomical observatory at Pulkovo of RAS, St.-Petersburg, Russia*

²*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, Troitsk, Moscow, Russia*

Examples of enhancing the activity of a period of prolonged deep minimum of solar activity are considered. During the 2007–2009 weak flares occasionally observed in some of the active regions (ARs). The increase in X-ray background and a slight increase of microwave radiation precedes the development of solar flare activity. One example – AR 10933 in January 2007 – studied by us (I.Yu. Grigoreva, M.A. Livshits, G.V. Rudenko and I.I. Myshyakov, 2013, Astron. Rep., 57(8), pp. 611–621), where the RATAN-600 and NoRH was registered polarized microwave source. Extrapolation to corona of the Hinode data of the full vector magnetic field in the photosphere has shown that this source was located in the area of strengthening currents in the lower corona at a height of only a few thousand kilometers above site of the appearance of a new magnetic field. This area stands out from the overall gain of the currents in kernels locate near the polarity inversion line of the magnetic field. The emergence of a new magnetic flux is a common cause amplification of flare activity of small groups, but the intensity and characteristics of non-stationary processes depend on the location of these emergence kernels with respect to spots or hills of the strong field, as well as the proximity of coronal holes. Here we are not concerned, in cases where the appearance of emission often characterizes the presence of singular points of the magnetic configuration.

Известно, что многие процессы на Солнце часто связываются с протеканием электрических токов во внешних слоях атмосферы. Зарождающиеся слабые усиления активности особенно хорошо заметны на низком фоне мягкого рентгеновского излучения в периоды минимумов солнечной активности. В 2007–2009 гг. в некоторых из активных областей (АО) эпизодически регистрировались слабые вспышки. В этих АО возрастание рентгеновского фона и небольшое увеличение микроволнового излучения предшествовали росту вспышечной активности. Ниже рассмотрен характерный пример такого развития явлений.

В январе 2007 г. при низком рентгеновском фоне (по данным GOES) одновременно на диске можно было наблюдать несколько групп пятен с различной вспышечной активностью. Однако в первой декаде января толь-

ко АО NOAA 10933 демонстрировала редкие субвспышки. И к 10 января в ней произошла прилимбовая вспышка балла C1.7 после повышения фона 8 января от $3 \cdot 10^{-8}$ Вт/м² до 10^{-7} Вт/м² в канале 1–8Å GOES. В остальных группах в это время заметной активности не происходило [1].

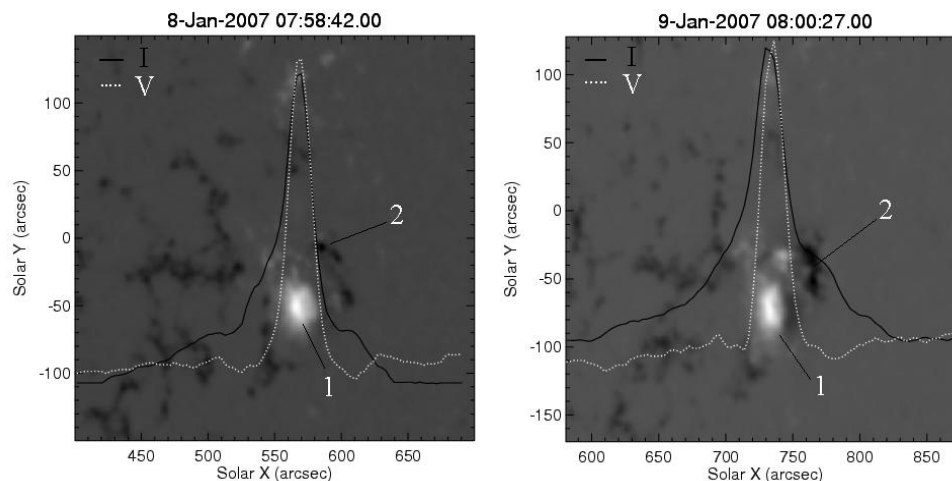


Рис. 1. Фрагмент LOS-магнитограммы АО NOAA 10933 по данным SOHO/MDI, совмещенный с профилем сканов РАТАН-600 на волне 1.84 см в 09:20UT: на 8 и 9 января 2007 г., соответственно. Сплошная черная кривая – параметр Стокса "I", пунктирная белая – "V", в относительных единицах. Шкалы магнитограмм указаны в угловых секундах. Цифрами указаны компоненты локального магнитного поля: 1 – тени основного пятна в группе, 2 – новое всплывшее поле противоположного знака.

Вспышечную активность, проявляющуюся в этой группе, можно отнести к типу II, выделенному авторами в ходе исследования групп периода 2007–2009 гг. [1]. По данным SOHO/MDI АО 10933 состояла из центрального пятна, в котором значение магнитного поля превышало 2000 Гс (КрАО), и десятка пор на фоне двух холмов различной полярности.

На рисунке 1 сопоставлено распределение локального магнитного поля в АО 10933 и наблюдаемое излучение на микроволнах за 1 и 2 дня до вспышки 10 января. Данные приведены на ближайшие друг к другу моменты времени. Здесь следует отметить факт усиления локального поля противоположного знака (2) к северо-западу от основного пятна (1) и наличие небольшого локального максимума на профиле справа от доминирующего пика (Стокс "I"), соответствующего источнику над основным пятном группы.

Данными с большой чувствительностью по потоку излучения в короткой части диапазона обладают регулярные наблюдения на РАТАН-600, достигая предела плотности потока 0.5 мЯн. Это позволяет отслеживать динамику излучения и обнаруживать незначительные изменения, возникающие на различных стадиях развития АО [2].

Профили сканов Солнца на волнах 1.84 см и 5.02 см указывают на то, что микроволновой источник хорошо заметен на короткой длине волны и

на 5 см лишь вносит вклад в общее излучение АО. Пример записи сканов Солнца на микроволнах с этой АО детально изображен на рис. 2, где видно увеличение амплитуды излучения (Ta) у источника (2) на 9 января. Этот факт непосредственно указывает по микроволновым данным на область развития слабых нестационарных процессов [1].

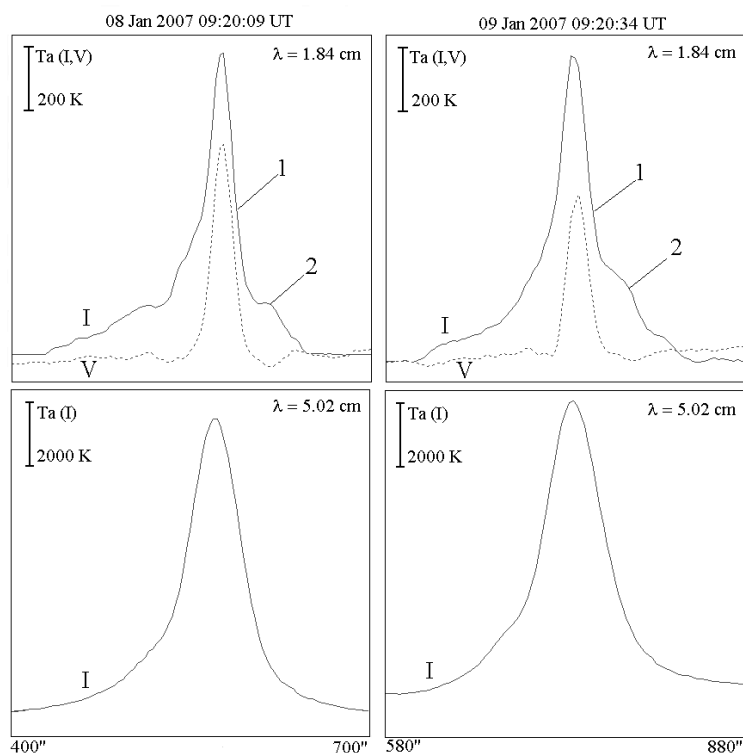


Рис. 2. Фрагменты 1D-профилей сканов Солнца (РАТАН-600): запись 08.01.07 (слева) и 09.01.07 (справа). Сплошная линия – параметр Стокса "I", пунктирная – Стокса "V". Вертикальный отрезок на изображениях сверху слева – масштаб амплитуды антенной температуры (Ta) в Кельвинах. Шкала внизу – расстояние от центра диска в угловых секундах. Цифрами указаны источники, видимые на короткой волне рабочего диапазона 1.84 см.

2D-карты Солнца, получаемые на радиогелиографе Нобеяма на волне 1.76 см (NoRH) и Сибирском Солнечном радиотелескопе на волне 5.2 см (ССРТ), позволяют получить пространственное расположение источников в нижней короне и оценку их физических характеристик [3].

По 2D-карте на 1.76 см на 9 января на рис. 3 (слева внизу) видно однозначное соответствие источника (2), расположенного к северо-западу от основного пятенного источника (1), локальному пику на 1D-скане. Отсутствие такого источника 8 января, но наличие локального пика в профиле скана свидетельствуют о времени начала события. То есть развитие слабых нестационарных процессов с генерацией надтепловых частиц, по-видимому, началось позднее времени наблюдения NoRH – ближе к 9 часам 8-го числа. Это и отразилось на поднятии фона мягкого рентгеновского излучения по данным GOES. 9-го января источник (1) показывает уменьшение

степени поляризации с 70 до 60% при росте T_b на 40% и $T_b = 2.3 \times 10^4$ К со степенью поляризации $\sim 5\%$ для (2) (данные NoRH).

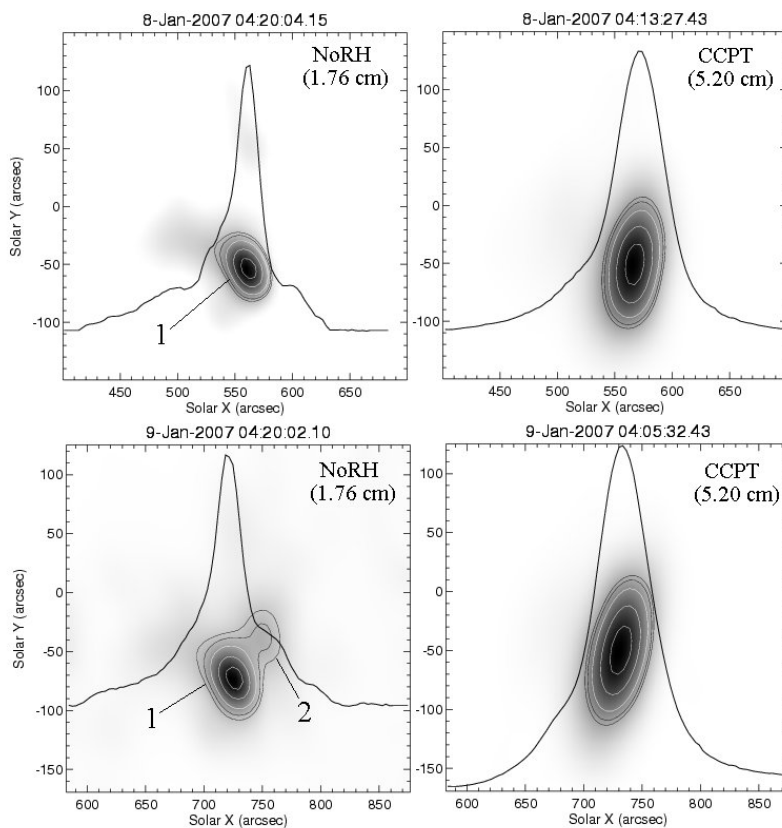


Рис. 3. 2D-карты яркостной температуры (T_b , К) АО NOAA 10933 по данным NoRH на 1.76 см, совмещенные с профилем сканов РАТАН-600 (параметр Стокса "I") на 1.84 см (слева) и данным ССРТ на 5.2 см – с профилем на 5.02 см (справа) на 8 и 9 января 2007 г., соответственно. Контуры белые – T_b на 90, 70 и 50% от максимума; черные – 40 и 35%. Цифры 1 и 2 – источники, видимые по данным NoRH. Шкалы 2D-карт указаны в угловых секундах, профилей в 09:20UT – см. рис. 2.

Таким образом, мы подтверждаем, что, во-первых, всплытие нового магнитного поля является основным фактором развития нестационарных явлений в АО. Во-вторых, хотя токи в короне усилены фактически над всей нейтральной линией магнитного поля, очаги появляющихся слабых вспышек возникают в местах максимума тока. В микроволновом диапазоне это чаще всего проявляется в развитии нового поляризованного источника за 1–2 дня до вспышки.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 11-02-00264 и частичной поддержке программы Президиума РАН П-22. Авторы статьи благодарят С.В. Лесового за помощь в работе с данными ССРТ и NoRH.

Литература

1. И.Ю. Григорьева, М.А. Лившиц, Г.В. Руденко и И.И. Мышьяков, АЖ, 2013, 90(8), с. 665.
2. Богод В.М. // Труды Всерос. конф., н. Архыз, 28.09-02.10.2006, СПб, 2007, сс.2–26.
3. Grechnev, V.V., Lesovoi, S.V., et al. // Sol. Phys., 2003, 216(1), pp. 239–273.

ВЛИЯНИЕ 22-ЛЕТНЕГО МАГНИТНОГО ЦИКЛА СОЛНЦА НА ПОЛЯРИЗАЦИЮ ТУРБУЛЕНТНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Ерофеев Д.В.

Уссурийская астрофизическая обсерватория ДВО РАН

EFFECT OF SOLAR 22-YEAR CYCLE ON POLARISATION OF TURBULENT FLUCTUATIONS IN SOLAR WIND

Erofeev D.V.

Ussuriysk Astrophysical Observatory of FEB RAS

Influence of 22-yr cycle on statistical properties of turbulent fluctuations in solar wind (below named as “Lyatsky effect”) is investigated by using data obtained both in near-Earth wind and in distant heliosphere. We found that “Lyatsky effect” is present in low-latitude heliosphere at distances from 0.3 up to 5 AU, in both slow and fast solar wind. However, this effect becomes slow or even is absent in polar zones of heliosphere. In addition, “Lyatsky effect” is found to be accompanied by asymmetry in angular distribution of IMF which varies with 22-yr period.

В работе [1] Ляцким с соавторами обнаружено, что коэффициент корреляции между компонентами вектора ММП B_x и B_z (в системе GSE) изменяется с 22-летним периодом, в фазе с изменением полярного магнитного поля Солнца. Из результатов [1] также следует, что эта корреляция связана главным образом с вариациями направления, а не модуля ММП. Автором настоящей работы показано, что «эффект Ляцкого» отражает изменение направления поляризации низкочастотных флуктуаций ММП в ходе магнитного цикла Солнца, и сопровождается аналогичным изменением поляризации флуктуаций скорости СВ [2]. Так как исследования «эффекта Ляцкого» проводились по измерениям на околоземных орбитах и без разделения типов течений СВ, остается неясным, характерен ли этот эффект для всех типов течений, в какой степени он проявляется в разных областях гелиосферы, а также связан ли он с вариациями других статистических параметров флуктуаций вектора ММП.

Для поиска ответов на эти вопросы были взяты следующие экспериментальные данные о СВ: измерения на околоземных орбитах в 1965–2012 гг. (база данных OMNI-2), измерения ММП приборами КА *Helios I, II* в 1975–80 гг. во внутренней гелиосфере, на гелиоцентрических расстояниях 0.3–1.0 а.е. (в плоскости эклиптики), и данные КА *Ulysses*, полученные в 1992–2008 гг. на гелиоцентрических расстояниях 1.3–5.4 а.е. (включая полярные области). Все данные имели временное разрешение 1 ч. Для анализа были отобраны интервалы стационарного поведения СВ при наличии устойчивой секторной структуры ММП; области взаимодействия высоко-

скоростных и низкоскоростных потоков, секторные границы и прочие отчетливо выраженные возмущения были исключены.

В качестве индикатора обнаруженного в [1] эффекта удобно использовать корреляцию R между углами θ и φ , которые задают направление вектора ММП. Мы используем систему отсчета RTN, при этом угол φ (азимут) отсчитывается в плоскости RT от оси R, а θ (наклонение) – на север от плоскости RT.

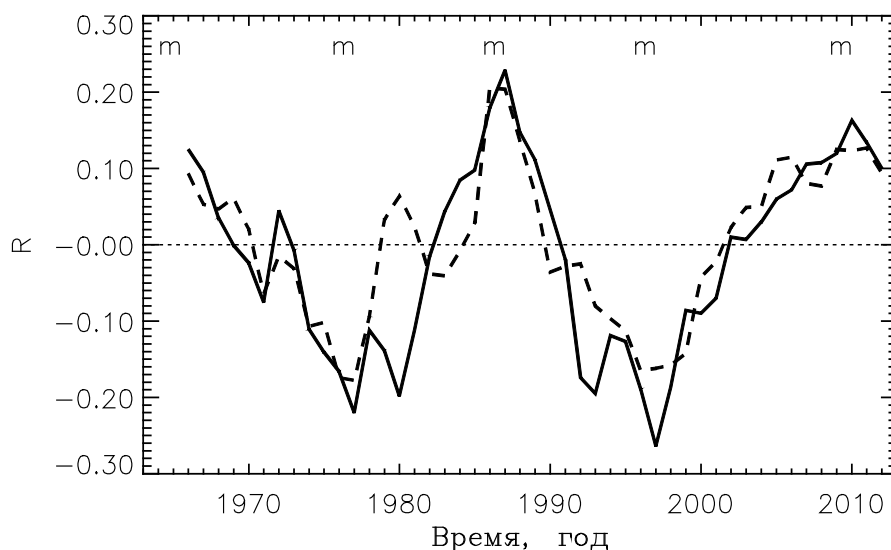


Рис. 1. Корреляция углов θ и φ в околоземной гелиосфере.

На рис. 1 показана корреляция R между вариациями углов θ и φ , рассчитанная по измерениям на околоземных орбитах (сплошная линия для высокоскоростных, штриховая – для низкоскоростных потоков СВ, знаком m отмечены минимумы 11-летнего цикла). Интервал усреднения данных 2 года. Как можно видеть на рис. 1, поведение R практически одинаково для ВС и НС потоков: в обоих случаях имеет место хорошо выраженное 22-летнее колебание с экстремумами в эпохи минимумов солнечной активности. Корреляцию нельзя назвать высокой, однако она достоверна при имеющейся статистической обеспеченности оценок $N > 10^3$.

Мы исследовали поведение других моментов углового распределения вектора ММП, а именно средних значений углов φ и θ , их дисперсий и центральных моментов третьего порядка. Из перечисленного набора параметров только один, а именно третий момент $\langle \theta^3 \rangle$, демонстрирует отчетливо выраженное 22-летнее колебание. Этот параметр описывает асимметрию распределения угла θ . Временные зависимости коэффициента асимметрии $A = \langle \theta^3 \rangle / \langle \theta^2 \rangle^{3/2}$ для ВС и НС потоков СВ приведены на рис. 2.

Рассмотрим теперь проявление «эффекта Ляцкого» в удаленных от Земли областях гелиосферы. Данные КА *Helios I, II* охватывают небольшой

период между минимумом активности 1975–76 гг. и сменой знака полярного магнитного поля Солнца в 1981 гг. Расчет показал, что в 1975–77 гг., вблизи минимума активности, параметры R и A на гелиоцентрических расстояниях менее 0.6 а.е. были отрицательными и затем уменьшались по модулю по мере приближения к эпохе смены знака полярного поля Солнца, также как и в околоземной области. Абсолютные величины R и A по данным *Helios* несколько меньше, чем по измерениям в околоземной области, но это может быть следствием худшего качества данных КА *Helios*.

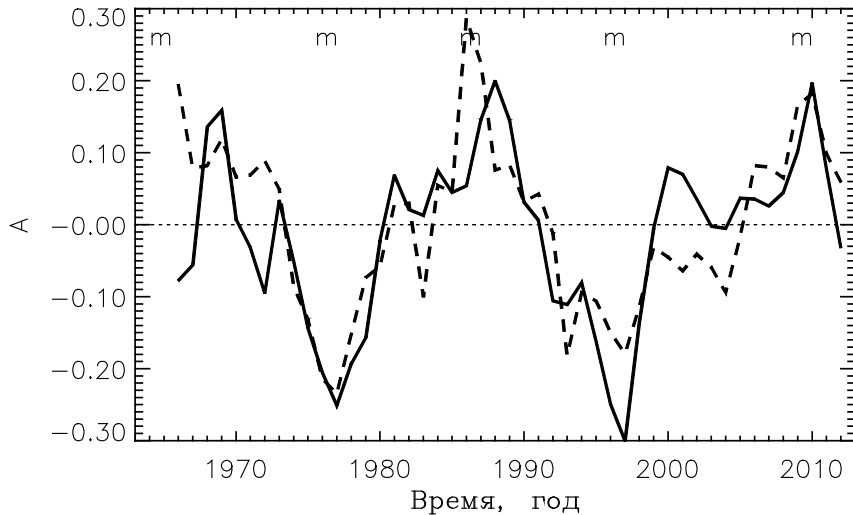


Рис. 2. Асимметрия распределения наклонений ММП.

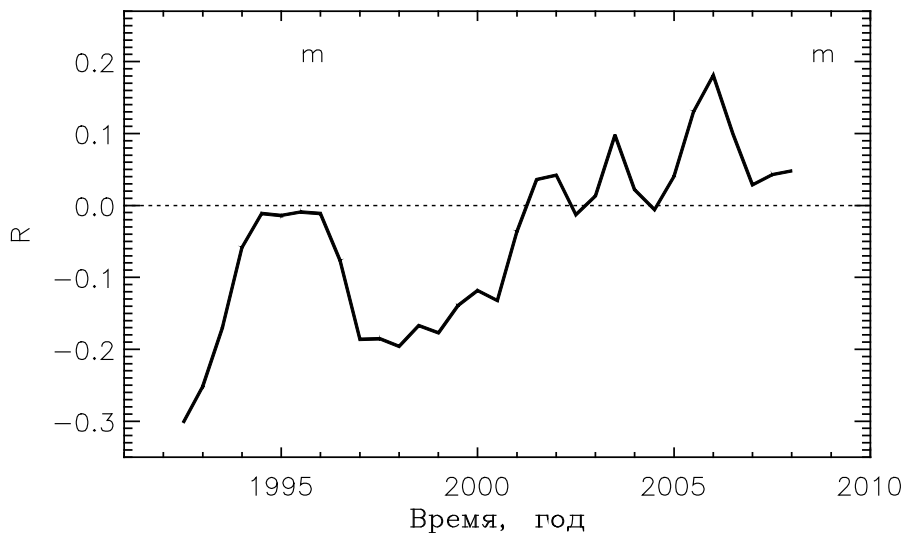


Рис. 3. Корреляция углов θ и φ по данным КА *Ulysses*.

На рис. 3 приведен временной ход корреляции углов R во внешней гелиосфере, по данным КА *Ulysses*. Можно отметить, что значения R отрицательны в период до смены знака солнечного магнитного поля (2001 г.) и положительны после нее, что согласуется с поведением R в околоземной области гелиосферы (ср. с рис. 1). При этом достаточно высокая корреля-

ция наблюдалась в 1992, 1997–98 и 2005 гг., когда *Ulysses* удалялся от Солнца на расстояние до 5 а.е. Однако в 1994–95 и 2007–08 гг., вблизи минимумов активности, рассчитанные по данным *Ulysses* значения корреляции демонстрирует отчетливые депрессии. В эти периоды *Ulysses* находился на гелиоширотах выше 45° (за исключением тех небольших интервалов времени, когда аппарат проходил перигелий орбиты, но эти интервалы не брались при расчетах). Отсюда можно сделать вывод, что «эффект Ляцкого» сильно ослаблен или отсутствует в полярных зонах гелиосферы, где в периоды минимумов активности магнитное поле униполярно.

Выводы

«Эффект Ляцкого» обнаружен в низкоширотной области гелиосферы в интервале гелиоцентрических расстояний от 0.3 до 5 а.е., однако он сильно ослаблен или отсутствует в высокоширотных зонах, где в периоды минимумов активности магнитное поле униполярно. Эффект в равной мере проявляется в высокоскоростных и низкоскоростных потоках СВ и не связан с областями их взаимодействия, а также другими сильными возмущениями. «Эффект Ляцкого» проявляется также в 22-летней вариации асимметрии распределения наклонений θ вектора ММП.

Данные о солнечном ветре получены из архивов NSSDC [3].

Работа поддержана грантами ДВО РАН 12-I-П22-02 и 12-II-СО-02-007.

Литература

1. Lyatsky W., Tan A., Lyatskaya S. Effect of the Sun's magnetic field polarity on interplanetary magnetic field B_z // Geophys. Res. Lett. V. 30. L2258. 2003.
2. Erofeev D.V. Anisotropy and symmetry of fluctuations in the solar wind magnetic field and velocity // Geomagnetism and Aeronomy, V. 52 pp. 1097-1106. 2012.
3. NSSDC : ftp://nssdcftp/gsfsc.nasa.gov/spacecraft_data/

ЛОКАЛЬНЫЕ И ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ НЧ-КОЛЕБАНИЙ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН ПО ДАННЫМ MDI (SOHO)

Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург

LOCAL AND INTEGRATED PARAMETERS OF LONG-TERM SUNSPOT OSCILLATIONS BASED ON MDI (SOHO) DATA

Efremov V.I., Parfinenko L.D., Solov'ev A.A.

Central (Pulkovo) astronomical observatory of RAS, St-Petersburg

We study the low-frequency oscillations of the magnetic field in sunspots using the magneto grams of Solar and Heliospheric observatory (SOHO/MDI). As the local parameter of oscillations we define the time-variations of magnetic field at a fixed point of sunspot umbra (the oscillations of maximum count). As the integral parameter we consider the variations of area of some part of the umbra and the time-variations of magnetic field averaged over this area. The average field was calculated in two ways: 1 – for a geometrically fixed area and 2 – in the area bounded by a line with the fixed magnetic strength (izogaussiana). In the first case, the area was defined by the radius of bypassing of the extreme point of the field, and the average field was calculated in accordance with weights specified for the selected mask. Due to geometric asymmetry of sunspot umbra, the choice of bypass radius (which determines the size of the square area near the extreme point) is very limited and does not allow to approach closely to the border of the umbra. In the second case, the area limited by the fixed izogaussiana was measured. It is shown that the wavelet spectra for the time-series of local parameters coincide to wavelet spectra for the integral values of magnetic field with a great accuracy; and this high degree of similarity takes place for any areas into the sunspot umbra. This fact proves that over all area of sunspot umbra, from its center to the “umbra-penumbra” boundary, the oscillations at the lowest mode (M1, with the period 12–36 hours, depending on the field strength) are well correlated, i.e. the sunspot umbra oscillates as a whole magnetic structure. In the field range of about 700–1000 G, i.e. near the “umbra-penumbra” boundary, the synchronicity of long-term oscillations begins to break down. The results are fully consistent with the predictions of the shallow sunspot model.

Введение

Цель данной статьи – показать, что результаты исследований долго-периодических колебаний солнечных пятен, полученные ранее по локальным параметрам [1–3], совпадают с результатами для интегральных характеристик. Под локальными параметрами колебаний мы понимаем временные изменения какой-либо исследуемой физической величины в *фиксированной точке* поверхности Солнца. В зависимости от исходных данных (магнитограмма, доплерограмма, интенсивограмма) – это временные ряды $H_z(t)$, $V_z(t)$, $F(t)$. В частности, это могут быть ряды изменения экстремального отсчета данной величины. Под интегральными параметрами понимаются, например, изменения площади некоторого участка тени и среднего по ней магнитного поля. Среднее поле вычислялось двумя способами:

1 – в геометрически фиксированной области (маска). При выборе подходящих весов на маске получаем, например, гауссово сглаживание (размытие). 2 – в области, ограниченной фиксированной изогауссой.

Стабилизация

Чтобы построить временные ряды, как для локальных, так и для интегральных параметров, прежде всего, необходимо стабилизировать изображение объекта (пятна, поры и т.д.) перемещающегося по поверхности Солнца. Такая стабилизация выполняется, например, при помощи экстремального отсчета распределенного объекта, погруженного предварительно в ограниченную фиксированную область – стрип. После первого прогона мы получаем пару координатных функций $\{X(n), Y(n)\}$, которые образуют сценарий – перемещение отсчета (в данном случае – экстремального) в стрипе за время наблюдения. На рис. 1 показан пример таких функций. Погружая пятно в небольшую область вокруг него (фрейм) и, заставляя двигаться границы фрейма по найденному сценарию, мы стабилизируем объект. Теперь можно строить временные ряды того или иного параметра в любой точке пятна или околопятенного пространства.

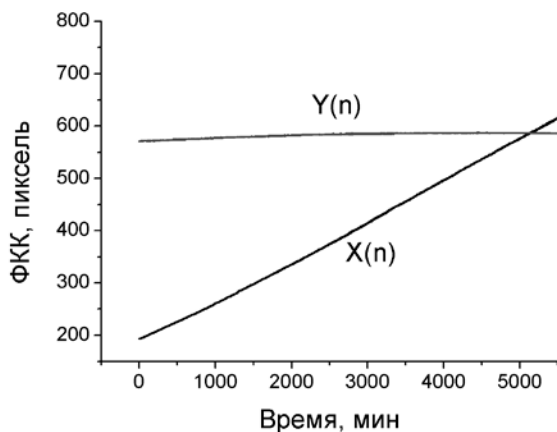


Рис. 1. Функции контроля координат (ФКК). Пара $\{X(n), Y(n)\}$ образует сценарий перемещения выбранной точки объекта по диску Солнца за время наблюдения.

Использование сценария в других каналах

В доплерограммах из-за их слабо выраженной структурности и низкого контраста сделать привязку к экстремальному отсчету очень трудно. Поэтому мы используем наряду с доплерограммами синхронно полученные ряды магнитограмм и/или интенситограмм, по которым стабилизация выполняется достаточно просто и надежно. В одновременном наблюдении необходимо получить значения лучевой скорости – V_r , а также магнитного поля – H или яркости в континууме – I_c , для которых привязка к экстремальному отсчету вблизи центра пятна делается весьма уверенно. Далее, синхронизуя данные и используя разработанный сценарий движения пятна для значений магнитного поля (H) или интенсивности (I_c), применяем этот же сценарий к данным доплер-скоростей (V_r). Очевидно, полученный сценарий можно использовать не только для пятна, но и для любой точки

спокойной фотосферы двигающейся по диску на той же широте, в том же временном диапазоне. Следует отметить два момента: 1 – *сценарий не может быть сильно смещен по гелиодолготе*. Изменение стартового положения ряда вызывает необходимость пересчета сценария с учетом проекционных эффектов и особенно учета моментов «срывов» функции ФКК (см. выше), что может оказаться для конкретного наблюдения трудной задачей. Поэтому наиболее благоприятным решением будет не делать смещения по гелиодолготе вообще, т.е. оставить стартовую точку неизменной. 2 – *сценарий не может быть сильно смещен по широте*. Значительное удаление точки приложения сценария от расчетного объекта по широте в силу эффекта дифференциального (широтного) вращения Солнца приведет к тому, что в полученном ряду, значения физической величины будут относиться к разным точкам поверхности Солнца.

Результаты

Перейдем к результатам, полученным по интегральным параметрам долгопериодических колебаний магнитного поля пятен и покажем синхронность построенных рядов. Как указано выше, здесь есть две возможности: рассчитать среднее магнитное поле по маске, совершая обход экстремального отсчета фиксированным радиусом или выбрать фиксированную изогауссу в тени пятна, вычислить ограниченную ею площадь и также рассчитать среднее магнитное поле. На рис. 2 представлен первый вариант. На каждой магнитограмме вокруг экстремального отсчета совершался обход фиксированным радиусом $R_i = 0, 1, 2$ пикселя, т.е. накладывалась маска с выбранными весовыми коэффициентами размером $M_0 = 0, M_1 = 3 \times 3$ и $M_2 = 5 \times 5$ пикселей, соответственно и рассчитывалось среднее сглаженное значение поля. Видно, что ряды хорошо синхронизованы. Действительно, коэффициенты корреляции (рассчитанные для рядов без трендов) очень высокие и составляют более 0,8. При этом матрица M_2 покрывает значительную часть площади тени пятна (более половины).

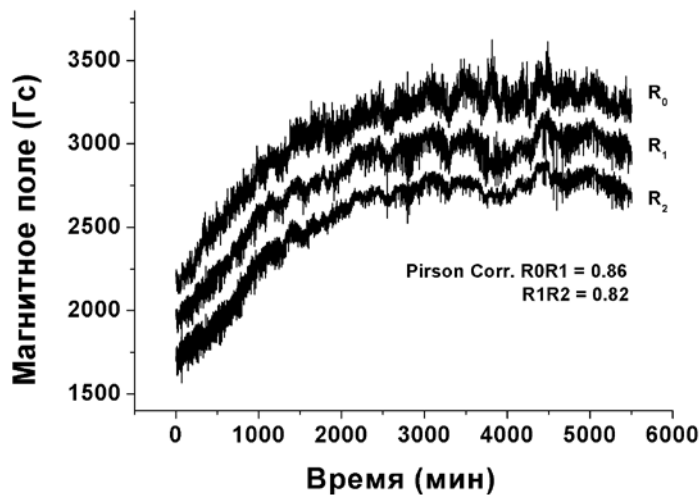


Рис. 2. Среднее магнитное поле, рассчитанное по маске M_0, M_1, M_2 , с радиусом обхода R_0, R_1, R_2 , соответственно.

Во втором случае, представленном на рис. 3, даны временные вариации среднего магнитного поля по площади, ограниченной фиксированной изогауссой. Отчетливо видна синхронность колебаний практически по всей площади тени. В области значений поля около 900–1000 Гс, т.е. вблизи границы между тенью и полутенью пятна, синхронность колебаний начинает разрушаться.

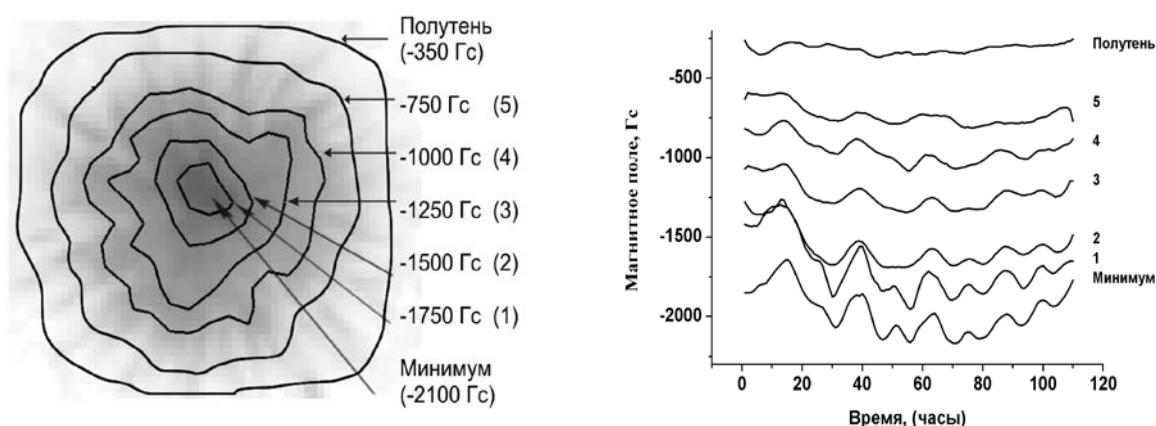


Рис. 3. Слева – изогауссы фиксированных уровней (для пятна в центральном меридиане). Справа – среднее магнитное поле по площади, соответственно.

Выводы

1. Как локальные, так и интегральные параметры временных изменения характеристик тени пятна (магнитного поля) дают возможность построить хорошо коррелированные ряды. Это означает, что тень пятна колеблется синхронно, т.е. цельнотельно, как единая магнитная структура.

2. Разрушение синхронности колебаний магнитного поля в тени пятна начинается вблизи границы «тень-полутень» на значениях поля около 700–1000 Гс.

Полученные результаты соответствуют предсказаниям модели «мелкого» солнечного пятна [4].

Работа выполнена при поддержке Программ Президиума РАН П-21 и П-22, а также гранта НШ-1625.2012.2 и гранта РФФИ 13-02-00714.

Литература

1. Efremov V.I., Parfinenko L.D., Solov'ev A.A. Solar Phys. **267**. 279.2010.
2. Efremov V.I., Parfinenko L.D., Solov'ev A.A. Cosmic Resear. **50**. 44. 2012.
3. Efremov V.I., Parfinenko L.D., Solov'ev A.A. Astr. Reports. **84**. 450. 2007.
4. Solov'ev A.A. and Kirichuk E.A. Astrophys. Bulletin. **63**. 169. 2008.

СПОРАДИЧЕСКИЙ НАГРЕВ ПЛАЗМЫ В НИЖНЕЙ ХРОМОСФЕРЕ

Зайцев В.В.

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

SPORADIC PLASMA HEATING IN THE LOWER CHROMOSPHERE

Zaitsev V.V.

Institute of Applied Physics of RAS, Nizhny Novgorod, Russia

It is widely accepted for a long time that the chromosphere heating is due to injection of the energetic particles accelerated in the solar corona at the tops of flaring loops. But a possible particle acceleration and plasma heating inside the chromosphere itself has not been considered as yet. On the other side, the recent observational data testify to heating of the chromosphere feet of compact magnetic loops up to the temperature $\geq 10^6$ K, and the hot plasma eruptions from such feet were observed. Realization of the plasma mechanism of the terahertz radiation from flares also can be an evidence for the plasma heating of the deeper chromosphere layers with electron number density $n \approx 10^{15}$ cm $^{-3}$ up to the temperature of the order of $10^5 - 10^6$ K. It is shown that the electron acceleration and the plasma heating in the lower chromosphere can be realized if the ballooning mode of the flute instability is developed in the chromosphere feet of coronal loops. The flute instability results in penetrating of the outer chromosphere plasma inside the loop and excitation of the induced electric field which effectively accelerates the electrons and results in the chromosphere heating in situ.

На заре исследований солнечной активности предполагалось, что солнечные вспышки происходят в достаточно плотных слоях солнечной атмосферы, где концентрация плазмы составляет $10^{12}-10^{14}$ см $^{-3}$, и в связи с этим обычно использовалось понятие "хромосферная вспышка". Затем происхождение вспышек стали связывать с реализацией процесса магнитного пересоединения в короне, а нагрев хромосферы – с проникновением ускоренных электронов из короны в хромосферу. В этом случае, очевидно, необходима подходящая конфигурация магнитного поля, чтобы возник процесс пересоединения. Для корональных магнитных петель обычно предполагается, что такая конфигурация возникает над петлей при образовании «каспа» – области, где магнитное поле вытягивается потоком плазмы и образуется нейтральный токовый слой. Вместе с тем, довольно часто процесс вспышки происходит без образования «каспа». Наблюдаются случаи, когда «касп» образуется после импульсной фазы вспышки, т.е. проявляется как «продукт» вспышки. Указанные особенности свидетельствуют о том, что в корональных петлях магнитное пересоединение не является, по видимому, единственно возможным механизмом происхождения вспышек и что существуют также и другие причины возникновения вспышечного процесса. Недавнее обнаружение тонких магнитных петель в хромосфере с температурой около миллиона градусов [1], из оснований которых наблю-

дались выбросы горячей плотной плазмы, свидетельствует о возможности нагрева плазмы и ускорения частиц непосредственно в хромосфере. Дополнительным фактором возникновения в хромосфере спорадических процессов ускорения частиц и нагрева плазмы может служить обнаружение мощного терагерцового излучения из активных областей [2]. Анализ показывает [3], что наиболее вероятен для терагерцового излучения плазменный механизм, реализующийся в плотных компактных и очень горячих источниках, расположенных на хромосферных уровнях с концентрацией плазмы порядка 10^{14} – 10^{15} см⁻³. Указанные обстоятельства в значительной степени определяют интерес к механизмам нагрева хромосферы, заложенный при реализации международного проекта ALMA. В связи с этим ниже будет рассмотрен возможный механизм спорадического ускорения частиц и нагрева плазмы непосредственно в хромосфере. Речь пойдет о генерации больших индукционных электрических полей при развитии желобковой неустойчивости в хромосферных основаниях токнесущих магнитных петель и об ускорении частиц этими полями.

Желобковая неустойчивость приводит к проникновению внешней хромосферной плазмы, где отношение газокINETического давления к магнитному давлению $\beta \leq 1$, внутрь петли, где $\beta \ll 1$, деформирует магнитное поле петли и вызывает увеличение электрического тока и генерацию индукционного электрического поля, эффективно ускоряющего электроны и приводящего к нагреву хромосферы *in situ*. Существенно, что благоприятные условия для развития желобковой неустойчивости существуют именно вблизи хромосферных оснований магнитных петель, где вследствие резкого уменьшения давления плазмы с высотой возникает кривизна магнитного поля (эффективная гравитация), направленная внутрь петли. Поэтому именно здесь должна быть сосредоточена область генерации индукционного электрического поля и возникать эффективное ускорение частиц и нагрев плазмы. Радиус кривизны магнитного поля в хромосферных основаниях магнитной петли порядка шкалы высоты неоднородной атмосферы. С кривизной связана центробежная сила, действующая на ионизованную компоненту хромосферного газа. Желобковая неустойчивость возникает, когда центробежная сила превышает проекцию силы тяжести на направление центробежной силы. В результате критерий неустойчивости принимает вид [4]

$$2 \frac{n}{n + n_a} > \cos \theta, \quad (1)$$

где n , n_a – концентрация электронов (ионов) и нейтральных атомов соответственно, θ – угол между направлением кривизны магнитного поля и вертикалью. В случае, когда радиус кривизны приблизительно перпендикулярен направлению силы тяжести, а концентрации электронов и нейтралов приблизительно равны, желобковые возмущения с масштабом $\lambda \sim 10^7$ см (порядка толщины хромосферного основания трубки) нарастают за

время порядка $\tau_f \approx 10$ сек. [4]. Время нарастания более мелких масштабов сокращается пропорционально $\sqrt{\lambda}$.

Генерацию индукционного электрического поля в основании магнитной петли при развитии желобковой неустойчивости рассмотрим на примере вертикальной цилиндрически симметричной трубки. Пусть перед развитием желобковой неустойчивости компоненты магнитного поля трубки имели вид $B_{z_0}(r) = const.$ (т.е. вертикальная компонента однородна по сечению трубки радиуса r_1), $B_{\varphi_0}(r) = B_{\varphi_0} r / r_1$ (однородный по сечению ток вдоль петли). Пусть в момент $t = 0$ в трубку начинается вторжение окружающей хромосферной плазмы со скоростью $V_r(r, t) = -V_r(t)r/r_1$. Тогда из уравнения

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = rot[\vec{V} \times \vec{B}] \quad (2)$$

получаем эволюцию компонент магнитного поля:

$$B_{\varphi}(r, t) = B_{\varphi_0} \frac{r}{r_1} \exp\left(\frac{2}{r_1} \int_0^t V_0(t') dt'\right), \quad B_z(r, t) = const. \exp\left(\frac{2}{r_1} \int_0^t V_0(t') dt'\right). \quad (3)$$

Легко убедиться с помощью формул (3) и уравнения

$$rot \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (4)$$

что непосредственно в основании магнитной трубки, где возникает желобковая неустойчивость, индукционное электрическое поле перпендикулярно магнитному, $\vec{E} = -(1/c)[\vec{V} \times \vec{B}]$, поэтому это поле непосредственно не ускоряет частицы. Однако за время порядка $\tau_A \approx \lambda/V_A \approx 5$ сек импульс натяжения магнитного поля $B_{\varphi}(r, t)$ "убегает" из области неустойчивости в виде нелинейной альфвеновской волны, а импульс магнитного давления $B_z(r, t)$ остается в области желобковой неустойчивости, возбуждая БМЗ-колебания. "Расщепление" обеих компонент приводит к тому, что за пределами области развития желобковой неустойчивости индукционное электрическое поле уже не связано с проникающим в трубку языком хромосферной плазмы, а определяется, главным образом, зависимостью от времени компоненты $B_{\varphi}(r, t)$. Это поле направлено вдоль оси магнитной трубки, поэтому приводит к ускорению частиц. Из (3) и (4) находим

$$E_z(r, t) = -\frac{2V_r(t)I_{z_0}r^2}{c^2r_1^3} \exp\left[-\frac{2}{r_1} \int_0^t V_r(t') dt'\right]. \quad (5)$$

Характерное время существования этого максимального поля порядка $\tau_i \approx r_1/V_r$. Это поле может достигать значений порядка нескольких вольт

на сантиметр, и с ним могут быть связана наиболее энергичная популяция ускоренных электронов. За время порядка l/V_A индукционное поле уменьшается до величины

$$E_z = -\frac{|V_r|lI_0}{c^2r_1l} \approx (1 \div 5) \times 10^{-2} \text{ В/см} \quad (6)$$

Оценки показывают, что индукционное электрическое поле (6), имеет величину порядка сотых долей вольта на сантиметр, что при размерах области ускорения порядка 100 километров приводит к ускорению электронов до энергий порядка 500 кэВ.

В формулах (5), (6) V_r – скорость втекающей в трубку хромосферной плазмы, $l_1 \approx \lambda$, l , I_0 – масштаб возмущения при развитии желобковой неустойчивости, длина петли и электрический ток петли, соответственно.

Длина свободного пробега электронов, ускоренных полем (6) в плазме с концентрацией $10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$, порядка размеров области ускорения. Это означает, что ускоренные электроны в основном остаются в области ускорения и вся их энергия идет на нагрев хромосферы в области ускорения и на генерацию излучения. Именно с такими компактными источниками горячей хромосферной плазмы связано, на наш взгляд, происхождение терагерцового излучения активных областей. Приравнивая скорость нагрева плазмы к скорости радиационных потерь, можно оценить температуру нагретой области хромосферы, которая оказывается порядка нескольких миллионов градусов.

Работа частично поддержана грантом РФФИ № 11-02-00103, Программами Президиума РАН П-21, П-22, а также грантом ведущей научной школы НШ-4185.2012.2.

Литература

1. Haisheng Ji, Wenda Cao, and P.R. Goode, *Astrophys. J.* 750, L25 (2012).
2. P. Kaufmann, E. Correa, J.E.R. Costa, and A.M. Zodi Vaz, *Astron. Astrophys.* 157, 11 (1986).
3. В.В. Зайцев, А.В. Степанов, В.Ф. Мельников, 2013, Письма в *Астрономический журнал*, 39, №9, 1-11.
4. Zaitsev, V.V., Shibasaki, K., 2005, *Astron. Rep.*, 49, 1009.

О ПРОИСХОЖДЕНИИ ЗЕБРА-СТРУКТУРЫ В КИЛОМЕТРОВОМ ИЗЛУЧЕНИИ ЮПИТЕРА

Злотник Е.Я., Зайцев В.В., Шапошников В.Е.
Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия
e-mail: zlot@appl.sci-nnov.ru

ON THE ORIGIN OF ZEBRA PATTERN IN KILOMETRIC RADIATION FROM JUPITER

Zlotnik E.Ya., Shaposhnikov V.E., Zaitsev V.V.
Institute of Applied Physics RAS, Nizhny Novgorod, Russia

Origin of the fine structure as quasi-harmonic parallel drifting stripes of enhanced brightness (zebra pattern) in the dynamic spectrum of the kilometric Jupiter radiation is discussed. A possible interpretation of the observed structure basing on the effect of double plasma resonance (DPR) in the Jupiter magnetosphere is analyzed. It is shown that the observed features of zebra pattern cannot be attributed to the DPR effect at the electron cyclotron harmonics. The suggested scheme consists of excitation of ion cyclotron waves at the low hybrid frequency in the ion DPR regions and succeeding coalescence of such waves with a high frequency longitudinal wave at the high hybrid frequency. The source parameters necessary for matching the expected and observed properties of the Jupiter zebra pattern are discussed.

Динамические спектры километрового излучения Юпитера с тонкой структурой в виде квази-эквидистантных параллельно дрейфующих полос повышенного излучения, зарегистрированные миссией Кассини [1], обнаружили сильную аналогию с так называемой зебра-структурой (ЗС) в солнечном метровом и дециметровом радиоизлучении. Такая структура была обнаружена на динамических спектрах солнечного радиоизлучения более 40 лет назад и с тех пор интенсивно исследуется как наблюдателями, так и теоретиками (см., например, [2–6]). В последние годы ЗС была обнаружена также в километровом излучении Сатурна [7], в ОНЧ шипениях в земной магнитосфере [8], и в микроволновом радиоизлучении пульсара в Крабовидной туманности [9].

На рисунках 1–2 приведены примеры ЗС в километровом радиоизлучении Юпитера [1] и дециметровом излучении Солнца [4]. Легко видеть, что обе структуры обнаруживают одинаковые свойства, которые состоят в следующем:

- 1) динамические спектры представляют собой набор квази-эквидистантных полос повышенной яркости, параллельно дрейфующих во времени;
- 2) частотное расстояние между полосами много меньше частот самих полос;

3) частотное расстояние между полосами незначительно увеличивается с ростом частоты;

4) частотный дрейф имеет волнообразный характер, причем изменение частоты полос обнаруживает задержку во времени по направлению к низким частотам.

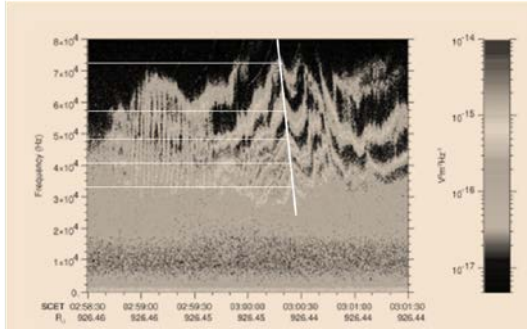


Рис. 1.

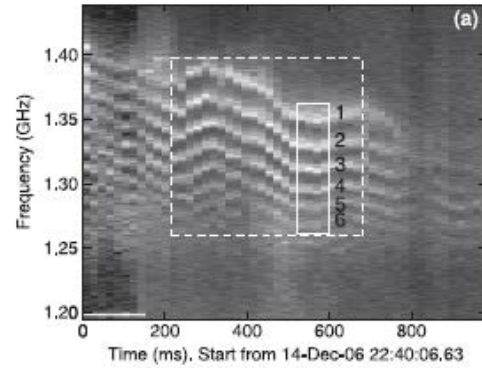


Рис. 2.

Глубокая аналогия между ЗС на Солнце и Юпитере предполагает одинаковые механизмы, ответственные за происхождение обеих структур. Теория происхождения солнечной ЗС основана на эффекте двойного плазменного резонанса, который реализуется в слабоанизотропной плазме при условии $f_{pe} \gg f_{Be}$, где f_{pe} и f_{Be} – плазменная частота и гирочастота электронов, соответственно. Повышенная генерация плазменных волн происходит в неоднородном источнике в тех областях, где локальная плазменная частота совпадает с гармониками электронной гирочастоты: $f_{pe} = sf_{Be}$. Эти плазменные волны сливаются с низкочастотными колебаниями или рассеиваются на ионах (без существенного изменения частоты), что приводит к появлению электромагнитного излучения со спектром в виде квазигармонических полос повышенного и пониженного излучения, способного покинуть плазменный источник. При этом необходимым условием наблюдаемого роста частотного разнесения зebra-полос с частотой является совпадение знаков градиентов магнитного поля и электронной концентрации (см. подробнее [3]). В противном случае Δf уменьшается с f , что противоречит наблюдениям.

В работе Кузнецова и Власова [1] предложена модель источника ЗС в магнитосфере Юпитера и механизм излучения, полностью аналогичные происхождению солнечной ЗС: в области вблизи экватора повышена концентрация плазмы, так что выполняется условие слабой анизотропии, поэтому могут наблюдаться уровни повышенного излучения с квазидискретных уровней ДПР. Однако в предложенной модели расстояние между полосами уменьшается с ростом частоты, что противоречит наблюдениям. Причина состоит в том, что в модели авторов [1] градиенты электронной концентрации и магнитного поля имеют разные направления. На первый

взгляд кажется, что упомянутого недостатка можно было бы избежать, если бы расположить неоднородный источник вдоль экватора. При этом знаки градиентов будут одинаковыми, однако в рамках известных моделей магнитного поля Юпитера источник оказывается слишком протяженным в пространстве (несколько радиусов Юпитера), что делает невозможным объяснение синхронного изменения частоты полос. Еще один недостаток модели [1] – слишком высокая электронная концентрация, требуемая для реализации эффекта ДПР. Судя по известным данным, плазма в магнитосфере Юпитера является сильноанизотропной, и условие $f_{pe} = sf_{Be}$ вряд ли может быть реализовано.

В данной работе предлагается альтернативная модель происхождения ЗС в километровом излучении Юпитера, основанная на эффекте ДПР на ионных циклотронных гармониках. Эффект состоит в повышенном излучении низкочастотных плазменных волн в областях, где частота нижнего гибридного резонанса $f_{LH} = f_{Bi} \sqrt{[1 + (f_{pe}^2 / f_{Be}^2)(m_i / m_e)] / [1 + (f_{pe}^2 / f_{Be}^2)]}$ совпадает с гармониками ионной гирочастоты (здесь и везде ниже индекс i относится к ионам). В слабоанизотропной по электронам плазме при $f_{pe} \gg f_{Be}$ частота $f_{LH} \approx \sqrt{f_{Be} f_{Bi}}$ не зависит от ионной концентрации и условие ДПР $f_{LH} = sf_{Bi}$ не может быть выполнено. Напротив, в сильно анизотропной по

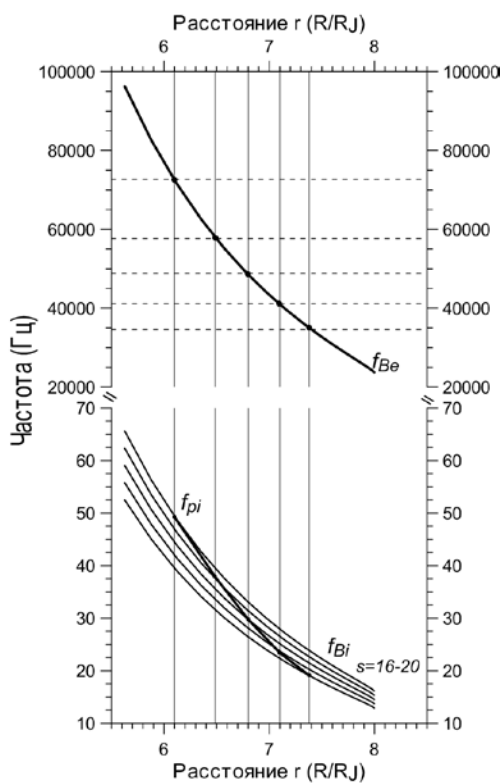


Рис. 3.

электронам плазме при $f_{pe} \ll f_{Be}$ ионы могут быть слабоанизотропными, поскольку последнее неравенство для ионов можно записать в виде: $f_{pi} \ll f_{Bi} \sqrt{m_i / m_e}$, т.е. существует интервал параметров, при которых одновременно $f_{pe} \ll f_{Be}$ и $f_{pi} > f_{Bi}$. При этом частота нижнего гибридного резонанса определяется концентрацией ионов $f_{LH} \approx f_{pi}$, и при условии $f_{pi} > f_{Bi}$ двойной резонанс на ионах $f_{pi} = sf_{Bi}$ вполне возможен.

Предлагаемая схема генерации иллюстрируется на рис. 3, где изображены зависимости f_{Be} и sf_{Bi} от расстояния r от центра Юпитера в магнитном поле, описываемом моделью VIP4 [10]. Точки пересечения f_{Be} с наблюдаемыми частотами полос вдоль белой линии на рис. 1 (горизонтальные линии) обозначают положение уровней ДПР (вертикальные линии). Точки пересечения вертикальных линий с системой ионных цик-

лотронных гармоник (построенных для однократно ионизованных ионов кислорода, которые представляют собой основную ионную компоненту магнитосферы Юпитера) обозначают частоты ДПР для ионных циклотронных гармоник (на рисунке изображены гармоники $s = 16 - 20$). Линия, соединяющая точки ДПР, определяет требуемое поведение ионной плазменной частоты. Эта частота меняется в интервале $f_{pi} \approx (2.4 - 14.2) \text{ КГц}$, и соответствующая концентрация ионов составляет примерно $N \sim (0.2 - 7) \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-3}$.

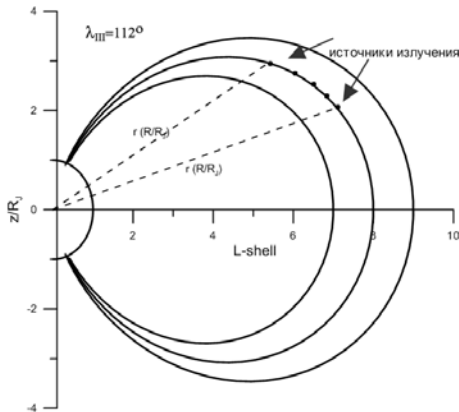


Рис. 4.

На рис. 4 изображена схема магнитного поля и источники зebra-полос. Оболочка $L = 8$ выбрана таким образом, чтобы получить значения локальных гирочастот в интервале наблюдаемых частот ЗС: $f_{Be} \approx (2.8 - 8.1) \cdot 10^4 \text{ Гц}$. Черные кружки обозначают области ДПР с повышенной генерацией низкочастотных волн.

Предложенная схема происхождения ЗС в километровом излучении Юпитера реализуется при разумных значениях магнитного поля и концентрации плазмы в магнитосфере планеты.

В то же время она позволяет объяснить следующие свойства ЗС:

- частотный спектр с полосами повышенной яркости, разделенными интервалами, значительно меньшими частоты излучения;
- увеличение частотного разнесения полос с частотой;
- квази-параллельный и волнообразный характер частотного дрейфа зebra-полос.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 13-02-00157-а и 12-02-90424-Укр-а.

Литература

1. Kuznetsov, A.A., Vlasov, V.G. Planetary and Space Science 2013, V. 75, p. 167-172.
2. Chernov, G.P.: 2006, Space Sci. Rev. **127**, 195.
3. Zlotnik, E.Ya.: 2009, Cent. Eur. Astrophys. Bull. **33**, 281.
4. Chen, B., Bastian, T.S., Gary, D.E., Jing, J.: 2011, Astrophys. J. **736**, 64.
5. Aurass H., Klein K.-L., Zlotnik E.Ya., and Zaitsev V.V., 2003, Astron. Astrophys. 410, 1001.
6. Zlotnik E.Y., Zaitsev V.V., Aurass H., Mann G., Hofman A., 2003, Astron. Astrophys. 410, 1011.
7. Tao et al., 2010 JGR V.115, A12204.
8. Titova E.E. et al., 2007, GRL V.34, L02112.
9. Hankins T.H., Eilek J.A., 2007, ApJ V.670, 693.
10. Connerney et al. J. Geophys. Res. **103**, 11929, 1998.

О ПРИРОДЕ СЛАБОГО ПОЛЯРНОГО ПОЛЯ В МИНИМУМЕ 23/24 СОЛНЕЧНЫХ ЦИКЛОВ

Золотова Н.В., Понявин Д.И.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

ON THE NATURE OF WEAK POLAR FIELD AT THE MINIMUM OF 23/24 SOLAR CYCLES

Zolotova N.V., Ponyavin D.I.

Saint-Petersburg State University, Saint-Petersburg, Russia

To understand the origin of the weak polar magnetic field at the last minimum in comparison with the previous two minima of solar activity, spatio-temporal organization of spots from 1975 to 2013 is considered. It is assumed that the contribution of bipolar sunspot groups in the polar field is formed by diffusion and is proportional to the tilt-angle of bipole (Joy's law) and the magnetic field of spots. At the same time, the meridional circulation is not able to significantly influence on the magnetic flux due to its low speed. It is quantitatively demonstrated that the weakening of the polar field is associated with the low sunspot activity during the 23-rd cycle.

Введение

Полярное магнитное поле Солнца в минимуме циклов 23/24 на 30–40% оказалось слабее полярного поля в минимумах двух предыдущих циклов активности [1]. Одной из гипотез, объясняющих ослабление поля, является увеличение скорости меридиональной циркуляции в течение 23-го цикла активности [2–4]. Карак [5], варьируя скорость меридионального течения, моделирует глобальный минимум солнечной активности. Нанди с соавторами [4] по результатам модельных расчетов получили, что для воспроизведения нынешней ситуации требуется, чтобы скорость течения на поверхности Солнца была равна 30 м/с в первой половине 23-го цикла и 25 м/с во второй половине цикла. Однако из наблюдений стало известно, что скорость меридионального потока в первой половине 23-го цикла (1996–2004) была меньше по сравнению со второй половиной этого цикла [6]. Согласно Хатавей и Райтмай [7] максимальная скорость потока составляет менее 15 м/с и менее 20 м/с в соответствии с результатами Ульриха [8]. Скорость меридионального течения – сильно флуктуирующая величина, а ее вариация в течение солнечного цикла составляют около 5 м/с [7, 8]. С другой стороны в рамках модели Бэбкока-Лейтона требуется 40% уменьшение числа солнечных пятен в течение цикла 23 по сравнению с циклом 22, чтобы воспроизвести наблюдаемое ослабление полярного поля [9]. В то время как из наблюдений эта разница составляет менее 25%. Таким образом, чтобы воспроизвести ослабление полярного поля и затяжной

минимум 23/24-го циклов, в рамках транспортной модели динамо требуются значения параметров, расходящиеся с данными наблюдений.

В данной работе мы предполагаем, что наблюдаемый дефицит солнечных пятен в течение цикла 23 достаточен, чтобы воспроизвести текущее ослабление полярного поля.

Результаты количественного анализа

Определим импульс пятнообразования как скопление (кластер) пятен на плоскости широта-время [10]. Импульсы имеют масштаб нескольких десятков градусов широты и длительность от половины до двух лет [11]. На рисунке 1а представлены импульсы пятнообразования с 1975 по 2013 г. включительно. Импульсы восстановлены из базы RGO/USAF/NOAA путем осреднения ежедневных координат групп пятен на плоскости широта-время: в окне размером $d_l \times dt = 5 \times 20$. Градации серого указывают равные уровни интенсивности импульса. На рисунке 1б приведены полярные поля северного (серым цветом) и южного (черным цветом) полушарий Солнца по данным наблюдений солнечной обсерватории Вилкокса (<http://wso.stanford.edu>).

Из рисунка 1 видно, что импульсы пятнообразования расположены асимметрично относительно гелиоэкватора. Асимметрия интенсивности импульсов наиболее заметна в 22-м цикле в виде доминирования южного полушария. Похоже, что данная ситуация отражается и в полярном поле. Сравнивая асимметрию пятнообразования в полушариях и поведение магнитного поля Солнца по данным синоптических карт обсерватории Маунт-Вилсон (<http://www.mtwilson.edu/>) Свальгард и Камиде [12] пришли к выводу, что рассинхронизация переполусовок полярного поля есть следствие рассинхронизации солнечной активности [13]. Также заметим, что циклы 21 и 22 обладают более сильными импульсами пятнообразования по сравнению с активностью цикла 23, а импульсы текущего 24-го цикла и вовсе малозаметны на фоне предыдущих циклов.

Сравнивая импульсы пятнообразования и распределение магнитных полей на плоскости широта-время, Золотова и Понявин [14] обнаружили, что каждая из волн новой полярности к полюсам связана со всплеском пятнообразования в соответствии с законом полярности Хейла. Взаимно-однозначное соответствие импульсов и волн новой полярности, чье кумулятивное действие приводит к переполусовке полярного поля, указывает на несостоятельность гипотезы о ключевой роли вариаций скорости меридионального течения в формировании магнитного поля на полюсах Солнца. Величина полярного поля и время переполусовки зависят от пространственно-временной организации кластеров пятен, их интенсивности и ориентации магнитных моментов активных областей [14].

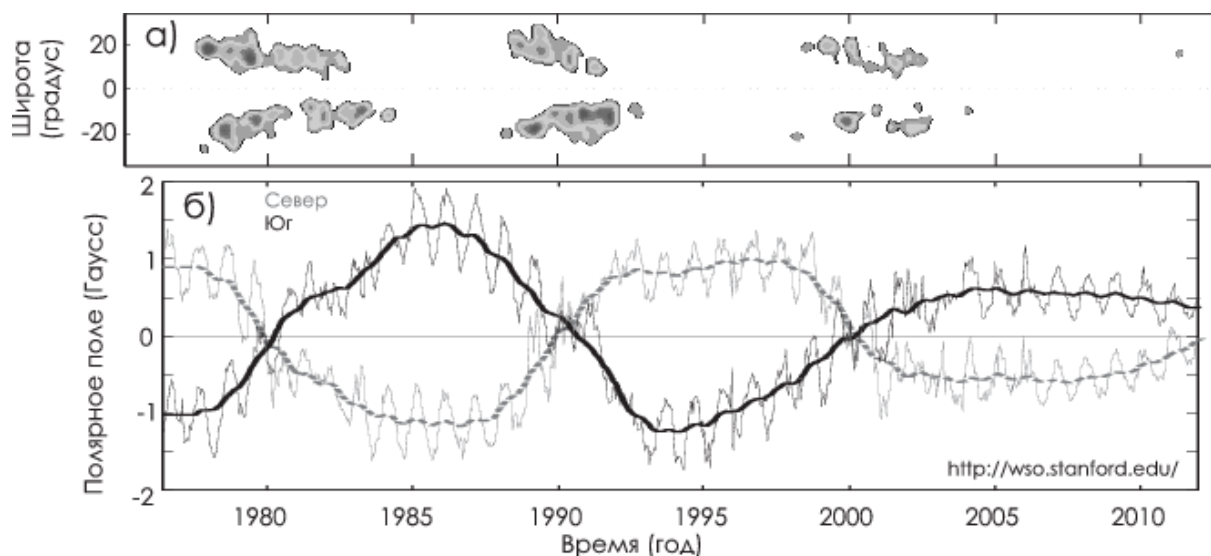


Рис. 1. а) Импульсы пятнообразования для циклов активности 21–23. **б)** Полярное поле Солнца согласно данным наблюдений солнечной обсерватории Вилкокса Стэнфордского университета. Серая пунктирная кривая – сглаженное поле в северном полушарии, черная сплошная кривая – в южном полушарии.

Таблица 1.

Снижение напряженности полярного поля, в процентах				Уменьшение популяции пятен, в процентах			
циклы	север	юг	общее	циклы	север	юг	общее
23/22	22,54%	24,96%	23,85%	23/22	26,91%	19,25%	23,06%
23/21	33,93%	30,12%	31,95%	23/21	31,33%	29,24%	30,24%

В таблице 1 указано процентное снижение напряженности полярного поля по данным обсерватории Вилкокса и уменьшение популяции пятен в 23-м цикле по отношению к циклам 22 и 21. Видно, что ослабление полярного поля количественно совпадает со снижением интенсивности пятнообразования. Таким образом, ослабление полярного поля и затяжной минимум 23/24-го циклов в первую очередь связаны с дефицитом пятнообразования, но не с вариациями скорости меридионального течения.

Выводы

В данной работе мы провели количественное сравнение полярного поля и солнечного цикла активности, образованного суперпозицией кластеров пятен на диаграмме широта-время. Количественно показано, что ослабление полярного поля в минимуме 23–24-го циклов согласуется с пониженной активностью пятнообразования в течение 23-го цикла.

Сравнивая принципы работы транспортной динамо модели [2–4, 9] и нашего подхода [14, 15], мы пришли к выводу, что они по-разному объясняют текущее ослабление полярного поля Солнца. Если в первом случае причиной считается увеличение меридиональной скорости, что не под-

тверждается данными измерений, то в нашем подходе – уменьшение популяции пятен в цикле 23 по отношению к циклам 22 и 21.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 12-02-31108 мол_а.

Литература

1. *Svalgaard L., Cliver E.W., Kamide Y.*, Sunspot cycle 24: Smallest cycle in 100 years?, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L01104, 2005.
2. *Schrijver C.J. Liu Y.*, The global solar magnetic field through a full sunspot cycle: Observations and model results, *Solar Phys.*, 252, 19–31, 2008.
3. *Wang Y.M., Robbrecht E., Sheeley N.R. Jr.*, On the weakening of the polar magnetic fields during solar cycle 23, *Astrophys. J.*, 707, 1372, 2009.
4. *Nandy D., Muñoz-Jaramillo A., Martens P.C.H.*, The unusual minimum of sunspot cycle 23 caused by meridional plasma flow variations, *Nature*, 471, 80–82, 2011.
5. *Karak B.B.*, Importance of Meridional circulation in flux transport dynamo: the possibility of a Maunder-like Grand minimum, *Astrophys. J.*, 724, 1021–1029, 2010.
6. *Hathaway D.H., Rightmire L.*, Variations in the axisymmetric transport of magnetic elements on the Sun: 1996–2010, *Astrophys. J.*, 729, 80, 2011.
7. *Hathaway D.H., Rightmire L.*, Variations in the Sun's meridional flow over a solar cycle, *Science*, 327, 1350, 2010.
8. *Ulrich R.K.*, Solar meridional circulation from Doppler shifts of the Fe I line at 5250 Å as measured by the 150-foot solar tower telescope at the Mt. Wilson Observatory, *Astrophys. J.*, 725, 658, 2010.
9. *Jiang J., Cameron R.H., Schmitt D., Schüssler M.*, Can surface flux transport account for the weak polar field in cycle 23?, *Space Sci. Rev.*, 176, 289, 2013.
10. *Gnevyshev M.N.*, On the nature of solar activity, *Izvestiya Glavnoj Astronomicheskoy Observatorii v Pulkove*, 16, 36, 1938.
11. *Antalová A., Gnevyshev M.N.*, Latitudinal distribution of sunspot areas during the period 1874–1976, *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso*, 11, 63–93, 1983.
12. *Svalgaard L., Kamide Y.*, Asymmetric solar polar field reversals, *Astrophys. J.*, 763, 6, 2013.
13. *Zolotova N.V., Ponyavin D.I., Marwan N., Kurths J.*, Long-term asymmetry in the wings of the butterfly diagram, *Astronomy Astrophys.*, 503, 197–201, 2009.
14. *Золотова Н.В., Понявин Д.И.*, Импульсная природа пятнообразовательной деятельности на Солнце, *Астрон. Ж.*, 89, 283–288, 2012.
15. *Золотова Н.В., Понявин Д.И.*, Пространственно-временные кластеры солнечных пятен и переполюсовка полярного магнитного поля Солнца, Труды Всероссийской ежегодной Пулковской конференции по физике Солнца "Солнечная и солнечно-земная физика – 2012", сс. 47–50, 2012.

ЗАКОН ШПЁРERA И СВЯЗЬ ШИРОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ С АМПЛИТУДНЫМИ

Иванов В.Г., Милецкий Е.В.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

THE SPÖRER LAW AND LINK BETWEEN LATITUDE AND AMPLITUDE CHARACTERISTICS OF SOLAR ACTIVITY

Ivanov V.G., Miletsky E.V.

Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

We analyze the link between the mean sunspot group latitude and level of solar activity and demonstrate how that link can be applied to estimate of the latitudes of sunspots in pre-Greenwich epoch based upon available data on Wolf numbers. Such estimates for 1–23 cycles of solar activity are presented.

Эволюция средней широты пятен в 11-летнем цикле солнечной активности описывается законом Шпёрера: первые пятна возникают на высоких широтах, а затем широтный центр активности дрейфует к экватору. Эта давно известная закономерность в своей традиционной формулировке носит качественный характер, и вопрос о выявлении количественных закономерностей между амплитудными и широтными характеристиками солнечной активности представляет определённый интерес.

В нашей предыдущей работе [1], основанной на данных расширенного Гринвичского каталога, было показано, что поведение средних широт групп пятен в цикле может быть описано универсальной широтной кривой (УШК) $\Psi(t) = a \exp(b(t - T_0))$, где a и b – общие для всех циклов параметры, а T_0 – «момент отсчёта широтной фазы» (МОШФ). Положение УШК в данном цикле определяется, таким образом, только одним моментом времени T_0 . Этот момент сдвинут относительно минимума цикла T_{\min} , причём сдвиг $\Delta T = T_0 - T_{\min}$ связан с амплитудой цикла: для высоких циклов он, как правило, положителен, а, для низких – отрицателен.

Чтобы избежать проблем с наложением групп пятен разных циклов вблизи минимумов, поиск универсальной широтной кривой (УШК) в работе [1] проводился только для фаз цикла $2 \leq t - T_{\min} \leq 8$ лет. В данной работе мы повторили это исследование, сняв указанное ограничение: для этого группы разных циклов были разделены методом, описанным в [2]. При этом, в отличие от [1], усреднение за оборот проводилось с весами, равными площади групп. Вычисленные для этого случая параметры УШК $a = 26.6 \pm 0.2^\circ$, $b = -0.126 \pm 0.002 \text{ год}^{-1}$ в пределах погрешности совпали со значениями, полученными в [1]. Среднее отклонение наблюдаемых среднеоборотных широт от УШК по всем фазам цикла составляет около

2.5°. Сглаженные средние широты и полученные УШК показаны на рис. 1. Вычисленные МОШФ, а также моменты минимумов T_{\min} (полученные для индекса групп пятен G , сглаженного синусоидальным фильтром шириной 13 оборотов — SIN13) приведены в Таблице 1.

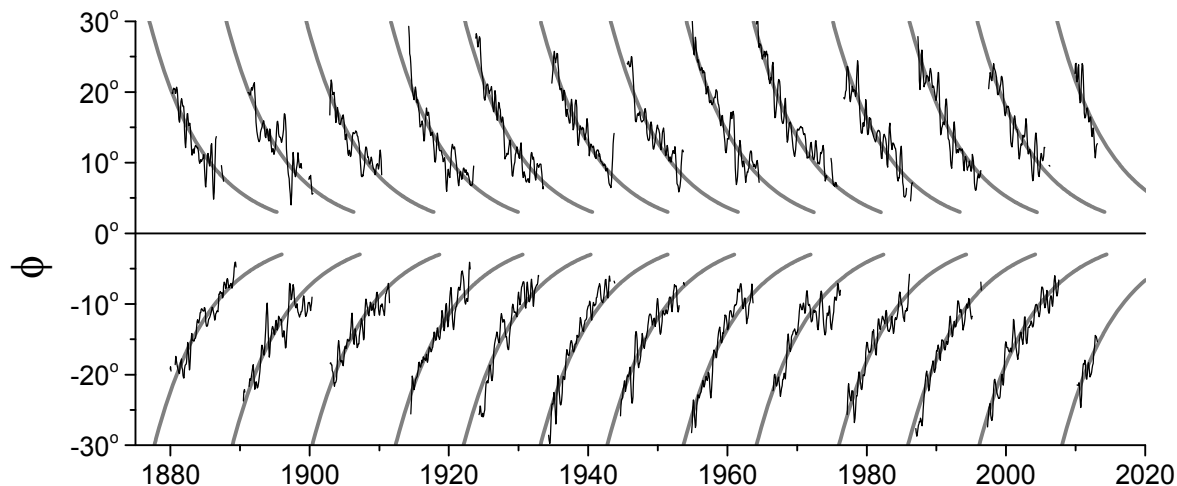


Рис. 1.

Таблица 1.

Цикл	Северное полушарие		Южное полушарие		Весь диск	
	T_{\min}	T_0	T_{\min}	T_0	T_{\min}	T_0
12	1879.1	1877.9	1878.6	1878.6	1879.0	1878.3
13	1889.5	1889.0	1890.1	1889.9	1890.1	1889.4
14	1901.9	1900.5	1901.3	1901.3	1901.4	1900.8
15	1912.5	1912.6	1913.5	1913.3	1913.5	1912.7
16	1923.9	1923.3	1923.3	1923.0	1923.3	1923.0
17	1933.9	1934.1	1933.3	1934.1	1933.7	1934.0
18	1944.4	1944.2	1944.1	1943.7	1944.2	1944.0
19	1954.2	1955.0	1954.3	1954.6	1954.3	1954.9
20	1964.6	1964.7	1964.9	1965.1	1964.6	1964.7
21	1976.2	1976.1	1975.2	1976.9	1976.1	1976.4
22	1986.0	1987.1	1986.4	1986.9	1986.3	1987.1
23	1996.8	1996.8	1996.4	1997.1	1996.5	1996.9

Как было отмечено в [1], в качестве меры фазы цикла удобно использовать ординату УШК ψ в момент t : $\psi = a \exp(b(t - T_0))$. Интересной особенностью такого представления является то, что во второй половине фазы спада 11-летнего цикла уровни активности для данного ψ в разных циклах близки. На рис. 2 эта закономерность проиллюстрирована на примере сглаженных фильтром SIN13 чисел Вольфа. При этом связь между активностью и широтной фазой при $\psi \leq 12^\circ$ ($W \leq 60$) хорошо (с точностью около 8 единиц) описывается соотношением $W_0(\psi) = 1.18 \psi^2 - 9.22 \psi + 14.2$ (жир-

ная линия на рисунке). Это соотношение позволяет нам оценить МОШФ и положение УШК по поведению чисел Вольфа на фазе спада, причём сделать это и для эпох, в которые систематические наблюдения широт пятен отсутствуют. Очевидно, в качестве этих оценок можно взять такие T_0 , для которых кривая $W_0(a \exp(b(t - T_0)))$ имеет минимальное среднеквадратичное отклонение от реального индекса на фазе спада данного цикла (при $W \leq 60$).

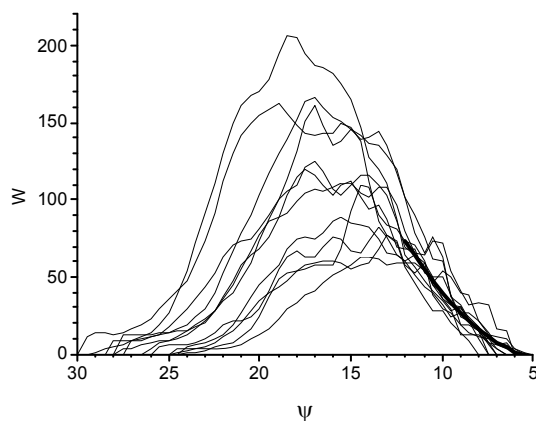


Рис. 2.

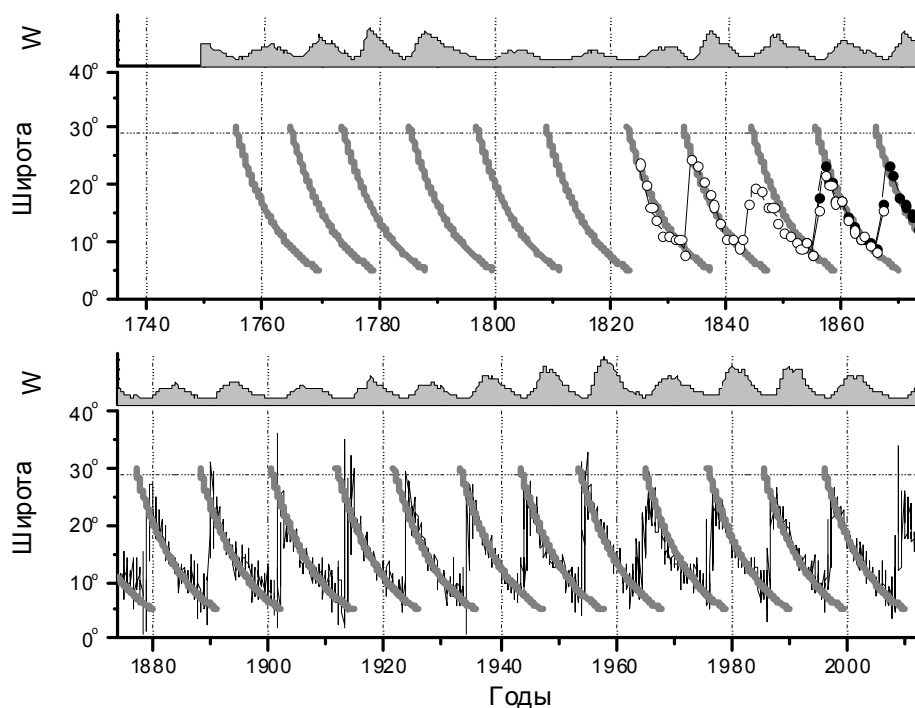


Рис. 3.

На рис. 3 изображена реконструкция положений УШК, сделанная описанным образом по среднемесячному ряду чисел Вольфа с 1749 года. Видно, что оценки УШК (жирные серые кривые) хорошо согласуются с реальными широтами в гринвичскую эпоху (тонкая чёрная кривая). В бо-

лее ранние времена эти оценки также согласуются со средними широтами по компиляции ранних наблюдений из базы данных ESAI [3] (чёрные кружки) и данным наблюдений Швабе [4] (белые кружки) — в последнем случае некоторое систематическое отклонение наблюдается только для цикла №9. В Таблице 2 приведены полученные оценки МОШФ T_{0W} и, для сравнения, реальные моменты T_0 из Таблицы 1. Средняя ошибка оценки T_0 с помощью T_{0W} в 11–23 циклах составляет 0.45 года, что довольно велико. Однако при этом средняя ошибка оценки наблюдаемых широт реконструированными УШК по сравнению с ошибкой их оценки реальными кривыми возрастает всего на 10%. Кроме того, сдвиги МОШФ относительно минимумов соответствующих индексов $\Delta T = T_0 - T_{\min}$ и $\Delta T_W = T_{0W} - T_{\min W}$ хорошо скоррелированы ($r = 0.76$), а знаки этих сдвигов в 10 случаях из 12 совпадают, что также говорит о качественной правильности реконструкции.

Таблица 2. Оценки МОШФ по числам Вольфа.

Цикл	T_{0W}	T_0	ΔT_W	ΔT	Цикл	T_{0W}	T_0	ΔT_W	ΔT
1	1756.1		0.8		13	1888.9	1889.3	-1.2	-0.8
2	1765.7		-0.9		14	1901.2	1901.0	-0.4	-0.4
3	1774.7		-0.7		15	1912.7	1913.0	-0.8	-0.5
4	1786.3		1.9		16	1922.5	1923.1	-0.8	-0.3
5	1797.9		-0.5		17	1934.0	1933.9	0.3	0.1
6	1809.8		-0.8		18	1944.4	1944.0	0.1	-0.2
7	1824.0		0.5		19	1954.6	1954.9	0.3	0.6
8	1833.6		0.0		20	1965.8	1964.8	1.2	0.3
9	1845.4		1.9		21	1976.8	1976.7	0.6	0.5
10	1856.5		0.5		22	1986.3	1986.9	-0.4	0.6
11	1866.7		-0.5		23	1996.8	1997.0	0.4	0.6
12	1877.9	1878.3	-1.0	-0.7					

Таким образом, найденная связь между амплитудными и широтными характеристиками цикла может быть использована для оценки средней широты пятен на данной фазе цикла с помощью изучения поведения известных амплитудных индексов.

Данная работа поддержана грантами РФФИ № 13-02-00277, НШ-1625.2012.2 и программами Президиума РАН № 21 и 22.

Литература

1. В.Г. Иванов, Е.В. Милецкий // Труды всероссийской конференции "Солнечная и солнечно-земная физика – 2012", сс.51–54 (2012).
2. В.Г. Иванов, Е.В. Милецкий, Ю.А. Наговицын // *Астрономический журнал*, т.88, №10, сс.989–996 (2011).
3. Yu.A. Nagovitsyn et al. // *Solar Phys*, V.224, Iss.1–2, pp 103–112 (2004).
4. R. Arlt et al. // *M.N.R.A.S.*, V.433, Iss.4, pp.3165–3172 (2013).

**РОЛЬ КРУПНОМАСШТАБНОЙ СТРУКТУРЫ
МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА
В ГЛОБАЛЬНОЙ ОРГАНИЗАЦИИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ**

Иванов Е.В., Обридко В.Н.

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН
имени Н.В. Пушкова, Московская обл., г. Троицк.
E-mail: eivanov@izmiran.ru, obridko@izmiran.ru*

**THE ROLE OF THE LARGE-SCALE STRUCTURE
OF THE SOLAR MAGNETIC FIELD IN GLOBAL ORGANIZATION
OF SOLAR ACTIVITY**

Ivanov E.V., Obridko V.N.

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences, Troitsk, Moscow Region,
E-mail: eivanov@izmiran.ru, obridko@izmiran.ru*

The relation of the large scale solar magnetic field structure (LSSMFS) and the most pronounced manifestations of solar activity (filaments, active regions, solar spots, coronal mass ejections and coronal holes) was studied.

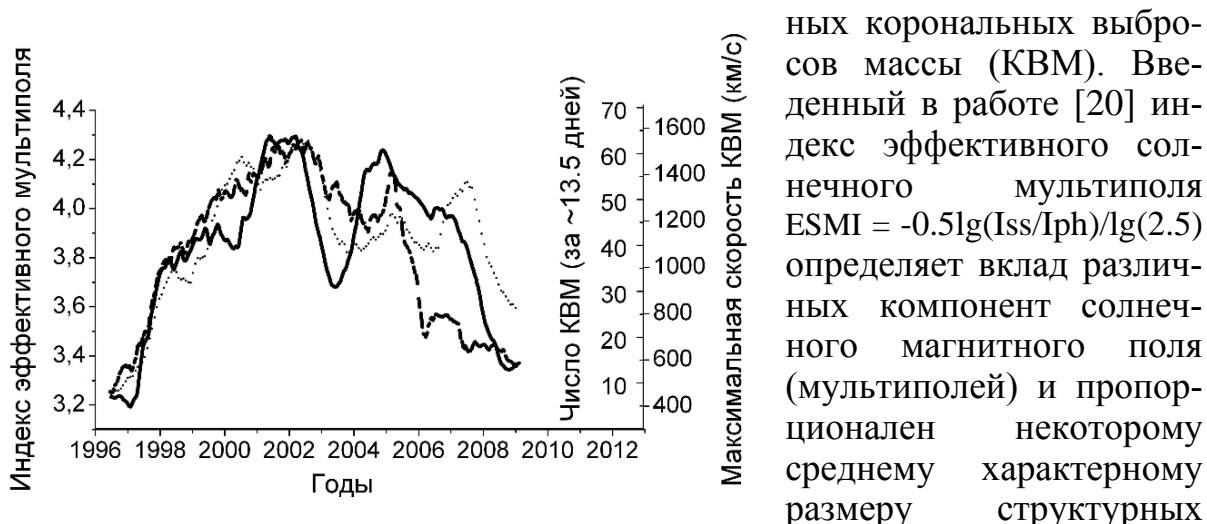
Крупномасштабное магнитное поле Солнца (КМПС) представляет собой магнитное поле с интенсивностью от нескольких гаусс до нескольких десятков гаусс (в активных областях и соответствующих флоккульных полях), покрывающее практически всю поверхность Солнца. Сопоставление карт КМПС со снимками Солнца в линии Н-альфа выявило их хорошее соответствие, что позволило исследовать структуру КМПС по снимкам в Н-альфа вплоть до начала 20-го века [1–3]. Границы структурных элементов КМПС, соответствующие нейтральным линиям магнитного поля, трассируют на снимках в Н-альфа волокна и наиболее заметные активные области. Согласно Бэбкоку и Лейтону [4, 5], крупномасштабное магнитное поле Солнца образуется за счет диффузии интенсивных магнитных полей активных областей и солнечных пятен. Однако в ряде работ 1985–1992 гг. [6–10] Макинтош и Вильсон, основываясь как на собственных наблюдениях, так и на наблюдениях ряда других исследователей, предложили иную теорию образования крупномасштабного магнитного поля Солнца, основанную на взаимодействии генерируемого в основании конвективной зоны глобального магнитного поля Солнца с гигантскими конвективными ячейками в конвективной зоне Солнца. В защиту своей теории ими были выдвинуты следующие аргументы: Крупномасштабные магнитные поля Солнца 1) образуются до возникновения каких-либо значительных групп пятен и существуют практически всегда на всех фазах солнечного цикла, 2) новые значительные группы пятен возникают вблизи уже существующих границ ячеек КМПС, не нарушая структуры КМПС, причем концен-

трация этих пятен к границам ячеек КМПС растет с ростом площади этих пятен, при этом большие группы пятен, как правило, возникают вблизи областей усиленного шира или места слияния двух различных потоков магнитного поля, которые часто наблюдаются уже за 1–2 месяца до возникновения солнечных пятен, 3) большая часть магнитного потока пятен при их исчезновении также исчезает и не диффундирует по поверхности Солнца, 4) суммарный магнитный поток солнечных пятен меняется на протяжении 11-летнего цикла в 10–12 раз, в то время как поток крупномасштабных полей – менее чем в 2 раза, при этом суммарный магнитный поток солнечных пятен составляет не более 11–14% от общего магнитного потока Солнца, 5) смещение элементов КМПС к полюсам (волокон, ограничивающих эти элементы) не является однородным (т.е. не носит диффузионного характера) и различно в разных фазах солнечного цикла, иногда наблюдаются дискретные скачки отдельных элементов КМПС при их движении к полюсам и меридиональное движение этих элементов, как правило, превышает скорость диффузии магнитных полей. Согласно [11–13] КМПС состоит из структурных элементов со средними характерными размерами 90° , 180° , 360° и 24° , соответствующих гигантским конвективным ячейкам. Характерные размеры этих элементов в течение 11-летнего солнечного цикла меняются, уменьшаясь на фазе роста (от минимума цикла к максимуму) и вновь увеличиваясь на фазе спада (от максимума к следующему минимуму).

Установлено, что наиболее заметные проявления солнечной активности (активные области, группы солнечных пятен, а также происходящие в них вспышки) имеют тенденцию к концентрации к границам структурных элементов КМПС, что проявляется в частности в образовании т.н. активных долгот [14, 15]. Концентрация этих образований (событий) к границам структурных элементов КМПС (активным долготам и секторным границам межпланетного магнитного поля) растет с ростом их интенсивности (балла) и наиболее заметна для достаточно больших и мощных образований (в случае вспышек – для протонных вспышек и вспышек балла X).

В работе [16] посредством суперпозиции синоптических карт магнитного поля Солнца, полученных с MDI, со Стэнфордскими картами крупномасштабного магнитного поля Солнца в период 23-го солнечного цикла был подтвержден как сам факт возникновения мощных групп пятен вблизи границ КМПС, так и то, что эти границы возникают не менее чем за 1–2 оборота до возникновения этих пятен. В [17, 18] также было показано, что переполусовка магнитного поля на поверхности источника (состоящего в основном из мультиполей низкого порядка – диполя и квадруполь, характеризующих КМПС) происходит на 1–2 оборота раньше переполусовки магнитного поля на поверхности фотосферы (где преобладают мультиполи более высокого порядка, соответствующие активным областям и пятнам).

В работе [19] была показана тесная связь индекса эффективного солнечного мультиполя ESMI, определяющего характерный размер элементов КМПС), с максимальной скоростью и частотой появления наиболее мощ-



элементов КМПС. С ростом ESMI этот характерный размер уменьшается. На рисунке слева приведены кривые циклических изменений индекса эффективного солнечного мультиполя (непрерывная линия), максимальной скорости (жирная штриховая линия) и частоты появления КВМ (прерывистая тонкая линия), в течение всего 23-го цикла активности. Максимальная скорость (V_{\max}) и частота появления (N) КВМ рассчитаны по данным, взятым из списка ЛАСКО [21]. Все значения как ESMI, так и V_{\max} и N рассчитаны с шагом, равным половине Кэррингтоновского оборота (~ 13.5 дней), и затем сглажены за год.

Как видно из приведенного рисунка, наибольшим значениям максимальной скорости (и соответственно энергии) корональных выбросов массы соответствуют максимальные значения индекса эффективного солнечного мультиполя (ESMI). По-видимому, при уменьшении размера структурных элементов КМПС (росте ESMI) создаются благоприятные условия для объединения больших и сложных групп пятен (активных областей), возникающих вблизи границ этих элементов, в единый сложный комплекс из нескольких активных областей, объединенных корональными арочными структурами. При увеличении характерных размеров элементов структуры КМПС (уменьшении ESMI) условия для создания больших и сложных комплексов активных областей ухудшаются, вследствие чего уменьшаются как размеры этих комплексов, так и скорость (а соответственно и мощность) КВМ, возникающих в этих комплексах. В конце фазы спада (2007–2009 гг.) при значительном росте характерных размеров элементов структуры КМПС возникновение комплексов из нескольких активных областей и соответственно возникновение мощных высокоскоростных КВМ становится невозможным. В это время их максимальная скорость, как правило, не превышает 700 км/с. Одновременно наблюдается относительный рост частоты возникновения слабых низкоскоростных КВМ, возникающих в отдельных относительно небольших источниках (пятнах и эруптирующих волокнах).

Структура КМПС определяет и распределение, размеры, и число корональных дыр в различных фазах 11-летнего солнечного цикла и соответ-

ственно параметры высокоскоростных потоков солнечного ветра, истекающих из корональных дыр. Связь наблюдаемых в ультрафиолетовых линиях корональных дыр с открытыми конфигурациями магнитного поля КМПС довольно доказана уже с начала 1970-х годов. Однако она не столь явно проявляется как связь пятен и активных областей с границами структурных элементов КМПС. Это является следствием того, что на положение, размеры и структуру корональных дыр большое влияние оказывают примыкающие к корональным дырам активные области и пятна. Плотность и температура плазмы внутри и вне корональных арок связывающих между собой отдельные элементы активных областей и пятен оказывают заметное влияние на вид и структуру корональных дыр, наблюдаемых в различных линиях коротковолнового спектра.

Из всего выше сказанного следует, что крупномасштабная структура магнитного поля Солнца играет определяющую роль в глобальной организации практически всех наиболее заметных проявлений солнечной активности (активных областей, пятен, волокон, корональных дыр, корональных выбросов массы).

Данная работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 11-02-00259 и Программой №22 фундаментальных исследований Президиума РАН «Фундаментальные проблемы исследований и освоения Солнечной системы».

Литература

1. *Makarov, V.I. and Sivaraman, K.R.*: 1989, *Solar Phys.*, vol. 119, p. 35–44.
2. *Makarov, V.I. and Sivaraman, K.R.*: 1989, *Solar Phys.* vol. 123, p. 367–380.
3. *V.N. Obridko and B.D. Shelting*: 1999. *Solar Phys.*, vol. 184, p. 187–200,
4. *Babcock, H.W.*: 1961, *Astrophys. J.*, 133, 572.
5. *Leighton, R.*: 1969, *Astrophys. J.*, 156, 1.
6. *McIntosh, P.S., Wilson, P.R.*: 1985, *Solar Phys.*, vol. 97, p. 59–79.
7. *Wilson, P.R., McIntosh, P.S., and Snodgrass, H.B.*: 1990, *Solar Phys.*, vol. 127, p. 1–9.
8. *Wilson, P.R. and McIntosh, P.S.*: 1991, *Solar Phys.*, vol. 136, p. 221–237.
9. *Wilson, P.R.*: 1992, *Solar Phys.*, vol. 138, p. 11–21.
10. *Murray, N., Wilson, P.R.*: 1992, *Solar Phys.*, vol. 142, p. 221–232.
11. *O.V. Arkhypov, O.V. Antonov, M.L. Khodachenko*: 2011, *Solar Phys.*, vol. 270, p. 1–8.
12. *O.V. Arkhypov, O.V. Antonov, M.L. Khodachenko*: 2012, *Solar Phys.*, vol. 278, p. 285–298.
13. *O.V. Arkhypov, O.V. Antonov, M.L. Khodachenko*: 2013, *Solar Phys.*, vol. 282, p. 39–50.
14. *Bumba V., Obridko V.N.*: 1969, *Solar Phys.*, vol. 6, p. 104–110.
15. *Ivanov E.V.*: *Advances in Space Research*, 2007, 40, p. 959–969.
16. *Иванов Е.В.*, Труды Всероссийской конференции по физике Солнца "Солнечная и солнечно-земная физика – 2012", 2012, СПб, ГАО, с. 55–58.
17. *Шельтинг Б.Д., Обридко В.Н.*, Труды всесоюзной конференции "Солнце в эпоху смены знака магнитного поля", 2001, СПб, ГАО, с. 391–398.
18. *Степанян Н.Н., Ахтемов З.С., Файнштейн В.Г., Руденко Г.В.*, Труды Всероссийской конференции по физике Солнца "Солнечная и солнечно-земная физика – 2012", 2012, СПб, ГАО, с. 129–132.
19. *V.N. Obridko, E.V. Ivanov, A. Özgüç, A. Kilcik, V.B. Yurchyshyn*: 2012, *Solar Phys.*, vol. 281, p. 779–792.
20. *Е.В. Иванов, В.Н. Обридко, и Б.Д. Шельтинг*, *Астрономический журнал*, 1997, 74, N 2, с. 273–277.
21. http://lasco-www.nrl.navy.mil/solwind_transient.list.

ЦИКЛИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ СОЛНЕЧНЫХ КРУПНОМАСШТАБНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ПЕРИОД 1960–1985 ГОДОВ

Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

CYCLIC EVOLUTION OF SOLAR LARGE-SCALE MAGNETIC FIELDS IN 1960-1985

Ikhsanov R.N., Ivanov V.G.

Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

Cyclic evolution of the large-scale magnetic field is studied by data of solar photospheric magnetic field observations (1960–1985) by Mount Wilson, Kitt Peak and Stanford observatories. Conditions are discussed under which a triple polar magnetic field reversal in an 11-year cycle is possible.

В работах [1–4] мы предприняли исследование эволюции фотосферного магнитного поля (м.п.) в 21-м и 22-м циклах солнечной активности с предварительным разделением м.п. на две составляющие — с открытыми и замкнутыми силовыми линиями.

Это позволило выявить ряд закономерностей в ходе изменения крупномасштабного м.п. (КМП) в течение 11-летнего цикла. В том числе, наряду с существованием подъёма потоков м.п. ведомой полярности к полюсу, было показано, что в обоих циклах наблюдались также выбросы фотосферного м.п. ведущей полярности в направлении высоких широт. Поэтому представляет интерес провести более подробное исследование хода эволюции м.п. в 20-м цикле, в N-полушарии которого в высоких широтах наблюдалась тройная переполусовка.

Исходным материалом послужили цифровые данные наблюдений фотосферного м.п. Солнца конца 19-го и 20-го циклов обсерваторией Маунт-Вилсон (MW) за 1960–1976 годы и Китт-Пик за 1976–1985 годы. Отметим, что фотосферные м.п. [5] до оцифровок были сглажены с целью оставить для исследования только КМП, убрав среднемасштабные м.п. Обработка материалов заключалась в проведении разделения этих данных на отмеченные выше две составляющие м.п., как описано в работе [3].

Диаграмма широтно-временного распределения для замкнутых м.п. (ЗМП) представлена на рис. 1. Из неё следует, что в наблюдениях MW, особенно до 1966 года, отмечалось большое количество лакун.

В дополнение на рис. 2 приведена диаграмма широтно-временного хода ЗМП за 1976–1985 гг., полученная в [3] по данным фотосферных м.п. обсерватории Стенфорд.

Сравнение распределений КМП на рис.1 и 2 и хода нейтральной линии м.п. за 21-й цикл показывает их хорошее согласие.

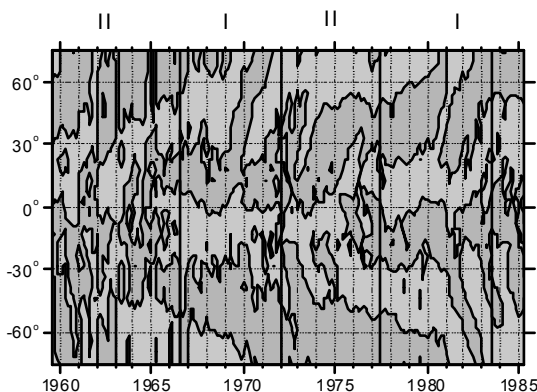


Рис. 1.

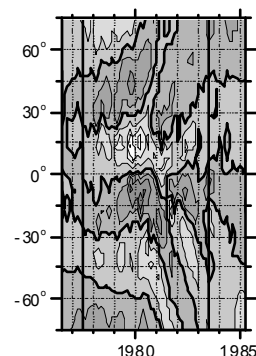


Рис. 2.

На диаграмме рис. 1, как и в цикле 21 [3] на фазе I, на низких широтах наблюдаются две нейтральные линии: на экваторе и на широтах $\pm(20^{\circ}-30^{\circ})$, ограничивающих области пятенной активности.

На фазе II на широтах $\pm(40^{\circ}-45^{\circ})$ появляется нейтральная линия м.п., которая остаётся на этих широтах на всё протяжении фазы II.

В отличие от фазы II, эта нейтральная линия с началом фазы I нового цикла начинает подниматься со средних широт в направлении полярной зоны, где в 11-летнем цикле происходит переполюсовка м.п. Таким образом, на фазе I осуществляется замена м.п. ведомой полярности предыдущего цикла полем ведомой полярности данного цикла.

По окончании переполюсовки, примерно с 30-градусных широт, возникает, как правило, выброс м.п. ведущей полярности. На рис. 1 и 2 эти выбросы достигают широт 75° . Это объясняется тем, что проведённое усреднение м.п. и вычитание глобальной составляющей из фотосферного м.п. приводит к удлинению выбросов по широте. Так, согласно диаграмме фотосферного м.п. в 21-м цикле ([2], см. рис. 6), выброс м.п. ведущей полярности простирается до гелиоширот 50° и 60° в N- и S-полушариях соответственно, в то время, как выброс в N-полушарии в 20-м цикле по фотосферным данным [5] действительно достигает полюса, приводя к тройной переполюсовке.

Учитывая, что рассмотренные выбросы м.п. ведущей полярности в 20-м и 21-м циклах возникают непосредственно после окончания переполюсовки, можно предположить, что они имеют одинаковую природу, отличаясь только мощностью явления. Объединяет их, прежде всего, то, что скорость их движения в первой половине фазы I существенно выше скорости смещения нейтральной линии м.п., приводящей к смене полярности м.п. в цикле. Действительно, скорость подъёма этой нейтральной линии м.п. составляет 3–5 м/с, в то время как выброс м.п. противоположной по-

лярности движется с большей в 2–3 раза скоростью (8–13 м/с). Так, скорость выброса м.п., приведшего к тройной переполюсовке в 20-м цикле (рис. 1), составила примерно 11.0 м/с, и эта величина находится в хорошем согласии с полученной в работе Топка и др. [6] по скоростям дрейфа к полюсу полос волокон, равных 8 и 12.4 м/с.

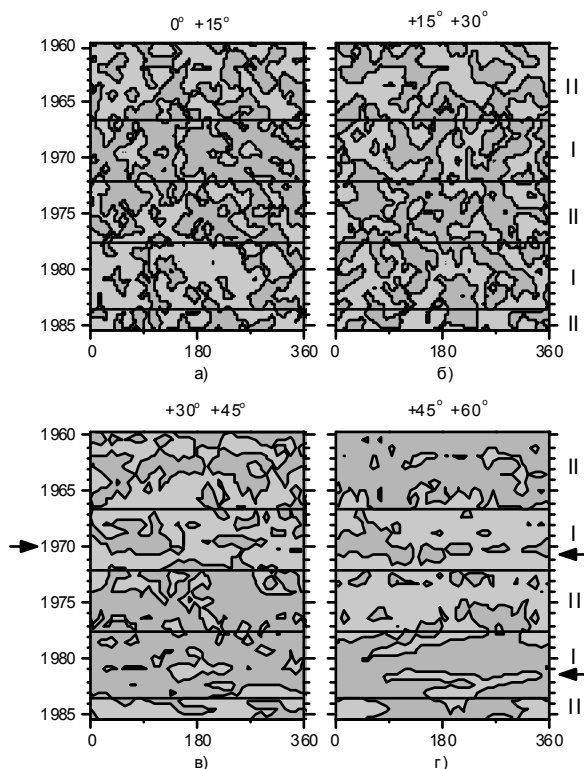


Рис. 3.

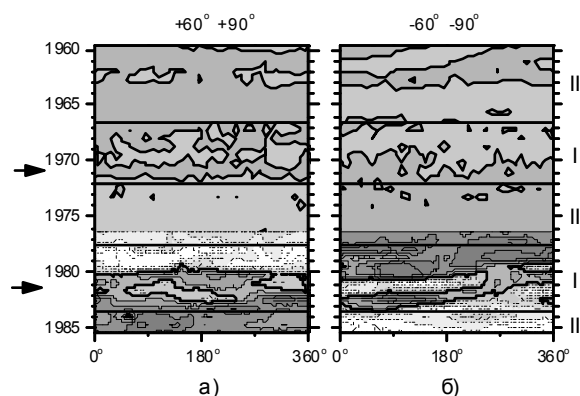


Рис. 4.

Как следует из рис. 1 и 2, рассматриваемые выбросы м.п. различаются не только высотой подъёма в полярные широты, но и их шириной полос. Так, в 21-м цикле ширина полосы выброса (рис. 1 и 2) в N-полушарии на 45-градусной широте составляет 0.54 года, а в S-полушарии — 0.88 года, в 20-м же цикле в N-полушарии — ~1.06 года.

На рис. 3 приведена диаграмма долготно-временного хода ЗМП в 4-х широтных 15-градусных интервалах N-полушария для 20-го и 21-го циклов. Как и по данным 21–22-го циклов, на рис.3а в низкоширотной зоне (0°–15°) в 20-м цикле на фазе I значительная часть площадей занята знаком м.п. ведущей полярности. Несмотря на весьма посредственное качество материала, выявляется несколько полосок ведущей полярности (тёмные области), протянувшихся от начала до конца фазы I.

При переходе к широтам 15°–30° (рис. 3б) в 20-м цикле размеры площадок обеих полярностей становятся примерно равными.

Аналогичная картина наблюдается и в 21-м цикле, но со сменой полярностей магнитных образований на обратные. На средних широтах 30°–45° (рис. 3в) картина распределения магнитных образований существенно

изменяется. Форма образований ведущей полярности имеет уже вид полосок, протянувшихся на фоне ведомой полярности м.п. по долготе.

При переходе к ещё более высоким широтам (45° – 60°) на фазе I исчезают почти все образования ведущей полярности (рис. 3г). Исключение составляет полоса в районе 1970 года, которая, напротив, усиливается. При этом с началом 20-го цикла (на фазе I) началось постепенное заполнение всех долгот м.п. ведомой полярности фазы II предыдущего 19-го цикла, а область после максимума цикла заполняется м.п. ведомой (положительной) полярностью фазы II данного (20-го) цикла.

В результате, в период, близкий к максимуму цикла, в полярной области широт 60° – 90° (рис. 4а) эти два процесса встречаются, образуя границу смены полярности (1969 год) и несколько позже в S-полушарии (см. также рис. 1). К 1971 году выделенной остаётся только полоса отрицательной полярности м.п. Она прослеживается, начиная с рис.3в, и отмечена стрелками. Сравнение с рис. 1 показывает, что эта полоса и является основным выбросом м.п. ведущей полярности, приведшим к тройной переполусовке. На рис. 4 она занимает все долготы, и ширина её по времени (ось ординат) составляет примерно 1.1 года.

Подобную картину мы наблюдаем также в 21-м цикле на фазе I, только со сменой полярности на обратную (при этом проведена замена данных рис. 1 на данные рис. 2, которые значительно информативнее). Из рис. 4 следует, что в 21-м цикле в N-полушарии длина выброса м.п. составляет по долготе не более 180° , а в S-полушарии — не более 270° .

Таким образом, появление выбросов м.п. непосредственно после окончания основной переполусовки м.п. в 11-летнем цикле — закономерное явление. Для того, чтобы этот выброс ведущей полярности м.п. в направлении полюса приводил ко вторичной, дополнительной переполусовке м.п., необходимо, чтобы его продолжительность составляла не менее одного года, и в высоких широтах охватывала все долготы.

Литература

1. *Ихсанов Р.Н., В.Г. Иванов*, Изв. ГАО, 2002, №216, с.531.
2. *Ихсанов Р.Н., В.Г. Иванов*, Труды конференции «Солнце в эпоху смены знака магнитного поля», 2001, с.181.
3. *Ихсанов Р.Н., В.Г. Иванов*, Труды конференции «Солнечная и солнечно-земная физика – 2011», 2011, с.47.
4. *Ихсанов Р.Н., В.Г. Иванов*, АЖ, 2013, т.90, №2, с.158.
5. *Howard R., La Bonte B.J.*, 1981, *Solar Phys.*, v.74, p.131.
6. *Topka K., Moore R., La Bonte B.J., Howard R.*, 1982, *Solar Phys.*, v.79, p.231.

**ПЕРИОДЫ ПОНИЖЕННОЙ И ПОВЫШЕННОЙ
СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ:
НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ И КЛЮЧЕВЫЕ ФАКТЫ**

Ишков В.Н.

ИЗМИРАН, Троицк, Москва

**REDUCED AND EXTENDED PERIODS OF SOLAR ACTIVITY:
MONITORING FEATURES AND KEY FACTS**

Ishkov V.N.

IZMIRAN, Troitsk, Moscow

The begun epoch of the decrease in the solar activity (SA), places in the agenda a study of SA cycles properties in the reliable series of the Wolf numbers (time scale in 164 – 14 cycles SA). On this statistics it is possible to see the regular change of the magnetic fields generation regime on in the solar convective zone upon transfer from the periods “increased” SA (9–11 and 18–22 cycles SA) to the periods “lowered” SA and, on the contrary, – from “lowered” to “increased”. The first period “lowered” SA has already been observed and it occurs to 12–16 solar cycles (SC). This second period begins from the current 24 SC and, probably, it will be prolonged also by 5 SC. Before each such period occurs the change of the magnetic fields generation regime on in the solar convective zone, which occurs during 1.5–2 SC. Such reconstructions, apparently, could be observed in SC 10–11, when the magnetic fields of the solar convective zone were reconstructed to the regime “lowered” SA. In cycles 17 – 18 came the period of magnetic fields reconstruction on to the regime “increased” SA. The second period of magnetic fields reconstruction to the regime “lowered” SA it began from maximum 22 and on the end 23 SC. Since this period arrived to the period of space studies, for the first time appeared the possibility to in detail study the transition period of magnetic field reconstruction on to the epoch “lowered” SA.

1. Увеличившаяся статистика достоверных (1849–2013) наблюдений ряда относительных чисел солнечных пятен (временная шкала в 164 г. – 14 солнечных циклов) позволяет поставить в повестку дня исследование свойств, характеристик и правил развития солнечной цикличности на промежутке времени достоверного ряда солнечной активности (СА) [1]. Достоверный ряд показывает удивительное постоянство в основных проявлениях развития отдельных 11- и 22-летних солнечных циклов (СЦ) и его структура подразумевает наличие (150±20)-летнего наиболее значимого долгопериодического солнечного СЦ, который легко получается при исследовании периодичности данного ряда [1]. Этот интервал времени включает в себя эпохи «пониженной» (СЦ 12–16) и «повышенной» (СЦ 18–22) СА с переходными периодами между ними (СЦ 10–11, 22–23 и 16–17), во время которых происходит регулярная смена режимов генерации магнитных полей в пятнообразовательной зоне Солнца. В настоящее время по этому сценарию Солнце вступило во вторую эпоху «пониженной» СА. Последняя

эпоха «повышенной» СА (СЦ 20–22) и переходный период (СЦ 22–23) к «пониженной» СА (24 СЦ) пришлись на эру космических исследований с широкими возможностями наблюдений разнообразных проявлений СА во всех диапазонах электромагнитного и корпускулярного излучений. Во время стабильных условий эпох «повышенной» и «пониженной» СА, безусловно, выполняются наблюдательные правила развития СЦ, в том числе и правило Гневышева-Оля, по которому каждый чётный СЦ ниже последующего нечётного. Единственное его нарушение связано с переходным периодом 22–23 СЦ. Исходя из устойчивой картины развития солнечной цикличности достоверного ряда чисел Вольфа [1], можно предположить, что вторая эпоха «пониженной» СА продлится следующие 5 СЦ, как и первая.

2. Единственная достоверная эпоха «повышенной» СА включает 5 СЦ (18–22), которые стали самыми высокими по числам Вольфа и вспышечной активности среди достоверных СЦ. Эта эпоха включает в себя один суперцикл (19), три высоких ($W^* > 135$ – СЦ 18, 21, и 22) и один СЦ средней величины ($80 < W^* \leq 135$ – СЦ 20), в котором вспышечная активность была на высоком уровне, сравнимым с соседними высокими СЦ. В эти эпохи значимо вырастает число больших групп пятен со сложной магнитной конфигурацией и, как следствие, резко вырастает число больших и мощных солнечных событий.

Таблица 1. Солнечные циклы эпохи повышенной солнечной активности.

N	T ₀	W* _{min}	T _{max}	T _e	W* _{max}	T _Y ↑	T _Y ↓	T _Y	T1 _{min}	T2 _{min}
18	1944 II	7.7	1947 V	1954 III	151.8	3.2	7.0	10.2	33 ^m	33 ^m
19	1954 IV	3.4	1958 III	1964 IX	201.3	3.9	6.5	10.4	33 ^m	38 ^m
20	1964 X	9.6	1968 XI	1976 VI	110.6	4.1	7.8	11.8	38 ^m	69 ^m
21	1976 VI	12.2	1979 XII	1986 VIII	164.5	3.5	6.8	10.2	69 ^m	33 ^m
22	1986 IX	12.3	1989 VII	1996 V	158.1	2.9	6.7	9.6	33 ^m	40 ^m
Σ		9.24			157.26	3.52	6.96	10.44	41.2 ^m	

T₀ – начало СЦ; W*_{min} – начальное W*; время максимума СЦ; W*_{max} – максимальное значение W*; T_Y↑ – длительность ветви роста в годах; T_Y↓ – длительность ветви спада в годах; T_Y – длительность СЦ в годах; T1_{min}, T2_{min} длина фазы минимума перед и после данного СЦ в месяцах.

Основные характеристики СЦ этой эпохи по сравнению с «пониженной»: – более высокие в среднем начальные значения W*_{min}; – более короткие (10.44 г.) в среднем длительности СЦ; – самые короткие в среднем (менее 3.7 г.) ветви роста; – одно и двух вершинные фазы максимума, причём первый пик обычно является W*_{max}, а второй совпадает с максимумом вспышечной активности; – ветви спада в среднем (6.96 г.) длиннее, но фазы минимума между высокими СЦ очень короткие (34.25^{мес.}), кроме минимума 20–21 СЦ (69^{мес.}); – более расширенная зона пятнообразования ± 45°; – средняя суммарная по данным СЦ сглаженная площадь групп пятен ~2100 м.д.п. [2]; – относительная доля более крупных пятен значимо увеличена, число групп пятен с площадями ≥1000 м.д.п. во всех СЦ эпохи – 487 [2].

3. Первая эпоха «пониженной» СА 5 СЦ, три из которых были низкими ($W^* \leq 80$ – СЦ 12, 14, 16) и два – средней величины (СЦ 13, 15). Надо отметить, что для исследования характеристик СЦ мы в принципе не можем воспользоваться восстановленным рядом (1755–1849 г.), так как достоверный и восстановленный ряды чисел Вольфа имеют совершенно разные спектральные характеристики [1]. Следствием плохого восстановления является и тот факт, что из 9 восстановленных СЦ, ветвь роста превышала ветвь спада у трёх, а за 14 достоверных СЦ это не наблюдалось ни разу. В эпохи пониженной СА преобладают небольшие спокойные, короткоживущие группы пятен простой магнитной конфигурации, уровень вспышечной активности понижен – число мощных солнечных вспышечных событий крайне мало.

Таблица 2. Солнечные циклы эпохи «пониженной» солнечной активности.

N	T ₀	W* _{min}	T _{max}	T _e	W* _{max}	T _Y ↑	T _Y ↓	T _Y	T1 _{min}	T2 _{min}
12	1878 XII	2.2	1883 XII	1890 II	74.6	5.0	6.3	11.3	64 ^m	59 ^m
13	1890 III	5.0	1894 I	1901 XII	87.9	4.5	8.2	12.1	59 ^m	77 ^m
14	1902 I	2.6	1906 II	1913 VII	64.2	4.1	7.6	11.7	77 ^m	59 ^m
15	1913 VIII	1.5	1917 VIII	1923 VII	105.4	4.0	6.1	10.1	59 ^m	48 ^m
16	1923 VIII	5.6	1928 IV	1933 VIII	78.1	4.7	5.6	10.3	48 ^m	54 ^m
Σ		3.38			82.44	4.5	6.5	10.9	61 ^m	
24	2009 I	1.7	13XII-14IV	20V-IX	72	5+0.5	5.9	11,3	68 ^m	59 ^m

Параметры 24 СЦ после W*_{min} – прогнозируемые.

Основные характеристики СЦ эпохи «пониженной» СА по сравнению с «повышенной»: – более низкие начальные значения W*_{min} (3.38); – более длительные в среднем СЦ (10.9 г.); – более длительные в среднем (4,5 г.) ветви роста; – многовершинность фазы максимума для низких СЦ, причём самый большой по величине пик и становится W*_{max}; – более короткие (6.5 г.) ветви спада; – более узкая зона пятнообразования по широте ±30°; – средняя сглаженная площадь групп пятен ~1200 м.д.п. [2]; – число групп пятен с площадями ≥1000 м.д.п. во всех СЦ эпохи – 147 [2]; – затянутые фазы минимума между циклами (56–60^{мес}) и, особенно, перед низкими СЦ, а в двух случаях из трёх (23–24 и 14–15) – самые протяжённые фазы минимума.

4. Перед каждой такой эпохой происходит смена режима генерации магнитного поля в пятнообразовательной зоне Солнца, которая длится 1.5–2 СЦ и ведёт к принципиально разной картине образования групп солнечных пятен. Период перестройки, по-видимому, опирается на один СЦ, но включает в себя и какие-то доли и соседних, когда процессы смена режима генерации магнитного поля уже или ещё проявляются.

В переходные периоды проявляются необычные свойства СЦ, такие как нарушение правила Гневышева-Оля (22–23), концентрация самых мощных вспышечных событий в фазе максимума и необычное спокойствие фазы спада СЦ (22). Пока все экстремальные солнечные вспышечные суперсобытия (VIII–IX 1859 г. – 10 СЦ; VI 1991 г. – 22 СЦ; X – XI 2003 г. – 23 СЦ) осуществились именно в переходные периоды. В достоверных солнечных

циклах такие перестройки, по-видимому, можно было наблюдать в СЦ 10–11 (мало данных), когда магнитные поля пятнообразовательной зоны Солнца перестроились к режиму эпохи «пониженной» СА. В СЦ 16–17,

Таблица 3. Солнечные циклы периодов перестройки солнечной активности.

N	T ₀	W* _{min}	T _{max}	T _e	W* _{max}	T _Y ↑	T _Y ↓	T _Y	T1 _{min}	T2 _{min}
16	1923 VIII	5.6	1928 IV	1933 VIII	78.1	4.7	5.6	10.3	48 ^m	54 ^m
17	1933 IX	3.4	1937 IV	1944 I	119.2	3.6	6.9	10.5	54 ^m	33 ^m
22	1986 IX	12.3	1989 VII	1996 V	158.1	2.9	6.7	9.6	33 ^m	40 ^m
23	1996 VI	8.0	2000 IV	2008 XII	120.7	3.8	8.9	12.7	40 ^m	68 ^m

по-видимому, наблюдался период перестройки магнитных полей к эпохе «повышенной» СА. Это привело к тому, что относительная доля небольших и спокойных групп пятен значительно уменьшилась: параметр $q = SU/S$ (отношение площади тени к площади всего пятна) достиг минимума в начале 30-х годов 20 века [3]. На фазе роста 18 СЦ, впервые за всё время наблюдений, появились группы пятен гигантских площадей ($\sim 4 - 6 \cdot 10^3$ м.д.п.), а количество беспятенных дней в фазе минимума возвращается к своему среднему уровню $\sim 485^d$. Второй переходной период начался с максимума 22 и по конец 23 СЦ. Наиболее вероятными признаками этой перестройки в 22 СЦ стали: – появление на фазе роста и в максимуме 22 СЦ больших вспышечно-активных групп пятен на высоких широтах ($\geq 35^\circ$); – реализация наиболее мощных солнечных вспышек в фазе максимума; – полное отсутствие вспышек рентгеновского бала X после октября 1992 г. на фазе спада. В 23 СЦ: – единственный в достоверном ряду случай нарушения правила Гневывшева-Оля; – падение напряжённости магнитного поля в тенях пятен в 2000–2012 г. из-за значимо возросшего относительного количества малых солнечных групп пятен [4]; – сильно затянутая ветвь спада (8.9 г.).

5. Итак, солнечная цикличность состоит из эпох «пониженной» и «повышенной» СА примерно по 5 СЦ, разделённых периодами перестройки условий зарождения магнитных полей (~ 1.5 СЦ). Внутри эпох соблюдаются все наблюдаемые правила развития СЦ, а все их нарушения связаны с периодами перестройки. Текущий 24 СЦ является первым циклом следующей эпохи «пониженной» СА и по правилу Гневывшева-Оля следующий 25 СЦ должен быть выше текущего и средним по величине (~ 100).

Литература

1. Ишков В.Н. Шубаев И.Г., Изв. РАН, сер. 2006, т. 70, 10, с.1439–1442.
2. Janssens, J., <http://users.telnet.be/j.janssens/>.
3. <http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml>.
4. Nagovitsyn, Y.A., Pevtsov, A.A., Livingston W.C., *Astroph. J. Let.*, 2012, 758:L20.

АКТИВНОСТЬ СОЛНЦА В ВОЗРАСТЕ 1–2 МИЛЛИАРДА ЛЕТ

Кацова М.М.¹, Лившиц М.А.²

¹*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

²*ИЗМИРАН им. Н.В. Пушкова, Москва, Троицк, Россия*

ACTIVITY OF THE SUN IN THE AGE OF 1–2 GYR

Katsova M.M.¹, Livshits M.A.²

¹*Sternberg State Astronomical Institute, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

²*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation,
Russian Academy of Sciences, Troitsk, Moscow, Russia*

We discuss basic properties of the solar activity in the modern era and the development of ideas about estimate the age of stars by the level of activity (gyrochronology). Characteristics of solar activity and processes on other G stars are compared. There is a group of active late-type dwarfs, whose rotation to the age of 1-2 billion slowed down to periods of 7–11 days (many of them are the BY Dra-type). Activity on the young Sun is closest to the processes in G stars V2292 Oph and V352 CMa: total spot area of about 2 orders of magnitude higher than the current value at the maximum, the activity levels of the chromosphere and corona are quite high, but did not reach saturation, the amplitude and duration of the cycle undergone only minor changes since then. Flares on the young Sun reached apparently total energy 10^{34} ergs, which is 2 orders of magnitude higher than the most powerful events of the last cycle. The analysis of new Kepler data shows that G stars similar to the young Sun, sometimes demonstrate superflare with the total energy up to 10^{35} – 10^{36} ergs. Data about the frequency of non-stationary processes and the stellar CME observations enable us to estimate the mass loss due to these phenomena. For the young Sun, this estimate is $10^{-11} M_{\text{Sun}}/\text{yr}$, which is about 30 times more than now. If today the mass loss is associated mainly with the quasi-steady mass outflow from the corona, so in the epoch of the young Sun the contribution of CME's and the wind were comparable. Thus, the features of the evolution of solar-type activity are caused by the relation between the contributions of local and large-scale magnetic fields to formation of active processes. Moreover, in the era of the young Sun the strongest magnetic storms on the Earth should occur, and the streams of accelerated particles (protons with energies of 30–100 MeV) from prolonged flares and CME's are likely to have been extremely high.

1. Введение. Об эволюции активности солнечного типа

Эволюцию активности солнечного типа в настоящее время удается изучать на значительно большем наблюдательном материале. Ранее мы выяснили, что среди свыше 1300 поздних звёзд с изученными характеристиками хромосферной активности Солнце обладает более мощной хромосферой по сравнению с основной группой. В то же время мягкое рентгеновское излучение Солнца на 1–2 порядка ниже излучения звёздных коронок. Активность солнечного типа определяется несколькими факторами, основным из которых является осевое вращение, скорость которого уменьшается с возрастом. Торможение звезды сильнее всего сказывается в

мягком рентгеновском диапазоне, что отражает влияние локальных магнитных полей на развитие активных процессов в короне. Кроме этого, у звёзд с эффективной температурой как у Солнца или несколько выше проявляется влияние крупномасштабного магнитного поля, формирующегося близ нижнего основания конвективной зоны. Поэтому хромосферная активности менее чувствительна к изменению скорости вращения, т.е. к возрасту.

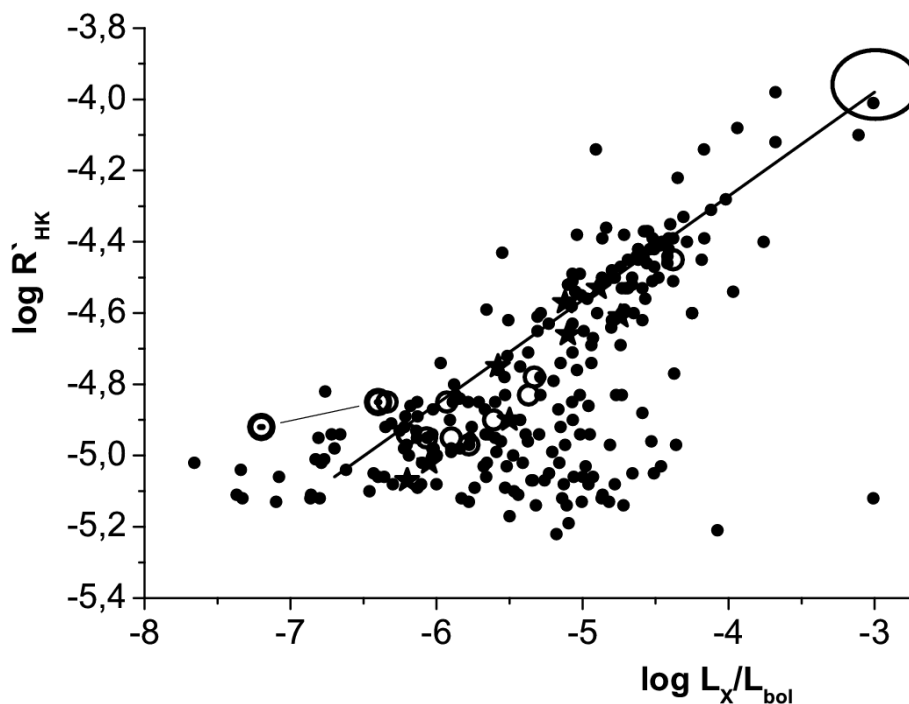


Рис. 1. Диаграмма «хромосфера – корона» для индексов хромосферной и корональной активности. Овалом условно обозначена область наиболее звёзд с насыщением активности. Звёзды НК проекта с циклами указаны открытыми кружками (*Excellent*) и звёздочками (*Good*). Данные для Солнца в максимуме и минимуме цикла обозначены его знаком и соединены линией. Прямая линия определяет статистический закон гирохронологии.

Анализ основных факторов, определяющих активность, позволяет нам продвинуться в понимании эволюции активности. Так на диаграмме индексов хромосферной и корональной активности выделяется основная ветвь звёзд, связывающая звёзды с низким уровнем активности и звёзды с её насыщением. Если на Солнце площадь пятен составляет всего 0.3% площади видимого диска в максимум цикла, то у звёзд с насыщением соответствующая величина достигает 10% и более. Прямая линия на диаграмме (Рис. 1) связывает молодые звёзды с возрастом сотни млн. лет со старыми звёздами, возраст которых сравним с солнечным (4.5 млрд. лет) или больше. Мы развиваем идею о том, что эволюция активности всех звёзд с возрастом от 100 млн. до 1–2 млрд. лет происходит одинаковым образом, а далее проявляется фактор, связанный с толщиной конвективной

зоны. При этом часть звёзд сохраняют достаточно мощные короны, в то время как хромосферная активность сильно ослабевает. На диаграмме эти звёзды располагаются ниже основной прямой, служившей калибровкой для гирохронологии G звёзд. Детально эти проблемы рассмотрены в работах [1, 2].

На Рис.1 представлены звёзды с отчётливо выраженными циклами (*Excellent* и *Good* по классификации НК-проекта). Более активные из этих звёзд достигают области, где происходит разделение двух путей, и здесь же концентрируются сильно запятнённые звёзды. Эта группа звёзд относится к переменным типа BY Dra. Возраст звёзд в этой области диаграммы оценивается в 1–2 млрд. лет. Именно здесь звёзды вращаются с периодами около 10 дней, и происходит формирование того комплекса явлений, который называют активностью солнечного типа.

2. Активность молодого Солнца

В настоящее время появились наблюдательные данные, которые позволяют найти самые близкие аналоги активности молодого Солнца. Их следует искать среди звёзд типа BY Dra, причём тех, которые принадлежат спектральному классу G и располагаются на диаграмме около значений индексов хромосферной и корональной активности $\log R'_{hk} = -4.4$ и $\log R_x = -4.4$. Поскольку эта область содержит десятки объектов, мы ограничились двумя предельными случаями: одна G звезда – V2292 Oph – с циклом типа *Excellent* с периодом вращения 11 дней, вторая G звезда – V352 CMa с периодом вращения 7.6 суток – со стороны более молодых звёзд с насыщением активности.

Активность звёзд с периодами вращения 7–11 дней характеризуется относительной площадью пятен около 10%, уровень хромосферной активности близок звёздам Гиад, и корональная активность не достигает уровня насыщения. Таким образом, квазистационарная активность звёзд этого возраста развита лучше всего: например, амплитуда вращательной модуляции в оптическом континууме и в хромосферных линиях часто существенно превышает максимальные величины, наблюдаемые у современного Солнца. Уровень коронального излучения этих звёзд свидетельствует о том, что в коронах присутствует большое количество плазмы с температурами 5–10 МК.

Кроме того, отметим, что уже в эту эпоху можно говорить о начале развития циклической активности.

3. Вспышки

Вообще говоря, до недавнего времени данные о вспышках на G карликах (за исключением Солнца) практически отсутствовали. Только в 2012 г. появились результаты наблюдений с космического телескопа *Kepler*, проводившего мониторинг свыше 160 000 звёзд. Специальное ис-

следование, посвящённое G карликам, опубликовано в *Nature* ([3] – Н. Maehara et al. 2012), где представлены результаты по обнаружению супервспышек с энергиями свыше 10^{33} эрг. В [3] приведены наблюдения 83 000 звёзд, где в течение 120 дней зарегистрировано 365 супервспышек на 148 звёздах. Мониторинг в полосе V выполнялся в двух режимах с временным разрешением около 1 мин и 30 мин, причём пока основные выводы получены по массиву данных с более низким разрешением. Все энергии «белых» звёздных вспышек пересчитаны в болометрические величины в приближении чернотельного излучения. Оценена частота событий с энергиями от 10^{33} до 10^{36} эрг, которая оказалась несколько выше у более холодных G звёзд (с $T_{\text{эф}} = 5100\text{--}5600$ К), чем у более горячих ($T_{\text{эф}} = 5600\text{--}6000$ К). Супервспышки чаще происходят на звёздах, которые вращаются быстрее, частота таких событий на звёздах с периодами вращения более 10 дней в несколько раз меньше. Максимальная энергия этих вспышек достигает значений 3×10^{35} эрг.

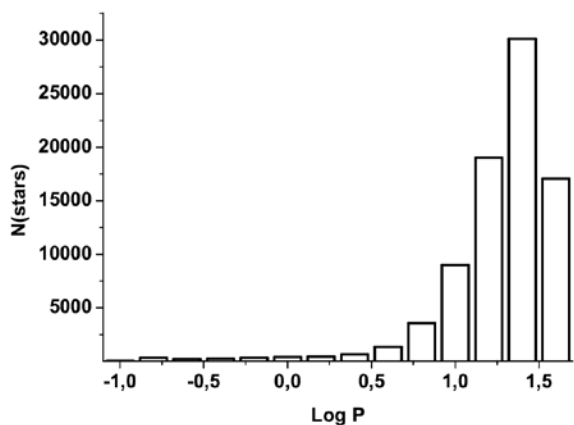


Рис. 2. Распределение всех наблюдавшихся звёзд по периодам осевого вращения.

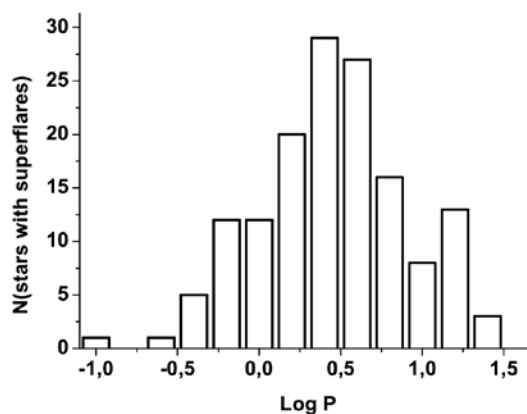


Рис. 3. Распределение звёзд, у которых наблюдались супервспышки, по периодам осевого вращения.

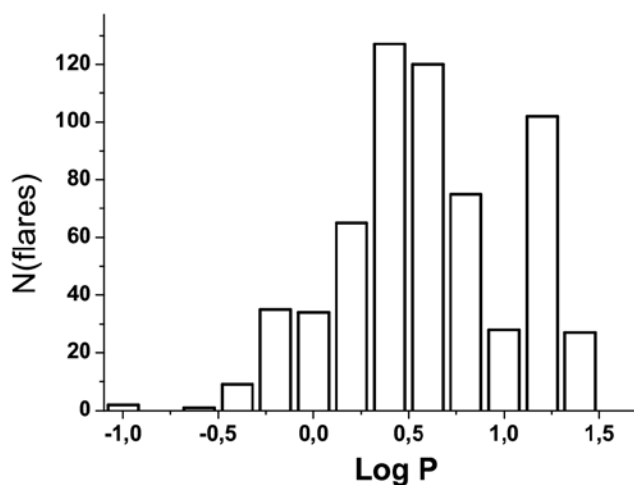


Рис. 4. Распределение числа вспышек с энергиями $> 10^{33}$ эрг в зависимости от периодов осевого вращения. Общее количество вспышек $N = 625$.

Мы проанализировали данные обо всех вспышках, зарегистрированных в с апреля по декабрь 2009 г., они приведены в Приложении к [3] в Табл. S1. На Рис. 2 приведено распределение всех 160 000 звёзд по периодам осевого вращения. Видно, что основная масса изученных здесь звёзд вращается с периодами 20–30 дней, т.е. примерно как современное Солнце. Из всего массива звёзд супервспышки зарегистрированы только на 148 карликах. Распределение этих звёзд и количества супервспышек по периодам вращения приведено на Рис. 3 и Рис. 4. Такое представление позволяет сделать вывод о том, что мощные события на G звёздах происходят редко, чаще на карликах с периодами вращения около 3 дней. Сходство форм этих двух гистограмм подтверждает тот факт, что вспышечная активность усилена на звёздах с более быстрым вращением.

Таким образом, проанализировав вдвое больший массив наблюдательных данных, мы подтверждаем основные выводы работы [3] и имеем возможность оценить частоту мощных вспышек на G карлике с периодом вращения около 10 дней, т.е. на молодом Солнце. Поскольку хромосферная активность современного Солнца, по крайней мере, в максимум цикла, превышает уровень активности большинства медленно вращающихся звёзд, можно полагать, что и на молодом Солнце могли происходить такие супервспышки. Из Рис. 3 и 4 легко получить, что события с энергиями более 10^{33} эрг происходили тогда на Солнце с частотой 1 вспышка в 30 дней. Однако эта оценка относится к рассматриваемым звёздам с периодами от нескольких часов до 20 дней. Если ограничиться периодами, более близкими к вращению молодого Солнца, например, 7–20 дней, то супервспышки с названной энергией происходили с частотой 1 вспышка в 15 дней.

С увеличением полной энергии такие явления становятся крайне редкими, частота вспышек меняется по закону примерно E^{-2} , т.е. события с энергией 10^{34} должны происходить с частотой 1 вспышка в 10–5 лет соответственно. По оценкам [4] на звёздах с периодом вращения больше 10 дней вспышки с энергиями 10^{34} – 10^{35} эрг происходят один раз в 800–5000 лет.

4. Оценка потери массы молодого Солнца

Большая частота нестационарных процессов должна приводить к значительной потере массы молодым Солнцем. Современные наблюдения показывают, что достаточно мощная вспышка с энергией около 10^{31} эрг сопровождается, как правило, выбросом корональной плазмы (СМЕ) с массой около 10^{16} грамм. Согласно приведённой выше оценке на молодом Солнце должно происходить до 20 вспышек в год с энергией 10^{33} эрг. Используя ту же зависимость частоты событий от их энергии, получаем, что мощных вспышек с энергией 10^{31} эрг должно было быть 2×10^5 событий в год. Это соответствует потере массы 10^{-12} масс Солнца в год.

В современную эпоху потеря массы Солнцем составляет 3×10^{-13} масс Солнца в год и связана, в основном, с квазистационарным истечением вещества из короны. Вклад СМЕ в эту величину пренебрежимо мал. Приведенная выше оценка означает, что полная потеря массы молодым Солнцем, вызываемая нестационарными процессами, близка к 10^{-12} масс Солнца в год. Это означает, что относительный вклад СМЕ в общую потерю массы возрастает. Можно полагать, что полная потеря массы из-за квазистационарного звездного ветра и СМЕ не превысит 10^{-11} масс Солнца в год. Заметим, что аналогичная оценка потери массы молодым Солнцем, данная в работе [5] по рентгеновским данным, представляется завышенной примерно на порядок величины. Разумеется, большая потеря массы молодым Солнцем должна сопровождаться соответствующим более быстрой потерей углового момента. Соответственно, торможение осевого вращения происходило быстрее, чем сейчас.

5. Заключение

Таким образом, результаты современных наблюдений позволяют нам дать более или менее определённую оценку уровня активности Солнца в ту эпоху, когда его возраст составлял 1–2 млрд. лет. Есть наблюдательные свидетельства того, что тогда могли происходить мощные и длительные вспышки. При этих событиях ускоряется огромное количество частиц достаточно мягких протонов с энергиями 50–100 МэВ, что должно серьёзно влиять как на состояние земной атмосферы, так и на биосферу Земли. Однако, супервспышки с энергиями, превышающими 3×10^{34} эрг, в принципе не могут развиваться на Солнце, что следует из наблюдений магнитных полей на G звёздах различного возраста.

Квазистационарная активность, скорее всего, сопровождалась рекуррентными потоками с периодичностью, соответствующей периоду вращения около 10 дней. Подчёркнём также, что уже в ту эпоху на Солнце существовал цикл активности, длительность которого могли быть лишь немного меньше, – около 7–9 лет. Это следует из наблюдений двух звёзд с активностью, аналогичной молодому Солнцу.

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ 12-02-0084, НШ 2374.2012.2 и программы № 28 «Проблемы происхождения жизни и становления биосферы».

Литература

1. М.М. Кацова, М.А. Лившиц 2011, Астрон. журн., **88**, №12, 1217–1225.
2. М.М. Кацова, М.А. Лившиц, Т.В. Мишенина 2013, Астрон. журн., **90**, №9, 765–776.
3. H. Maehara, et al. 2012, Nature, V. 485 P.478.
4. T. Shibayama, et al 2013 Astrophys. J.Suppl., **209**, 5.
5. J.J. Drake, O. Cohen, S. Yashiro, N. Gopalswamy 2013, Astrophys. J. **764**, 170.

АКТИВНЫЕ ДОЛГОТЫ В МИНИМУМАХ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Костюченко И.Г.¹, Беневоленская Е.Е.^{2,3}

¹*Научно-исследовательский физико-химический институт им. Л.Я. Карпова, Москва*

²*Главная (Пулковская) Астрономическая Обсерватория РАН, Санкт-Петербург*

³*Санкт-Петербургский Государственный Университет, Санкт-Петербург*

THE ACTIVE LONGITUDES DURING THE SOLAR ACTIVITY MINIMA

Kostyuchenko I.G.¹, Benevolenskaya E.E.^{2,3}

¹*Karpov Institute of Physical Chemistry, Moscow*

²*Pulkovo Astronomical Observatory, Saint Petersburg, 196140, Russia*

³*Saint Petersburg State University, Saint Petersburg, Russia*

Features of evolution of a solar magnetic flux on the phase of solar activity minimum have been analyzed on an example of three last solar minima. We have found out that in all 3 cases magnetic fluxes of facular and spots of both old and new cycles during period of solar minimum tend to emerge in the particular range of longitudes, which was the same in the north and south hemispheres. That can point on formation of an axysymmetrical component of the solar global magnetic field by the mechanism of a solar dynamo. It is shown that, despite low values of aforementioned magnetic fluxes, they make appreciable impact on processes in solar chromosphere and corona.

Введение

Исследование поведения магнитных потоков солнечных флоккулов и пятен в минимумах солнечной активности (СА) интересно для понимания условий формирования глобального магнитного поля Солнца. В это время происходит наложение активных областей старого цикла и нового циклов. Кроме того, наличие на Солнце единичных комплексов активности позволяет сопоставлять с ними вариации полного потока солнечного излучения (TSI) и его спектральных составляющих, регистрируемых со всего солнечного диска. В данной работе проанализированы периоды трех последних минимумов СА: 10.03.2007-23.01.2010, 23.02.1995-13.04.1998 и 17.01.1985-30.08.1987, – для которых (<http://spaceweather.com>) число дней без пятен за каждый из минимумов составило 821, 309 и 273 соответственно, а среднегодовые числа пятен были 7.5, 2.9, 3.1 для 2007-2009 г., 17.5, 8.6, 21.5 для 1995-1997 г. и 17.9, 13.4, 29.2 для 1985-1997 г.

Нами были использованы данные измерений TSI и излучения в ультрафиолетовой области (115–180 нм), выполненные инструментом SORCE (<http://lasp.colorado.edu/sorce/>); TSI- composite data и composite Solar Lyman-alpha data (<http://lasp.colorado.edu>), NOAA Mg II core-to-wing index (ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/SOLAR_UV/NOAAMgII.dat);

(<http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml>) – данные о суммарных по солнечному диску площадях пятен USAF/NOAA; данные о солнечных магнитных полях были получены из синоптических карт обсерватории Вилкоккс (WSO) <http://wso.stanford.edu>.

Результаты

Детально проследить эволюцию магнитных потоков пятен, флоккулов и других магнитных структур на солнечной поверхности на протяжении каждого из рассматриваемых минимумов позволяют двумерные диаграммы (Рис. 1), построенные на основе синоптических карт WSO по методу, описанному в [4]. На них магнитные потоки представлены как функции Кэррингтоновского оборота и Кэррингтоновской долготы.

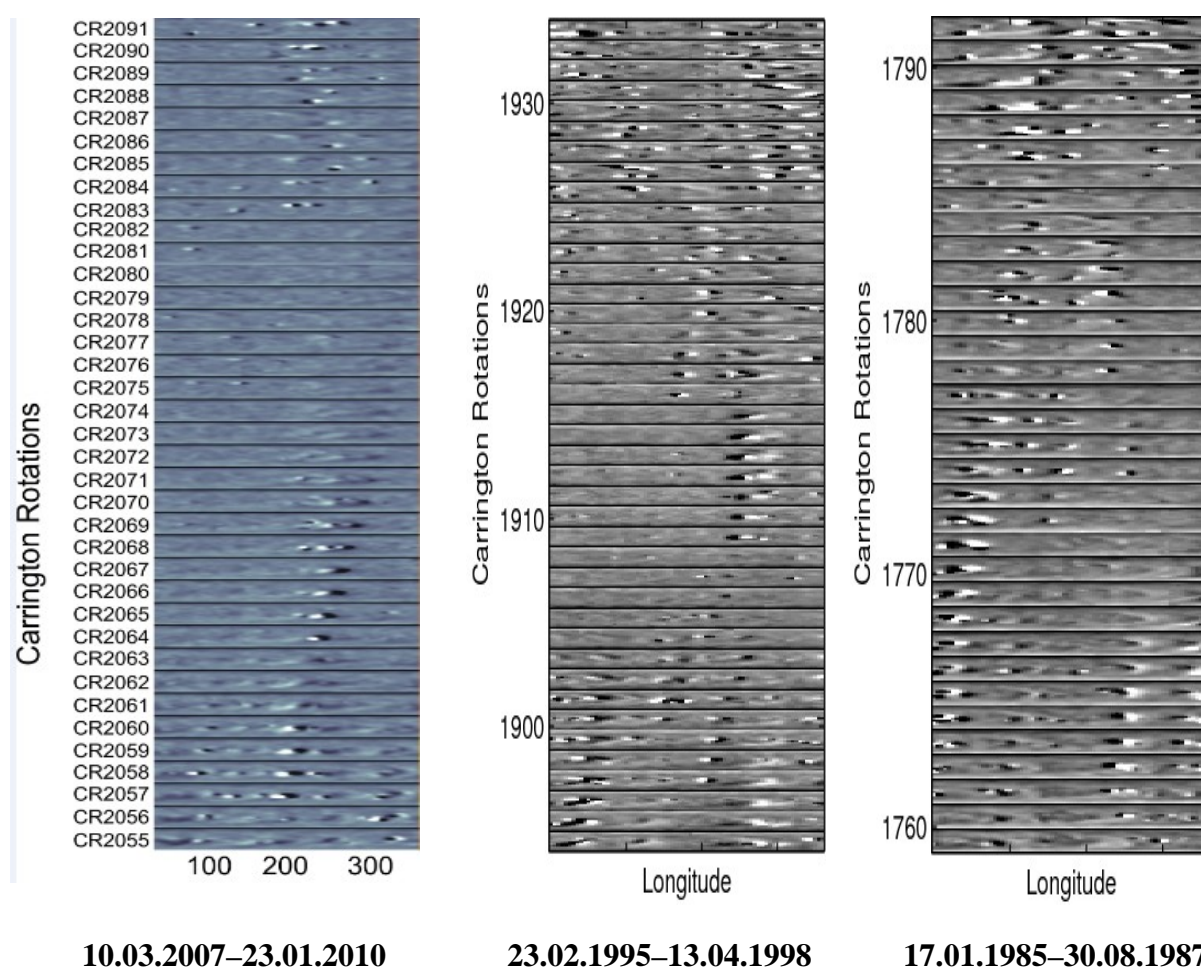


Рис. 1. Последовательность синоптических карт солнечного магнитного поля обсерватории Вилкоккс в серой шкале от -250 до 250 микро Тесла. Слева каждой панели указаны номера соответствующих Кэррингтоновских оборотов.

Видно, что во всех трех рассмотренных минимумах солнечной активности появление магнитных потоков флоккулов и пятен как «старого», так и «нового» циклов в обоих полушариях происходит преимущественно в одной и той же выделенной полосе кэррингтоновских долгот, которая по-

следовательно смещается с востока на запад. Детально для последнего минимума этот процесс рассмотрен в [1]. Оказалось, что пятна имеют тенденцию к неоднократно повторяющемуся появлению в одном и том же долгоживущем флоккуле. Совокупность обнаруженных феноменов можно объяснить существованием долгоживущего подфотосферного источника всплывающих магнитных потоков, действие которого распространяется на оба полушария, условия его существования не зависят от смены цикла, а скорость вращения несколько превышает кэррингтоновскую (составляет примерно 27 дней/оборот). Это указывает на устойчивые условия генерации наряду с дипольной и неосесимметричной компоненты солнечного магнитного поля механизмом солнечного динамо на фазе минимума СА.

Кросс-вейвлет и когерентные структуры

Для анализа взаимосвязи между среднеширотным магнитным потоком, TSI и УФ-излучением мы применили вейвлет анализ, используя пакет программ Матлаб для построения карт вейвлет когерентности (определение этого понятия приведено в статье [3] данного сборника), разработанный в [2] и доступный на <http://paos.colorado.edu/research/wavelets/>.

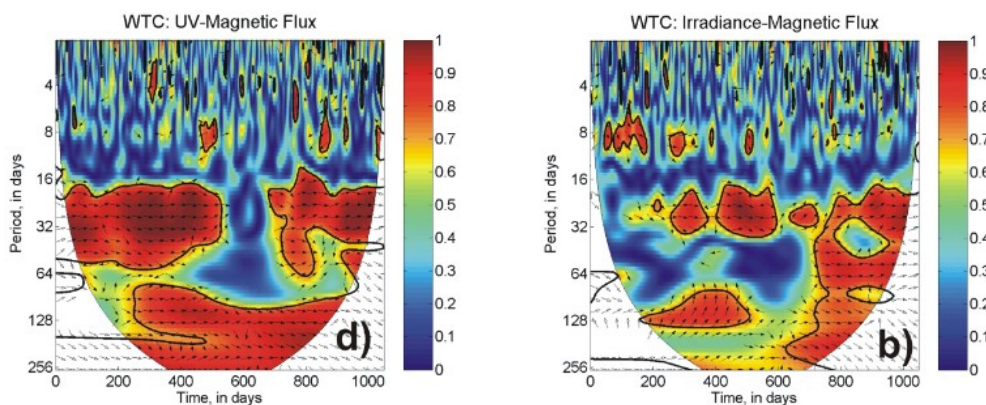


Рис. 2. Минимум 10.03.2007–23.01.2010. Когерентные структуры между б) TSI; д) УФ-излучением в диапазоне 115–180 нм и абсолютными значениями продольной компоненты магнитного поля по данным обсерватории Вилкоккс (магнитный поток), суммированными по интервалу гелиодолгот $\pm 90^\circ$ и гелиоширот $\pm 40^\circ$ (Fmag).

На рисунке 3 время (внизу) указано в днях от начала исследуемого периода. Фазовые стрелки на графиках когерентности, направленные вправо, указывают на совпадение фазы вариаций двух временных рядов; направление влево соответствует 180° (анти-фаза); вниз – вариации первой переменной опережают вторую на 90° ; вверх – вариации второй переменной опережают первую на 90° .

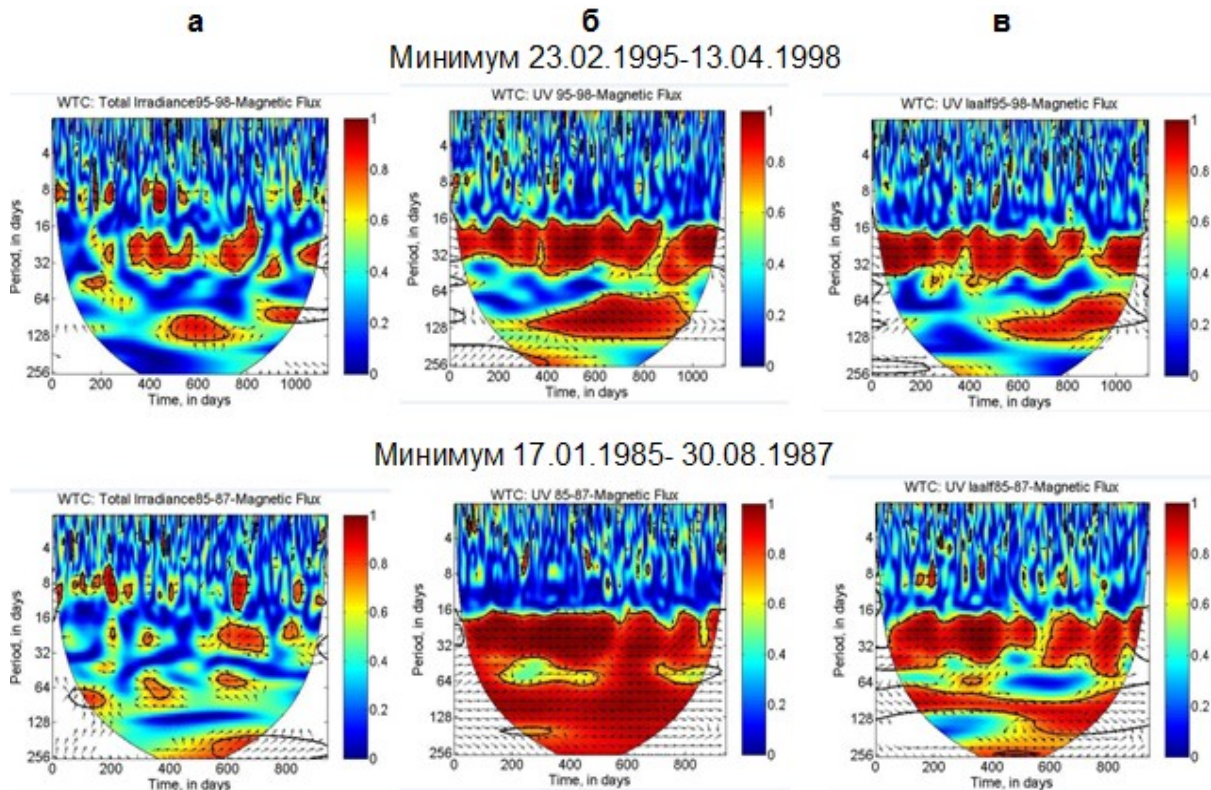


Рис. 3. Когерентные структуры между: а) полным потоком солнечного излучения; б) Mg II core-to-wing index; в) излучением в линии La –alpha (121.6 нм) и Fmag .

Яркие флоккулы дают положительный вклад в TSI и УФ-излучение, что приводит к появлению когерентных структур между излучением и среднеширотным магнитным потоком (Fmag). В случае TSI когерентность нарушается при появлении темных пятен с сильным магнитным полем (эффект блокировки излучения). Магнитные поля пятен и флоккулов, несмотря на их невысокие значения, оказывают заметное влияние на все слои солнечной атмосферы, что приводит к периодическим вариациям полного потока солнечного излучения и его спектральных составляющих.

Авторы благодарят команды исследователей, предоставивших в открытый доступ использованные в работе данные, а также создателей пакета программ Wavelet Matlab.

Литература

1. *Benevolenskaya, E.E., Kostuchenko, I.G.* (2013), The Total Solar Irradiance, UV Emission and Magnetic Flux during the Last Solar Cycle Minimum, *J. of Astrophysics*, Volume 2013, Article ID 368380, 1–9.
2. *Grinsted, A., Moore, J., Jevrejeva, S.* (2004), Application of the cross wavelet transform and wavelet coherence to geophysical times series, *Nonlinear Proc. Geophys.*, 11, 561-566.
3. *Беневоленская Е.Е., Шаповалов С.Н., Костюченко И.Г.*, 2013, Спектральное и полное излучение Солнца (SSI, TSI) в минимуме солнечной активности, Тр. Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца – 2013.
4. *Benevolenskaya, E.E.* 2002, *Adv. Space Res.*, 29(12), 1941.

**СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ФОРБУШ-ПОНИЖЕНИЙ
В ПЕРИОДЫ СИЛЬНЫХ ГЕОМАГНИТНЫХ БУРЬ
В МАРТЕ–АПРЕЛЕ 2001 г.**

Кравцова М.В., Сдобнов В.Е.

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, rina@iszf.irk.ru

**THE COMPARATIVE ANALYSIS OF FORBUSH DECREASES
DURING STRONG GEOMAGNETIC STORMS IN
2001 MARCH–APRIL**

Kravtsova M.V., Sdobnov V.E.

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, rina@iszf.irk.ru

According to ground-based measurements of the cosmic ray (CR) intensity from world-wide network of neutron monitors and using the method of spectrographic global survey, variations of rigidity spectrum and CR anisotropy are examined during Forbush decreases in 2001 March–April. Within the context of the model of CR modulation by heliospheric regular electromagnetic fields, we defined parameters of CR rigidity spectrum characterizing heliospheric electromagnetic field characteristics as well as changes in the threshold geomagnetic cutoff rigidity in the point of 4 GV threshold rigidity for each hour of observation.

Введение

Активность Солнца в марте–апреле 2001 г., сопровождавшаяся многочисленными солнечными вспышками и КВМ, привела к существенным эффектам в космических лучах (КЛ) и магнитосфере Земли. В предлагаемой работе исследуются наиболее значительные Форбуш-понижения (ФП), наблюдавшиеся с 31 марта по 2 апреля и 11–14 апреля 2001 г. на фоне сильных геомагнитных бурь. Согласно [1] в марте–апреле 2001 г. в межпланетном пространстве наблюдались магнитные облака сложной структуры, образованные в результате последовательных КВМ.

31 марта 2001 г. источником сильной геомагнитной бури (Ar-индекс равен 192, Kp-индекс – 7), продолжавшейся более 24 ч., и ФП в КЛ стала рентгеновская вспышка класса X1.7 29 марта ~ 09:57 UT в активной области 9393 (координаты N^o20, W^o 19), сопровождавшаяся гало КВМ. В период главной фазы магнитной бури Dst-индекс понижался до ~ –387 нТл, модуль ММП достигал ~ 40 нТл, а скорость СВ составляла ~ 700 км/с. Амплитуда эффекта достигала ~ –(2–3 %) на станциях мировой сети нейтронных мониторов.

11 апреля 2001 г. в 13:43 в активной области 9415 (координаты S^o 21, W^o 04) произошла вспышка балла M7.9/2B и наблюдалось гало КВМ со скоростью 1192 км/с. В результате этой активности на станциях КЛ зарегистрировано ФП с амплитудой ~ –8% на низкоширотных, ~ –14% на среднеширотных и ~ –18% на высокоширотных станциях. В это время Dst-

индекс достигал значений ~ -271 нТл, модуль ММП составлял ~ 30 нТл, а скорость СВ – ~ 700 км/сек.

Данные и метод

Для анализа использовались данные мировой сети станций нейтронных мониторов (42 нейтронных мониторов), исправленные на давление и усредненные за часовые интервалы. Амплитуды модуляции отсчитывались от фонового уровня 11 марта 2001 г.

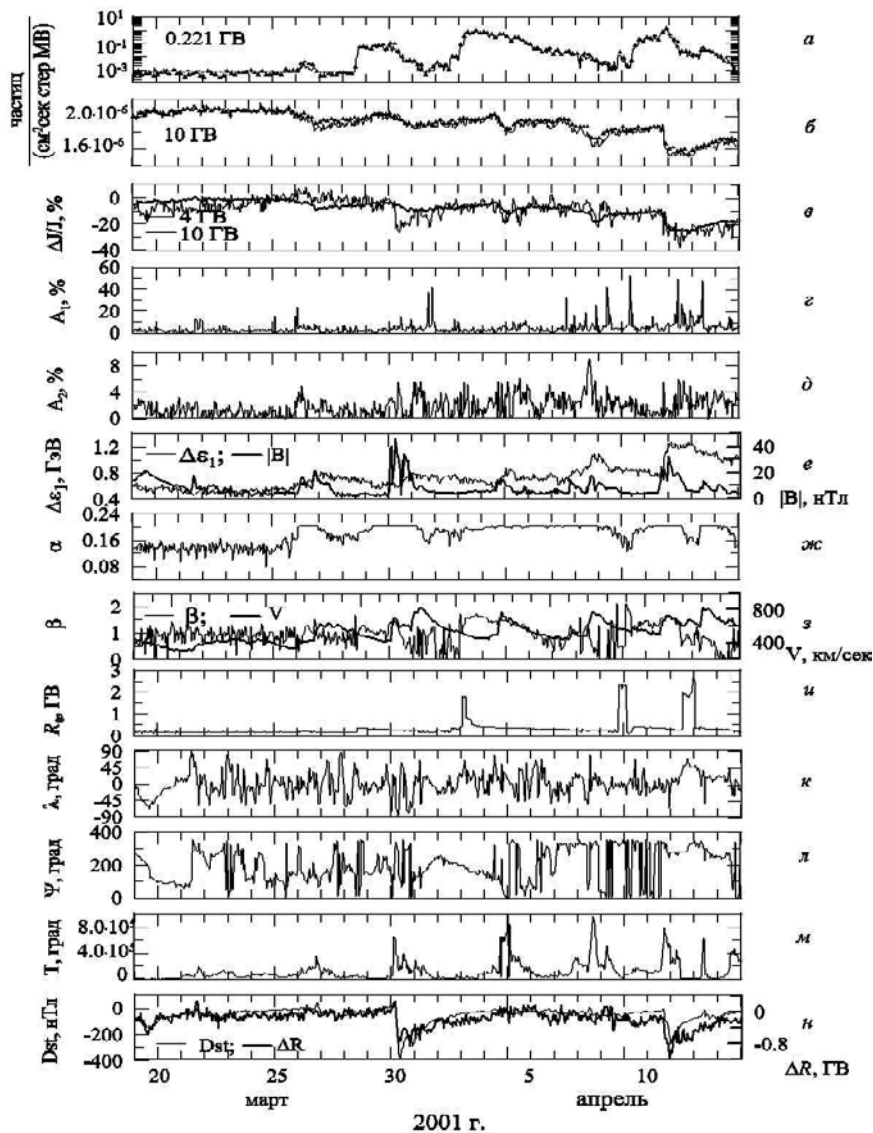
Анализ выполнен с применением метода спектрографической глобальной съемки (СГС) [2, 3], позволяющего по данным наземным наблюдений исследовать вариации жесткостного спектра и анизотропии КЛ, а также – изменения планетарной системы жесткостей геомагнитного обрезания за каждый час наблюдений.

Для описания жесткостного спектра КЛ в широком диапазоне энергий использовалось выражение, полученное в предположении, что жесткостной спектр в Галактике описывается степенной функцией по полной энергии КЛ, а изменение их интенсивности в межпланетном пространстве происходит (из-за изменения энергии в регулярных электромагнитных полях гелиосферы) в соответствии с теоремой Лиувилля, т.е. при условии постоянства плотности частиц вдоль траектории движения в фазовом пространстве [4]. Выражение содержит параметры ($\Delta\varepsilon_1$, α , β и R_0), характеризующие изменения энергии частиц за счет потенциальной, поляризационной и вихревой составляющих электрического поля гелиосферы, а также размер областей с нестационарными электромагнитными полями.

Результаты анализа

На рисунке приведены данные наблюдений протонных интенсивностей с жесткостью 0.221 и 10 ГВ совместно с результатами расчетов с использованием модельного спектра [4] и полученных значений его параметров; вариации изотропной составляющей интенсивности первичных КЛ с жесткостью 4 и 10 ГВ; амплитуды первой A_1 и второй A_2 гармоник углового распределения КЛ с жесткостью 4 ГВ; значения параметров жесткостного спектра КЛ $\Delta\varepsilon_1$, α , β , R_0 ; значения углов, характеризующих ориентацию вектора ММП в геоцентрической эклиптической системе координат; температура СВ; Dst-индекс совместно с изменениями жесткости геомагнитного обрезания, полученные методом СГС. На графике параметра $\Delta\varepsilon_1$ дополнительно приведен модуль ММП, а на графике параметра β – значение скорости СВ. Из рисунка можно видеть, что максимальная амплитуда модуляции наблюдается для частиц с $R = 4$ ГВ: 31 марта величина амплитуды вариаций составила $\sim -20\%$, а 11 апреля – $\sim -23\%$.

Как следует из графиков (см. рис. 2, d), в отдельные моменты исследуемых событий наблюдается сильная анизотропия КЛ с амплитудами $\sim 20-50\%$



для первой сферической гармоники питч-угловой анизотропии (A_1). Максимальные амплитуды A_1 для частиц с жесткостью 4 ГВ наблюдались 27 марта (~24%), 1 апреля (~40%), 10, 12 и 13 апреля (~50%), а второй сферической гармоники питч-угловой анизотропии (A_2) для частиц той же жесткости – 31 марта (~6%), 8 апреля (~9%).

Dst-индекс хорошо коррелирует с вариациями жесткости геомагнитного обрезания, т.к. они отражают одно и то же явление – усиление кольцевого тока в магнитосфере. Коэффициент корреляции во время ФП с 31 марта по 2 апреля составил 0.77, а с 11 по 14 апреля – 0.84.

В событии 31 марта, при котором в межпланетном пространстве наблюдалось возрастание модуля ММП почти до 50 нТл, параметры жесткостного спектра практически не отреагировали на такое повышение. В рамках используемой концепции данное явление может иметь место по двум причинам. Во-первых, эффекты потери энергии высокоэнергичных частиц, а, следовательно, и понижение их интенсивности будут наблюдаться только в том случае, когда частицы, перед тем как они попадут на Землю, пересекут (за счет магнитного дрейфа) область повышенной напряженности магнитного поля. Таким образом, если, например, Земля попадет в область южной границы магнитной структуры с повышенной напряженностью поля, а скорость дрейфа направлена с юга на север, эф-

фekt в КЛ высоких энергий наблюдаться не будет. Во вторых, не будет наблюдаться эффект понижения и в том случае, если не сформируется петлеобразная структура ММП, являющаяся магнитной ловушкой. В этом случае эффект повышения амплитуды второй гармоники будет отсутствовать, что и наблюдается в данном событии. Аналогичные условия наблюдались в событии 20 ноября 2003 г. [4]. По-видимому, 31 марта 2001 г. Земля вошла в структуру ММП в виде изолированного магнитного облака [1].

Сопоставляя временные профили интенсивности КЛ с вариациями параметров жесткостного спектра 11 апреля, можно сказать, что увеличение параметров R_0 (~2.5 ГВ), α (~0.20) и β (~1.33) происходит одновременно с повышением интенсивности частиц малых энергий ($R = 0.221$ ГВ), а возрастание параметра $\Delta\epsilon_1$ (1.2 ГэВ) наблюдается при понижении интенсивности частиц более высоких энергий (выше ~2–3 ГВ). Возрастание параметра R_0 указывает на то, что в межпланетном пространстве происходит укрупнение областей с нестационарными электромагнитными полями.

Выводы

Результаты интерпретированы в рамках модели модуляции КЛ регулярными электромагнитными полями гелиосферы. По поведению параметров жесткостного спектра КЛ, рассчитанных за каждый час наблюдений, возможен мониторинг электромагнитных характеристик межпланетной среды и их динамики.

Отсутствие двунаправленной анизотропии КЛ в период ФП в конце марта и ее наличие в период ФП в апреле 2001 г. позволяет сделать предположение о том, что в первом случае Земля находилась в изолированной не связанной с Солнцем магнитной структуре.

Работа выполнялась при поддержке программы Президиума РАН «Физика Нейтрино и Нейтринная Астрофизика» в рамках проекта «Космические лучи в гелиосферных процессах по наземным и стратосферным наблюдениям», а также поддержке Минобрнауки: ГК № 14.518.11.7047 и Соглашение на предоставление гранта в форме субсидии № 8407.

Литература

1. Wang Y.M., Ye P.Z., Wang S. Multiple magnetic clouds: Several examples during March–April 2001 // J. Geophys. Res. 2003. V. 108, N A10. SSH 6.
2. Dvornikov V.M., Sdobnov V.E., Sergeev A.V. Analysis of cosmic ray pitch-angle anisotropy during the forrush-effect in June 1972 by the method of spectrographic global survey // Proc. 18th ICRC. 1983. Bangalore. India. V. 3. P. 249–252.
3. Dvornikov V.M., Sdobnov V.E. Variations in the rigidity spectrum and anisotropy cosmic rays at the period of Forrush effect on the 12–25 Jule 1982 // IJGA. 2002. V. 3, N 3. P. 217–228.
4. Дворников В.М., Кравцова М.В., Сдобнов В.Е. Диагностика электромагнитных характеристик межпланетной среды по эффектам в космических лучах // Геомагнетизм и аэрономия, 2013. Т. 53, № 4. С. 457–468.

БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНЫЕ МГД ВОЛНЫ И НАГРЕВ КОРОНЫ

Кузнецов В.Д.¹, Джалилов Н.С.^{1,2}

¹*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова РАН ИЗМИРАН, Россия, Москва, Троицк*

^{1,2}*Шемахинская астрофизическая обсерватория АН респ. Азербайджан,
Баку, Азербайджан*

COLLISIONLESS MHD WAVES AND CORONAL HEATING

Kuznetsov V.D.¹, Dzhaliilov N.S.^{1,2}

¹*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation RAS,
Troitsk. Moscow Russia*

^{1,2}*Shemakha Astrophysical Observatory, Azerbaijan Academy of Sciences, Baku, Azerbaijan*

The properties of MHD waves in the collisionless temperature-anisotropic plasma of the solar corona are described, and their role in the coronal heating is discussed. Using a 16-moment approximation to describe the coronal plasma allows us to study MHD waves in the presence of heat fluxes. The wave instabilities arising in this case, in particular, those associated with the waves propagating from below, against the heat flow from the corona to the transition region, may act as a self-maintained source of the coronal heating. I.e., the waves moving from below dissipate owing to the heat counterflow, while the downward flow itself is partially or fully maintained by the heating of plasma due to the wave dissipation.

Прямые измерения космической плазмы в доступных для космических аппаратов областях – ионосфере, магнитосфере Земли и солнечном ветре, – показывают наличие температурной анизотропии плазмы относительно направления магнитного поля (см., например, [1, 2]). Таким свойством обладает бесстолкновительная плазма в магнитном поле, наличие же столкновений приводит к быстрой релаксации разности температур вдоль и поперек магнитного поля за время порядка столкновений. Между тем, наличие постоянных источников температурной анизотропии – различных кинетических процессов, сложной динамики частиц в магнитных полях, процессов сжатия и расширения плазмы в магнитном поле, процессов инжекции плазмы и микро-пересоединений и т.д., способно поддерживать ненулевое значение температурной анизотропии, которое необходимо учитывать при описании крупномасштабных волновых процессов, и применять для этого вместо уравнений обычной МГД уравнения анизотропной МГД. Подобные условия реализуются в плазме верхней солнечной короны, где присутствует достаточно источников создания и поддержания температурной анизотропии плазмы, а реальный характер поведения волн важен здесь для изучения вопроса о нагреве солнечной короны в рамках волнового механизма.

Для описания крупномасштабных волновых движений в солнечной короне используем приведенные ниже МГД-уравнения бесстолкновитель-

ной магнитоактивной плазмы в 16-моментном приближении [2, 3] в общепринятых обозначениях. Особенностью этих уравнений, отличающих их от уравнений обычной МГД и уравнений МГД-приближения бесстолкновительной плазмы Чу-Голдбергера-Лоу [4], является наличие в них тепловых потоков S_{\parallel} и S_{\perp} вдоль магнитного поля, связанных с продольной и поперечной температурами. Анализ этой системы уравнений показал, что наличие ненулевых тепловых потоков в исходном состоянии изменяет свойства волн и может приводить к неустойчивостям [5–10].

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \mathbf{V} &= 0, & \frac{d}{dt} &= \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \\ \rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} + \nabla(p_{\perp} + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi}) - \frac{1}{4\pi} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} &= \rho \mathbf{g} + \\ + (p_{\perp} - p_{\parallel}) [\mathbf{h} \operatorname{div} \mathbf{h} + (\mathbf{h} \cdot \nabla) \mathbf{h}] + \mathbf{h} (\mathbf{h} \cdot \nabla) (p_{\perp} - p_{\parallel}), \\ \frac{d}{dt} \frac{p_{\parallel} \mathbf{B}^2}{\rho^3} &= - \frac{\mathbf{B}^2}{\rho^3} [\mathbf{B} (\mathbf{h} \cdot \nabla) \frac{S_{\parallel}}{\mathbf{B}} + \frac{2S_{\perp}}{\mathbf{B}} (\mathbf{h} \cdot \nabla) \mathbf{B}], \\ \frac{d}{dt} \frac{p_{\perp}}{\mathbf{B} \rho} &= - \frac{\mathbf{B}}{\rho} (\mathbf{h} \cdot \nabla) \frac{S_{\parallel}}{\mathbf{B}^2} \\ \frac{d}{dt} \frac{S_{\parallel} \mathbf{B}^3}{\rho^4} &= - \frac{3p_{\parallel} \mathbf{B}^3}{\rho^4} (\mathbf{h} \cdot \nabla) \frac{p_{\parallel}}{\rho} \\ \frac{d}{dt} \frac{S_{\perp}}{\rho^2} &= - \frac{p_{\parallel}}{\rho^2} [(\mathbf{h} \cdot \nabla) \frac{p_{\perp}}{\rho} + \frac{p_{\perp}}{\rho} \frac{p_{\perp} - p_{\parallel}}{p_{\parallel} \mathbf{B}} (\mathbf{h} \cdot \nabla) \mathbf{B}] \\ \frac{d\mathbf{B}}{dt} + \mathbf{B} \operatorname{div} \mathbf{V} - (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{V} &= 0, \quad \operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad \mathbf{h} = \frac{\mathbf{B}}{\mathbf{B}} \end{aligned}$$

На рис. 1 для некоторых характерных условий солнечной короны показаны численные решения дисперсионного уравнения для волн малой амплитуды. Для фазовых скоростей, находящимися между медленными и ускоренными магнитозвуковыми модами, возникают две колебательные моды (быстрые и медленные), связанные с тепловыми потоками. Все соседние ветви взаимодействуют между собой, причем особенно сильно для обратных волн. В местах пересечения ветвей возникают неустойчивости. При малых углах распространения медленные моды дают вторую колебательную шланговую неустойчивость, которая является сжимаемой. Из-за взаимодействия обратных тепловых (ионно-звуковых) мод возникает также колебательная потоковая ("тепловая") неустойчивость (аналог кинетической потоковой неустойчивости [10]). В расчетах для тепловых параметров взяты безразмерные значения $\gamma_{\parallel} = S_{\parallel}/p_{\parallel}c_{\parallel} = 0.91$, $\gamma_{\perp} = S_{\perp}/p_{\perp}c_{\parallel} = 0.6$. На втором примере на рис. 1 в сильные изменения связаны с ветками медленных магнитозвуковых мод – здесь слияние мод происходит при больших углах распространения, где развивается квазипериодическая зеркальная неустойчивость. В этой области параметров потоковая МГД неустойчи-

вость имеет место для всех углов распространения. При этом фазовые скорости двух обратных (медленных и быстрых) тепловых мод совпадают (кривая с меткой $st + ft$). Найденные в рамках МГД решения, как показано в [10], имеют хорошее согласие с их кинетическими аналогами - совпадение основных свойств волн, порогов неустойчивостей и инкрементов их роста.

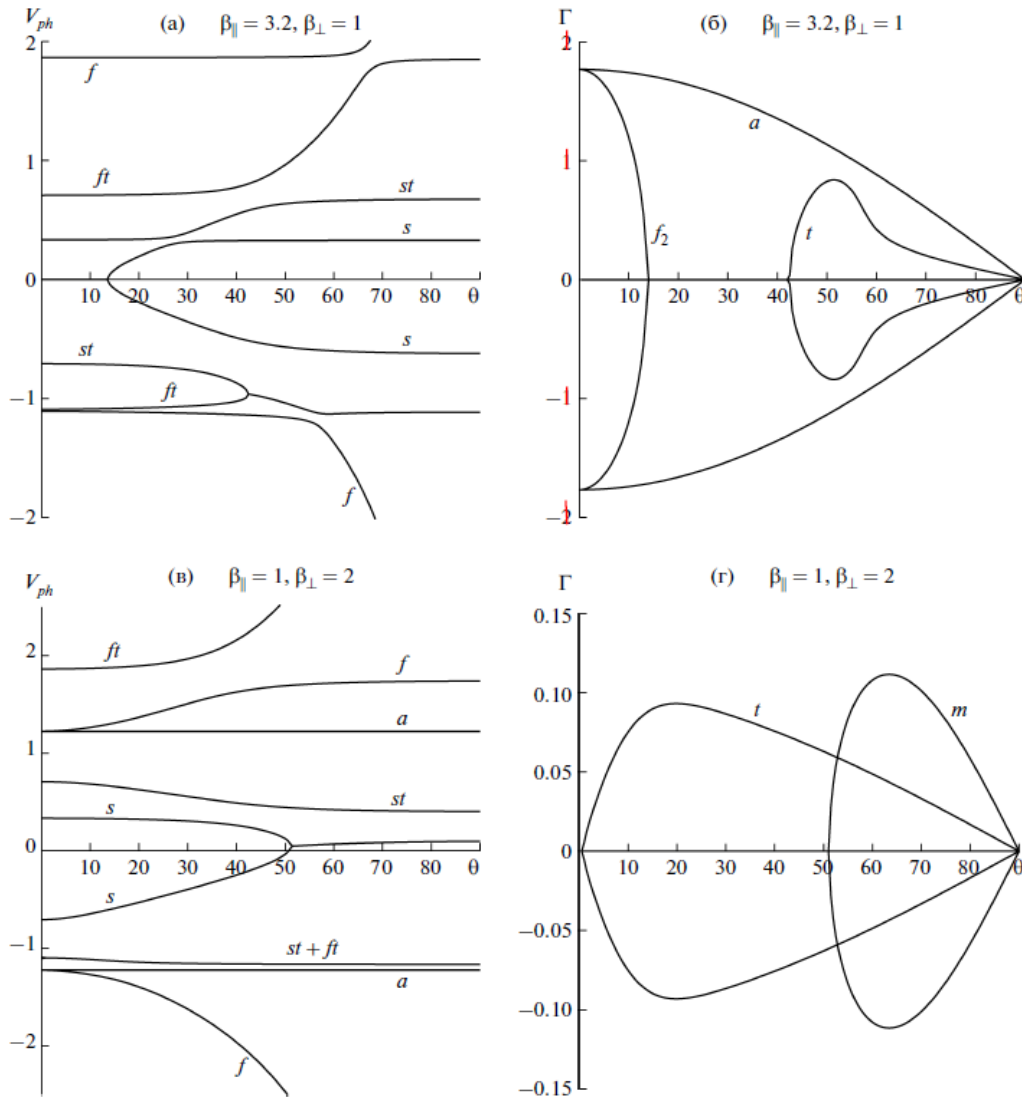


Рис. 1. Фазовые скорости V_{ph} и инкременты Γ неустойчивостей МГД-волн как функции угла распространения относительно магнитного поля. В области $\beta_{\parallel} > \beta_{\perp}$ развиваются шланговые неустойчивости (а, б), в области $\beta_{\parallel} < \beta_{\perp}$ – зеркальная неустойчивость (в, г). Поточковая МГД неустойчивость возникает в обоих случаях. На рис. а и б: a – альвеновская, s – медленная магнитозвуковая (ММЗ), f – быстрая магнитозвуковая (БМЗ), st – медленная тепловая, ft – быстрые тепловые моды; на рис. б и г: a – альвеновская шланговая неустойчивость, f_2 – вторая шланговая неустойчивость в медленных магнитозвуковых модах, m – зеркальная неустойчивость и t – тепловая неустойчивость.

Волновой механизм нагрева солнечной короны основан на диссипации идущих снизу от фотосферы в корону волн, при этом волны распространяются против направления теплового потока, который до определен-

ной высоты направлен из внешней короны вниз в переходную область. В этих условиях, как показано в [9], при наличии температурной анизотропии корональной плазмы помимо зеркальной неустойчивости ММЗ волн, которая может возникать в слабых магнитных полях (< 1 Гс) и шланговой неустойчивости альвеновских волн, которая может возникать в сильных магнитных полях (> 10 Гс), возможна вторая сжимаемая шланговая неустойчивость, которая развивается на медленных почти продольных магнитозвуковых модах, а также колебательная потоковая МГД неустойчивость, связанная со взаимодействием распространяющихся против направления теплового потока медленных и быстрых ионно-звуковых волн. Неустойчивости изученных бесстолкновительных МГД волн могут служить крупномасштабным источником волнового нагрева короны, причем в случае потоковой неустойчивости волны диссипируют благодаря встречному тепловому потоку, а сам тепловой поток в какой-то мере возникает благодаря диссипации волн и нагреву плазмы, что при постоянной генерации волн снизу создает самосогласованную систему поддержания режима неустойчивости и связанной с ней диссипации волн и нагрева плазмы. Оцененное характерное время роста потоковой МГД неустойчивости [9] в условиях короны сопоставимо с периодом волн, что должно приводить к быстрой их диссипации и нагреву плазмы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы № 22 Президиума РАН.

Литература

1. *Matteini L., et al.* 2007. *Geophys. Res. Lett.*, 34, L20105.
2. *В.Н. Ораевский, Ю.В. Конилов, Г.В. Хазанов.* Процессы переноса в анизотропной околоземной плазме. М: Наука, 1985.
3. *J.J. Ramos.* *Phys. Plasmas.* 2003. V. 10. P. 3601.
4. *G.F. Chew, M.L. Goldberger, F.E. Low.* *Proc. Roy. Soc. London A.* 1956. V. 236. P. 112.
5. *N.S. Dzhililov, V.D. Kuznetsov, J. Staude.* *Astron. Astrophys.*, 2008, v.489, 769.
6. *В.Д. Кузнецов, Н.С. Джалилов.* *Физика плазмы*, 2009, т. 35, № 11, с.1041–1054.
7. *В.Д. Кузнецов, Н.С. Джалилов.* *Физика плазмы*, 2010, т.36, № 9, с.843–848.
8. *N.S. Dzhililov, V.D. Kuznetsov, J. Staude.* *Contrib. Plasma Phys.*, 2011, v.51 (7), 621.
9. *Н.С. Джалилов, В.Д. Кузнецов.* *Письма в АЖ*, 2011, т. 37, № 9, 706–712.
10. *Н.С. Джалилов, В.Д. Кузнецов.* *Физика плазмы*, 2013, т.39, № 12.

ВАРИАЦИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ИЮЛЕ–СЕНТЯБРЕ 2012 ГОДА

Луковникова А.А., Сдобнов В.Е.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт солнечно-земной физики Сибирского отделения Российской академии наук, г. Иркутск, Россия

COSMIC RAY VARIATIONS in July-September, 2012

Lukovnikova A.A., Sdobnov V.E.

*Institute of Solar-Terrestrial Physics, Russian Academy of Sciences,
Siberian Branch Irkutsk, Russia*

Using ground-based observations of cosmic rays (CR) from the World Network of Neutron Monitor Stations and a method of spectrographic global survey, we have examined variations in rigidity spectrum and galactic CR in July–September 2012.

Июль 2012 года характеризуется наличием нескольких активных областей на Солнце. 4.07.2012 на Солнце зафиксирована вспышка балла M5.3 в активной области № 1515. 7.07.2012 произошла вспышка балла X1.1 в той же активной области [1, 2]. 12.07.2012 года вспышка балла X1.4 произошла в активной области № 1520. Максимальные значения модуля ММП (~30 нТл), скорости солнечного ветра (СВ) ~700 км/с и магнитная буря с $Dst = -120$ нТл наблюдались 14.07.2012 [3]. В остальные дни месяца происходили вспышки классов M и C. Скорость СВ была ~ 300–700 км/с, значения модуля ММП ~ 5–20 нТл. В августе 2012 года обстановка в межпланетном пространстве была более спокойной по сравнению с июлем 2012 г. В отдельные дни на Солнце не наблюдалось вспышек класса C и выше. Значения модуля ММП изменялись от 2 до 12 нТл, скорость СВ варьировала от 300 до 700 км/с, Dst -индекс опускался до –40 нТл. В сентябре 2012 года скорость СВ была ~ 300–600 км/с, значения модуля ММП ~ 2–20 нТл. 3.09.2012 наблюдалась небольшая магнитная буря с $Dst \sim -75$ нТл. Июль и сентябрь характеризуется значительными амплитудами модуляции космических лучей КЛ (~ –10% на полярных, ~ –5–8% на среднеширотных и ~ –3% на низкоширотных станциях).

Данные и метод

Для расчетов использовались данные мировой сети станций космических лучей, оснащенных нейтронными мониторами (44 станции КЛ), усредненные за часовые интервалы и исправленные на давление. Амплитуды модуляций отсчитывались от фонового уровня 31 августа 2012 года. Для анализа применялся метод спектрографической глобальной съемки (СГС) [4, 5], который был разработан в ИСЗФ СО РАН. Метод СГС позволяет по данным наземных наблюдений космических лучей исследовать ва-

риации жесткостного спектра, анизотропии и изменения жесткостей геомагнитного обрезания (ЖГО) за каждый час наблюдений.

Результаты анализа и выводы

На рисунке 1 сверху вниз представлены данные прямых измерений в межпланетном пространстве модуля ММП, скорости СВ, временные профили вариаций глобальной интенсивности КЛ с жесткостью 4 (сплошная линия) и 20 ГВ (пунктирная линия), амплитуды первой A_1 и второй A_2 сферических гармоник питч-угловой анизотропии КЛ для частиц с $R = 4$ ГВ в июле-сентябре 2012 г. На нижней панели представлены изменения жесткости геомагнитного обрезания ΔR_c в пункте с пороговой жесткостью $R_c = 4$ ГВ (пунктирная линия) совместно с Dst – индексом (сплошная линия). На рис. 2. изолиниями представлены относительные изменения интенсивности КЛ с $R = 4$ ГВ в солнечно-эклиптической геоцентрической системе координат для различных моментов времени 9–10 июля 2012 г. По оси абсцисс отложены значения долготного угла ψ , а по оси ординат – широтного угла λ . Цифры на изолиниях указывают значения амплитуд вариаций интенсивности частиц в процентах к фоновому уровню.

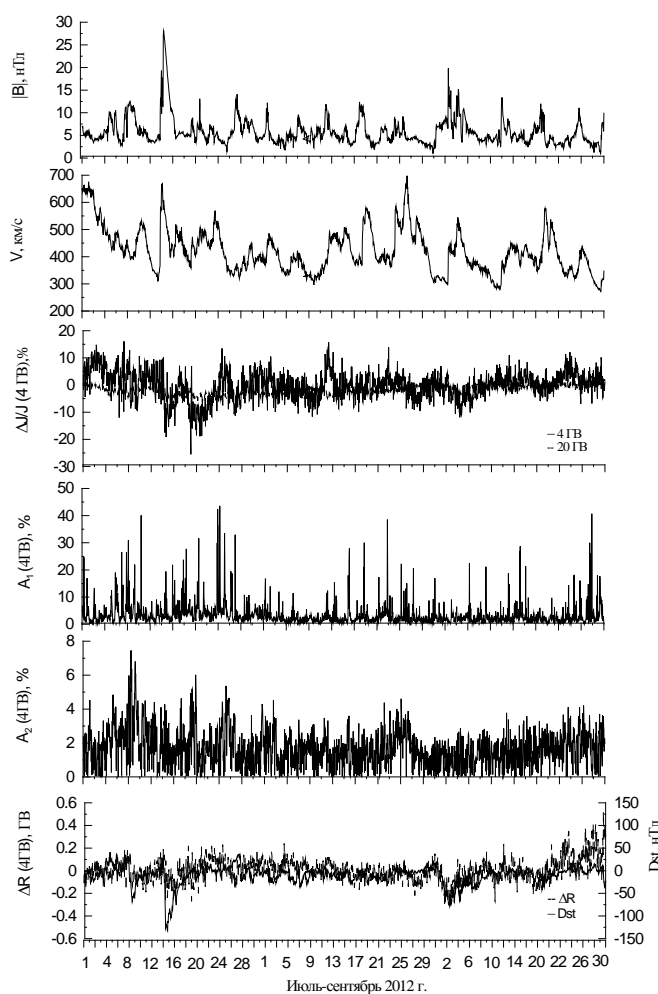


Рис. 1.

Как следует из рисунка 1, в июле 2012 г. максимальная амплитуда модуляции составляла: для частиц с жесткостью $R = 4$ ГВ $\sim -25\%$, с жесткостью $R = 20$ ГВ $\sim -8\%$. Амплитуды модуля первой гармоники анизотропии A_1 , наблюдаемые в июле 2012 г., достигали для частиц с $R = 4$ ГВ $\sim 40-45\%$, амплитуды второй гармоники A_2 для частиц с $R = 4$ ГВ $\sim 7,5\%$. 15.07 наблюдалась магнитная буря ($Dst \sim -120$ нТл). Форбуш-эффекты 7.07 и 15.07 были зарегистрированы в моменты нахождения Земли в магнитной ловушке. В августе 2012 г. (рис. 1) максимальная амплитуда модуляции составляла: для частиц с $R = 4$ ГВ $\sim -10\%$, с $R = 20$ ГВ $\sim -5\%$. Амплитуды анизотропии A_1 , наблюдаемые в августе 2012 г, достигали для частиц с $R = 4$ ГВ $\sim 30-40\%$. В сентябре 2012 г. (рис. 1) максимальная

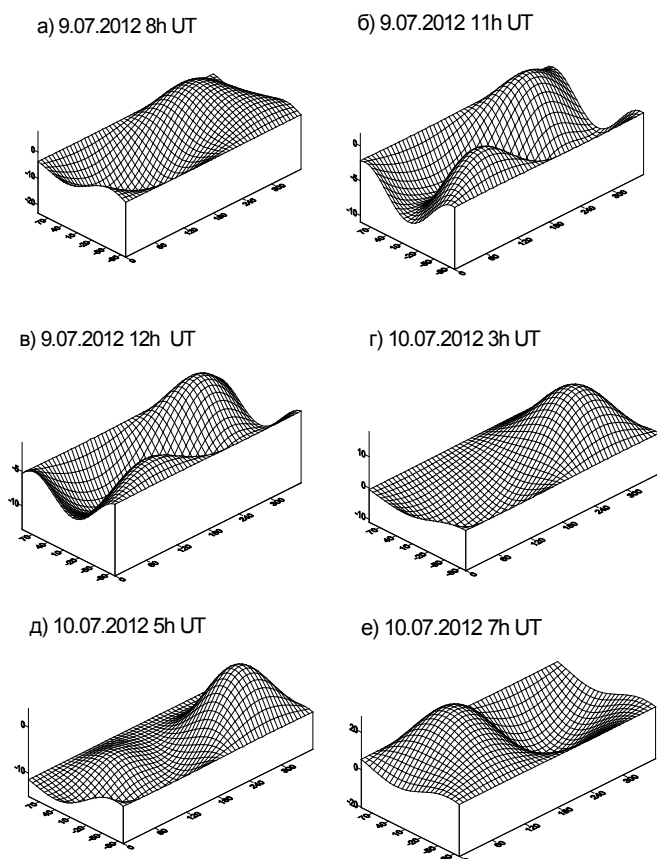


Рис. 2.

в периоды Форбуш-понижений, поскольку отражают одно и то же явление – усиление кольцевого тока в магнитосфере. Повышенные значения амплитуд второй гармоники A_2 для частиц с $R = 4$ ГВ были в период понижения интенсивности КЛ 9.07 и 10.07 и составляли $\sim 7,5\%$, $6,8\%$, соответственно. В это время наблюдалось повышение интенсивности КЛ из направлений $\psi \sim 120^\circ, 245^\circ, \lambda = \sim -54^\circ, \sim 50^\circ$ (9 сентября) и $\psi \sim 100^\circ, 300^\circ, \lambda = \sim 40^\circ, \sim -30^\circ$ (10 сентября). Интенсивность КЛ из этих направлений была выше минимально наблюдаемой интенсивности на 10–20 %. Наличие двунаправленная анизотропия большой амплитуды в угловом распределении частиц свидетельствует о появлении структуры ММП типа магнитной ловушки, связанной с Солнцем [6].

Выводы

На основе анализа можно сделать вывод, что максимальные значения амплитуды первой гармоники анизотропии A_1 наблюдались 11.07, 24.07, 23.08 и 27.09 ($\sim 40\%$). Максимальная амплитуда модуляции составляла для частиц с $R = 4$ ГВ $\sim -25\%$, с $R = 20$ ГВ $\sim -8\%$ в июле 2013 г. В августе и сентябре 2013 г. максимальные амплитуды модуляции были значительно меньше (для частиц с $R = 4$ ГВ $\sim -10\%$ в августе, $\sim -13\%$ в сентябре; с

амплитуда модуляции составляла для частиц с $R = 4$ ГВ $\sim -13\%$, с $R = 20$ ГВ $\sim -5\%$. Амплитуды анизотропии A_1 , наблюдаемые в сентябре 2012 г., достигали для частиц с $R = 4$ ГВ $\sim 45\%$. 03.09 наблюдалась небольшая магнитная буря ($Dst \sim -75$ нТл) и Форбуш-эффект. В августе-сентябре 2012 г. не было заметного повышения амплитуды второй сферической гармоники A_2 для частиц с $R = 4$ ГВ. Коэффициент корреляции между ΔRc и Dst – индексом во время геомагнитных бурь составляет: 9.07.2012 0,85; 15.07.2012 0,7; за период с 2.09.2013 по 8.09.2013 0,83. Временной профиль ΔRc хорошо коррелирует с временным профилем Dst – индекса

$R = 20$ ГВ $\sim -5\%$ в августе и сентябре). В моменты, когда обнаруживается максимальная амплитуда модуляции для частиц с $R = 20$ ГВ, наблюдается магнитная буря с $Dst = -120$ нТл, увеличение модуля ММП до значений 30 нТл, возрастание скорости солнечного ветра до 700 км/с и Форбуш-эффекты. 9–15 июля 2012 г. Земля находилась внутри петлеобразной структуры ММП типа магнитной ловушки, связанной с Солнцем, которая деформирует фоновое магнитное поле, о чем свидетельствует появление двунаправленной анизотропии большой амплитуды в угловом распределении частиц (амплитуды второй гармоники $A_2 \sim 6,5-7,5\%$ для частиц с $R = 4$ ГВ). В период Форбуш-эффекта в сентябре повышение амплитуды второй гармоники питч-угловой анизотропии КЛ не наблюдается, т.е. в этот период в межпланетном пространстве отсутствуют структуры ММП, связанные с Солнцем.

Работа выполнялась при поддержке программы Президиума РАН «Физика Нейтрино и Нейтринная Астрофизика» в рамках проекта «Космические лучи в гелиосферных процессах по наземным и стратосферным наблюдениям», а также поддержке Минобрнауки: ГК № 14.518.11.7047 и Соглашение на предоставление гранта в форме субсидии № 8407.

Литература

1. http://tesis.lebedev.ru/sun_flares.html
2. <http://www.spaceweather.com>
- 3 <http://www.swpc.noaa.gov/Data/goes.html>
4. *Dvornikov V.M., Sdobnov V.E., Sergeev A.V.* // Analysis of cosmic ray pitch - angle anisotropy during the June 1972 Forbush effect by method of spectrographic global survey. Proc. 18th ICRC. 1983. Bangalore. India. V. 3. P. 249–253.
5. *Dvornikov V.M., Sdobnov V.E.* // Variations in the rigidity spectrum and anisotropy of cosmic rays at the period of Forbush effect on 12–15 July. IJGA. 2002. V. 3. No 3. P. 217–226.
6. *Richardson I.G., Dvornikov V.M., Sdobnov V.E. et al.* // Bidirectional particle flows at cosmic ray and lower (~ 1 MeV) energies and their association with interplanetary coronal mass ejections/ejecta J. Geophys. Res. 2000. V. 105. No A6. P. V.105, No A6, P.12579–12591.

ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СОЛНЕЧНОГО ПРОТУБЕРАНЦА

Мерзляков В.Л.

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова, РАН, Москва, г. Троицк, Россия*

THE DYNAMIC MODEL OF SOLAR PROMINENCE

Merzlyakov V.L.

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, RAS,
Moscow, Troitsk, Russia*

The new model of solar prominence is proposed. It is based on the idea that prominence plasma constantly moves with magnetic lines because of “freezing-in” effect in solar atmosphere. Using approximation with local magnetic source, the dense multitemperature (10^4 – 10^6 K) structure has been obtained. The characteristics of this structure are similar to properties of typical prominence which is observed in ordinary solar active region.

Введение

В солнечной атмосфере, которая имеет значительную неоднородность, своей устойчивостью и длительностью существования выделяются протуберанцы (волокна). Наблюдения этих структур выявили их характерные особенности – расположенность над фотосферной нейтральной линией (на нейтральной поверхности) и наличие значимого тока ($\sim 10^{11}$ А). И эти особенности используются как основные факторы в модельных построениях протуберанцев. В первом случае строится такая конфигурация магнитного поля, которая бы позволяла плазме удержаться на нейтральной поверхности [1]. Другой вариант рассматривает ток в качестве удерживающей конструкции [2]. В обоих предлагаемых вариантах ставится задача получения равновесных условий, чтобы соответствовать наблюдаемой ситуации. Однако существующие варианты моделей не дают полностью устойчивой системы [3]. К тому же, в этих моделях есть трудность с формированием большого объема плотной плазмы.

В предлагаемом исследовании ставится задача построения модели протуберанца, в которой основным фактором считается механизм формирования локального уплотнения плазмы солнечной атмосферы. Предполагается, что этот механизм позволит сформировавшейся плотной структуре существовать длительное время.

Вероятный механизм уплотнения плазмы

Появление протуберанцев явление обычное, поэтому и механизм их формирования тоже должен быть связан с естественными явлениями солнечной атмосферы. Для плазмы в магнитном поле среда существования солнечных волокон, её перемещение происходит под действием различных типов дрейфов и вместе с силовыми линиями при условии «вмороженно-

сти». Последний вариант выглядит наиболее подходящим для солнечной атмосферы, поскольку высокая температура создаёт сильный эффект «вмороженности» силовых линий в плазме. А конфигурация и напряженность магнитного поля на уровне фотосферы постоянно изменяются, что предполагает наличие движений магнитных силовых линий в атмосфере (хромосфере и короне).

В результате перемещения плазмы вместе с силовыми линиями возможно её локальное уплотнение. Степень уплотнения зависит от выполнения условия «замагниченности» электронов, т.е. пока частота столкновений протон-электрон не превышает гирочастоту электронов. Для рассматриваемого случая протуберанца, температура которого лежит в интервале $5 \cdot 10^3 - 10^6$ К, искомая граничная величина плотности $n_e \sim 10^{11} B - 10^{14} B$. Регистрируемые напряженности поля в протуберанце $B = 1 - 100$ Гс означают, что возможно уплотнение вещества до величин $n_e \geq 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Для холодной плазмы протуберанца ($\sim 10^4$ К) при достижении плотностей $n_e \geq 10^9 \text{ см}^{-3}$ протоны становятся «незамагниченными» (их критическая плотность $n_p \sim 10^8 B$). Такие протоны подвержены действию вихревого электрического поля, которое перпендикулярно магнитному моменту (M) и на нейтральной поверхности определяется выражением $E \approx -(1/c) \cdot (\partial M / \partial t) \cdot r^2$, где r – удаленность от магнитного источника [4]. Обычно волокна появляются в спокойных активных областях на стадии их затухания, где временное относительное изменение магнитного поля $M^{-1} \partial M / \partial t \sim -10^{-6} \text{ с}^{-1}$. В случае типичного значения $M \sim 10^{-3} R_{\text{Sun}}$ и ожидаемого положения «незамагниченных» протонов $r \sim 10^{-2} R_{\text{Sun}}$ получаем оценку величины электрического поля $E \sim 10^{-5}$ [СГСэ]. Отсюда имеем плотность тока протонов $j_p = \eta E \sim 10^5$ [СГСэ] с учетом их проводимости $\eta \sim 10^{10}$ при температуре 10^4 К. Чтобы поток протонов создал регистрируемый в волокнах ток $\sim 10^{11}$ А, его площадь должна быть $\sim 10^6 \text{ км}^2$, т.е. диаметр пучка «незамагниченных» протонов $\sim 10^3$ км. Этот требуемый размер пучка протонов представляется реальной величиной с учетом размера протуберанца (толщина $\sim 10^3$ км, высота от 10 тыс. до 100 тыс. км) и высотной протяженности хромосферы ($> 2 \cdot 10^3$ км).

Особенности эволюции плотной структуры

Проведенные выше оценки показали возможность уплотнения хромосферной и корональной плазмы до плотностей 10^{11} см^{-3} при её движении как «замагниченной», а также появление тока протонов при этих плотностях. Рассмотрим, каким образом происходит уплотнение вещества, и определим условия, при которых возможно формирование плотных протяженных и устойчивых во времени структур.

В качестве модельных допущений берем точечный источник магнитного поля с устойчивой тенденцией изменения со временем. Движение «замагниченной» плазмы в этом случае происходит со скоростью электрического дрейфа [5]. Аналитическое выражение для этой скорости с учетом

дипольной (M) и октупольной (Q) гармоник используем в виде, полученном автором [4]. Вихревое электрическое поле приводит в движение «незамагниченные» протоны по круговой дуге с центром в локальном магнитном источнике. Величину создаваемого им магнитного поля аппроксимируем полем линейного тока с числовым корректирующим фактором.

Модельные расчеты показали, что при определяющем вкладе октупольной гармоники Q до высот $\geq 0.1 R_{\text{Sun}}$ и уменьшении дипольной и октупольной гармоник формируется плотная структура на нейтральной поверхности. Плазма поступает из хромосферы и короны, создавая тем самым мультитемпературную структуру. Стабилизирует структуру ток протонов, возникающий после достижения определенной степени уплотнения. Временные картины процесса на $3 \cdot 10^5$ (а), 10^6 (б), $3 \cdot 10^6$ (в) сек от начального момента представлены на рис. 1 и рис. 2, где появление тока задается на 10^5 сек с величиной соответственно 10^{10} А и 10^{12} А. Затухание магнитного поля $M^{-1} \partial M / \partial t = Q^{-1} \partial Q / \partial t = -10^{-6} \text{ с}^{-1}$, источник помещен вглубь на $0.02 R_{\text{Sun}}$, ток находится на удалении $0.03 R_{\text{Sun}}$ от источника. Изменение тока считали аналогичным $\partial I / \partial t = -10^{-6} \text{ с}^{-1}$. Масштаб осей на рисунках задан в радиусах Солнца, нейтральная поверхность развернута на 60° к лучу зрения.

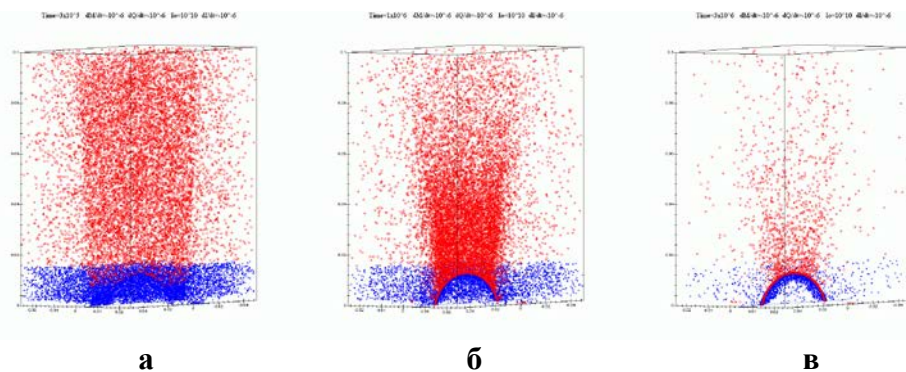


Рис. 1.

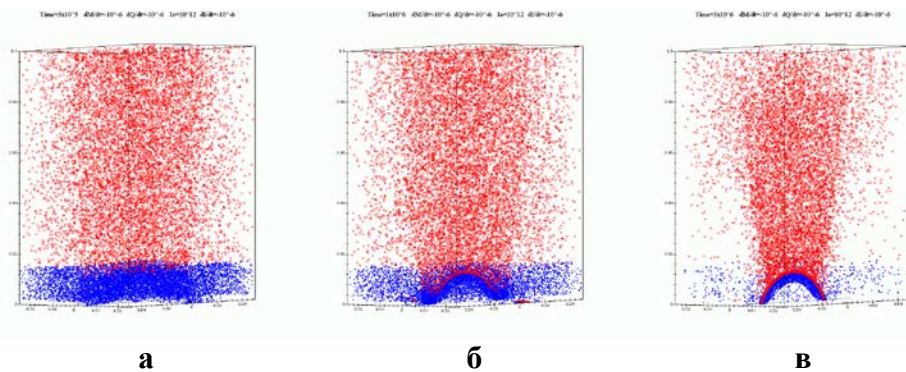


Рис. 2.

Начальное распределение модельной плазмы представлялось случайно распределенными элементами – крестиками для хромосферной части и кружками для корональной (выше $0.015 R_{\text{Sun}}$). Как видно на рис. 1 и рис. 2, обе эти компоненты присутствуют в плотной дугообразной структуре.

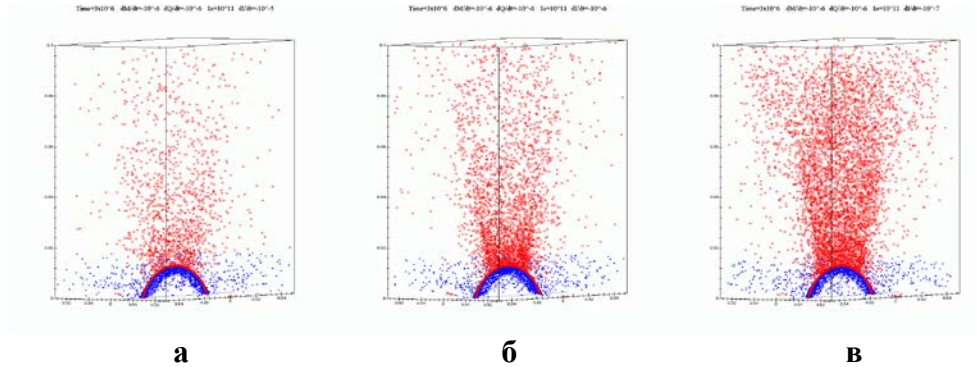


Рис. 3.

Над плотной дугой существует область повышенной плотности корональной плазмы. Её протяженность зависит от времени и от величины вариации тока. На рис. 3 дается пример ситуации после $3 \cdot 10^6$ сек при темпах уменьшения тока: $\Gamma^1 \partial I / \partial t = -10^{-5} \text{ с}^{-1}$ (а), -10^{-6} с^{-1} (б), -10^{-7} с^{-1} (в). Если уменьшение тока происходит медленнее, чем затухает магнитное поле, то зона плотной корональной плазмы существует длительное время. Эта область интенсивно излучает, и за длительное время она охладится, что приведет к увеличению высоты холодной составляющей изучаемой структуры.

Выводы

Предложенный механизм уплотнения плазмы солнечной атмосферы за счет перемещения при эффекте «вмороженности» позволяет создавать локальные структуры повышенной плотности. Проведенные модельные расчеты показали, что на нейтральной поверхности может возникать плотное мультитемпературное (от хромосферной до корональной температуры) образование с током. Появление тока стабилизирует такую структуру, и она существует, пока имеется источник магнитного поля. Все отмеченные особенности являются характерными признаками солнечного протуберанца. В рассмотренном случае локального магнитного источника появляется типичный для активной области небольшой протуберанец высотой 10–30 тыс. км и длиной ≈ 35 тыс. км (рис. 3). Появления более протяженного волокна, по-видимому, связано с действием нескольких магнитных источников.

Литература

1. Kippenhahn R., Schluter A. // Zitschr. Astrophys., 1957, v. 43, p. 36–62.
2. Kuperus M., Raadu M.A. // Astron. Astrophys., 1974, v. 31, p. 189–193.
3. Филиппов Б.П., Ден О.Г. // Письма в Астрон. журн., 2000, т. 26, № 5, с.384–390.
4. Мерзляков В.Л. // Труды Всероссийской конф. “Солнечная и солнечно-земная физика – 2011”, СПб, ГАО РАН, 2011, с. 163–166.
5. Франк-Каменецкий Д.А. // “Лекции по физике плазмы”, М.: Атомиздат, 1968, с. 18.

ИСТОЧНИКИ КРУПНОМАСШТАБНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ КОРОНЫ ПЕРИОДА НИЗКОЙ АКТИВНОСТИ СОЛНЦА

Мерзляков В.Л., Старкова Л.И.

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова, РАН, Москва, г. Троицк, Россия*

THE SOURCES OF LARGE-SCALE CORONAL MAGNETIC FIELD DURING LOW SOLAR ACTIVITY

Merzlyakov V.L., Starkova L.I.

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, RAS,
Moscow, Troitsk, Russia*

The sources of large-scale coronal magnetic field are studied. The characteristics of these sources are obtained from analysis of helmet structure of K-corona. It has been found that during low solar activity they locate at latitude $20^{\circ} - 25^{\circ}$ with 60° interval along longitude. Model calculations show that their magnetic moments are magnitude $\sim 10^{-2} R_{\text{Sun}}$ and orientation along the solar radius. Also probability of 50% variation of these magnetic moments is established. From founded characteristics we suggest that the sources appear because of influence of giant cells convection on toroidal magnetic field which is generated at the basic of convection zone.

Введение

Магнитное поле солнечной короны непосредственно не измеряется, и все его характеристики находятся из расчетов с использованием фотосферных магнитографических данных. Однако для периодов низкой активности Солнца такого рода расчеты не дают правильной картины конфигурации магнитных силовых линий [1]. Вероятную причину авторы видят в наличии локальных глубинных источников, действие которых на фотосферном уровне в полной мере не регистрируется [1]. Между тем, существует возможность определить параметры таких глубинных источников на основе информации о геометрии поверхности смены знака радиальной компоненты магнитного поля (нейтральная поверхность). Изучать эту геометрию позволяет сформировавшийся на ней плотный слой, складки которого создают видимую шлемовидную структуру [2, 3]. На основе анализа шлемовидной структуры авторы выявили регулярный изгиб нейтральной поверхности со стабильным масштабом 60° по долготе для эпох низкой солнечной активности [4]. В предлагаемом исследовании наличие такого регулярного изгиба и изменение его амплитуды с расстоянием предполагается использовать в качестве основных факторов для определения свойств источников магнитного поля короны.

Модельные параметры

Как указывалось во Введении, основной эффект действия глубинных источников магнитного поля проявляется в регулярной деформации корональной нейтральной поверхности. Вращение этой поверхности по фиксации корональных шлемов составляет период 27.7 ± 1 суток (синодический) и не зависит от широты [5]. Отсюда следует, что источники находятся в областях 20° – 25° по широте и на удалении 0.8 – $0.9 R_{Sun}$ от центра Солнца, где, согласно данным гелиосейсмологии, соответствующая этому синодическому периоду скорость вращения равна 450 нГц [6].

Для учета протяженности и степени отклонения от дипольности исследуемых источников, они представлялись как биполь с точечными «зарядами», создающими радиальное магнитное поле от расстояния в виде суммы ряда $\sum Q_n/r^n$, где $n \geq 2$. Полярные источники задавались отдельными «зарядами» разных знаков по полушариям на расстоянии $0.84 R_{Sun}$ [7]. Величина «зарядов» принималась таковой, чтобы в полярной зоне на уровне фотосферы они создавали напряженности ≤ 15 Гс характерные для минимума активности Солнца. Для приближения к реальной картине полярные «заряды» сместили относительно полюсов на 3° для создания наклонного каркаса гелиосферного токового слоя. Такой наклон существует при любой минимальной активности Солнца.

Результаты расчетов

Проведенные модельные расчеты корональной нейтральной поверхности показали, что 60° долготная деформация возникает от действия 12 глубинных источников (6 в каждой полушфере). Их магнитные моменты ориентированы преимущественно вдоль радиуса, причем ориентация соседних в одной полушфере противоположна. Особенность вариации амплитуды деформации на небольшом удалении от фотосферы указывает на существенный вклад членов с $n > 3$ аппроксимационного ряда $\sum Q_n/r^n$. В первом приближении удастся воспроизвести отмеченную особенность учетом члена Q_4/r^4 вместе с основным слагаемым Q_2/r^2 . Расчеты показали их равновеликий вклад на уровне фотосферы $Q_4 \sim Q_2 R_{Sun}^2$.

На рис. 1б и рис. 1в представлены модельные расчеты нейтральной поверхности, воспроизводящие типичную для минимума активности шлемовидную структуру К-короны 30.06.1954 (рис. 1а). Плотный слой на модельной нейтральной поверхности выделялся случайно распределенными точками. Приведенные на рис. 1б и рис. 1в варианты получены с равными для всех источников значениями: $Q_2 = 0.1 R_{Sun}^2$, $Q_4 = 0.2 R_{Sun}^4$ и $Q_2 = 0.2 R_{Sun}^2$, $Q_4 = 0.1 R_{Sun}^4$ соответственно. «Заряды» биполя располагали на расстояниях $0.8 R_{Sun}$ и $0.9 R_{Sun}$ по радиусу. Таким образом, дипольный момент источника оказался $\sim 10^{-2} R_{Sun}^3$. Было также установлено, что моделируемая ситуация рис. 1а возможна и при различиях моментов источников в пределах 50%.

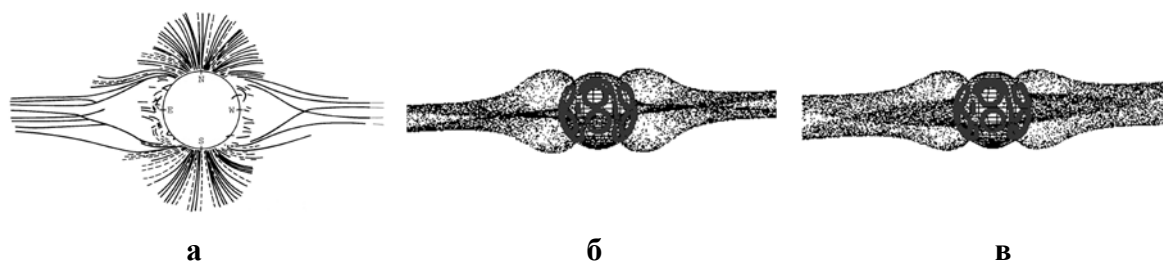


Рис. 1.

На модельных сферах рис. 1 б и рис. 1в толстые кривые отмечают нейтральную линию на уровне фотосферы. Видно, что помимо основания деформированной корональной нейтральной поверхности выделяются зоны над глубинными источниками. Особенности распределения напряженностей радиальной компоненты магнитного поля в этих зонах отображено на рис. 2а и рис. 2б, где варианты соответствуют случаям рис. 1б и рис. 1в.

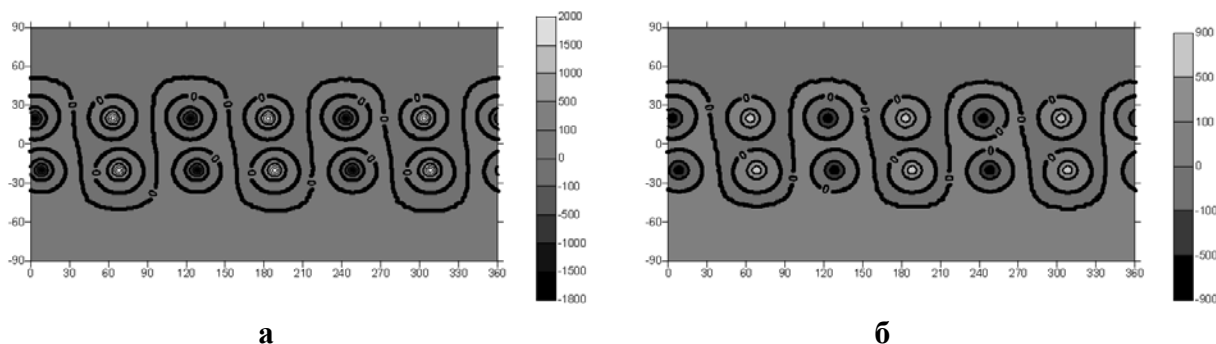


Рис. 2.

Максимальные напряженности на уровне фотосферы оказались ≈ 2 кГс и ≈ 1 кГс, исходя из приведенных на рис. 2 шкал линий изогаусс, нейтральные линии выделены более толстыми линиями. Несмотря на двукратное различие максимальных напряженностей, области с величинами до 100 Гс в обоих вариантах рис. 2а и рис. 2б имеют практически одинаковый размер $\approx 15^\circ$ в диаметре. Можно ожидать, что именно в пределах этих областей, находящиеся над глубинными источниками формируются активные области и комплексы активности [8]. Сама расчетная картина над источником (рис. 2) на фотосферном уровне, как естественно ожидать, исказится от конвективных движений и дифференциального вращения. Между тем оказалось, что создаваемые локальные униполярные зоны в границах замкнутых нейтральных линий (рис. 2) выделяется на наблюдаемой картине фоновых магнитных полей в виде «островов» вкрапленной полярности. И при этом сохраняются их размер $\approx 30^\circ$ и местоположение по широте $20^\circ - 30^\circ$ [9].

Выводы

Проведенное исследование корональной нейтральной поверхности показало, что её геометрию формируют 12 глубинных источников. Они регулярным образом деформируют «плоскую» нейтральную поверхность, которую создают два источника на полюсах Солнца. Магнитные моменты изучаемых источников были оценены как $\sim 10^{-2} R_{Sun}^3$. Обнаружены их преимущественно радиальная ориентация и смена направления у соседних одной полусферы. Модельные расчеты продемонстрировали возможное различие величин магнитных моментов отдельных источников до 50%.

Рассматриваемые глубинные источники на фотосферном уровне создают локальные зоны $\approx 15^\circ$ с напряженностью более 100 Гс. Такие зоны, вероятно, представляют собой места формирования активных областей.

Обнаруженные характеристики глубинных источников магнитного поля можно интерпретировать как проявление действия гигантских ячеек конвекции на генерируемое в основании конвективной зоны магнитное поле. Выход к фотосфере этого поля происходит на стыках гигантских ячеек. Места стыков проявляются как локальные магнитные источники. Переменное направление магнитных моментов возникает вследствие разнонаправленности движений вещества. Где движение вещества направлено к поверхности возникают «источники» – выход магнитного потока, а где движения внутрь, образуются места «стоков». Возможное различие моментов источников (мощностей «источников» и «стоков») может быть вызвано долготной неоднородностью генерируемого тороидального магнитного поля и/или перераспределением части выходящего магнитного потока к полюсам, что в конечном итоге приводит к «переполюсовке» полярных областей Солнца.

Литература

1. *Merzlyakov V.L., Starkova L.I.* // *Geom. Aeron.*, 2012, v. 52, no. 7, p. 908–912.
2. *Кучми С., Молоденский М.М., Виал Ж.-К.* // *Астрон. журн.*, 1994, т. 71, № 6, с. 925–929.
3. *Молоденский М.М., Старкова Л.И., Кучми С., Еришов А.В.* // *Астрон. журн.*, 1996, т. 73, № 6, с. 934–938.
4. *Мерзляков В.Л., Старкова Л.И.* // *Труды Всероссийской конф. «Солнечная и солнечно-земная физика – 2012»*, СПб, ГАО РАН, 2012, с. 285–288.
5. *Lewis D.J., Simnett G.M., et al.* // *Solar Phys.*, 1999, v. 184, p. 297–315.
6. *Schou J., Howe R., et al.* // *Astrophys. J.*, 2002, v. 567, p. 1234–1249.
7. *Llebaria A., Lamy P.L., DeForest C.E., Koutchmy S.* // *Proceedings of an International meeting “Solar Jets and Coronal Plumes”*, DOM, France, 1998, p. 87–92.
8. *McIntosh P.S., Wilson P.R.* // *Solar Phys.*, 1985, v. 97, p. 59–79.
9. *Голуб П.А.* // *Солн. данные*, 1984, № 5, с. 88–94.

МОМЕНТЫ ОТСЧЁТА ШИРОТНОЙ ФАЗЫ И ДЛИНА 11-ЛЕТНЕГО ЦИКЛА СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Милецкий Е.В., Иванов В.Г.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

REFERENCE LATITUDE MOMENTS AND LENGTH OF 11-YEAR SUNSPOT ACTIVITY CYCLE

Miletsky E.V., Ivanov V.G.

Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

Various ways to define the 11-year sunspot cycle length are discussed. It is shown that one can regard as a start of the cycle “the latitude reference moment” in which the exponent describing the drift of the mean sunspot latitudes reaches a definite reference value and that the resulting “latitude” length of the cycle is in good correlation with its amplitude. It is found that a similarly defined “latitude” length of the increase branch of the cycle is also tightly related to its amplitude.

Two relations are obtained. The first one allows accurate defining of the cycle amplitude by information on the shift of the latitude reference moment and the latitude length of the cycle. The second one relates the interval between the latitude reference moments of the neighbor cycles and their amplitudes.

Длина 11-летнего цикла солнечной (пятенной) активности является его важнейшей характеристикой и представляет собой один из ключевых параметров при решении задачи установления физических механизмов солнечного магнитного цикла. Длина какого-либо цикла определяется как промежуток времени между начальной и конечной точками отсчета его фазы. Обычно для 11-летнего цикла пятен исходят из понятных соображений: в качестве точек отсчета фазы выбираются моменты его последовательных циклических минимумов. Выбор таких минимумов, очевидно, зависит как от используемого индекса активности, так и от алгоритма обработки данных.

Как известно, соседние пятенные циклы перекрываются во времени, и минимум цикла определяет лишь момент их наименьшей суммарной активности. Однако и при отсутствии такого перекрытия выделение момента минимума, (например, в эпохи существования многомесячных интервалов отсутствия пятен) является непростой задачей.

Для преодоления указанных трудностей в ряде исследований [1, 2] в качестве момента начала отсчета фазы цикла выбирался так называемый «стартовый» момент, получаемый из описания кривой этого 11-летнего цикла с помощью параметрической функциональной зависимости, в которой этот стартовый момент является одним из её параметров.

В работе [3] нами был предложен другой подход, в котором моментом начала отсчета фазы данного цикла считается момент отсчёта широтной фазы (МОШФ), когда найденная нами экспонента, описывающая дрейф средней широты пятен, достигает в цикле некоторого «реперного» значения широты. При таком подходе МОШФ определяется положением во времени экспоненты, аппроксимирующей циклический дрейф средней широты.

На основе расширенного Гринвичского каталога солнечных пятен за 1874–2012 годы нами были образованы ряды среднеоборотных значений средних широт и индекса числа групп пятен. Моменты и величины циклических минимумов (TG_{min} , G_{min}) и максимумов (TG_{max} , G_{max}) вычислялись по среднеоборотным значениям, сглаженным 13-точечным окном с синусоидальными весами как по всему Солнцу, так и отдельно по его полушариям.

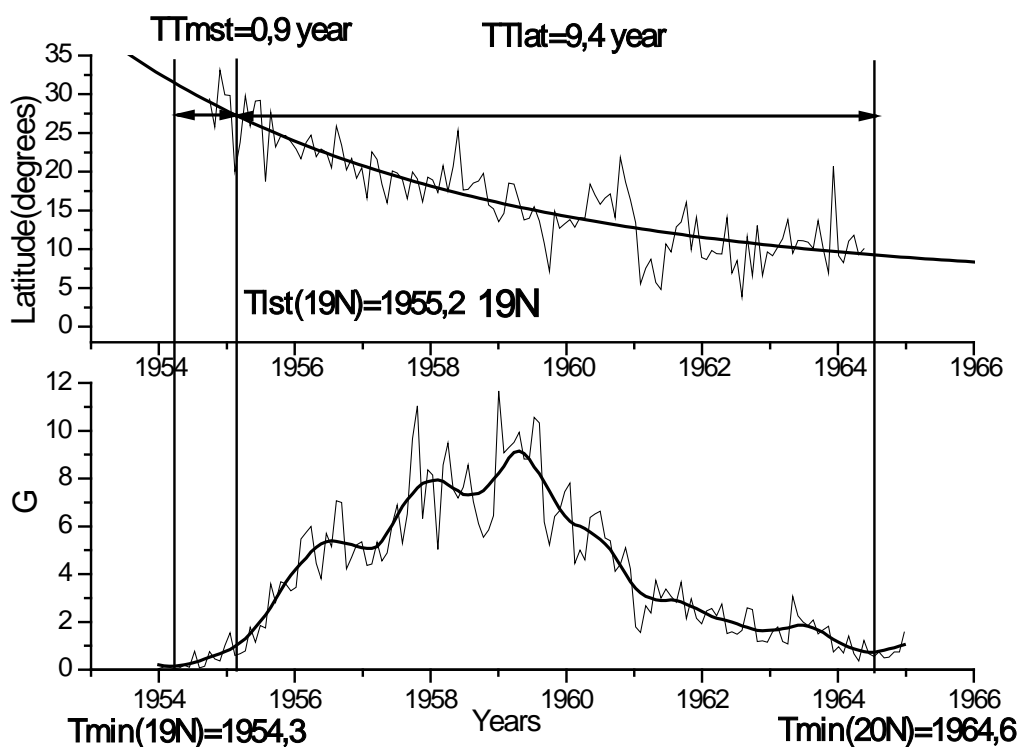


Рис. 1.

Пусть в n -м цикле $TT_{min} = T_{min}(n+1) - T_{min}(n)$ — традиционная длина цикла, а $T_{lst}(n)$ — момент отсчёта широтной фазы (МОШФ), в который найденная экспоненциальная кривая, описывающая дрейф средней широты пятен [3], достигает полученного «реперного» значения широты, по абсолютной величине равного 26.8° . Тогда $TT_{mst} = T_{lst}(n) - T_{min}(n)$ — интервал сдвига МОШФ относительно минимума. Величину $TT_{lat}(n) = T_{min}(n+1) - T_{lst}(n)$ предлагается назвать «широтной» длиной цикла. В частности, для N п/ш 19-го цикла, представленного на Рис. 1,

имеем $TT_{min}(19N) = T_{min}(20N) - T_{min}(19N) = 1964.6 - 1954.3 = 10.3$ г.,
 $TT_{mst}(19N) = T_{lst}(19N) - T_{min}(19N) = 1955.2 - 1954.3 = 0.9$ г., $TT_{lat}(19N) = T_{min}(20N) - T_{lst}(19N) = 1964.6 - 1955.2 = 9.4$ г.

Установим степень взаимосвязи различных длин цикла (традиционной TT_{min} и широтной TT_{lat}) с его амплитудой (G_{max}). В Табл. 1 представлены результаты (циклы 12–23) как для всего диска ($k = 12$), так и при отдельном учёте полушарий ($k = 24$). Во всех случаях длина цикла обратно пропорциональна его амплитуде. Корреляция оказывается заметно сильнее для широтной длины TT_{lat} , когда за начало отсчета фазы цикла принимается МОШФ. Таким образом, выявлена значимая «обратная» взаимосвязь между амплитудой цикла и его широтной длиной.

Таблица 1.

G_{max}	TT_{min}	TT_{lat}
R(Tot) k=12	-0.55	-0.84 (cl=99.99)
R(N & S) k=24	-0.32	-0.72 (cl=99.993)

Выясним теперь степень взаимосвязи различных длин ветвей роста цикла (традиционной TT_{mimax} и широтной TT_{lstmax}) с его амплитудой (известное правило Вальдмайера). В Табл.2 представлены результаты (циклы 12–23) как для всего диска ($k = 12$), так и при отдельном учёте полушарий ($k = 24$). Во всех случаях длина ветви роста (как и рассмотренная выше полная длина) обратно пропорциональна его амплитуде. Взаимосвязь оказывается заметно сильнее, если за начало отсчета фазы цикла принимается МОШФ. Величина корреляции $R = -0.91$ между длиной ветви роста цикла TT_{lstmax} и его амплитудой G_{max} имеет высокий уровень надежности (cl = 99.9998%).

Таблица 2.

G_{max}	TT_{mimax}	TT_{lstmax}
R(Tot) k=12	-0.70	-0.91 (cl=99.9998)
R(N & S) k=24	-0.25	-0.56 (cl=99.7)

Зная о взаимосвязях G_{max} с TT_{lat} (установленной выше) и G_{max} с TT_{mst} (найденной ранее в [3]) мы получили соотношение $G_{max} = 30.7 + 2.35*TT_{mst} - 1.87*TT_{lat}$ ($R = 0.90$; $K = 12$), которое позволяет с хорошей точностью определять амплитуду 11-летнего цикла на основе информации только о двух его временных характеристиках: сдвиге момента отсчёта широтной фазы (TT_{mst}) и широтной длине цикла (TT_{lat}).

Рассмотрим также вопрос о временном интервале (обозначим его $TT_{cst}(n, n+1)$) между «среднеширотными» кривыми (точнее, фитирующими их экспонентами) в соседних циклах с номерами n и $n+1$ (см. Рис. 2). Этот промежуток времени можно представить в виде суммы двух интерва-

лов: широтной длины цикла – $TT_{lat}(n)$ и интервала сдвига МОШФ относительно минимума $n+1$ -го цикла – $TT_{mst}(n+1)$ ($TT_{cst}(n, n+1) = TT_{lat}(n) + TT_{mst}(n+1)$).

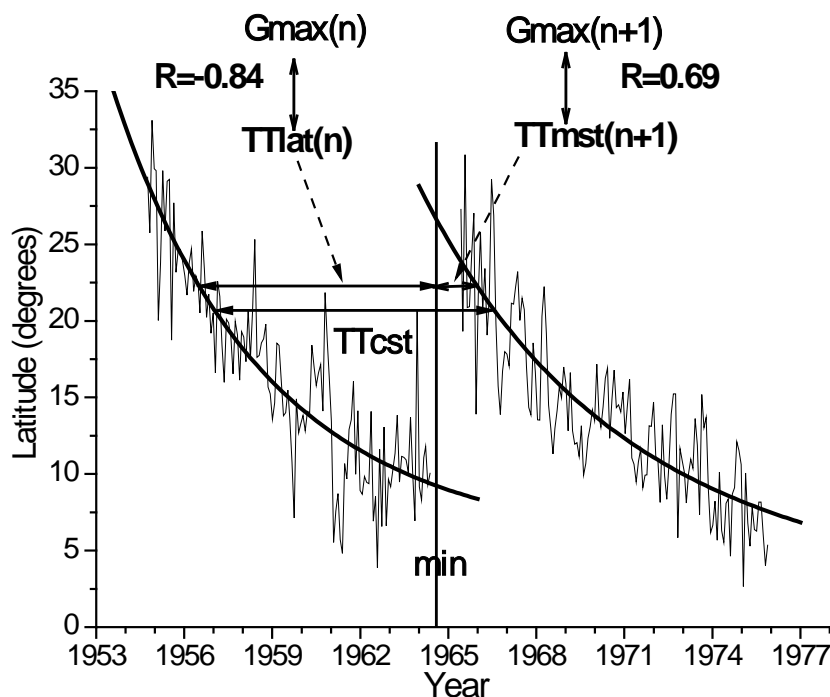


Рис. 2.

Ранее нами установлено, что каждый из интервалов-слагаемых связан с амплитудой соответствующего ему цикла. На этой основе мы получили соотношение, связывающее величину $TT_{cst}(n, n+1)$ с амплитудами соседних циклов $G_{max}(n)$ и $G_{max}(n+1)$ ($TT_{cst}(n, n+1) = 12.07 - 0.180 * G_{max}(n) + 0.056 * G_{max}(n+1)$; $R = 0.73$, $k = 11$).

Полученные закономерности открывают возможности взаимной реконструкции амплитудных и широтно-временных характеристик 11-летних циклов. Кроме того, их можно использовать в качестве тестовых критериев для проверки различных моделей солнечной цикличности.

Данная работа поддержана грантом РФФИ № 13-02-00277, грантом НШ-1625.2012.2 и программами Президиума РАН № 21 и № 22.

Литература

1. Hathaway D.H., Wilson R.M., Reichmann R.J. // Solar Physics. V. 151. P. 177–190. 1994.
2. Roshchina, E.M., Sarychev, A.P. // Solar System Research. V. 151. P. 177–190. 1994.
3. Иванов В.Г., Милецкий Е.В. // Труды Всероссийской конференции «Солнечная и солнечно-земная физика – 2012». С. 51–54. СПб. Пулковое. 2012.

СОЛНЕЧНОЕ ПРОТОННОЕ СОБЫТИЕ 14 ДЕКАБРЯ 2006 г.: ГЕНЕРАЦИЯ И РЕГИСТРАЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ?

Мирошниченко Л.И.^{1,2}, Сидоров В.И.³, Кузьминых Ю.В.⁴

¹*ИЗМИРАН, Троицк, Россия*

²*НИИЯФ МГУ, Москва, Россия*

³*ИГУ, Иркутск, Россия*

⁴*Институт Вейцмана, Реховот, Израиль*

SOLAR PROTON EVENT OF DECEMBER 14, 2006: GENERATION AND REGISTRATION OF RELATIVISTIC PARTICLES?

Miroshnichenko L.I.^{1,2}, Sidorov V.I.³, Kuz'minykh Yu.V.⁴

¹*N.V. Pushkov Institute IZMIRAN, Troitsk, Russia*

²*D.V. Skobel'syn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow*

³*Astronomical Observatory of Irkutsk State University, Irkutsk, Russia*

⁴*Weizmann Institute of Science, Rehovot, Israel*

Comprehensive analysis of the solar flare (X1.5/SF, S05, W31) and solar proton events (SPE) of December 14, 2006 is carried out. We used spacecraft (SC) data on hard X-ray and gamma emissions, as well as measurements of the solar cosmic rays (SCR) on the orbit of the Earth (SC GOES). According to some estimates, a power-law index of the differential spectrum of solar protons at the Earth's orbit in the energy range of 9-165 MeV was about 2.0. If one continues such a (rather hard) spectrum into relativistic range with the same slope, the event could be registered by the anticoincidence shield spectrometer on SC INTEGRAL (ACS SPI). In the temporal profiles of the counting rate of ACS SPI for this event we found out some features, indicating the possibility of relativistic particles registration. Ground-based network of neutron monitors on December 14 recorded no increase of SCR intensity. In this context, we discuss the ACS SPI "sensitivity" to SCR spectrum. According to our preliminary estimates, some fraction of energetic particles could be accelerated to relativistic energies in this event. The acceleration might proceed at the impulsive phase of the flare in the lower corona, and not at the front of CME-driven shock wave.

Введение. Согласно распространённому мнению, генерация большей части нерелятивистских солнечных частиц и некоторой доли релятивистских СКЛ, происходит на фронте ударной волны корональных выбросов вещества (СМЕ), сопровождающих мощные солнечные вспышки (см., например, [1-2]). Альтернативная точка зрения [3-4] предполагает возможность генерации релятивистских СКЛ во вспышечных процессах, далеко позади ударной волны СМЕ, на высотах нижней и средней короны. Настоящая работа посвящена поиску доказательств ускорения СКЛ до релятивистских энергий непосредственно во вспышечной активной области (АО) в импульсной фазе вспышки 14 декабря 2006 г.

Данные. Солнечное протонное событие (СПС) 14.12.2006 г. значительно уступало предыдущему более мощному СПС 13.12.2006 г. и развивалось в значительной степени в суперпозиции. Оба события, по-

видимому, имели один и тот же источник (АО 10930), который находился в западной полусфере Солнца и был удобен для наблюдений. Событие было связано со вспышкой рентгеновского балла X1.5 (по классификации *GOES*), произошедшей в АО 10930, с координатами S05, W31. Вспышка имела начало вблизи 21:07 UT, максимум в 22:15 UT и окончание в 22:26 UT. Она сопровождалась СМЕ типа несимметричное «галло». Скорость СМЕ составила 1042 км/с (данные коронографа *SOHO/LASCO*).

Согласно *GOES*, возрастание потока протонов с энергиями >10 МэВ в данном событии достигло максимального значения 215 *pfu* 15 декабря в 00:15 UT. Протоны с энергиями >100 МэВ достигли уровня 1 *pfu* в 22:25 UT 14 декабря. Они имели максимум также в 00:15 UT, составивший 2 *pfu*. При этом наземная сеть нейтронных мониторов не зафиксировала никакого возрастания СКЛ. Однако, по некоторым оценкам [5], в данном событии показатель дифференциального спектра протонов у Земли в интервале энергий 9–165 МэВ был около 2.0. Если такой (довольно жёсткий) спектр продолжался с тем же наклоном в релятивистскую область, то регистрация релятивистских протонов вполне возможна, к примеру, чувствительным прибором ACS SPI. Отметим, что в предыдущем событии 13 декабря 2006 г. коллаборация *PAMELA* отметила наличие релятивистских протонов, ускоренных до 1 ГэВ [6]. Однако, в изучаемом событии 14 декабря, которое наложилось на более мощное предыдущее событие, наличие или отсутствие релятивистских СКЛ пока не установлено.

Результаты и дискуссия. В этой связи был подробно исследован профиль сигнала ACS SPI *ИНТЕГРАЛ* для события 14 декабря 2006 г. Как известно [7], прибор ACS SPI чувствителен к двум типам воздействия:

- первичное излучение солнечных вспышек в жестком рентгеновском и гамма-диапазонах;
- вторичным гамма-квантам, образованным в результате ядерного взаимодействия релятивистских СКЛ с веществом детектора ACS SPI.

Так, находясь на расстоянии 1 а.е. от Солнца, ACS SPI регистрирует суперпозицию сигналов, как-то: солнечного жесткого излучения вспышек и потоков релятивистских СКЛ на орбите Земли. Задача разделения этих двух сигналов в общем случае имеет сложности в виду неоднозначности интерпретации.

В нашем случае, общий временной интервал сигналов *GOES* и ACS SPI подтверждает общий источник излучения - солнечную вспышку X1.5 - в мягком рентгеновском и гамма-диапазонах (рис. 1). Причем, по данным ACS SPI, всплеск солнечного гамма-излучения начался около 22:07:42 UT, имел максимум вблизи 22:09:15 UT (рис. 1, верхняя панель). Мягкое рентгеновское излучение, по данным *GOES*, имело начало и максимум в 21:07 UT и 22:15 UT, соответственно. Соотношение потоков в «жестком» и «мягком» канале рентгеновского излучения *GOES* во временном интервале вспышки имеет максимум в 22:10:03 UT (рис. 1, нижняя панель), почти

совпадающий со временем максимума солнечного гамма-всплеска. Это обстоятельство подтверждает, что именно гамма-излучение вспышки вызвало вариации сигнала ACS SPI в интервале 22:08–22:13 UT.

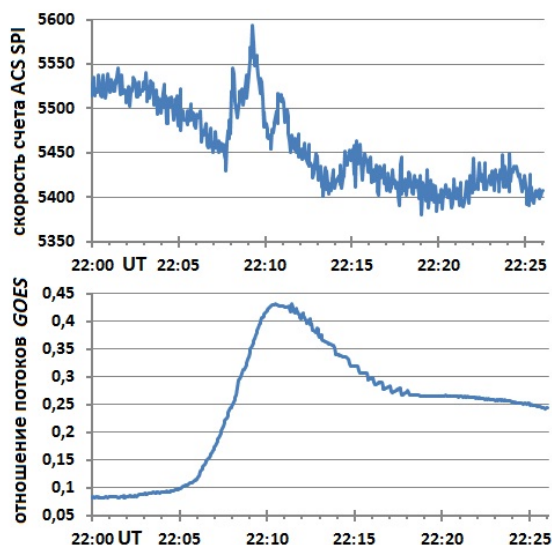


Рис. 1. Верхняя панель – всплеск гамма-излучения вспышки 14 декабря 2006 г., 3-х секундные данные ACS SPI ИНТЕГРАЛ. Нижняя панель – отношение потоков излучения GOES в «жестком» (8–20 Å) и «мягком» (1–8 Å) каналах (усреднение то же).

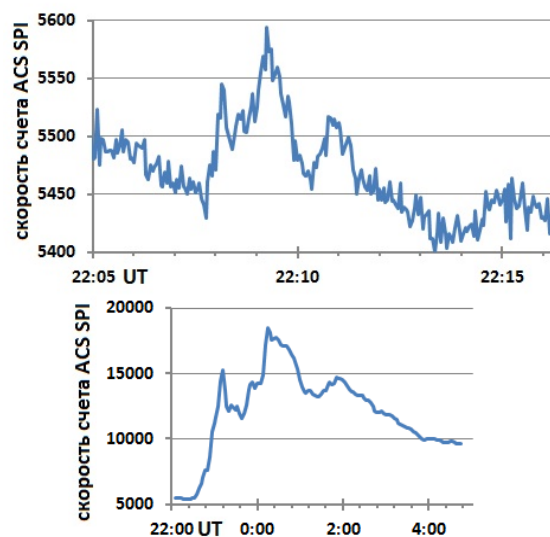


Рис. 2. Данные ACS SPI для события 14 декабря 2006 г.: на верхней панели - всплеск жесткого излучения вспышки, на нижней – возрастание скорости счёта (3-минутные данные) от прихода СКЛ. Модуляция сигналов подобна в разных интервалах и масштабах времени.

Как мы полагаем, возрастание скорости счёта, зафиксированное ACS SPI вблизи 22:26 UT, было вызвано СКЛ, ускоренными на ударной волне быстрого CME, ассоциированного со вспышкой 14.12.2006. Однако, модуляция сигнала, достигающая одной трети максимального значения возрастания, во временном интервале от 22:46 UT 14 декабря до 02:07 UT 15 декабря, заслуживает отдельного рассмотрения (см. рис. 2, нижняя панель). Эта модуляция оказалась, совершенно неожиданно, подобной модуляции солнечного гамма-излучения, взятой в другом временном масштабе (отличающемся примерно в 60 раз).

Отсутствие крупных солнечных вспышек во время протонного возрастания говорит в пользу модуляции сигнала ACS SPI потоком СКЛ на орбите Земли. Однако, возможный приход СКЛ релятивистских энергий (данные ACS SPI) почти одновременно с СКЛ меньших энергий (данные GOES) говорит о наличии эффектов распространения/ускорения, которые почти одинаково сильно влияют на частицы СКЛ разных энергий.

Подобие сигнала солнечного гамма-излучения во время исследуемой вспышки 14 декабря 2006 г. и последующего возрастания скорости счёта ACS SPI, вызванного релятивистскими СКЛ на орбите Земли, закручивает интригу еще больше (см. рис. 2). Коэффициент корреляции, если изменить

один из временных масштабов времени в 60 раз, оказался более 0.8. Визуально, довольно сложные вариации сигналов – удивительно подобны! Такое подобие сигналов жесткого солнечного излучения вспышки и модуляции потоков СКЛ (в том числе релятивистских) на орбите Земли, ранее не было отмечено исследователями. Разрабатываемый авторами [8] вариант ускорения частиц в эруптивных арках СМЕ, в связи с мощной вспышкой, в принципе, мог бы обеспечить наблюдаемое подобие сигнала жесткого излучения вспышки и модуляции потока СКЛ.

Согласно нашей интерпретации:

1. В событии 14 декабря 2006 г. ускорение электронов, вызвавших при высыпании в хромосферу всплеск жесткого рентгеновского излучения, произошло в тех же процессах, что и ускорение протонов СКЛ до релятивистских энергий, причём поток последних на орбите Земли испытал эффект модуляции.

2. Найдены наблюдательные подтверждения наличия в событии 14 декабря 2006 г. некоторой доли релятивистских СКЛ, ускоренных во время импульсной фазы солнечной вспышки 22:07-22:13 UT, на высотах нижней и средней короны – во вспышечной АО.

3. Подтверждена высокая чувствительность прибора ACS SPI ИНТЕГРАЛ к слабым потокам релятивистских СКЛ.

4. Эффекты ускорения/распространения в гелиосфере, способные повлиять на поведение релятивистских СКЛ во время отдельных вспышек, требуют дальнейшего исследования.

Литература

1. *Reames, D.V.*, Particle acceleration at the Sun and in the heliosphere // *Space Sci. Rev.* 90. P.413–491, 1999.
2. *Cliver E.W.* History of research on solar energetic particle (SEP) events: the evolving paradigm / In: *Universal Heliophysical Processes. Proc. IAU Symp. N257 (2008)*. Eds. N. Goswami and D.F. Webb. International Astronomical Union. P. 401–412. 2009.
3. *Klein K.-L., Chupp E.L., Trotter G., et al.* Flare-associated energetic particles in the corona and at 1 AU // *Astron. & Astrophys.*, 348. P.271–285, 1999.
4. *Somov B.V.* Plasma Astrophysics, Part II: Reconnection and Flares, Second Edition, Springer SBM, New York, 2012. P. 315.
5. *Веселовский И.С., Мягкова И.Н., Яковчук О.С.* Динамика энергетических спектров солнечных протонных событий в 23-ем солнечном цикле // *Астрономический вестник*, т.46, №3. С. 235–258. 2012.
6. *De Simone N., Adriani O., Barbarino G.C., et al.* Study of protons of solar origin in the events of 13 and 14 December 2006 with PAMELA detector / In: *Proc. 31st ICRC, icrc0794, Lodz, Poland, 2009*.
7. *Струминский А.Б. и Зимовец И.В.* К оценке времени прихода первых релятивистских солнечных протонов на Землю // *Известия РАН, сер. Физ.*, Т.73, №3. С. 332–335. 2009.
8. *Кичигин Г.Н., Мирошниченко Л.И., Сидоров В.И., Язев С.А.* Динамика ускоренных ионов в корональных арках и модель источника гамма-излучения // *Физика плазмы*. №3. 2014 (в печати).

СРАВНЕНИЕ ГЛУБИНЫ ОТКЛИКА СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ НА ИЗМЕНЕНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ В ФОТОСФЕРЕ МЕТОДОМ ПРОБНОГО СЛОЯ

Можаровский С.Г.

*Уссурийская астрофизическая обсерватория ДВО РАН, Уссурийск, Россия
sw@newmail.ru*

THE COMPARISON OF DEPTH OF LINE RESPONSES TO PHYSICAL VALUES VARIATIONS IN THE PHOTOSPHERE BY THE PROBE LAYER METHOD

Mozharovsky S.G.

*Ussuriysk Astrophysical Observatory of FEB RAS, Ussuriysk, Russia
sw@newmail.ru*

The properly determining of the effective depth of line formation is the crucial task for the interpretation of observation. Numerical simulation of the line formation process makes definition of depth transparent for a researcher and allows anyone to see that there are always relationships between the effective depths of the line response and the impact of different physical parameters. On the other hand, these relationships is very confused and if we know the depth for one case, we can't make analogy for the other cases when there are taken for analysis other lines, or other methods of comparison of line profiles, or other physical parameters.

Функции вклада и отклика (CF/RF) являются основой для определения эффективных глубин. Построение CF/RF методом пробного слоя было рассмотрено в работе [1]. Идея состоит в многократном расчете профиля линии при изменении выбранного физического параметра в узком слое фотосферы, который смещается по всем глубинам. Изменения профиля линии с глубиной определяют график функции отклика RF. Функция вклада CF является частным случаем RF, когда пробным параметром служит коэффициент поглощения в линии η_0 . Приравнивая η_0 к нулю в пробном слое, получаем CF с точностью до обратного знака. Эффективную глубину находим как середину площади под кривой функции вклада или отклика.

Новый метод определения глубин был применен для расчета глубин множества фраунгоферовых линий с целью сравнения результатов с другими подобными определениями. Эта работа дала неожиданный результат. Было обнаружено обратное соотношение между эквивалентными ширинами W линий и средними глубинами их образования для ряда линий мультиплета № 816 Fe I. Из таблицы 1 (см. также рис. 1) видно, что чем больше эквивалентная ширина линии W , тем глубже она образуется, хотя согласно общепринятым представлениям все должно быть наоборот.

Обратная зависимость $h_{\text{eff}} - W$ позволяет предположить далеко идущие последствия вплоть до смены знака градиента всех физических вели-

чин (и, в частности, магнитного поля), измеренных с помощью пары линий Fe I λ 6302 – 6301 Å, применяемой в наблюдениях на HINODE.

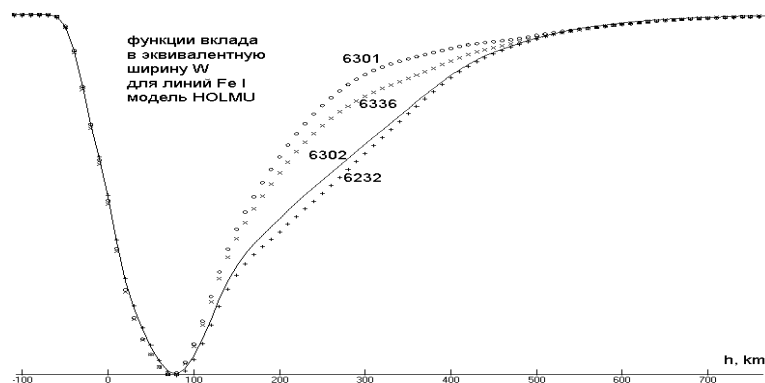


Рис. 1. Функции вклада CF в эквивалентную ширину для четырех линий мультиплета №816 Fe I. CF показаны с обратным знаком и приведены к одному масштабу по оси Y.

Таблица 1.

Эффективные глубины образования линий мультиплета №816 Fe I, рассчитанные по функциям вклада в эквивалентную ширину для моделей фотосферы HOLMU [2] и VAL C [3].

Спектральная линия Fe I		Модель HOLMU		Модель VAL C	
λ (Å)	$\lg(gf)$	W, mÅ	h, км	W, mÅ	h, км
6232	-1.255	84.1	140.4	92.3	189.4
6302	-1.15	88.1	136.4	96.6	184.2
6336	-0.78	110.1	116.5	119.9	150.4
6301	-0.57	127.8	108.2	138.2	132.0

Чтобы выяснить, при каких условиях возникает подобная инверсия, выполнен расчет для искусственного набора линий, полученного из линии Fe I λ 6302 Å варьированием силы осцилляторов $\lg(gf)$ от -3.4 до $+0.2$ dex.

Результаты расчета (рис. 2) показали, что в диапазоне эквивалентных ширин от 70 до 180 mÅ происходит уменьшение глубины образования линий на 60 км в моделях тени HOLMU [2] и VAL_C [3] (расчет проведен при постоянном с глубиной значении микротурбулентной скорости $V_{mi} = 1$ км/с). Из анализа изменений профилей линий становится понятно, что инверсия зависимости $h_{eff} - W$ попадает на ту область, где прирост эквивалентной ширины происходит за счет расширения крыльев.

Встает вопрос, сохраняется ли обратная зависимость $h_{eff} - W$ для других физических параметров, в первую очередь для напряженности магнитного поля. Расчет отклика эквивалентной ширины на слой с близким к поперечному полем ($\gamma = 75^\circ$), напряженностью 50 Гс (рис. 3а) показывает, что обратной зависимости нет. Однако повторный расчет, но уже для поля близкого к продольному ($\gamma = 15^\circ$), показывает картину (рис. 3б), явно имеющую отношение как к зависимости CF(W), так и к зависимостям $RF(wI, wV, wQ)(H = 50, \gamma = 75^\circ)$.

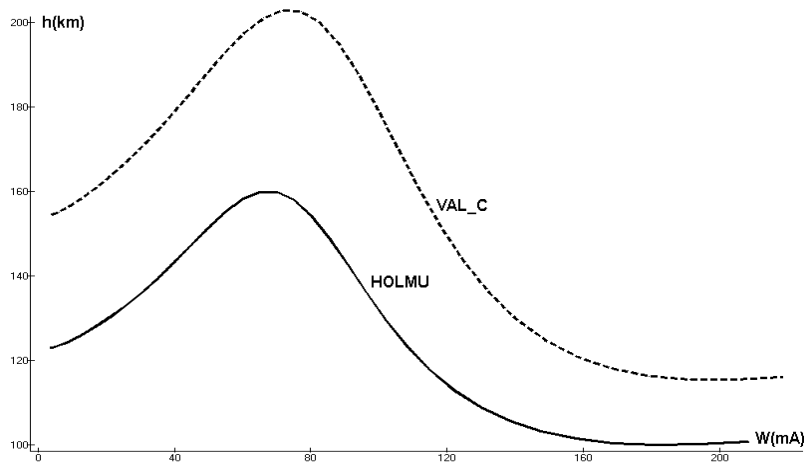


Рис. 2. Зависимость эффективной глубины образования эквивалентной ширины от значения эквивалентной ширины для искусственного набора линий с параметрами линии Fe I λ 6302 Å и вариацией $\lg(gf)$ от -3.4 до $+0.2$ dex для моделей фотосферы HOLMU и VAL C.

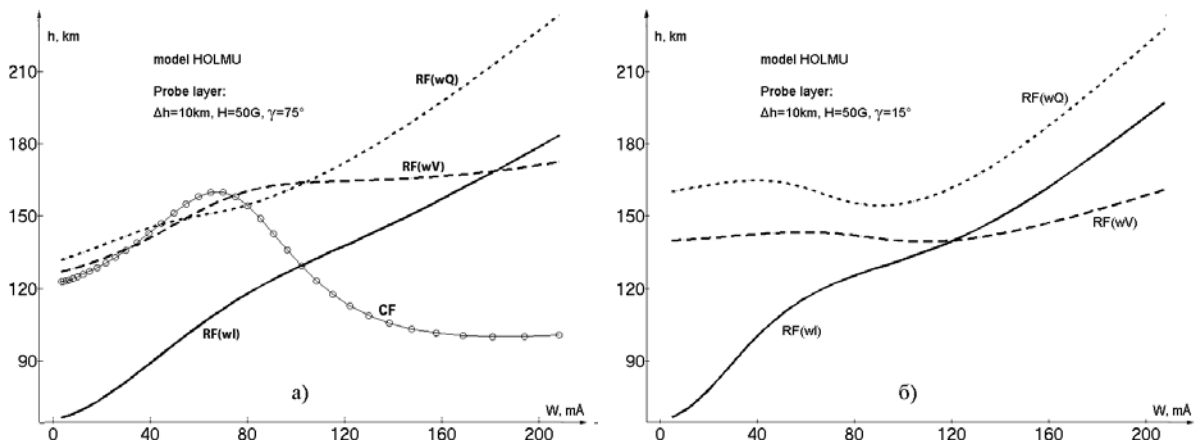


Рис. 3. Сравнение отклика на поле $H = 50$ Гс, $\gamma = 75^\circ$ (рис. 3а – слева) и $\gamma = 15^\circ$ (рис. 3б – справа) для RF(wI), RF(wV), RF(wQ) с функцией вклада CF (см. кривая для модели HOLMU на рис. 2).

Таким образом, рис. 3б иллюстрирует взаимосвязь эффективных глубин образования всех физических параметров. Также из рис. 3 становится ясно, что по тенденциям изменений глубин образования одних физических параметров нельзя говорить что-то определенное о других. Расчеты показывают, что и другие физические параметры не имеют зон обратной зависимости $h_{\text{eff}} - W$, как, например, функция отклика эквивалентной ширины на изменения микротурбулентной скорости RF(V_{mi}) или функции вклада в каждой из отдельных точек профиля линии CF(d_λ).

Функция отклика RF(V_{mi}) раскрывает еще некоторые важные детали. Из рис. 4а видно, что отклик эквивалентной ширины может иметь разный знак в зависимости от знака изменения величины V_{mi} в пробном слое. Кроме того, он имеет на порядок меньшую амплитуду, чем величина функции вклада CF. Для сравнения эффективных глубин функции вклада и отклика нормируют к единой шкале (рис. 4б), но нужно понимать, что «качество» сравниваемых эффективных глубин очень разное.

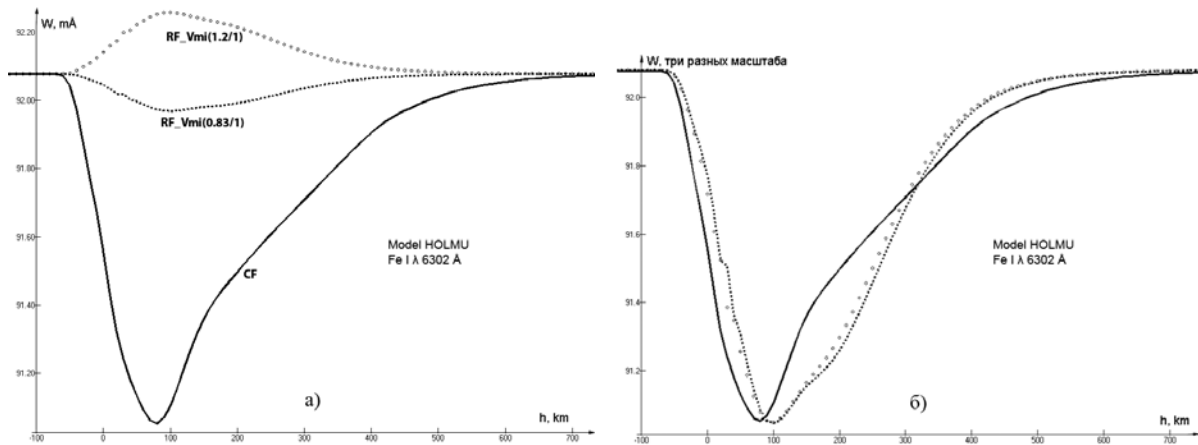


Рис. 4. Функции вклада CF и функции отклика RF на изменения микротурбулентной скорости V_{mi} в 1.2 раза от величины 1 км/с в обе стороны. Параметром сравнения является эквивалентная ширина W (mÅ). Рис. 4а (слева) – один масштаб W , рис. 4б (справа) – нормированные масштабы W .

Более того, если увеличить ширину пробного слоя с 10 до 100 км (рис. 5а), то будет получена функция RF переменного знака. Тонкий пробный слой создает просто небольшую добавку к разным частям профиля линии, широкий – может действовать иначе, он формирует более прозрачный или более поглощающий участок – своего рода фильтр для излучения, идущего из нижележащих слоев. В результате функция вклада/отклика может стать знакопеременной, а эффективная глубина, определяемая как половина площади под кривой, может потерять физический смысл, как это видно из сравнения эффективных глубин двух RF на рис. 5б.

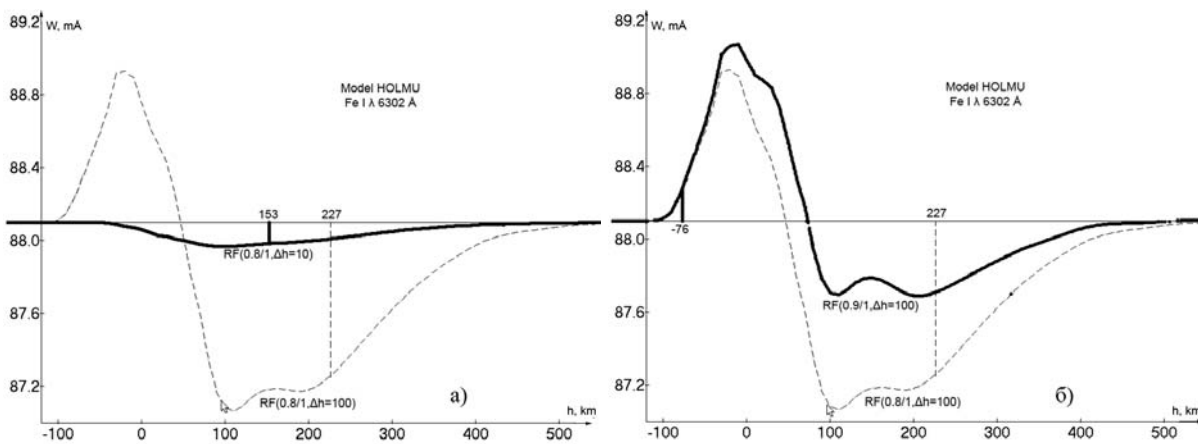


Рис. 5. Сравнения функций отклика RF для разной ширины пробного слоя (рис. 5а – слева) и для разной величины пробного сигнала (рис. 5б – справа).

Литература

1. Можаровский С.Г. // Труды Всероссийской конф. «Солнечная и солнечно-земная физика – 2012», СПб., ГАО РАН, 2012, с.289–292.
2. Holweger H. and Müller E.A. // 1974. Solar Phys., v.39, p.19–30.
3. Vernazza J.E., Avrett E.H. and Loeser R. // 1981. The Astrophys. J. Suppl. Ser., v.45, p.635–725.

ИНВЕРСИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И РАДИОДИАГНОСТИКА ПАРАМЕТРОВ ВСПЫШЕЧНОЙ ПЕТЛИ

Моргачев А.С.^{1,2}, Мельников В.Ф.²

¹ФГНУ НИРФИ

²ГАО РАН

POLARIZATION INVERSION OF MICROWAVE EMISSION AND RADIO DIAGNOSTICS OF FLARE LOOPS PARAMETERS

Morgachev A.^{1,2}, Melnikov V.²

¹Radiophysical Research Institute

²Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

A detailed analysis of spectral, polarization and temporal characteristics of the limb event of July 19, 2012 has been carried out using Nobeyama Radioheliograph data. Our analysis of the brightness temperature ($I = R + L$) spatial distribution revealed continuous appearance of two simultaneously existing flaring loops and changing polarization degree sign both along flare loop and in time in the loop top. To understanding this effect we have applied forward fitting method of recovering flare loops parameters using NORH data on fluxes at frequencies 17 and 34 GHz, polarization degree at 17 GHz and temporal profile of the thermal plasma density obtained with RHESSI data. For the loop top, where the change of the polarization degree sign is happening the recovering have been successful only for the anisotropic (quasilongitudinal) electron pitch-angle distribution. This result is consistent with the longitudinal injection of accelerated electrons for the late phase of the event.

Целью нашего исследования является анализ распределений яркостной температуры и степени поляризации вдоль солнечных вспышечных петель и их использование для определения параметров ускоренных электронов и магнитного поля в них. До настоящего времени природа происхождения солнечных вспышек остается непознанной. Помочь разгадать ее может диагностика основных физических параметров вспышечных петель в пространстве и во времени. В данной работе был произведен детальный анализ спектральных, поляризационных и временных характеристик, а также восстановление физических параметров вспышечной петли для лимбового события 19 июля 2012 по данным радиогелиографа Нобейма (NoRH) и спутника RHESSI.

В результате анализа распределения яркостной температуры ($I = R + L$) вдоль петли было обнаружено, что в течение микроволнового всплеска существуют две вспышечные петли, расположенные одна над другой с максимумами яркостной температуры, расположенными около их оснований (Рис. 1, верхняя панель). Другой интересный наблюдательный факт связан с временным и пространственным распределением степени круговой поляризации. Так, в основаниях каждой из петель ее знак остается постоянным в течение всего всплеска, в то время как в их вершинах из-

лучение меняется с лево-поляризованного на право-поляризованное на поздней фазе вспышки (рис. 1, средняя и нижняя панели).

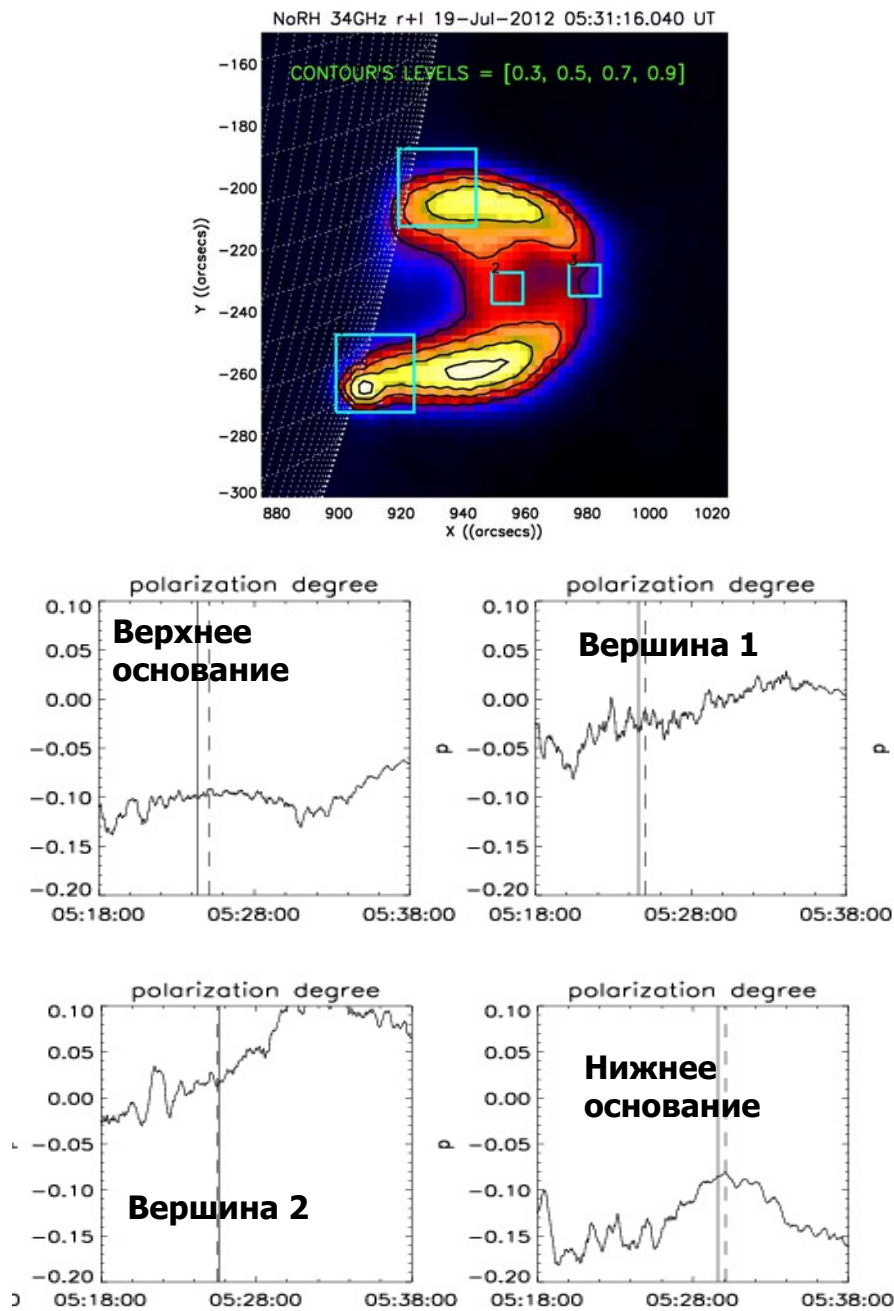


Рис. 1.

Для определения физических параметров исследуемых вспышечных петель применялся недавно разработанный метод решения обратной задачи с использованием генетического алгоритма. Данный метод заключается в проведении для некоторой области радиоисточника подгонки теоретически рассчитываемых характеристик гиросинхротронного радиоизлучения (интенсивности и степени круговой поляризации) на нескольких частотах под наблюдаемые. Расчет характеристик радиоизлучения производился с помощью программы быстрого кода [1]. Используя данный метод подгон-

ки для события 19 июля 2012, мы провели восстановление концентрации ускоренных электронов, показателя их энергетического спектра, модуля магнитного поля и угла между линиями магнитного поля и углом зрения для трех частей вспышечной петли. Для этого были использованы данные о потоке излучения на частотах 17 и 34 ГГц и степень круговой поляризации на частоте 17 ГГц по данным радиогелиографа Нобеяма. Также использовался временной профиль плотности тепловой плазмы, полученный по данным о рентгеновском излучении со спутника RHESSI.

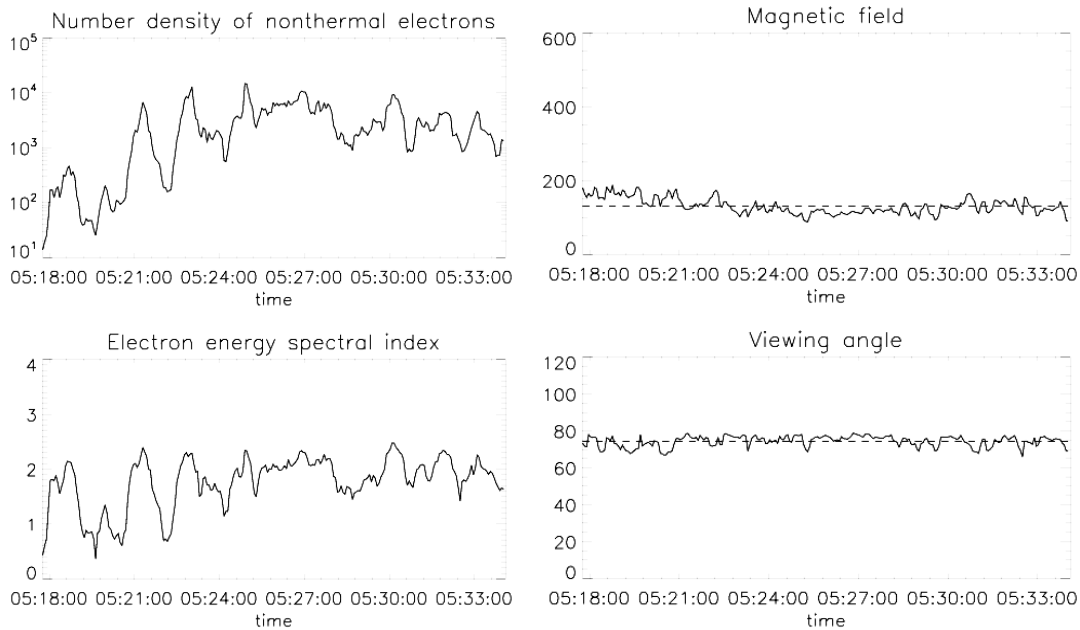


Рис. 2. Результаты восстановления параметров: концентрация ускоренных электронов и магнитное поле – *верхняя панель*, показатель энергетического спектра электронов и угол зрения – *нижняя панель*.

Для оснований вспышечной петли восстановление параметров было проведено в предположении изотропного и анизотропного питч-углового распределений. На рис. 2 и рис. 3 изображены временные профили полученных четырех параметров для нижнего основания в предположении изотропного и анизотропного продольного питч-углового распределений соответственно. В обоих случаях алгоритм восстановления параметров давал значения угла зрения около 70–75 градусов, что согласуется с расположением вспышечной петли на солнечном лимбе. Получены схожие динамики поведения и численные значения показателя энергического спектра электронов в каждом из оснований. Динамика концентрации нетепловых электронов для обоих питч-угловых распределений схожа, но численные значения отличаются приблизительно на один порядок. Среднее значение магнитного поля в предположении изотропного питч-углового распределения равно приблизительно 120 Гс для северного и южного оснований. Значение магнитного поля в предположении анизотропного питч-углового

распределения составляет около 300 Гс для южного основания и около 400 Гс для северного основания.

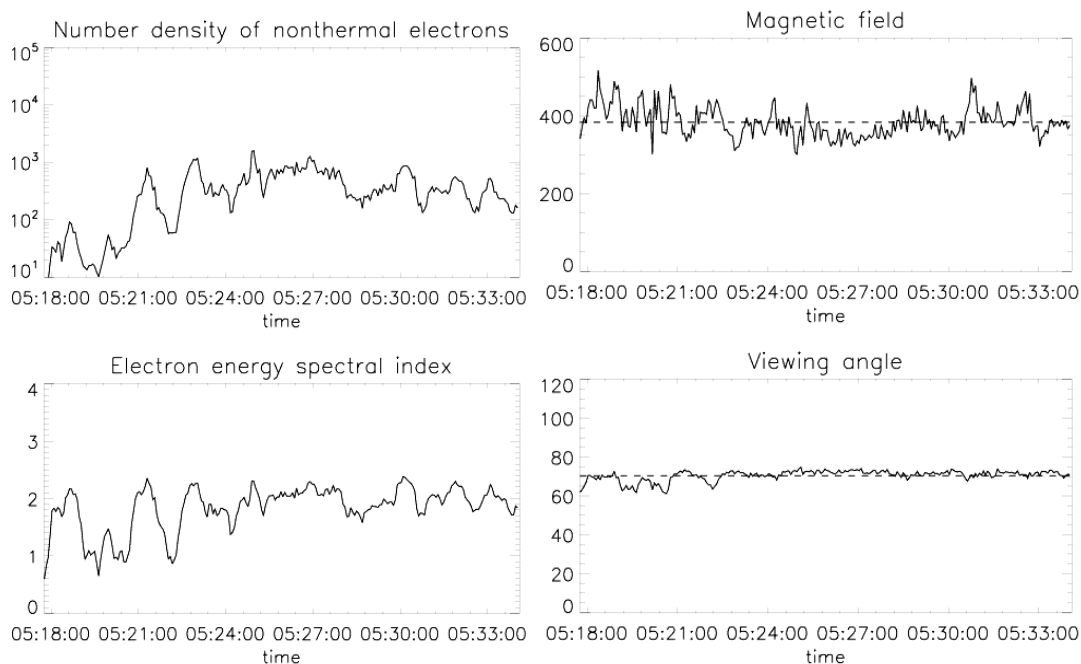


Рис. 3. Результаты восстановления параметров: концентрация ускоренных электронов и магнитное поле – *верхняя панель*, показатель энергетического спектра электронов и угол зрения – *нижняя панель*.

Интересным результатом является то, что в случае изотропного распределения электронов поpitch углам не удалось найти ни одного решения в ходе восстановления параметров в вершине вспышечной петли. Это означает, что невозможно найти такой набор значений концентрации и показателя энергетического спектра ускоренных электронов, модуля и направления магнитного поля в источнике, чтобы теоретически рассчитанные степень круговой поляризации вместе с интенсивностью излучения совпадали с подобными наблюдаемыми характеристиками. Этот результат указывает на реализацию продольной инжекции ускоренных электронов на поздней фазе данного события.

Литература

1. *Fleishman G.D., Kuznetsov A.A.* – Fast gyrosynchrotron codes, *Astrophys. J.*, 2010, 1127–1141.

ЭВОЛЮЦИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ 15 АПРЕЛЯ 2002 ГОДА

**Моторина Г.Г.¹, Кудрявцев И.В.^{2,1}, Лазутков В.П.², Савченко М.И.²,
Скородумов Д.В.^{2,3}, Чариков Ю.Е.^{2,1}**

¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

²Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

³Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
Санкт-Петербург, Россия

THE EVOLUTION OF THE HARD X-RAY ENERGY SPECTRA OF SOLAR FLARE 15 APRIL 2002

**Motorina G.G.¹, Kudryavtsev I.V.^{2,1}, Lazutkov V.P.²,
Savchenko M.I.², Skorodumov D.V.^{2,3}, Charikov Y.E.^{2,1}**

¹Central Astronomical Observatory of Russian Academy of Sciences,
196140, Russia, St. Petersburg;

²Ioffe Physical-Technical Institute of Russian Academy of Sciences,
194021, Russia, St. Petersburg

³St. Petersburg State Polytechnical University, 195251, Russia, St. Petersburg

The evolution of hard X-ray energy spectra of solar flare 15.04.2002 is considered. The reconstruction of energy spectra of hard X-ray have been made on the basis of instrumental spectra obtained by IRIS spectrometer on the board of CORONAS –F satellite. The random search method is applied. It is shown that the hard X-ray energy spectra have a tendency to breakage. The breakdown of energy varies in range of 60–100 keV on different stages of the flare.

Пространственное, временное и энергетическое разрешения современных рентгеновских спектрометров позволяют детально исследовать структуру жесткого рентгеновского излучения (ЖРИ). Данная работа посвящена реконструкции энергетических спектров ЖРИ солнечной вспышки 15 апреля 2002 года на основе спектров, измеренных рентгеновским спектрометром ИРИС во время полета спутника КОРОНАС-Ф [1, 2]. Традиционно спектр жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек аппроксимируется степенной зависимостью, что подразумевает наличие степенного спектра излучающих электронов, и решение обратной задачи не производится. Однако реальный спектр излучения может отличаться от степенного, что приводит к необходимости решения обратной задачи восстановления спектра рентгеновского излучения, регистрируемого в эксперименте.

Как известно, энергетический спектр регистрируемого излучения искажается в результате двух факторов: 1 – из-за зависимости эффективной

площади детекторов от энергии и 2 – по причине конечного энергетического разрешения детекторов.

В результате количество отсчётов ΔN_i за 1 секунду в энергетическом канале с номером i будет определяться выражением:

$$\Delta N_i = \int_{\varepsilon_{min}}^{\infty} \int_{A_i}^{A_{i+1}} p(A, \varepsilon) J(\varepsilon) dA d\varepsilon \quad (1)$$

где ε_{min} – минимальная энергия квантов, попадающих в детекторы; A_i и A_{i+1} – амплитуды сигналов, генерируемых детекторами при попадании квантов и соответствующие нижней и верхней границе канала с номером i ; $i=1, \dots, I$, где I – количество каналов регистрации; $p(A, \varepsilon)$ – приборная функция, учитывающая изменение эффективной площади детекторов, их энергетическое разрешение и вероятность того, что при регистрации кванта с энергией ε амплитуда сигнала, вырабатываемая детекторами будет иметь величину A ; $J(\varepsilon)$ – интенсивность падающего на детектор излучения, измеряемая в фотон/(см² кэВ с).

Таким образом, нахождение «истинного» спектра ЖРИ (т.е. функции $J(\varepsilon)$) сводится к решению интегрального уравнения (1), что, как известно (см., например [3–5]), является некорректной задачей: например, при решении уравнения (1) методом квадратурных формул может получаться ложное знакопеременное решение для положительно определенной функции $J(\varepsilon)$. Для решения данной проблемы используют методы регуляризации, например метод регуляризации Тихонова [3–5]. В ходе данной процедуры уже решается не исходное, а некоторое «регуляризованное» уравнение. Однако и в этом случае возникают сложности: поскольку решается не исходное, а «регуляризованное» уравнение, то его решение может сильно отличаться от истинного, и к тому же отсутствует точный критерий выбора параметра регуляризации. Поэтому для нахождения приближенного решения уравнения (1) мы не будем сводить решение интегрального уравнения к решению системы алгебраических уравнений, а будем использовать метод случайного поиска и метод наименьших квадратов. Т.е. будем с помощью генератора случайных величин получать K значений невозрастающей функции $J(\varepsilon)$, затем после интегрирования выражения (1) и, из сравнения полученных значений $\Delta \bar{N}_i$ с измеренными ΔN_i , выбирать «решение» для функции $J(\varepsilon_k)$ по методу наименьших квадратов.

Вспышка 15 апреля 2002 года началась в 23:05 UT и относится к рентгеновскому классу M1.2. Временная структура вспышки представляет довольно сложную структуру – профиль ЖРИ состоит из многочисленных импульсов интенсивности излучения (рис. 1). Будем рассматривать изменение энергетических спектров ЖРИ вспышки для отмеченных на рис. 1 временных интервалов.

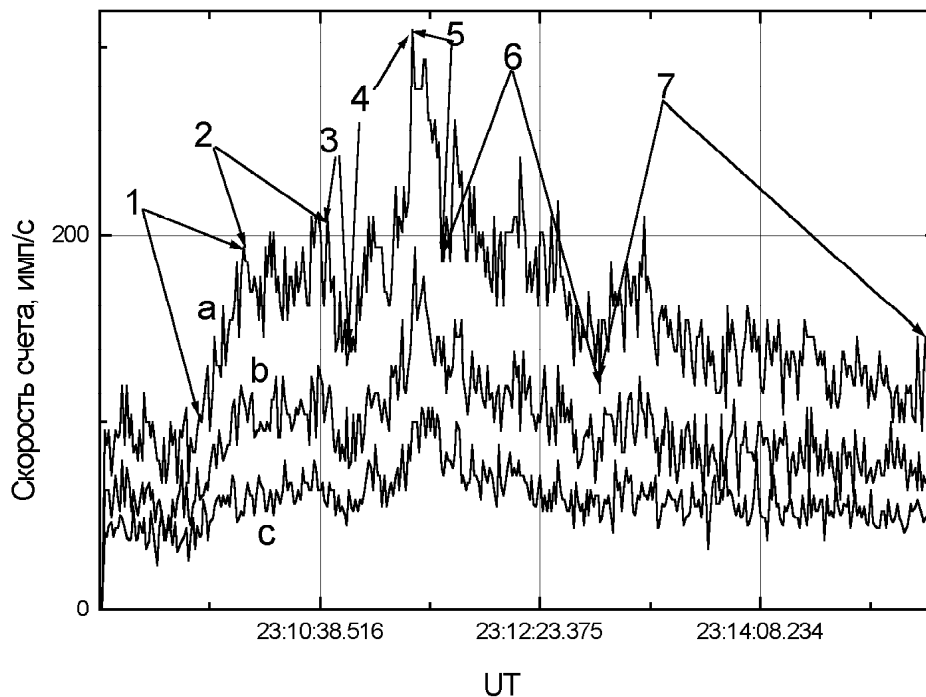


Рис. 1. Временной ход ЖРИ вспышки в трех энергетических диапазонах: а – 28.4–32.8 кэВ; б – 32.8–37.2 кэВ; с – 37.2–41.6 кэВ для интервалов времени: 1) 23:09:41–23:10:01 UT; 2) 23:10:01–23:10:41 UT; 3) 23:10:41–23:10:52 UT; 4) 23:10:52–23:11:22 UT; 5) 23:11:22–23:11:37 UT; 6) 23:11:37–23:12:51 UT; 7) 23:12:51–23:15:26 UT.

На рис. 2 показаны восстановленные после вычитания фона энергетические спектры ЖРИ для временных промежутков, указанных на рис. 1. В качестве спектра фона был взят спектр за интервал времени, предшествующий рассматриваемому интервалу.

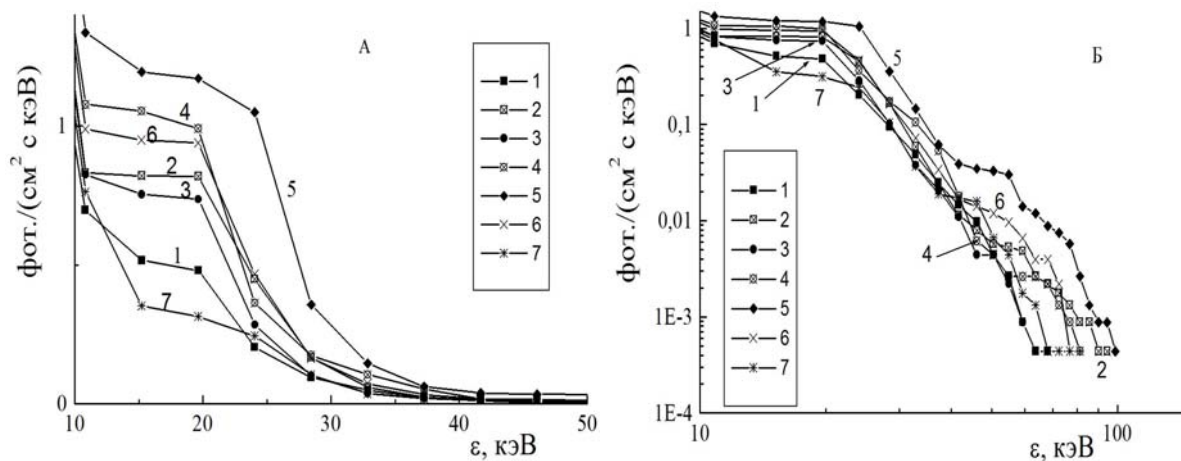


Рис. 2. Восстановленные энергетические спектры ЖРИ вспышки для временных интервалов 1–7 в линейном (А) и логарифмическом (Б) масштабах.

Для рассматриваемой вспышки тепловое рентгеновское излучение переходит в нетепловое при энергии около 10–20 кэВ. При этом по мере роста интенсивности ЖРИ нетепловая часть спектра проявляется более от-

четливо, чем на первом рассматриваемом интервале (23:09:41-23:10:01 UT, кривая 1), и появляется «излом» спектра на энергии 20 кэВ на стадии роста и на энергии 25 кэВ в начале стадии спада интенсивности ЖРИ (23:11:22-23:11:37 UT, кривая 5). В последующие моменты времени точка «излома» спектра смещается в область меньших энергий, а нетепловая часть излучения становится менее выраженной (рис. 2, кривая 7). Кроме этого, наблюдается «обрыв» восстановленного спектра ЖРИ: если в начальные моменты вспышки спектр «обрывается» при энергии около 70 кэВ, то в дальнейшем он продолжается до энергии 100 кэВ (рис. 2, кривая 5). После этого энергия «обрыва» спектра снова уменьшается. Этот эффект может объясняться либо отсутствием излучения больших энергий, либо тем, что интенсивность излучения вспышки становится меньше фонового уровня.

Работа частично поддержана Программами Президиума РАН П-21 и 22, ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России", ФЦПК №8524 и грантом Президента РФ поддержки ведущих научных школ НШ-1625.2012.2.

Литература

1. Charikov Yu.E., Dmitrijev P.B., Koudriavtsev I.V., Lazutkov V.P., Matveev G.A., Savchenko M.I., Skorodumov D.V. // Proc. IAU Symposium 223, 14–19 June, St. Petersburg, Russia. Ed. by A.V. Stepanov, E.E. Benevolenskaya, A.G. Kosovichev. Cambridge University Press. 2004. P.429–432.
2. Дмитриев П.Б., Кудрявцев И.В., Лазутков В.П., Матвеев Г. А., Савченко М.И., Skorodumov D.V., Чариков Ю.Е. // *Астрономический вестник*. 2006. Т. 40. № 2. С. 160–170.
3. Верлань А.Ф., Сизиков В.С. Методы решения интегральных уравнений с программы для ЭВМ. Киев: «Наукова думка», 1978. 292 с.
4. Верлань А.Ф., Сизиков В.С. Интегральные уравнения: методы, алгоритмы, программы. Киев: «Наукова думка», 1986. 544 с.
5. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979. 286 с.

О РЕКУРРЕНТНОСТИ ВСПЫШЕК В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ

Наговицын Ю.А., Кулешова А.И.

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

ON A RECURRENCE OF FLARES IN ACTIVE REGIONS

Nagovitsyn Yu.A., Kuleshova A.I.

General Astronomical observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia

It is shown that the statistical distribution of recurrence times of solar flare events TRI is generally lognormal. The typical flare recurrence times at the cycle's minimum and maximum are different. The average times (100–200 min) are most typical of the maximum. The minimum is characterized both by short (several tens of minutes) and long (several hundreds – a thousand of minutes). The average flare recurrence times in an active region TRS have typical values of 120, 210, 300, 400, and 530 minutes, which is close to the typical periods of long-period sunspot oscillations. The total number of flares in an active region depends on the sunspot area in this region and TRS.

Введение

Ранее [1] для периода 1979–1981 гг. были рассмотрены закономерности рекуррентности (повторяемости) вспышечного энерговыделения в активных областях (АО) Солнца. Типичные выявленные времена рекуррентности составили 60m, 120m, 180m, ~600m, 1200m, 2d, 5d и др.

С другой стороны, в [2, 3] обнаружено, что средние магнитные поля крупных пятен увеличиваются от минимума к максимуму на ~20%. Следовательно, характеристики магнитного поля АО изменяются с циклом, а вспышечные процессы связаны со структурой магнитного поля.

Поэтому мы определили задачи этой работы как следующие:

1. Рассмотреть статистическое распределение времен рекуррентности вспышечного энерговыделения (РВЭ) в АО.
2. Рассмотреть закономерности изменения РВЭ с фазой цикла.
3. Рассмотреть зависимость РВЭ от характеристик АО.
4. Сравнить типичные времена РВЭ с периодами так называемых долгопериодических колебаний пятен [5,6].

Параметризация и наблюдательные данные

Введем в рассмотрение две следующие величины.

Пусть $\{t_1, t_2, t_3, \dots, t_n\}$ – моменты вспышек в избранной АО. Назовем средним временем вспышечного энерговыделения в ней величину

$$TRS = \frac{t_n - t_1}{n - 1} . \quad (1)$$

Данная величина характеризует средний темп вспышечного энерговыделения АО. Определим другую величину:

$$TRI = t_{i+1} - t_i . \quad (2)$$

Она характеризует время повторяемости для отдельных вспышек, и избранную АО уже характеризует некоторое статистическое распределение TRI .

Кроме названных, в нашем рассмотрении будет присутствовать полное число вспышек в АО (вспышечная продуктивность) NF . В качестве параметра, характеризующего магнитное поле АО, мы будем рассматривать площадь группы пятен S данной АО.

Наблюдательные данные были взяты из каталога SWPC NOAA <http://www.swpc.noaa.gov/weekly.html>. В каталоге используются данные спутников GOES. В качестве t_i мы использовали время максимума вспышки. Был рассмотрен временной промежуток, соответствующий 23 циклу (с 1996 по 2007 гг.). Всего в нашем рассмотрении присутствовало 6049 вспышек (и соответственно, 5929 отдельных значений TRI) из 120 АО (120 значений TRS).

Статистические распределения TRI и TRS

При рассмотрении статистического распределения параметра TRI было найдено, что оно описывается логнормальным законом – см. рис.1а. Это можно понять, имея в виду, что повторяемость вспышек в АО определяется нелинейным взаимодействием многих факторов [4]. Таким образом, применение для прогноза вероятности вспышек в АО каких-либо простых однофакторных методов прогноза (типа зависимости от площади группы пятен, наклона нейтральной линии к меридиану и т.п., которые были популярны некоторое время назад) вряд ли эффективно – прогноз должен быть многофакторным.

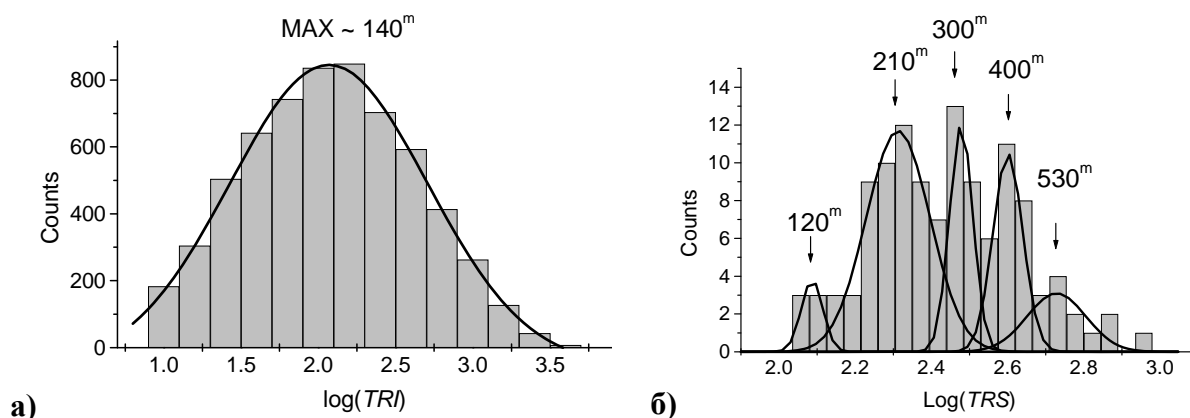


Рис. 1.

Величина TRI характеризует типичные времена РВЭ, которые могут быть различными в разных АО. Рассмотрим статистическое распределение другой величины – TRS , характеризующей средний темп вспышечного

энерговыведения в АО, причем в связи с результатами предыдущего раздела возьмем в рассмотрение $\log(TRS)$ – рис. 1б.

Мы видим, что логарифмы средних для АО рекуррентных времен вспышек $TRIS$ образуют более детальное статистическое распределение, чем TRI . АО имеют некоторый типичный набор $\log(TRS)$, чаще встречающихся, чем другие. Сравним эти времена с набором типичных периодов долгопериодических колебаний пятен. По [5] это 40–45, 60–80, 135–170, 220–250, 480–520 минут по [6] – 50–60, 80–100, 200–250, 400–500 минут. Мы видим, что типичные времена рекуррентности вспышек близки к типичным периодам долгопериодических пятенных колебаний, так что эти явления, происходящие в АО Солнца, могут быть связаны (см. также [7]).

РВЭ на разных фазах цикла

Рис. 2 иллюстрирует частоту встречаемости тех или иных значений TRI в зависимости от фазы 11-летнего цикла (число событий нормировано на общее число событий в году). Для лучшего понимания закономерностей цикл повторен дважды: левая половина рисунка соответствует годам от минимума 1996 до минимума 2007 г., затем после 2007 г. снова следует минимум 1996 г. и далее по мере развития цикла снова к 2007 г. – это сделано для визуализации поведения TRI в минимуме.

Имеется примечательная особенность: в максимуме цикла распределение TRI одномодальное с максимумом чуть более 100 минут (в соответствии с рис.1 а), в минимуме же распределение бимодальное, с малыми типичными временами ~ 40 минут, и наоборот, с большими >500 минут. Как представляется, это – нетривиальный результат.

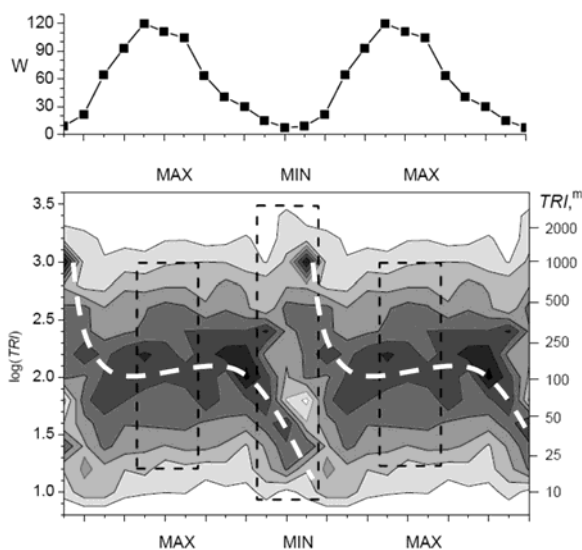


Рис. 2.

Связь между параметрами вспышек и активных областей

Ранее некоторые исследователи связывали вероятность вспышек в АО с площадью локализованной в ней группы пятен S . Мы сопоставили $TRIS$, характеризующую АО, с S . Коэффициент корреляции оказался порядка 0.5. Аналогичный по величине коэффициент наблюдается между S и еще одной характеристикой вспышечного энерговыведения в АО: общим числом вспышек NR . Такая корреляция не имеет практической значимости для прогнозирования.

В то же время, имея в виду результаты, полученные выше, о множественности параметров, определяющих явление вспышки и его рекуррентность, построим множественную регрессию NR (~суммарное энерговыделение) с S (~общая величина магнитного потока в АО) и TRS (~средний темп вспышечного энерговыделения). Оказывается, эти величины с высоким коэффициентом корреляции 0.8 связаны соотношением

$$NR = (252 \pm 23) + (1.20 \pm 0.20)\sqrt{S} - (93.9 \pm 8.8)\log TRS, \quad (3)$$

таким, что значимость трех коэффициентов в уравнении регрессии (3) обеспечена на уровне 11σ , 6σ и 11σ соответственно.

Выводы. Основные выводы нашего исследования следующие.

1. Времена рекуррентности солнечных вспышечных событий TRI имеют в целом логнормальное распределение, которое, вероятно, происходит вследствие мультипликативного нелинейного взаимодействия многих факторов явления вспышки.

2. Типичные времена рекуррентности вспышек в минимуме и максимуме различаются: для максимума наиболее типичны «средние» времена TRI (100–200 минут), а для минимума одновременно «короткие» TRI (десятки минут) и «длинные» TRI (от сотен до тысячи минут). В цикле происходит «дрейф» TRI в сторону меньших (более чем на порядок) значений.

3. Средние времена рекуррентности вспышек в АО TRS имеют типичные периоды 120m, 210m, 300m, 400m и 530m, что близко к типичным периодам долгопериодических колебаний пятен.

4. Полное число вспышек в АО зависит от площади пятен и величины TRS , определяющей темп вспышечного энерговыделения в АО.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 13-02-00277), НШ-1625.2012.2, программ Президиума РАН № 21 и 22, а также ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (мероприятия 1.2.1, 1.5).

Литература

1. Goldvarg T.B., Nagovitsyn Yu.A., Solov'Ev A.A. // Astronomy Letters, vol. 31, Issue 6, p.414–421, 2005.
2. Pevtsov Alexei A., Nagovitsyn Yury A., Tlatov Andrey G., Rybak Alexey L. // The Astrophysical Journal Letters, Volume 742, Issue 2, L36, 4 pp., 2011.
3. Nagovitsyn Yury A., Pevtsov Alexei A., Livingston William C. // The Astrophysical Journal Letters, Volume 758, Issue 1, L20, 5 pp., 2012.
4. Veselovsky I.S., Dmitriev A.V., Suvorova A.V. // Cosmic Research, Volume 48, Issue 2, pp.113–128, 2010.
5. Efremov V.I., Parfinenko L.D., Solov'ev A.A. // Cosmic Research, Volume 50, Issue 1, p.44–55, 2012.
6. Nagovitsyn Yu.A., Rybak A.L., Nagovitsyna E.Yu. // Geomagnetism and Aeronomy, Volume 52, Issue 7, pp.902–907, 2012.
7. Nagovitsyna E.Yu., Nagovitsyn Yu.A. // Astronomy Letters. V. 28. No. 2. P.121–129. 2002.

АРТЕФАКТЫ SOHO MDI

Наговицын Ю.А., Рыбак А.Л.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория, Санкт-Петербург

ARTIFACTS OF SOHO MDI

Nagovitsyn Yu.A., Rybak A.L.

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

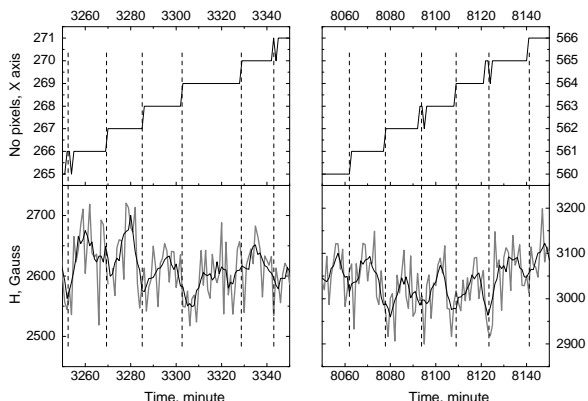
It is shown, that motion of a sunspot in vertical direction of a tangent plane on pixels of MDI SOHO leads to periodic artifacts with the periods of 700–1300 minutes near to the central meridian. The way of the control of this artifact by means of wavelet transform is offered. It allow to study the periods of oscillations in a range $15 < T < 500$ minutes. Using 45 sunspots the experimental dependence of frequency oscillations from sunspot magnetic field strength is found.

1. Введение. Эта статья посвящена колебаниям магнитных полей солнечных пятен с типичными периодами десятки-сотни минут. Такие колебания, названные долгопериодическими, изучались в последние 25 лет наземными методами (см. обзор в [1]), а в последние несколько лет – с помощью данных космических аппаратов [2–5]. К сожалению, не всегда при использовании космических данных проводился контроль ошибок наблюдений, и поэтому полученные результаты не могут быть надежными. Ниже мы остановимся на одной из таких ошибок и предложим процедуру ее контроля, которая будет применена к ряду солнечных пятен, наблюдаемых на SOHO MDI, с целью определения истинных периодов долгопериодических колебаний и нахождения их зависимости от напряженности магнитных полей пятен.

2. Пиксельные артефакты SOHO MDI. В целом ряде работ [2–4] для изучения долгопериодических колебаний магнитных полей пятен использовался подход максимального пиксела, согласно которому для избранного пятна от магнитограммы к магнитограмме отслеживался пиксел с максимальной напряженностью магнитного поля, и на основе получаемого временного ряда изучались изменения МП.

Авторы [3] обращают внимание на то, что при движении в картинной плоскости из-за вращения Солнца пятно при переходе с пиксела на пиксел модулирует измеряемую напряженность поля (и, конечно, измеренную горизонтальную координату X). Пример приведен на рис. 1. Понятно, что для пятна с нулевой широтой, скоростью вращения V и нулевым наклоном оси вращения Солнца к картинной плоскости при размере пиксела D модулируемый период $T = \frac{D}{V \cos \vartheta}$, где ϑ – гелиоцентрический угол. Артефакт

создает ложные периоды $T \sim 12$ мин вблизи центрального меридиана и $T \sim 15$ мин в пределах долгот $\pm 30^\circ$.



Поэтому, если при исследовании долгопериодических колебаний мы ограничиваемся периодами $T > 15$ мин и указанными пределами долгот, данный «X-артефакт» нам не страшен.

Рис. 1. Иллюстрация X-артефакта: основное пятно AR 8497, левая панель – средний гелиоцентрический угол $\vartheta = 50^\circ$, правая – $\vartheta = 37^\circ$

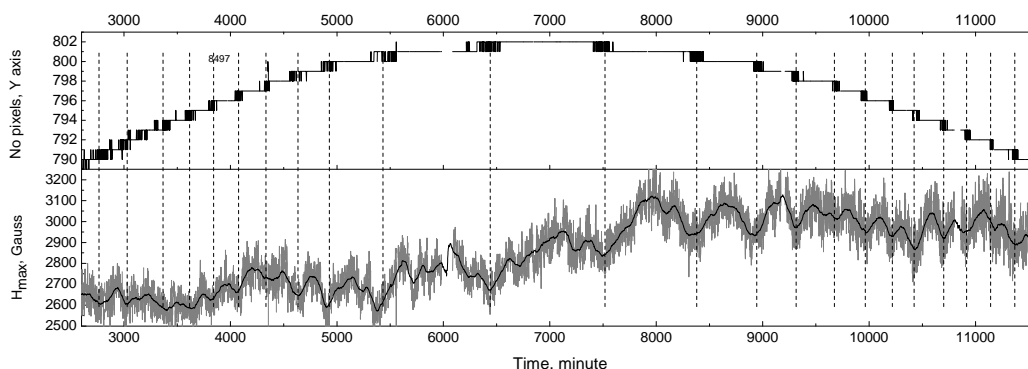


Рис. 2. Иллюстрация Y-артефакта: основное пятно активной области AR 8497.

Другое дело – аналогичный «Y-артефакт». По оси Y пятно движется гораздо медленнее, и создаваемые ложные периоды попадают уже в диапазон долгопериодических колебаний. Действительно, рассмотрим рис. 2. Хорошо видно, что переход с пиксела на пиксел по оси Y вызывает сфазированные с ним колебания напряженности с амплитудами до 100 Гс (рис. 2). Это приводит к ложным наблюдаемым периодам в разных случаях от 250 до 1000 мин. Значения этих периодов зависят от удаления пятна от центрального меридиана (уменьшаются к краю), от гелиографической широты пятна, от текущего наклона полюсов Солнца к картинной плоскости – т.е. могут быть весьма разнообразны.

Таким образом, задача оказывается гораздо сложнее, чем это может показаться на первый взгляд. Так, полученные в [3] периоды долгопериодических колебаний порядка 800–1300 мин могут быть обусловлены Y-артефактом – более строго это мы покажем ниже.

3. Пути преодоления «пиксельных» артефактов. В нашей статье мы предлагаем следующий подход контроля пиксельных артефактов. Рассмотрим решетку пикселей в картинной плоскости, обозначая столбцы пикселей вдоль оси X как $n \in [1, N]$, строки вдоль оси Y – $m \in [1, M]$. Из-за вращения Солнца отслеживаемый максимум напряженности магнитного поля пятна последовательно переходит от столбца n к $n+1$, потом к $n+2$

и т.д. Рассмотрим изменение напряженности поля пятна при его прохождении по строчке пикселей m такой, что в ней достигается экстремум положения пятна на оси Y (она всегда существует из-за естественной кривизны гелиографической сетки в картинной плоскости), и вместе с ней – по соседней строчке до и после этого прохождения. Таким образом, мы измеряем напряженность МП только на двух строчках пикселей.

Все это позволяет в некоторой частотной области разделить истинные колебания МП и те, которые создаются пиксельными артефактами. Для этого применим вейвлет-фильтрацию. Произведем прямое (МНАТ) вейвлет-преобразование. Занулим частотные компоненты, соответствующие X ($T \leq 15^m$) и Y ($T \geq 500^m$) артефактам, и произведем обратное вейвлет-преобразование. Получаем вариации напряженности $H^*(t)$, свободные от описанных артефактов. Окончательно для частотного анализа применим к $H^*(t)$ комплексный вейвлет Морле 6-го порядка, имея в виду, что он хорошо локализует частоты. Таким образом определяем текущие частоты и амплитуды долгопериодических колебаний пятен.

4. Частотный анализ. Важным диагностическим средством является экспериментальная зависимость частоты долгопериодических колебаний от напряженности магнитного поля пятна. Соловьев и Киричек [6], развивая подход к долгопериодическим колебаниям как к вертикальным, происходящим в под действием сил Архимеда и гравитации в рамках модели мелкого целостного пятна, заключили, что при возрастании напряженности поля частота должна вначале возрастать, затем при $H > 2600$ Гс падать. Посмотрим, так ли это. Построим экспериментальную зависимость $\omega = f(H)$ в рамках нашего метода контроля пиксельных артефактов. Для этой цели были отобраны 45 пятен правильной формы.

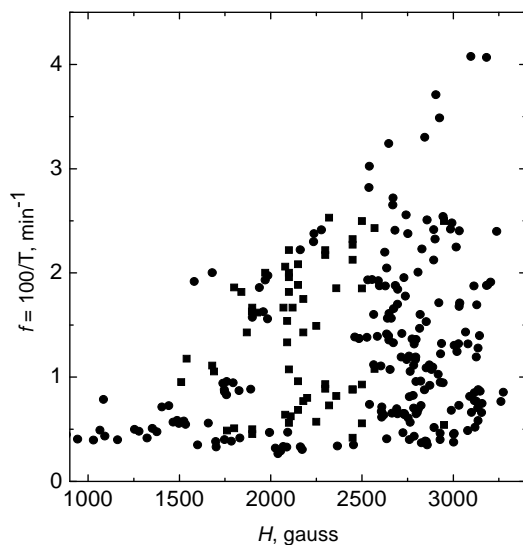


Рис. 3. Экспериментальная зависимость частоты долгопериодических колебаний пятен от центральной напряженности их магнитного поля.

Получив текущие значения частот, мы оставили в статистике только те из них, которые имели вероятность неслучайности $p > 99\%$ [15] и амплитуды более 25 Гс – кружки. Полученную картину иллюстрирует рис. 3. На нем, кроме данных этой работы, нанесены точки, полученные из наземных наблюдений [8] – квадраты.

Видно, что зависимость имеет сложный характер, образуя ряд полос с частотой, возрастающей с напряженностью без экстремума при $H > 2600$ Гс.

Кроме прочего, рассмотрение статистики продолжительности нахождения отобранных нами пятен на двух Y-строчках пикселей позволяет оценить ложные периоды, создаваемые Y-артефактом. Действительно, при прохождении по этим строчкам, напряженность создает 3 колебания, максимумы которых соответствуют прохождению центра пятна через центр пикселя. Поэтому, разделив продолжительности наблюдений отобранных нами 45 пятен на 3, получаем выборку ложных периодов, возникающих из-за Y-артефакта, – см. рис. 4. Мы видим, что ~70% таких периодов попадает в область 700–1300 минут (12–22 часов) – ср. с [3].

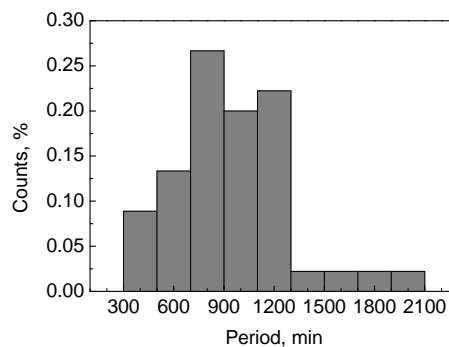


Рис. 4. Встречаемость ложных периодов, обусловленных Y-артефактом.

Выводы

1. Показано, что неучет движения пятна на вращающемся Солнце по пикселям MDI SOHO в вертикальном направлении приводит при измерении только одного, максимального, пикселя к возникновению ложных периодов долгопериодических колебаний магнитного поля пятен (Y-артефакт) с периодами 700–1300 минут вблизи центрального меридиана. Наблюдаемая мода колебаний, которую авторы [3] считают предельной низкочастотной модой пятна, – артефакт.

2. Предложен способ контроля этого артефакта с помощью вейвлет-преобразования, позволяющий исследовать периоды колебаний в диапазоне $15 < T < 500$ минут.

3. По наблюдениям 45 пятен построена экспериментальная картина зависимости частоты колебаний магнитного поля пятна от его напряженности. Картина имеет многомодовый характер и не противоречит предыдущим данным наземных исследований.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 13-02-00277), НШ-1625.2012.2 и программ Президиума РАН № 21 и 22.

Литература

1. Ю.А. Наговицын, Е.Ю. Наговицына, в сб. «Квазипериодические процессы на Солнце и их геоэффективные проявления», под ред. А.В. Степанова, А.А. Соловьева и Ю.А. Наговицына, СПб, 73 (2006).
2. V.I. Efremov, L.D. Parfinenko, A.A. Solov'ev, Solar Phys. **267**, 279 (2010).
3. В.И. Ефремов, Л.Д. Парфиненко, А.А. Соловьев, Косм. иссл. **50**, 47 (2012).
4. J. Kallunki, A. Riehoaininen, Solar Phys. **280**, 347 (2012).
5. Yu.A. Nagovitsyn, E.Yu. Nagovitsyna, Geomag. Aeron. **51**, 1049 (2011).
6. A.A. Solov'ev, E.A. Kirichek, Astrophys. Bull. **63**, 169 (2008).

РАСЧЕТ ГЛОБАЛЬНОЙ СКОРОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ КОСМОГЕННОГО РАДИОУГЛЕРОДА В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Нестеренок А.В.¹, Найденов В.О.^{1,2}

¹*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия*

²*Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет,
Санкт-Петербург, Россия*

CALCULATION OF THE GLOBAL PRODUCTION RATE OF COS- MOGENIC RADIOCARBON IN THE ATMOSPHERE

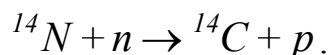
Nesterenok A.V.¹, Naidenov V.O.^{1,2}

¹*Ioffe Physical-Technical Institute, Saint Petersburg, Russia*

²*St. Petersburg State Polytechnic University, Saint Petersburg, Russia*

The interaction of primary cosmic rays with Earth's atmosphere is investigated using the simulation toolkit Geant4. The nucleon differential fluxes are calculated. The accuracy of the computations is verified by experimental data taken under various conditions. The calculated particle fluxes are employed for estimation of the production rate of cosmogenic radiocarbon in the Earth's atmosphere. The global production rate dependence on solar activity is presented. The mean global production rate of radiocarbon is found to be 1.45 atoms/cm²/yr for the modern epoch, that is lower by 15-30% than previously published results.

Радиоактивный изотоп углерода ¹⁴C является одним из космогенных нуклидов. Период полураспада ¹⁴C составляет 5730 лет, и его присутствие на Земле обусловлено постоянным образованием в атмосфере под действием космического излучения. Основным каналом образования ¹⁴C в атмосфере является реакция захвата тепловых нейтронов ядрами азота [1]:



Образование радиоуглерода происходит в стратосфере и в верхних слоях тропосферы. Образовавшийся атом ¹⁴C окисляется до CO₂. Из атмосферы радиоуглерод попадает в биосферу, захватываясь в виде CO₂ растениями в процессе фотосинтеза. Среднее отношение концентраций радиоактивного углерода и стабильного – ¹⁴C/¹²C – в атмосферном углекислом газе и в живых организмах составляет около 10⁻¹² [1].

Данные по концентрации космогенного радионуклида ¹⁴C в природных архивах, таких как кольца деревьев, хранят информацию об изменениях интенсивности космического излучения, а также климата на Земле в прошлом. Для установления количественных связей между скоростью образования ¹⁴C и геофизическими параметрами, такими как уровень солнечной активности и величина геомагнитного поля, необходимо численное моделирование взаимодействия космического излучения с атмосферой Земли. Существует несколько численных расчетов глобальной скорости

образования ^{14}C , которые дают отличные друг от друга результаты [2, 3, 4]. Достоверность результатов данной работы определяется в ходе сравнения рассчитанных энергетических спектров частиц с экспериментальными данными.

Для моделирования взаимодействия высокоэнергичных частиц с веществом атмосферы использовался пакет программ Geant4 [5, 6]. В расчетах использовалась аппроксимация энергетического спектра первичных космических лучей из работ [7, 8]. Геомагнитное поле Земли учитывалось в расчетах в результате обрезания энергетического спектра первичных частиц. Энергия обрезания для заданной широты и долготы соответствует эффективной геомагнитной жесткости в вертикальном направлении [9]. Рассчитывались потоки частиц в атмосфере, инициированные протонами и ядрами гелия галактических космических лучей. Вклад более тяжелых ядер учитывался в результате масштабирования результатов расчетов для ядер гелия [6]. На рис. 1 представлены результаты расчетов и экспериментальные данные [10, 11, 12] для всенаправленного дифференциального потока нейтронов для разных высот над уровнем моря, геомагнитной жесткости и уровня солнечной активности. Наблюдается хорошее согласие расчетов и экспериментальных данных для энергий нейтронов < 10 МэВ. Именно данный диапазон энергий важен для расчета скорости образования ^{14}C в атмосфере.

В расчетах скорости образования радиоуглерода рассматриваются каналы образования $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$, $^{16}\text{O}(n, X)^{14}\text{C}$ и $^{16}\text{O}(p, X)^{14}\text{C}$, где X – продукты

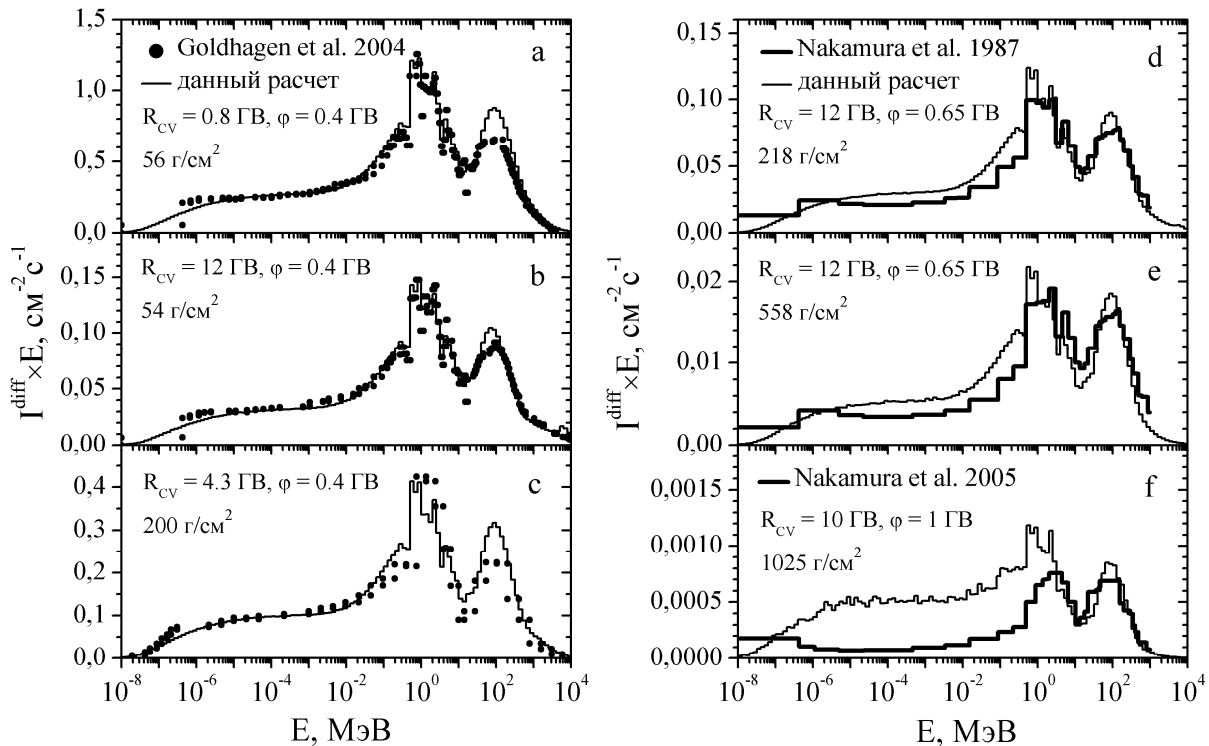


Рис. 1.

реакции. Сечения реакций используются из базы данных EXFOR (<http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor.htm>). Вклад в скорость образования реакций скалывания ядер кислорода ^{16}O высокоэнергичными нуклонами составляет около 1%. На основе результатов численного моделирования рассчитывались скорости образования ^{14}C в каскадных процессах, инициированных частицами первичных космических лучей фиксированной энергии. На рис. 2 представлены результаты расчетов скорости образования ^{14}C в каскадных процессах, инициированных протонами первичных космических лучей, в зависимости от энергии протона. По оси ординат отложено количество атомов ^{14}C на первичный протон. Для сравнения представлены результаты работы [4]. Результаты наших расчетов меньше расчетных данных из работы [4] на 20–25% в диапазоне энергий первичных протонов 1–10 ГэВ.

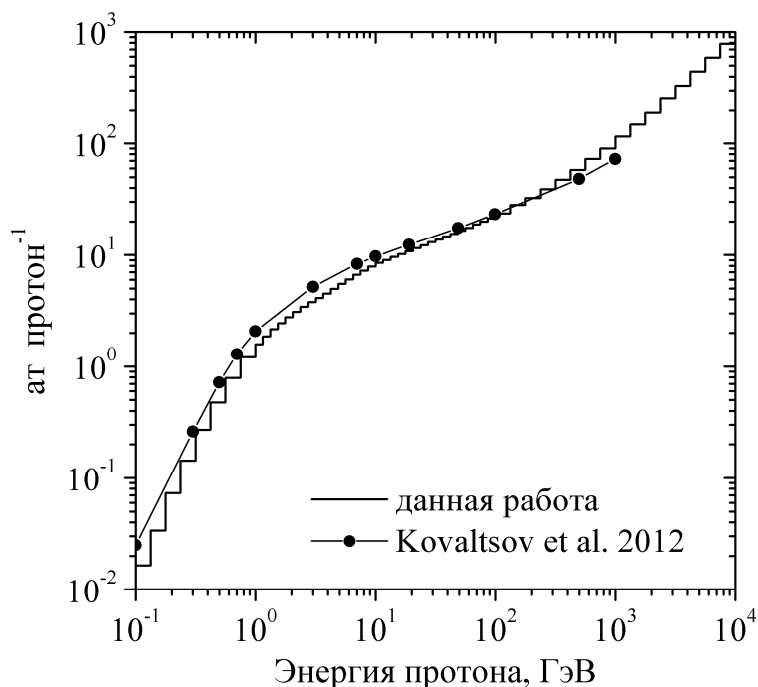


Рис. 2.

Образование ^{14}C в атмосфере происходит в каскадных процессах, инициированных частицами галактических космических лучей. Согласно расчетам вклад солнечных энергичных частиц в среднюю скорость образования радиоуглерода составляет около 0.3%.

На рис. 3 представлены результаты расчетов глобальной скорости образования ^{14}C в атмосфере в зависимости от уровня солнечной активности. Также представлены результаты, полученные на основе данных из работы [4]. Согласно нашим расчетам среднее значение глобальной скорости образования ^{14}C в период с 21 по 23 цикл солнечной активности составляет около 1.45 ат/см²/с. Данные по уровню солнечной активности в современ-

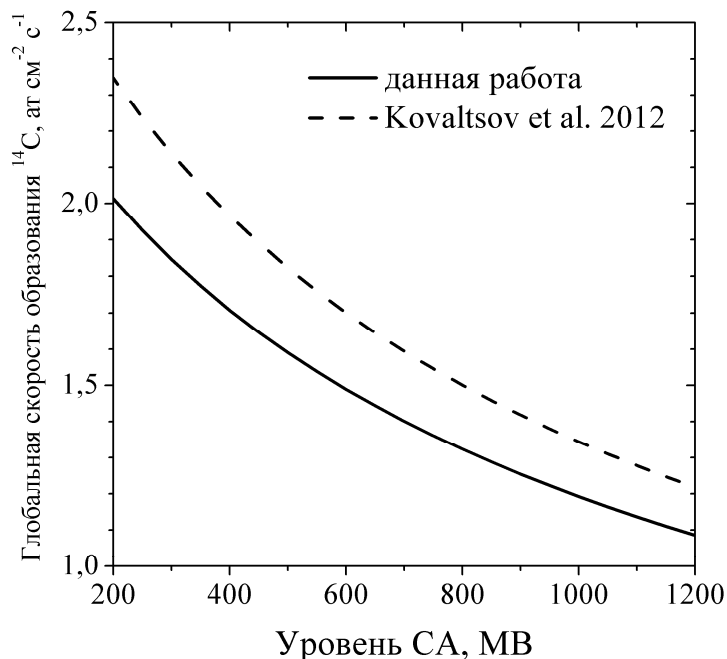


Рис. 3.

ную эпоху взяты из работы [7]. Вычисленное значение на 15–30% меньше результатов, опубликованных в предшествующих работах [3, 4].

Литература

1. Дергачев В.А. // Природа. 1994. Т. 1. № 1. С. 3–15.
2. Lal D., Peters B. // In Cosmic Rays II, Series: Encyclopedia of Physics. V. 9/46/2. Pp. 551-612. Springer, Berlin, 1967.
3. Masarik J., Beer J. // J. of Geophysical Research. 2009. V. 114. D11103.
4. Kovaltsov G.A., Mishev A., Usoskin I.G. // Earth and Planetary Science Letters. 2012. V. 337–338. Pp. 114–120.
5. S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 2003. V. 506. Pp. 250–303.
6. Nesterenok A. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B. 2013. V. 295. Pp. 99–106.
7. Usoskin I.G., Bazilevskaya G.A., Kovaltsov G.A. // J. of Geophysical Research. 2011. V. 116. A02104.
8. Panov A.D., Adams J.H., Ahn H.S., et al. // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2009. V. 73. Pp. 564–567.
9. Smart D.F., Shea M.A. // Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conference. 2008. V. 1. Pp. 733–736.
10. Goldhagen P., Clem J.M., Wilson J.W. // Radiation Protection Dosimetry. 2004. V. 110. Pp. 387–392.
11. Nakamura T., Uwamino Y., Ohkubo T., et al. // Health Physics. 1987. V. 53. Pp. 509–517.
12. Nakamura T., Nunomiya T., Abe S., et al. // J. of Nuclear Science and Technology. 2005. V. 42. Pp. 843–853.

ЦИКЛИЧЕСКАЯ ВАРИАЦИЯ ПОДМНОЖЕСТВ МАЛЫХ И БОЛЬШИХ ГРУПП ПЯТЕН

Обридко В.Н., Бадалян О.Г.
ИЗМИРАН, 142190, Троицк, Москва
obridko@izmiran.ru, badalyan@izmiran.ru

CYCLIC VARIATION OF SUBSETS OF LARGE AND SMALL SUNSPOT GROUPS

Obridko V.N., Badalyan O.G.
IZMIRAN, 142190, Troitsk, Moscow
obridko@izmiran.ru, badalyan@izmiran.ru

Despite the spots of different scales being variants of the same phenomenon of solar activity, their statistical properties are, obviously, different. Although the 11-year cycle is the major governing process for all spots, the height and hierarchy of cycles differ for the spots of small and large areas. For large spots, the highest was cycle 19, as it was in the Wolf numbers. For small spots, however, cycle 19 was medium-sized, while the highest were cycles 21 and 22. This peculiarity becomes even more pronounced if we analyze the contribution of the two subsets to the variation of the total number of sunspot groups. Here, one can clearly see a secular (to be more precise, an 80-year) cycle, the contribution of large sunspots being most significant in 1915 and in 1990 and that of small spots, in the middle of this period. The difference between the small and large sunspot groups is also revealed when we analyze another critical parameter – asymmetry. It is clearly seen that the amplitudes of quasi-biennial oscillations of the asymmetry for small sunspot groups reach maximum values at the beginning and the end of the 20th century, and their position on the period-time diagram differs from that observed on the similar diagram for the total number of sunspots. The diagram for large sunspot groups looks somewhat different and the degree of its reliability is unclear.

1. Введение

При анализе вариаций пятнообразовательной деятельности Солнца основное внимание уделяется числу солнечных пятен. Временная вариация этого индекса не включает анализ изменения относительного вклада больших и малых групп пятен. Есть основания полагать, что соотношение групп пятен разных размеров меняется внутри цикла. Так, в [1] было показано, что доля развитых групп, которые, как правило, имеют и большие площади, выше в период максимума цикла. Совсем недавно этот результат был подтвержден в [2]. В [3] был обнаружен дефицит малых пятен на ниспадающей ветви 23 цикла. В то же время, авторы [4] связывают с повышенным числом малых пятен наблюдающееся падение максимальной напряженности магнитных полей в пятнах (см. [5]). К такому же выводу пришли и авторы [6, 7] из анализа вариации относительной доли тени в пятнах. Заметим, что в [8] показано, что частота встречаемости короткоживущих групп сильно зависит от фазы векового цикла.

2. Вариация относительной доли больших и малых пятен в зависимости от времени и фазы цикла

Начнем наш анализ с сопоставления циклической вариации двух подмножеств: групп пятен с площадью $S < 100$ мдп и групп с площадью $S > 500$ мдп. Вычисления проведены с использованием Гринвичского каталога и его продолжения NOAA–USAF. Эти циклические вариации показаны на рис. 1 (внизу слева и вверху справа, соответственно) в сравнении с циклической вариацией общего числа групп пятен (вверху слева). Ежемесячные данные усреднены скользящим средним с окном 13 точек.

Видно, что зависимости числа групп пятен от времени как для больших, так и для малых групп не совпадают с зависимостью для всех пятен. Для больших групп самый высокий цикл 19, как и для всех пятен (а также для чисел Вольфа). Однако, 20, 21, 22 и 23 циклы одной и той же высоты, что резко отличается от соотношения высот этих циклов для чисел Вольфа. Еще более существенны отличия для подмножества малых пятен. Здесь 19 цикл вообще никак не выделен, а безоговорочно самыми высокими являются 21 и 22 циклы. В отличие от утверждения [3] какой-либо особый дефицит малых групп на нисходящей ветви 23 цикла трудно заметить. Впрочем, более тонкий анализ, выполненный ниже (см. рис. 2), подтверждает уменьшение числа малых групп (см. также [9]).

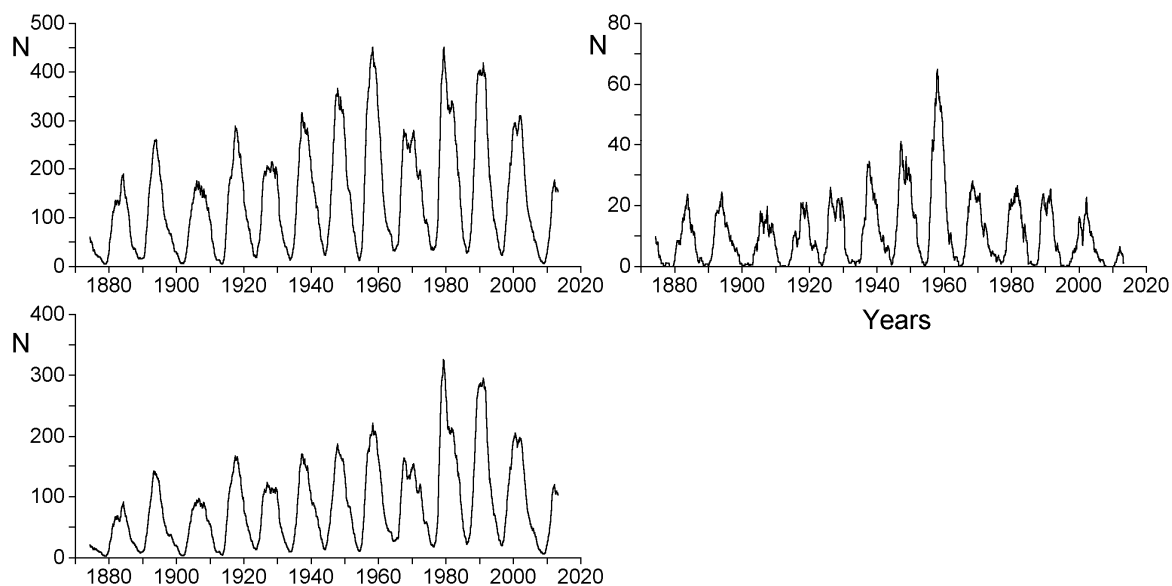


Рис. 1. Циклические изменения общего числа групп пятен (вверху слева), а также малых и больших групп пятен (внизу слева и вверху справа, соответственно).

Более точно исследовать вариацию встречаемости групп разной площади можно путем построения гистограмм распределения числа групп пятен определенных размеров и аппроксимации этих гистограмм экспоненциальным распределением. Для этого такие гистограммы строились внутри каждого цикла отдельно для основных характерных фаз – минимум,

рост активности, максимум и период спада. Длина отдельной характерной фазы цикла составляет 2–3 года. Аппроксимация выполнялась по формуле

$$n(S) = n_0 + A_1 \exp(-(S - S_0)/t_1).$$

Здесь $n(S)$ – доля числа групп в данном диапазоне площадей, нормированная на полное число групп N в данной фазе цикла. Шаг дискретизации площадей при построении гистограмм составлял 100 мдп. Очевидно, что чем больше t_1 , тем длиннее “хвост” гистограммы, который характеризует вклад больших групп. Таким образом, величина t_1 определяет собой относительный вклад групп с более высокими значениями площади; с уменьшением t_1 растет относительный вклад малых групп. Первая точка на рис. 2 относится к минимуму между циклами 11 и 12, последняя – к фазе роста цикла 24.

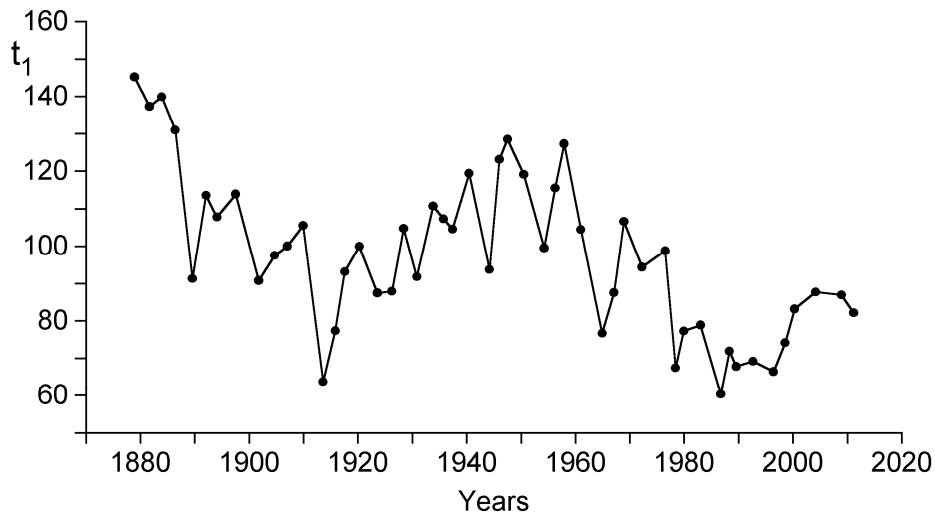


Рис. 2. Изменение со временем параметра t_1 .

Из рис. 2 видно, что относительный вклад групп разной площади сильно изменяется с течением времени, и в нем наблюдаются указания на вековой цикл с периодом около 80 лет. Вклад больших групп растет в период высоких 18 и 19 циклов (между 1945 и 1960 гг.) и довольно высокого 11 цикла в начале исследуемого интервала времени. Пониженные значения t_1 наблюдаются в невысоких 14–15 (1900–1920 гг.) и 23 (1985–2000 гг.) циклах. В целом можно сказать, что весь период первой трети XX века характеризуется повышенной долей малых пятен. В конце исследуемого периода, начиная с 20 цикла, наблюдается постепенное уменьшение величины t_1 , что указывает на постепенное увеличение доли малых пятен. Это согласуется с выводами [4, 6] и противоречит выводам [3]. Непосредственный подсчет числа малых пятен за 1874–2012 гг., выполненный по тому же исходному материалу, показывает сходное временное поведение доли малых пятен и уменьшение этой доли, начиная с нисходящей ветви 23 цикла [9].

3. Различие в свойствах асимметрии для больших и малых групп пятен

В предыдущем разделе мы сравнивали поведение больших и малых групп пятен, исходя из их числа. Однако, как показано в [10–12] другим важным и, по-видимому, независимым параметром является N-S асимметрия солнечной активности. В частности, временная вариация асимметрии суммарных площадей групп пятен резко отличается от стандартной 11-летней циклической вариации. Спектр асимметрии показывает, что она является квазипериодической функцией и максимум соответствует не стандартным 11, а 12 годам. Кроме того, появляется хорошо выраженный 40-летний цикл. Важным свойством является также связь асимметрии с квазидвухлетними колебаниями, которые лучше выражены в N-S асимметрии, чем в самих индексах активности. Выяснилось при этом, что наблюдается хорошо выраженная антикорреляция между амплитудой квазидвухлетних колебаний и величиной асимметрии.

Мы проанализировали временной ход среднемесячных значений асимметрии, сглаженных скользящим окном в 4 года (рис. 3). Оказалось, что асимметрия пятен разных размеров, как и асимметрия различных индексов активности [10], ведет себя сходным образом, что подтверждает независимый характер этого параметра солнечной активности.

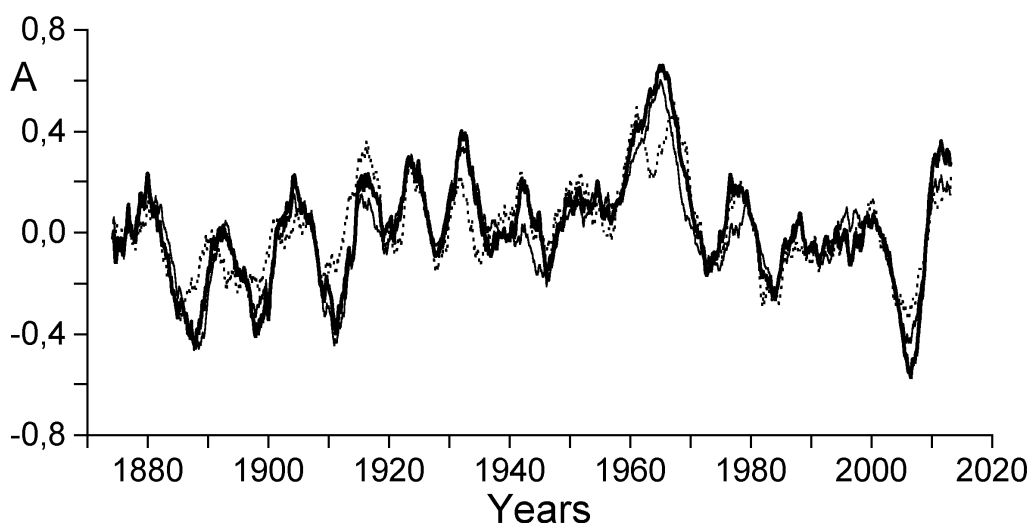


Рис. 3. Северо-южная асимметрия суммарных площадей групп пятен (жирная линия), малых групп (тонкая линия) и больших групп (точечная линия).

При анализе диаграммы период–время снова проявляется различие двух рассматриваемых подмножеств групп пятен. На рис. 4 показаны эти диаграммы для площадей всех групп пятен, малых и больших групп.

Как уже отмечалось в [12], для *всех* пятен наблюдалось последовательное уменьшение наиболее выраженного периода квазидвухлетних колебаний с 35 месяцев в 1910 году до 20 месяцев в 2000 году. Для *малых* пя-

тен видны только эти два периода в начале и в конце исследуемого интервала времени. При этом смещения величины периодов не наблюдается.

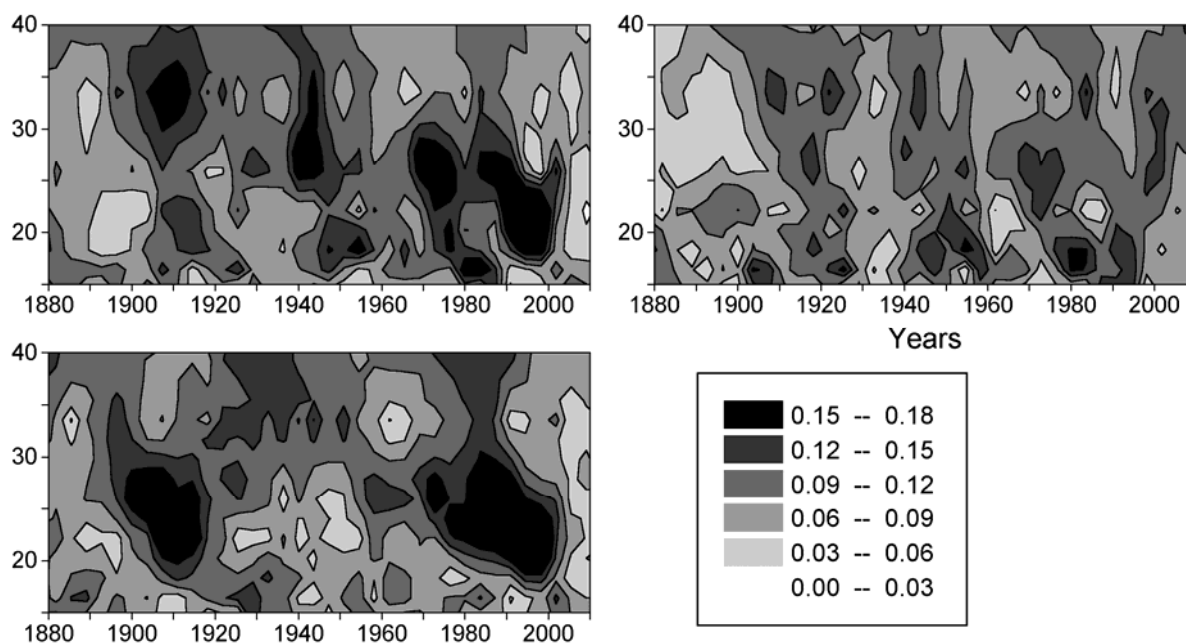


Рис. 4. Диаграмма период–время для N-S асимметрии суммарных площадей всех пятен (вверху слева), малых (внизу слева) и больших групп (вверху справа).
Ось ординат – период в месяцах.

Заметим, что именно эти моменты времени отмечались нами выше (см. рис. 2) как моменты значительного понижения величины t_1 , то есть увеличении относительной доли малых пятен (1915 и 1990 гг., см. рис. 2). Для *больших* пятен на диаграмме период–время наблюдается сложная картина без сколько-нибудь четко выраженных закономерностей

5. Заключение

Полученные результаты показывают, что, несмотря на то, что пятна разных масштабов, несомненно, представляют собой разновидности одного и того же феномена солнечной активности, их статистические свойства явно различаются. Хотя 11-летний цикл является главным определяющим процессом в пятнах всех площадей, высоты и иерархия циклов для пятен малой и большой площади различаются. Для больших пятен самым большим является 19 цикл, как и для чисел Вольфа, тогда как для малых пятен 19 цикл относится к категории средних, а максимальными являются 21 и 22 циклы. Это тем более удивительно, поскольку, вообще говоря, определение чисел Вольфа таково, что оно неизбежно переоценивает роль малых групп пятен.

Найденные нами закономерности подчеркивают высказанное ранее в [13] утверждение, что формирование группы не заканчивается с момента появления малых пятен на поверхности. Дополнительное усиление группы

происходит уже в поверхностных слоях и временные закономерности этого перехода, по-видимому, управляются вековым циклом.

Таким образом, изменение относительной доли групп пятен различных размеров отражает некоторую долгопериодическую вариацию пятнообразовательной деятельности Солнца. Априори можно было ожидать, что вклад пятен разных масштабов должен изменяться в течение 11-летнего цикла. Фактически же оказалось, что имеет место вековой механизм, который воздействует именно на малые пятна. Этот результат имеет фундаментальное значение для теории генерации солнечной активности.

Работа поддержана грантом РФФИ 11-02-00259 и Программой №22 фундаментальных исследований Президиума РАН «Фундаментальные проблемы исследований и освоения Солнечной системы».

Литература

1. *Tang F., Howard R., Adkins J. M.* // 1983, Bull. Am. Astron. Soc., v. 15, p. 971.
2. *Javaraiah, Javaraiah* // 2012, 39th COSPAR Scientific Assembly. Abstr. D2.3-10-12, p.817.
3. *Lefèvre L., Clette F.* // 2011, Astron. Astrophys., v. 536, id. L11, 4 pp.
4. *Nagovitsyn Yu.A., Pevtsov A.A., Livingston W.C.* // 2012, Astrophys. J. Lett., v. 758, id. L20, 5 pp.
5. *Penn M.J., Livingston W.* // 2011, The Physics of Sun and Star Spots, Proc. of the Int. Astron. Union, IAU Symp., v. 273, p. 126.
6. *Bludova N.G., Obridko V.N., Badalyan, O.G.* // 2013, Solar Phys., Online First DOI: 0.1007/s11207-013-0370-0
7. *Бадалян О.Г., Обридко В.Н.* // 2014, Астрон. Журн., в печати.
8. *Ringnes T.S.* // 1981, T. S. Rep. 52, Univ. Oslo, Norway, 20 p.
9. *Блудова Н.Г., Бадалян О.Г.* // Настоящий сборник.
10. *Бадалян О.Г., Обридко В.Н., Рыбак Я., Сикора Ю.* // 2005, Астрон. журн., т. 82, с. 740.
11. *Бадалян О.Г.* // 2009, Труды рабочего совещания “Циклы активности на Солнце и звездах”, (ред. В.Н. Обридко, Ю.А. Наговицын). Изд-во “ВВМ”, СПб, с. 205.
12. *Badalyan O.G., Obridko V.N.* // 2011, New Astron., v, 16, p. 357.
13. *Obridko V.N.* // 1985, Sunspots and activity complexes. Moscow, Nauka, 256 p.

ПРОЯВЛЕНИЯ СОЛНЕЧНОГО КАЗИВЕКОВОГО ЦИКЛА В КОНЦЕНТРАЦИИ НИТРАТОВ В ПОЛЯРНОМ ЛЬДУ

Огурцов М.Г.^{1,2}, Ойнонен М.³

¹Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

²Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург

³Университет г. Хельсинки, Хельсинки, Финляндия

MANIFESTATION OF A SOLAR CENTURY-SCALE CYCLE IN NITRATE CONCENTRATION IN POLAR ICE

Ogurtsov M.G.^{1,2}, Oinonen M.³

¹Ioffe Physical-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia

²Central Astronomical Observatory, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia

³University of Helsinki, Finnish Museum of Natural History, Helsinki, PO Box 64, F_00014
Finland

Two sets of nitrate (NO_3^-) concentration data, obtained from Central Greenland and East Antarctic (Dronning Maud Land) ice cores, were analyzed statistically. Distinct century-scale (50–150 yr) variability was revealed in both data sets during AD 1576–1990. It was found that century-type variation in Greenland and Antarctic nitrate correlates fairly significantly with the corresponding Gleissberg cycle: (a) in sunspot number over 1700–1970 AD; (b) in ^{10}Be concentration in Central and South Greenland over 1576–1970 AD. Thus, presence of century-scale relationship between polar nitrate and solar activity was confirmed over the last 4 centuries. That proves that NO_3^- concentration in polar ice caps could serve as indicator of long-term solar variability.

Введение

Нитраты (ионы NO_3^-) образуются в атмосфере Земли на различных высотах в цепочках химических реакций с участием так называемых нитратных «предвестников» NO_x (N, NO, NO_2) и NO_y (N, NO, NO_2 , NO_3 , HN_2O_5 , N_2O_5 , HO_2NO_2 , ClONO_2 , BrONO_2). Нитратные предвестники, в свою очередь, образуются:

(а) в тропосфере (в результате промышленной активности, сжигания топлива и биомассы, денитрификации почвенного слоя, в результате молниевых разрядов и под действием частиц ГКЛ).

(б) В стратосфере и более высоких слоях (в результате окисления биогенного N_2O , под действием энергичных частиц ГКЛ и СКЛ, солнечного УФ излучения и выпадений релятивистских электронов).

В работе [4] была обнаружена квазистолетняя периодичность в нитратной серии, полученной путём изучения ледяного ядра длиной 125.6 м, извлечённого в центральной части Гренландии (73° с.ш., 48° з.д., высота 3230 м) [3]. Связь этой вариации с соответствующим циклом Глайссберга в солнечной активности показана в работе [5]. В данной работе продолжено

исследование квазивековой нитратной вариации и её связи с активностью Солнца с использованием данных из центральной Гренландии и восточной Антарктиды (кern IND-22/B4, 72°49' ю. ш., 159°11' в. д., высота 2315 м) [6]. Обе данных серии приведены на Рис. 1.

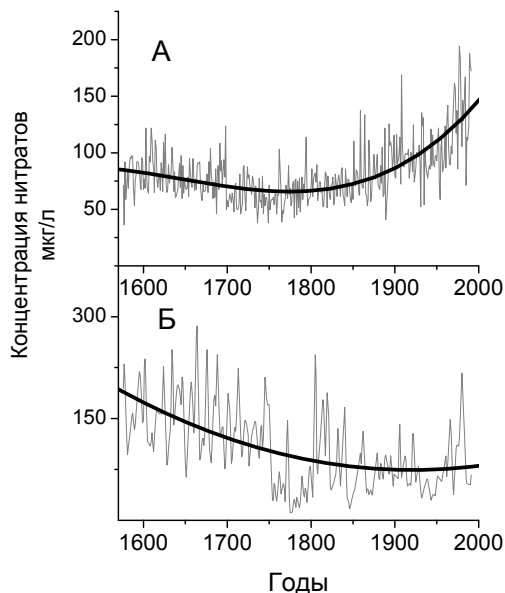


Рис. 1. А – серая линия – концентрация нитратов во льду центральной Гренландии (кern GISP2-H) [3], чёрная линия – полиномиальный тренд 3-го порядка; Б – серая линия – концентрация нитратов во льду восточной Антарктиды (Земля Королевы Мод, kern IND-22/B4) [6], чёрная линия – полиномиальный тренд 2-го порядка.

Результаты

Фурье и вэйвлетный анализ показали наличие в обоих нитратных рядах – гренландском и антарктическом – значимой квазивековой вариации с периодом 60–130 лет (см. Рис. 2).

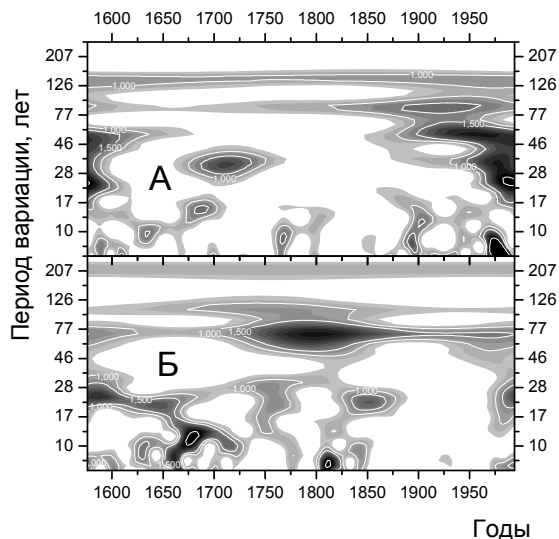


Рис. 2. Вэйвлетные спектры (базис Морле) нормированные на уровень доверия 0.99: А – концентрации нитратов в центральной Гренландии; Б – концентрации нитратов в восточной Антарктиде (Земля Королевы Мод).

Для выяснения её возможной связи с циклом Глайссберга в активности Солнца были оценены коэффициенты корреляции между нитратными рядами, числами Вольфа и данными по концентрации ^{10}Be во льду центральной Гренландии [2] и южной Гренландии [1]. Из нитратных серий были предварительно вычтены долговременные тренды (см. Рис. 1). Ре-

зультаты приведены в Таблице 1. Значимость коэффициентов корреляции оценивалась с помощью численного эксперимента. Последние 50 лет не учитывались из-за значительного антропогенного роста концентрации NO_x ионов в атмосфере в указанный период.

Таблица 1. Корреляция между нитратами, числами Вольфа и концентрацией бериллия, вэйвлетно-фильтрованными в полосе 58–145 лет.

Ряд $X(t)$	Ряд $Y(t)$	Промежуток времени (лет)	R_1 – коэффициент корреляции между $X(t)$ и $Y(t+\Delta t)$	Δt , Сдвиг фаз	P_c , Значимость R_1
NO_3^- в Гренландии	Число Вольфа	1700–1960	–0.84	12	0.986
NO_3^- в Гренландии	^{10}Be (Dye-3)	1576–1960	0.67	12	0.92
NO_3^- в Гренландии	^{10}Be (NGRIP)	1576–1960	0.50	11	0.810
NO_3^- в Антарктиде	Число Вольфа	1700–1960	–0.59	-3	0.74
NO_3^- в Антарктиде	^{10}Be (Dye-3)	1576–1960	0.61	-7	0.952
NO_3^- в Антарктиде	^{10}Be (NGRIP)	1576–1960	0.76	-2	0.988

Заключение

Как следует из Таблицы 1, концентрация нитратов во льдах центральной Гренландии и восточной Антарктиды коррелирует с прямыми и косвенными индикаторами активности Солнца с достаточной значимостью в течение последних 300–400 лет. Это подтверждает солнечную природу квазивековой вариации концентрации ионов NO_3^- . Различия в фазовом сдвиге между нитратными и солнечными циклами в Гренландии и Антарктиде, возможно, вызваны влиянием локальных климатических вариаций.

Работа была выполнена в рамках программы обмена между Российской и Финской Академиями наук (проект №16), поддержана грантами РФФИ 10-02-00391, 11-02-00755, 13-02-00783 и Программой ПРАН № 22.

Литература

1. Beer, J., Baumhartner, S., Dittrich-Hannen, B. et al., 1994. Solar variability traced by cosmogenic isotopes, in: Pap J.M. (Ed.), The Sun as a variable star. Cambridge University Press, New York. pp. 291–300.
2. Berggren, A.-M., Beer, J., Possnert, G., et al., 2009. A 600-year annual ^{10}Be record from the NGRIP ice core, Greenland. Geophys. Res. Lett. 36, L11801, doi:10.1029/2009GL038004.
3. Dreschoff, G.A.M., Zeller, E.J., 1994. 415-year Greenland ice core record of solar proton events dated by volcanic eruptive episodes. In: TER-QUA Symposium Series 2 (Wakefield D. ed.). Nebraska Academy Sciences. P. 1-24.

4. Kocharov G.E, Kudryavtsev I.V., Ogurtsov, M.G., Sonninen, E., Jungner, H., 2000, The nitrate content of Greenland ice and solar activity, *Astronomy Reports*, v. 44(12), pp.825–829.
5. Ogurtsov, M.G., Jungner, H., Kocharov, G.E., et al., 2004. Nitrate concentration in Greenland ice: an indicator of changes in fluxes of solar and galactic high-energy particles. *Sol. Phys.* 222, 177–190.
6. Traversi R., Usoskin I.G., Solanki S.K., Becagli S., Frezzotti M., Severi M., Stenni B., Udisti R., 2012. Nitrate in Polar Ice: A New Tracer of Solar Variability. *Solar Phys.* V. 280, p. 237–254.

ОСОБЕННОСТИ 24 ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И ИХ СВЯЗЬ С ОБЩИМИ ЗАКОНОМЕРНОСТЯМИ 19–23 ЦИКЛОВ

Откидычев П.А., Скорбеж Н.Н.

Кисловодская горная астрономическая станция Пулковской обсерватории, Кисловодск

THE PROPERTIES OF SOLAR CYCLE 24 AND THEIR CONNECTION WITH COMMON RELATIONSHIPS OF CYCLES 19–23

Otkidychev P.A., Skorbezh N.N.

Kislovodsk Mountain Astronomical Station of the Pulkovo Observatory, Kislovodsk

Abstract. A set of properties of solar activity cycle 24 is considered on the base of the data of Kislovodsk Mountain Astronomical Station. Some of those properties are in connection with common relationships of previous cycles.

Введение

Ряд наблюдений Солнца на фотогелиографе Горной астрономической станции (ГАС ГАО РАН) является непрерывным [1] и покрывает период с 1954 года по настоящее время (19–23 циклы и начало 24-го цикла). Архив расположен на сайте www.solarstation.ru и представлен сводками за каждый год. В сводках отражены следующие данные по каждой группе за каждый день: день и время наблюдений; номер группы; координаты группы (широта, кэррингтоновская долгота, r/R); общая площадь группы и площадь максимального пятна в ней; число пятен в группе. На основании этих данных выведен ряд особенностей 24-го цикла и получены закономерности для предыдущих циклов.

Малое число крупных пятен

По относительному количеству групп, у которых площадь максимального пятна превышает 800 мдп, текущий цикл уступает всем предыдущим. Примечательно, что лидером по этому параметру является не 19-й цикл (самый мощный из всех), а 22-й. На рис. 1 слева приведено относительное число таких групп по циклам, справа – та же зависимость по годам (в наложении пунктиром приведены среднегодовые площади пятен).

Малая продолжительность существования групп

Текущий цикл имеет наименьшую среднюю продолжительность жизни групп среди всех циклов. Этот параметр хорошо коррелирует со средними площадями групп (рис. 2, слева): $R = 0.88$, и ещё лучше – со средними площадями максимальных пятен в группе за цикл (рис. 3, справа): $R = 0.92$. Лидером по продолжительности жизни групп оказывается 22-й цикл – но именно в нём, как следует из предыдущего пункта, самое боль-

шое число крупных пятен. Этот результат ожидаем: чем больше пятно, тем больше в среднем время его существования.

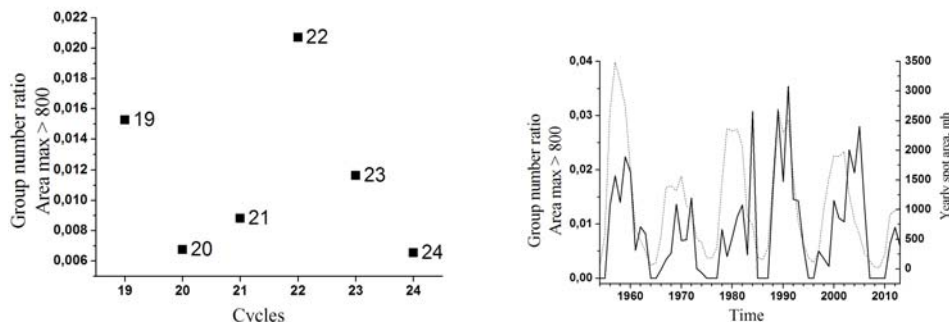


Рис. 1. Среднее по циклам (слева) и по годам (справа) относительное число групп с площадью максимального пятна более 800 мдп.

Большое число групп-однодневок и пятен-одиночек

Настоящий цикл является лидером как по относительному числу групп-однодневок (групп, существующих менее суток), так и по числу пятен-одиночек (групп, состоящих из одного пятна). На рис. 4 слева представлено относительное количество однодневок, справа – относительное количество одиночек. Как видно, оба графика имеют одинаковый вид с выраженным трендом роста для 22–24 циклов. На рис. 5 слева представлен отдельно тренд роста пятен-одиночек по годам с начала 22 цикла. Оба параметра находятся в хорошей корреляции, представленной на рис. 5 справа. Это можно объяснить тем, что группы-однодневки являются, как правило, мелкими одиночками (обратное, вообще говоря, неверно).

Общие закономерности 19–24 циклов

Текущий цикл является лидером по целому ряду параметров. По сравнению с остальными циклами он имеет: наименьшее среднее число пятен в группе [2], а также наименьшее среднее число регистрируемых за день как пятен, так и групп. Однако во всех этих аспектах 24 цикл продолжает закономерности, начавшиеся в 19 цикле (рис. 6, 7). На рис. 6 слева показано среднее число пятен в группе по годам с добавленной линией тренда и среднегодовой площадью пятен в наложении, справа – среднее число пятен в группе по циклам. На рис. 7 слева показано уменьшение среднего числа пятен в день для 19–24 циклов, справа то же для групп.

По среднему размеру отдельно взятого пятна все циклы (за исключением 20-го) примерно равны (рис. 7, слева). В то же время циклы сильно различаются по средней площади отдельно взятой группы, причём этот параметр находится в корреляции с мощностью цикла (рис. 7, справа).

Приведённые зависимости, а также увеличение числа одиночек и однодневок демонстрируют тенденцию к «дроблению» групп. Иными словами, от цикла к циклу уменьшается относительное число групп с большим числом мелких пятен и растёт число групп, состоящих из малого числа пятен, многие из которых одиночные и/или короткоживущие.

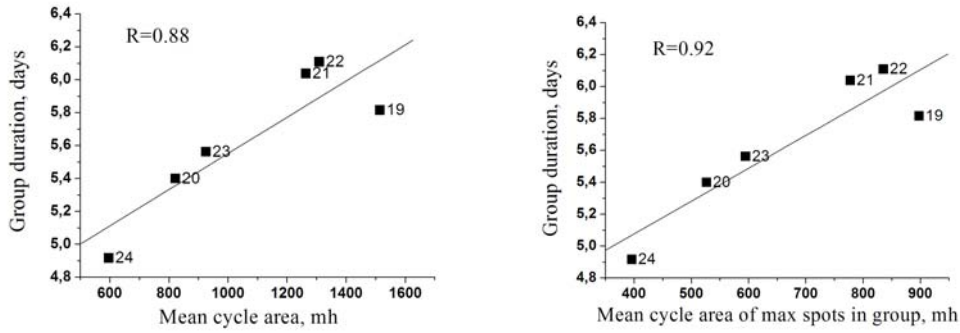


Рис. 2. Средняя продолжительность жизни групп по циклам в зависимости от средней площади групп в цикле (слева) и средней площади максимальных пятен в группе (справа).

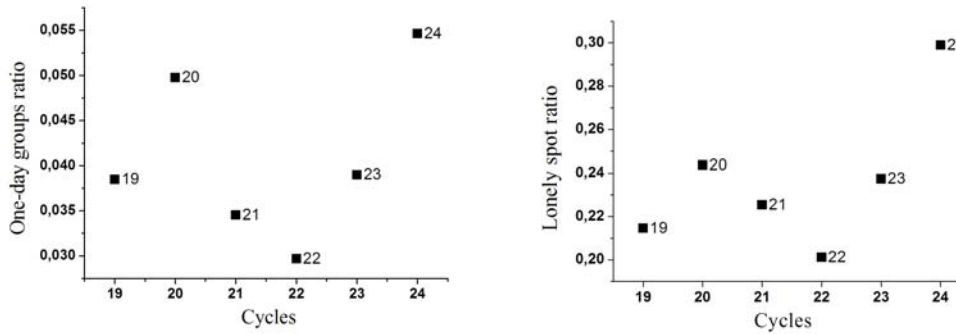


Рис. 3. Относительное количество групп-однодневок (слева) и пятен-одинок (справа) по циклам.

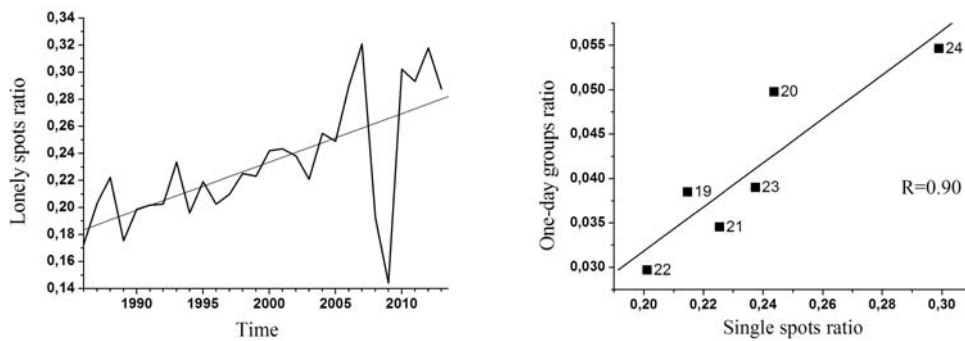


Рис. 4. Тренд роста пятен-одинок с начала 22 цикла по годам (слева) и корреляция между однодневками и одиночками по циклам (справа).

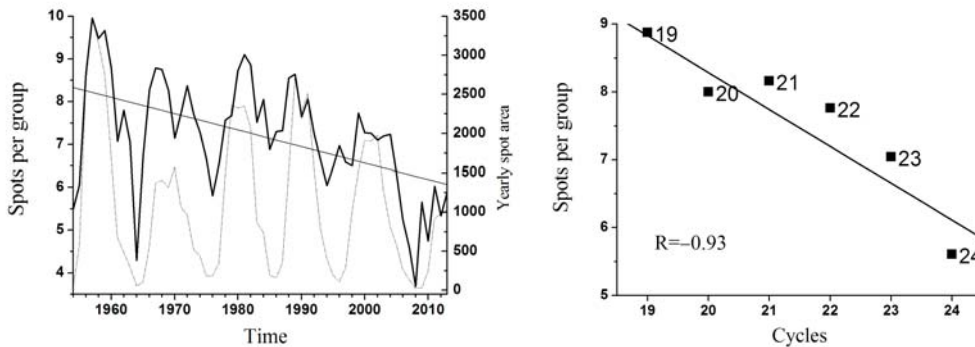


Рис. 5. Тренд уменьшения среднего числа пятен в группе по годам (слева) и циклам (справа).

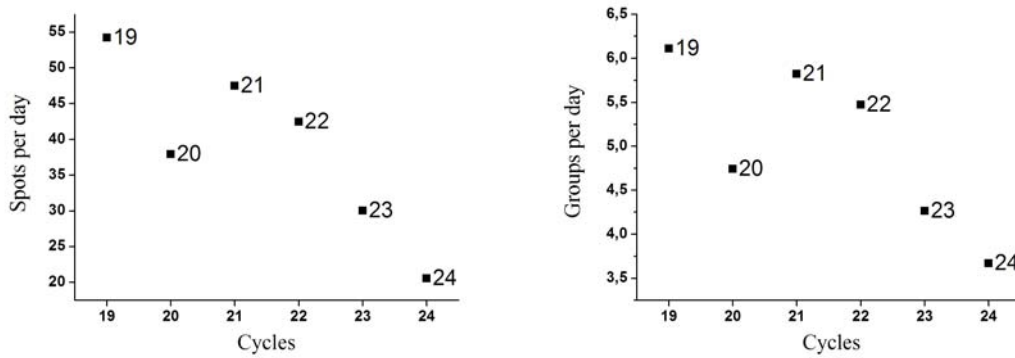


Рис. 6. Тенденция к уменьшению среднего количества пятен (слева) и групп (справа) для 19–24 циклов.

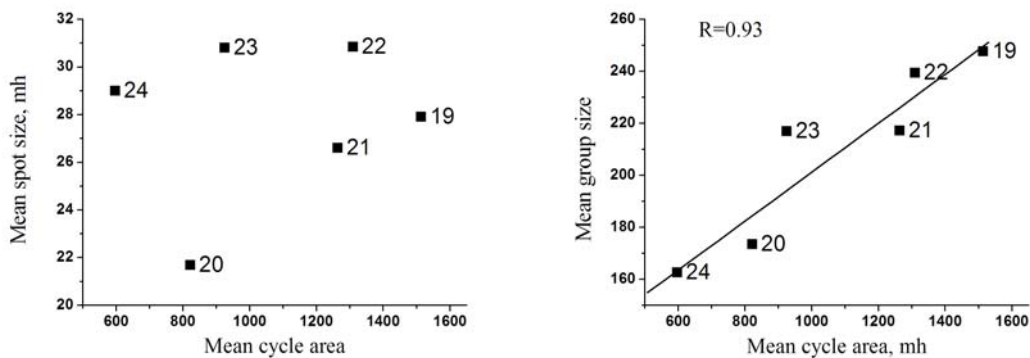


Рис. 7. Средний размер отдельно взятого пятна (слева) и отдельно взятой группы (справа) в зависимости от мощности цикла.

Выводы

24 цикл имеет наименьшее относительное число крупных пятен и наименьшую продолжительность жизни групп пятен. Также он лидер по числу групп-однодневок и пятен-одиночек. Среднее число пятен в группе, средний размер отдельно взятой группы, а также среднее число регистрируемых пятен и групп являются наименьшими среди всех циклов.

Для 19–24 циклов характерна тенденция к уменьшению среднего числа пятен в группе и увеличения относительного числа групп, состоящих из малого количества пятен.

Работа поддержана грантом РФФИ 12-02-31128.

Литература

1. Откидычев П.А., Тлатов А.Г. // 2012. Труды Пулковской конф., с. 105–108.
2. Тлатов А.Г. // 2012. Труды Пулковской конф., с. 133–136.

РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ГРУПП СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН ПО ПЛОЩАДЯМ ПО ДАННЫМ РАЗЛИЧНЫХ ОБСЕРВАТОРИЙ

Откидычев П.А., Тлатов А.Г.

Кисловодская горная астрономическая станция Пулковской обсерватории, Кисловодск

SUNSPOT GROUP AREAS DISTRIBUTIONS BY THE DATA OF VARIOUS OBSERVATORIES

Otkidychev P.A., Tlatov A.G.

Kislovodsk Mountain Astronomical Station of the Pulkovo Observatory, Kislovodsk

We compare sunspot group areas distribution of Kislovodsk Station with distributions by the data of following observatories: Catania, Debrecen, NASA/Marshall, RGO, Rome and Yunnan (with the last observatory we compare by the areas of maximal spots in a group too). Also we make comparison by the areas of separate spots and umbrae with Debrecen observatory.

Введение

Ряд наблюдений Солнца в белом свете на ГАС ГАО охватывает период с 1954 года по настоящее время. Основным телескопом изначально являлся телескоп-рефрактор с диаметром апертуры 5 см и эквивалентным фокусом 10 м. В качестве носителя изображения использовались фотопластинки, позже фотоплёнки. Площадь солнечных пятен рассчитывалась вручную путём проецирования на экран. С мая 2011 наблюдения ведутся на телескопе MEADE с диаметром объектива 15 см и фокусом 120 см, при этом изображения регистрируются цифровым носителем, а обрабатываются на компьютере. В [1] было показано, что, несмотря на смену методики, ряд данных солнечных пятен остался непрерывным. Данные ГАС находятся на сайте www.solarstation.ru. Данные других обсерваторий находятся на сайте ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/SUNSPOT_REGIONS/.

Распределения групп солнечных пятен по площадям

Для сравнения с данными ГАС были выбраны те обсерватории, у которых за соответствующие годы зарегистрировано примерно то же число групп пятен, что и на ГАС, при этом средние площади пятен также примерно совпадают со средней площадью ГАС за данный период: Catania, Debrecen, NASA/Marshall, RGO, Rome, Yunnan. Данные по обсерваториям сведены в таблицу 1. Здесь п. 1 – годы, полностью покрыты наблюдениями; п. 2 – отношение общего числа зарегистрированных групп на ГАС за данный период к числу групп за этот же период для данной обсерватории; п. 3 – то же для ежегодных площадей пятен. Данные за 2013 взяты по состоянию на июнь включительно. Данные для NOAA с 1977 домножались

на коэффициент 1.4 (переходной коэффициент между RGO и NASA/Marshall), данные других обсерваторий оставлены без изменения. Группы с нулевой площадью были исключены из рассмотрения.

Таблица 1.

	1	2	3
Catania	1978–87, 1999	1.08	1.37
Debrecen	1977–2013	0.72	1.06
NOAA	1977–2013	0.85	1.04
RGO	1954–76	0.89	1.02
Rome	1958–71	1.03	0.99
Rome	1973–83, 1985–99	2.60	2.43
Yunnan	1981–92	1.07	1.66

Форматы данных обсерваторий за указанные периоды не менялись. Исключение составляет обсерватория Rome. До 1971 включительно там регистрировалось практически такое же число групп, как и на ГАС. После этого срока число регистрируемых групп резко сократилось примерно в 2.5 раза (при этом 1972 и 1984 годы неполные), хотя формат данных оставался

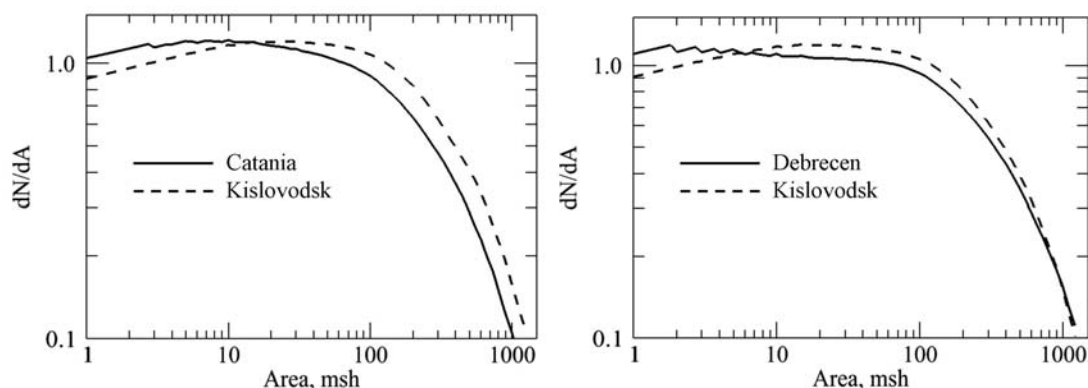


Рис. 1. Распределения по площадям солнечных пятен по данным ГАС в сравнении с Catania (слева) и Debrecen (справа).

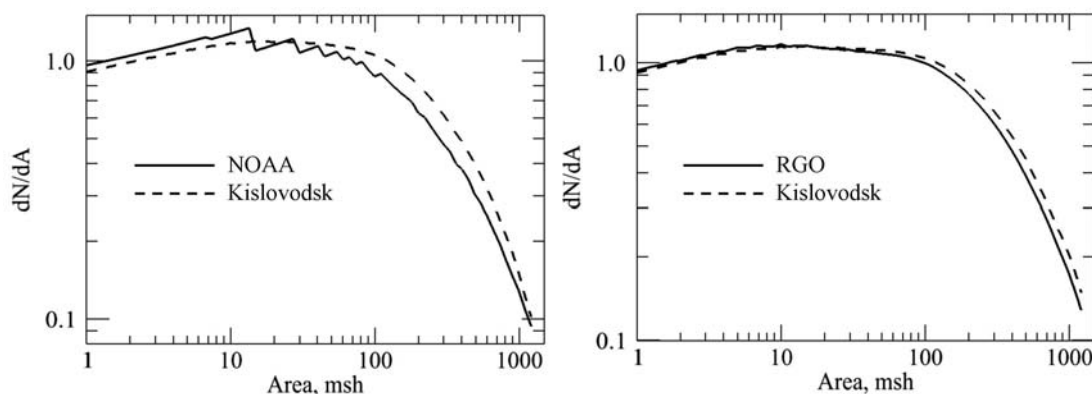


Рис. 2. Распределения по площадям солнечных пятен по данным ГАС в сравнении с NOAA (слева) и RGO (справа).

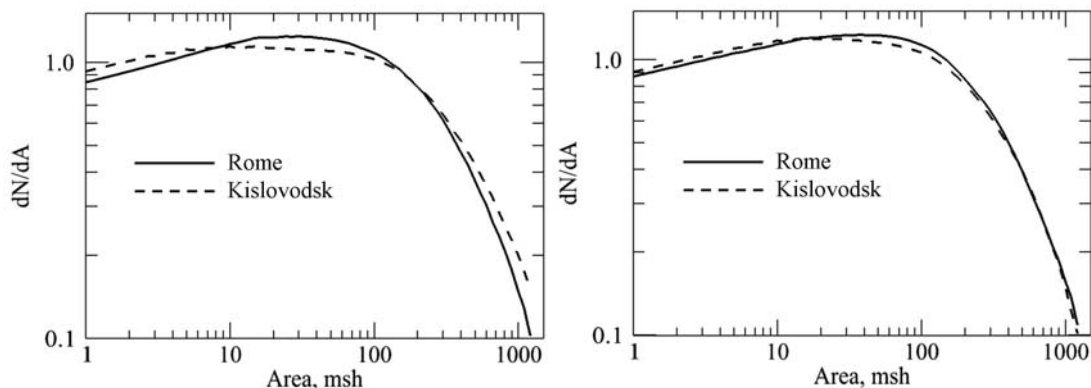


Рис. 3. Распределения по площадям солнечных пятен по данным ГАС в сравнении с Rome за 1958–71 (слева) и за 1973–83, 1985–99 (справа).

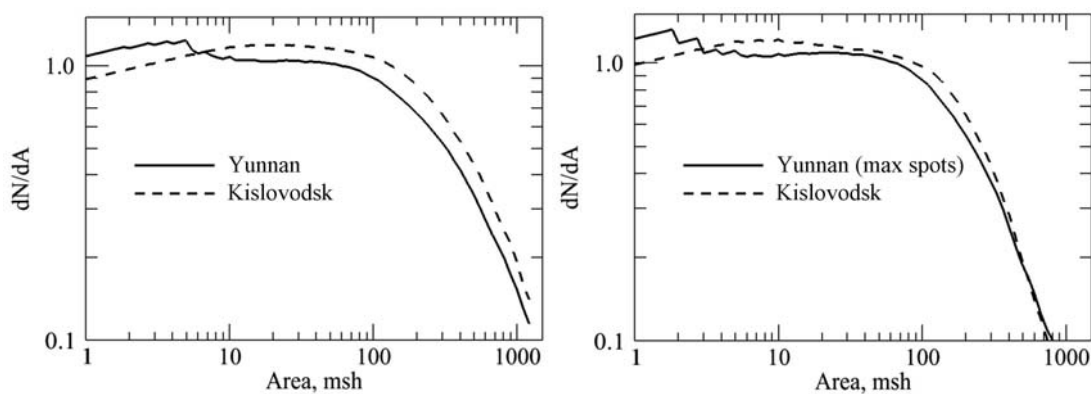


Рис. 4. Распределения по площадям солнечных пятен по данным ГАС в сравнении с Yunnan по площадям групп (слева) и максимальных пятен в группе (справа).

прежним. Примечательно, что после 1971 кривая распределения пятен лучше совпадает с кисловодской кривой, чем до 1971. Таким образом, несмотря на меньшее число регистрируемых групп, сами площади групп стали лучше совпадать с кисловодскими площадями.

Распределения площадей групп пятен представлены на рис. 1–4.

Распределения по отдельным пятнам и ядрам

При ручной методике обработки солнечных пятен на изображениях фотогелиографа ГАС измерялись только площади целых групп и максимальных пятен в группах, но не отдельные пятна. Начиная с августа 2010, проводится также компьютерная обработка (вплоть до апреля 2011 включительно проводилась параллельно с ручной, после ведётся только компьютерная обработка), которая позволяет подсчитать также площади отдельных пятен и ядер. За период 08.2010–06.2013 проведено сравнение среднемесячных площадей по данным ГАС и Debrecen (рис. 5 и 6).

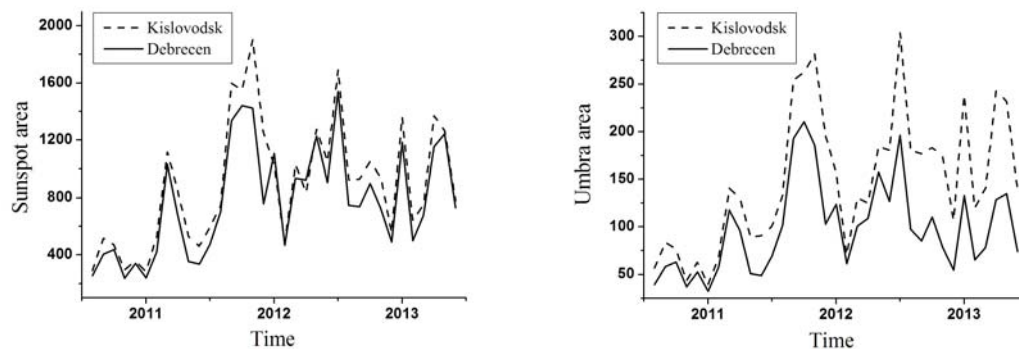


Рис. 5. Площади отдельных солнечных пятен (слева) и ядер (справа) по данным ГАС (пунктир) и Debrecen за период 08.2010–06.2013.

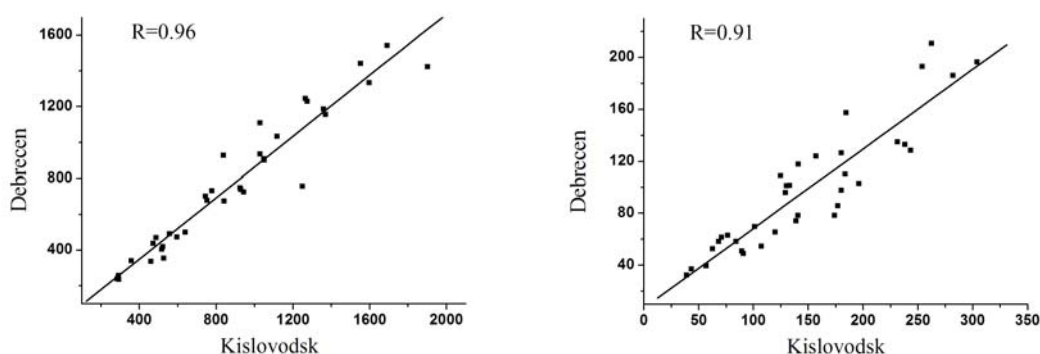


Рис. 6. Сравнение площадей отдельных солнечных пятен (слева) и ядер (справа) по данным ГАС и Debrecen.

Выводы

Распределение солнечных пятен по площадям согласно данным ГАС ГАО хорошо совпадает с распределениями по данным других обсерваторий. Это позволяет сделать вывод о стабильности ряда кисловодских площадей солнечных пятен.

Работа поддержана грантом РФФИ 12-02-31128.

Литература

1. Откидычев П.А., Тлатов А.Г. // 2012. Труды Пулковской конф., с. 105–108.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО И ГАММА ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК ПО РЕЗУЛЬТАТАМ НАБЛЮДЕНИЙ ЭКСПЕРИМЕНТОВ КОНУС-ВИНД И ГЕЛИКОН

**Пальшин В.Д.¹, Чариков Ю.Е.^{1,2}, Аптекарь Р.Л.¹, Голенецкий С.В.¹,
Кокомов А.А.¹, Кудрявцев И.В.^{1,2}, Свинкин Д.С.¹, Соколова З.Я.¹,
Уланов М.В.¹, Фредерикс Д.Д.¹, Цветкова А.Е.¹**

¹*Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*

²*Учреждение Российской академии наук Главная (Пулковская) астрономическая
обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

STUDY OF ENERGY SPECTRUM EVOLUTION OF SOLAR FLARE HARD X-RAY AND γ -RAY EMISSION WITH KONUS-WIND AND HELICON

**Pal'shin V.D.¹, Charikov Yu.E.^{1,2}, Aptekar R.L.¹, Golenetskii S.V.¹,
Kokomov A. A.¹, Kudriavtsev I.V.^{1,2}, Svinkin D.S.¹, Sokolova Z.Ya.¹,
Ulanov M.V.¹, Frederiks D.D.¹, Tsvetkova A.E.¹**

¹*Ioffe Physical-Technical Institute of Russian Academy of Sciences,
194021, Russia, St. Petersburg*

²*Central Astronomical Observatory of Russian Academy of Sciences,
196140, Russia, St. Petersburg*

We present a brief overview of Konus-Wind and Helicon-Coronas-F observations of solar flares.

Наблюдения солнечных вспышек в эксперименте Конус-Винд

Российско-американский эксперимент Конус-Винд непрерывно осуществляется с ноября 1994 г. в благоприятных условиях межпланетного пространства. Эксперимент состоит из двух спектрометрических гамма-детекторов NaI(Tl) (диаметр 13 см, высота 7.5 см). Их оси направлены в южный и северный полюс эклиптики соответственно, что обеспечивает обзор всей небесной сферы. Детекторы работают в двух режимах: «Фон» и «Всплеск» (триггерный режим). В режиме «Фон» измеряется скорость счета в трех каналах G1, G2, G3 с границами ~18–70, 70–300, 300–1160 кэВ, с временным разрешением 2.944 сек. В режиме «Всплеск» измеряется временная история в тех же трех каналах с разрешением от 2 до 256 мс и полной длительностью записи 230 сек, и 64 спектра в двух частично перекрывающихся диапазонах с границами ~18–1160 кэВ и ~0.3–15 МэВ; каждый диапазон имеет 64 канала, времена накопления спектров варьируются от 64 мс до 8.2 сек; полная длительность спектральных измерений составляет до 492 сек. Задачей эксперимента является наблюдения в широком диапазоне

энергий транзиентов: гамма-всплесков, всплесков от мягких гамма-репитеров, солнечных вспышек и др. Подробное описание эксперимента дано в работе [1], а основные результаты изложены в обзоре [2].

За время своей работы Конус-Винд зарегистрировал 802 солнечных вспышки в режиме «Всплеск»: 106 класса X, 438 класса M, 253 класса C и 5 класса B.

Для спектрального анализа данных используется пакет программ XSPEC, при этом данные преобразуются в fits-формат. В большинстве случаев в области >40 кэВ, где вклад теплового излучения как правило мал, спектры хорошо описываются степенной моделью $dN/dE \propto E^{-\gamma}$. На рис.1 показан пример жесткого спектра для вспышки класса C5.1.

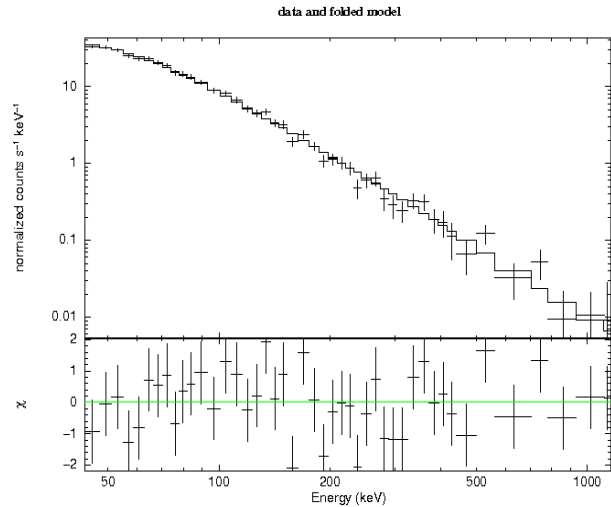


Рис. 1. Спектр вспышки SOL2002-03-10T01:34, измеренный Конус-Винд. Спектр хорошо описывается степенной моделью с показателем $\gamma = 2.65 \pm 0.3$ ($\chi^2 = 46/55$ dof).

На рис. 2 и 3 показаны примеры двух солнечных вспышек, зарегистрированных Конус-Винд. Для каждой вспышки на левом рисунке изображена временная история в трех энергетических каналах и две жесткости, полученные по фоновым данным; на правом – временная история с лучшим временным разрешением, показатель степени и энергетический поток в диапазоне 40–1000 кэВ, полученные по данным режима «Всплеск».

Вспышка SOL2012-11-08T02:19 начинается с довольно мягкого излучения, затем следует мощный жесткий импульс (который вызвал срабатывание триггера) во время которого ясно видна корреляция интенсивности и жесткости, после чего интенсивность излучения постепенно спадает, однако его жесткость остается почти постоянный с показателем степени ~ 3.5 .

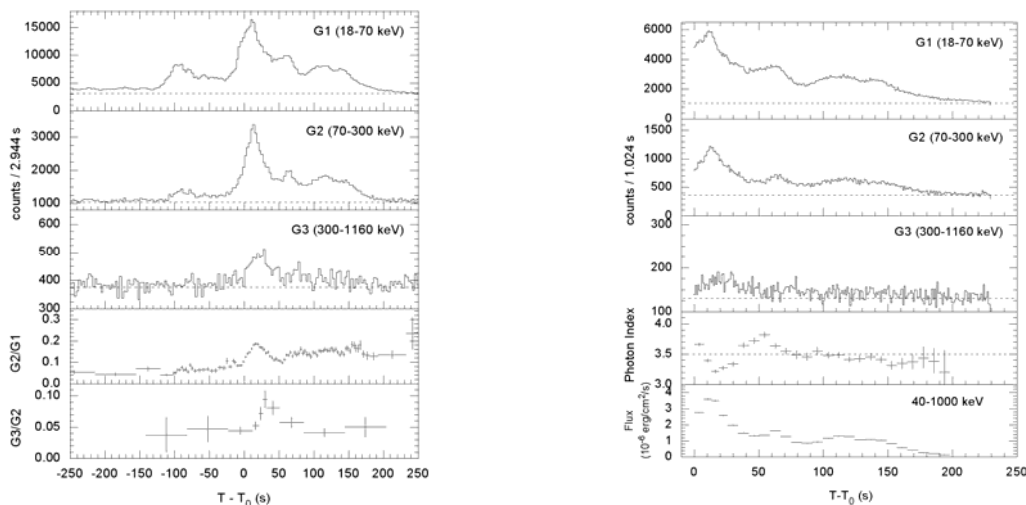


Рис. 2. Солнечная вспышка 8 ноября 2012 г. (класс M1.7). $T_0 = 02:19:25$ UT.

Вспышка SOL2002-03-10T01:34 (early impulsive flare) весьма необычна – длительность основного импульса составляет всего около 15 сек, при этом отсутствует сколько-нибудь значимое излучение до импульса, и спектр излучения очень жесткий с показателем степени 2.4 на максимуме.

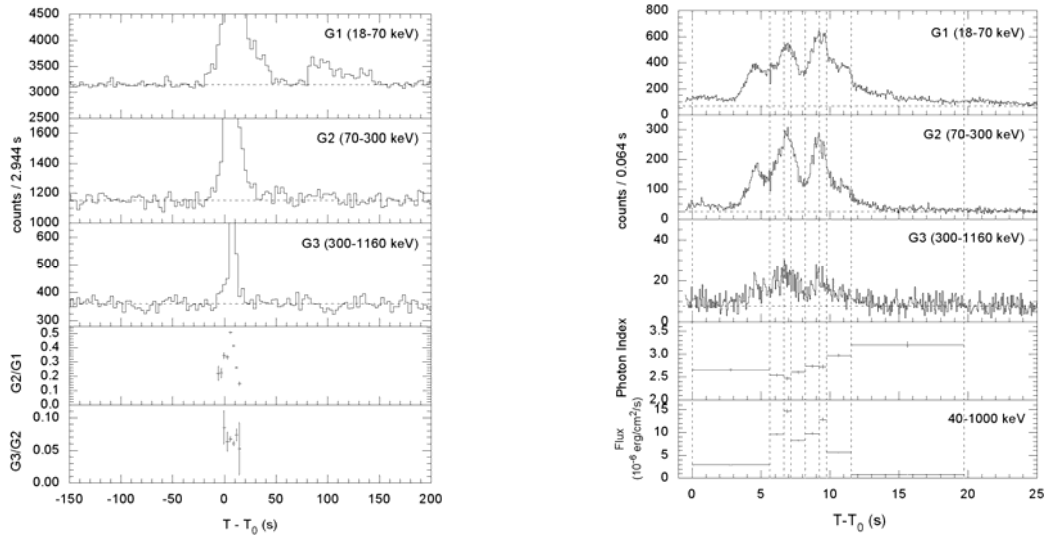


Рис. 3. Солнечная вспышка 10 марта 2002 г. (класс C5.1). $T_0 = 01:34:53$ UT.

Наблюдения солнечных вспышек в эксперименте Геликон

Гамма-спектрометр Геликон являлся одним из приборов солнечной космической обсерватории Коронас-Ф [3], которая работала с августа 2001 г. по декабрь 2005 г. на околоземной приполярной орбите. Спектрометр состоял из двух детекторов, аналогичных детекторам Конус-Винд, один из которых был ориентирован на Солнце, а второй просматривал антисолнечную полусферу. Режим «Всплеск» был аналогичен триггерному режиму Конус-Винд; в режиме «Фон» измерялась временная история в 8 энергетических каналах, охватывающих диапазон 10–200 кэВ с временным разрешением 1 сек и спектры (256 каналов) в диапазоне 0.2–10 МэВ с временем накопления 33.6 сек. Измерения 256-канальных спектров в режиме фон дают возможность регистрации линии дейтерия 2.223 МэВ и исследования ее эволюции на масштабе 33.6 сек в сильных длительных вспышках.

На рис. 4а показан временной профиль солнечной вспышки SOL2003-10-26T06:11 (класс X1.2) и эволюция интенсивности излучения в линии дейтерия, полученная по данным спектрометра Геликон. Вспышка интересна тем, что через ~40 мин после ее начала был зарегистрирован мощный импульс жесткого излучения, не сопровождавшийся каким-либо повышением интенсивности мягкого рентгеновского излучения (см. [4]). На рисунках видно, что интенсивность в линии следует за ходом интенсивности мощного импульса жесткого рентгеновского излучения (с пиком на ~07:30 UT) с задержкой в ~100 сек, необходимой для термализации нейтронов. На рис. 4б показаны индивидуальные спектры, измеренные Геликоном в области линии 2.223 МэВ.

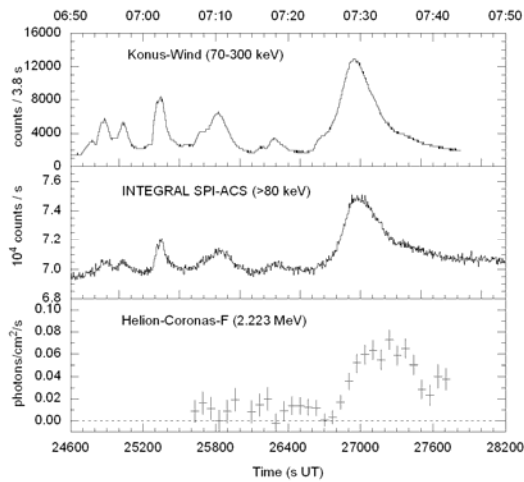


Рис. 4а. Временной профиль солнечной вспышки 26 октября 2003 г. по данным детекторов Конус-Винд и INTEGRAL SPI-ACS и эволюция интенсивности в линии 2.223 МэВ.

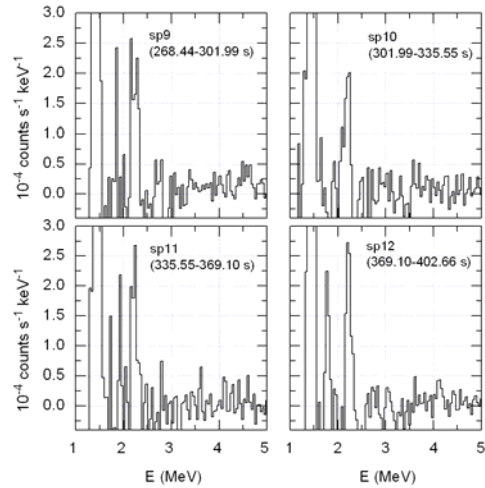


Рис. 4б. Четыре последовательных спектра, измеренных Геликоном в ходе вспышки (фон вычтен; $T_0 = 07:24:28$ UT). Мощная линия 1.460 МэВ обусловлена распадом ^{40}K , присутствующем в материалах детектора.

Заключение

В эксперименте Конус-Винд накоплена большая база данных по солнечным вспышкам с 1994 г. по настоящее время (802 вспышки в режиме «Всплеск»). Данные Конус-Винда позволяют исследовать динамику спектров жесткого рентгеновского и гамма-излучения в различных фазах вспышек на временных масштабах от 0.256 до 8.2 сек (при этом начальная фаза роста часто пропущена), а также временную эволюцию и эволюцию жесткости на масштабах от 2 до 256 мс. Данные Геликон-Коронас-Ф позволяют исследовать динамику интенсивности в линии дейтерия 2.223 МэВ и ее связь с интенсивностью жесткого рентгеновского и гамма-излучения. На сайте <http://www.ioffe.ru/LEA/Solar/> приведен список триггерных солнечных вспышек Конус-Винд и даны рисунки их временных историй.

Работа поддержана грантами РФФИ 12-02-00032-а, ПР22 и ФЦПК 1.5 N8524.

Литература

1. Аптекарь и др. (R.L. Aptekar, D.D. Frederiks, S.V. Golenetskii, et al.), Space Sci. Rev. 71, 265 (1995).
2. Аптекарь и др., Успехи физ. наук 180, 420 (2010).
3. Ораевский В.Н., Собельман И.И., Житник И.А., Кузнецов В.Д., Успехи физ. наук 172, 949 (2002).
4. Zimovets, I., Struminsky, A. Solar Phys. 281, 749 (2012).

ПОЛЕ СКОРОСТЕЙ СУПЕРГРАНУЛЯЦИИ ПО ДАННЫМ MDI (SOHO)

Парфиненко Л.Д., Ефремов В.И., Соловьев А.А.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН (Санкт-Петербург)

VELOCITY FIELD OF SUPERGRANULATION BASED ON MDI (SOHO) DATA

Parfinenko L.D., Efremov V.I., Solov'ev A.A.

Central (Pulkovo) astronomical observatory of RAS (St. Petersburg)

The long (up to 100–150 hours) time-series of MDI (SOHO) doplerograms have been treated. In the power spectrum of the time-series of line-of-sight velocities in the quiet photosphere, along with the known 5 minutes modes, a new strong mode with a period of about 32 hours was discovered. Its period is close to the lifetime of supergranular cells. The spatial distribution of the amplitudes of these oscillations also coincides with a characteristic space-scale of supergranulation (35 mm).

Введение

При исследовании долгопериодических колебаний магнитного поля и лучевых скоростей солнечных пятен нами было показано [1–4], что:

1). Долгопериодные колебания пятен имеют много-модовый характер: колебания регистрируются в полосах с периодами 60–80, 135–170, 220–240 минут, мощность колебаний монотонно падает с ростом частоты.

2). Предельной (наиболее низкочастотной) модой собственных колебаний магнитного поля солнечного пятна является мода M1 с периодами от 11–13 до 28–32 часов. Эта мода наиболее регулярна, она устойчиво существует в пятнах на протяжении всего времени наблюдений (5–7 суток), но её амплитуда показывает квазипериодические возрастания, разделенные временными промежутками около 1.5–2 суток, что близко к среднему времени жизни ячеек супергрануляции. Амплитуда колебаний на предельной моде M1 составляет 200–250 Гс для магнитного поля и 60–110 м/с для лучевой скорости. Период M1 существенно и нелинейным образом зависит от величины магнитного поля пятна: при напряженности поля около 2600–2700 Гс период собственных колебаний пятна минимален (12–13 часов), а при меньших и больших значениях поля – возрастает.

3). «Всплесковый» характер вариаций амплитуды моды M1 приводит к появлению в спектре мощности колебаний пятна ещё более низкой моды M2 с периодом 30–48 часов, которая, не является собственной модой пятна, поскольку ее период не зависит от величины его магнитного поля, а ее амплитуда зачастую бывает меньше амплитуды M1. Мода M2 отражает, как нам представляется, квазипериод внешней возбуждающей силы, обу-

словленной динамическими возмущениями пятна со стороны окружающих его ячеек супергрануляции.

Цель настоящей работы – обнаружение низкочастотных колебаний в спокойной фотосфере с периодом близким к моде M2. Для этого исследуется низкочастотный спектр мощности временных рядов лучевых скоростей для спокойной фотосферы.

Наблюдательный материал исследования

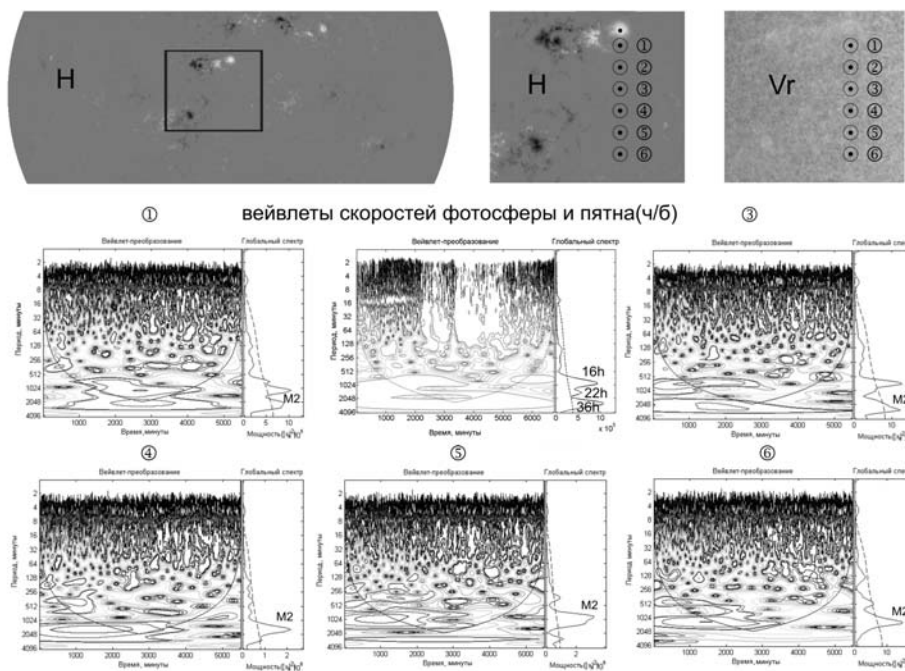
Это длительные (до 150 часов) серии FITS магнитограмм, доплерограмм и интенсивограмм, полученные на космическом аппарате SOHO/MDI (Solar and Heliospheric Observatory/Michelson Doppler Imager) с каденцией 1 минута [5]. В данных SOHO/MDI мы имеем временную последовательность доплерограмм полного диска Солнца (<http://soi.stanford.edu/data/>). Из каждой доплерограммы необходимо выбрать значение лучевой скорости строго для одной и той же исследуемой точки фотосферы на протяжении всей серии многодневных наблюдений, т.е. требуется коррекция результатов за вращение Солнца. Для этого мы используем магнитограммы или интенсивограммы стабильного пятна без мостов, имеющего достаточно правильную форму. Их временная последовательность представлена в формате FITS, который конвертируется в ASCII коды, при помощи стандартной утилиты “imlist” в паре с “cfitsio.dll” (например, <http://heasarc.nasa.gov/docs/software/fitsio/cexamples.html>). Утилита позволяет вырезать из всей магнитограммы площадку, в пределах которой солнечное пятно движется в течение всего времени наблюдений. Обработка такой площадки вместо обработки полного диска Солнца резко снижает требуемые компьютерные ресурсы и время расчета. Для формирования временного ряда значений магнитного поля в пятне мы используем метод нахождения экстремальной величины поля (или яркости). Метод, как следует из его названия, основан на поиске экстремального значения магнитного поля в выбранной площадке содержащей исследуемое пятно [1–3].

В доплерограммах из-за их слабо выраженной структурности и низкого контраста сделать привязку к экстремальному отсчету очень трудно даже в пятне, а тем более в спокойной фотосфере. Поэтому мы используем, наряду с доплерограммами, синхронно полученные ряды магнитограмм или интенсивограмм, по которым стабилизацию можно выполнить достаточно просто. В одновременном наблюдении мы получаем значения лучевой скорости – V_r , а также магнитного поля – H или яркости в континууме – I_c , для которых привязка к экстремальному отсчету вблизи центра пятна делается весьма надежно. Далее, синхронизуя данные и используя разработанный сценарий движения пятна для значений магнитного поля (H) или интенсивности (I_c), применяем этот же сценарий к данным доплеро-скоростей (V_r). Очевидно, полученный сценарий можно использовать не

только для пятна, но и для любой точки спокойной фотосферы двигающейся по диску на той же широте, что и пятно, и в том же временном интервале.

Результаты

По нашему предположению мода M2 возникает за счет квазипериодического воздействия на пятно внешней возмущающей силы, обусловленной «толчками» пятна со стороны ячеек супергрануляции, которые возникают и распадаются с характерным временем около 30–40 часов. Как известно [6, 7], супергрануляция имеет следующие параметры: горизонтальный размер ячеек ~ 30 Мм, горизонтальные скорости 200–500 м/с, скорости восходящих течений в центре 50–100 м/с, нисходящих по краям 100–200 м/с. Время жизни: у большинства ячеек 15–30 ч, иногда 2 суток и более. Следует отметить, что имеются данные о наличии у супергрануляции волновых свойств [8–10]. Мы исследуем волновые и колебательные свойства супергрануляции по вариациям лучевых скоростей. Это повышает достоверность результатов, поскольку доплеровские смещения напрямую отражают движения излучающего газа. Осложняющим фактором является то, что доплеровские смещения супергрануляции имеют слабую вертикальную составляющую, плазма растекается от центра ячейки, в основном, в горизонтальном направлении. Для обработки данных мы использовали вейвлет-анализ [11], беря в качестве ана-



лизирующей функции вейвлет Морле пятого порядка. Тренды во временных рядах лучевых скоростей аппроксимировались полиномами четвертого порядка. В качестве типичного примера приведем результаты исследования 116 часовой серии 31.03 – 4.04.2002, SOHO/MDI в районе активной области NOAA 09887.

Здесь на верхней панели показано положение исследуемого фрагмента на магнитограмме полного диска Солнца. В середине и справа приведен в большем масштабе исследуемый фрагмент магнитограммы и доплерограммы. Отмечены шесть точек в фотосфере и точка в центре пятна, в которых исследовались колебания скорости. На средней и нижней панелях приведены соответствующие вейвлеты временных серий лучевых скоростей. Между вейвлетами для точки фотосферы 1 и 3 приведен вейвлет для точки в центре соседнего пятна. Из рисунка видно, что в спектрах мощности колебаний лучевой скорости в точках спокойной фотосферы наблюдается сильная низкочастотная мода с периодом около 32 ч. При этом в точке 1, ближайшей к пятну, спектр колебаний наиболее близок к спектру для точки в центре соседнего пятна, отличаясь наличием высокочастотной 5-минутной моды.

Нами было исследовано также пространственное распределение мощности моды M2 по направлению меридиана и по параллели, показавшее кластерный характер распределения колебаний спокойной фотосферы на масштабе около 35 Мм. Из-за ограниченности объема статьи мы опускаем здесь изложение этой части работы, переходя сразу к формулировке выводов.

Выводы

- 1). В скоростях спокойной фотосферы наблюдаются вертикальные колебания с периодом $T \sim 32$ ч.
- 2). Мощность колебаний распределена по фотосфере кластерами через $L \sim 35$ Мм, как вдоль меридиана, так и вдоль параллели.
- 3). Амплитуда колебаний скорости $V_T \sim 100$ м/с.
- 4). Кластеры, вероятно, соответствуют супергранулам, движения которых приводят к появлению в спектрах мощности колебаний магнитного поля и скоростей солнечных пятен наведенной моды M2 с периодом $T \sim 32$ ч.

Работа выполнена при поддержке Программ Президиума РАН П-21 и П-22, а также гранта НШ-1625.2012.2 и гранта РФФИ 13-02-00714.

Литература

1. *Efremov V.I., Parfinenko L.D., Solov'ev A.A.* Solar Phys. **267**, 279. 2010.
2. *Efremov V.I., Parfinenko L.D., Solov'ev A.A.* Cosmic Resear. **50**, 44. 2012.
3. *Efremov V.I., Parfinenko L.D., Solov'ev A.A.* Astr. Reports. **84**, 450. 2007.
4. *Solov'ev A.A. and Kirichek E.A.* Astrophys. Bulletin. **63**, P.169. 2008.
5. *Scherrer P.H. et al.* Solar Physics. **162**, 129-188. 1995.
6. *Hart, A.B.* Mon. Not. R. Astr. Soc., **114**, 17. 1954.
7. *Leighton, R.B., Noyes, R.W., Simon, G.W.* Astrophys. J., **135**, 474. 1962.
8. *Gizon, L., Duvall, T.L., Schou, J.* Nature, **421**, Issue 6918, 43-44. 2003.
9. *Wolff, C.L.* Astrophys. J. **443**, 423–433. 1995.
10. *Schou, J.* Astrophys. J. Lett., **596**, L259. 2003.
11. *Torrence C., Compo G.P.* Bull. Am. Meteo. Soc. **79**, P.61. 1998.

**ОБ ИСТОЧНИКАХ ТИПА «ГАЛО»
ПО НАБЛЮДЕНИЯМ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ NOAA 7123
В МИКРОВОЛНОВОМ ДИАПАЗОНЕ ИЗЛУЧЕНИЯ**

Петерова Н.Г.¹, Опейкина Л.В.², Топчило Н.А.³

¹*Санкт-Петербургский филиал САО РАН, Санкт-Петербург, Россия*

²*Специальная Астрофизическая Обсерватория РАН, п. Н.Архыз, Россия*

³*НИИИ СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия*

**ON “HALO” LIKE SOURCES BY ACTIVE REGION NOAA 7123
MICROWAVE OBSERVATIONS**

Peterova N.G.¹, Opeikina L.V.², Topchilo N.A.³

¹*St. Petersburg Branch of SAO RAS, St. Petersburg, Russia*

²*Special Astrophysical Observatory of RAS, Nizhnij Arkhyz, Russia*

³*Sobolev Astronomical Institute of St Petersburg State University, St. Petersburg, Russia*

We present the investigation of some detail in structure of microwave source above active regions on the Sun often named “halo” [2]. The active region NOAA 7123 (1992, April) observations with radio telescopes VLA, SSRT and RATAN-600 are described. According to these observations the major part (> 50%) of halo flux is the radiation of diffuse, optically transparent, thermal plasma. Through it a brighter, low-lying region is seen as two-ribbon structure with depression along the H_{α} filament. This structure may be account for a arcade of loops above magnetic fields neutral line of active region.

Исследование Солнца в микроволновом диапазоне показывает, что квазиспокойный (вне вспышек) источник излучения над активными областями (АО) имеет сложную многокомпонентную структуру. Основными составляющими этой структуры являются детали двух типов - компактные яркие ($T_b \sim 2-3$ МК) высоко поляризованные ($P \sim 100-30\%$) источники с размерами пятен ($\sim 20-30$ угл. сек.) и менее яркий (на 1–2 порядка) слабо поляризованный протяженный источник с размерами всей АО ($\sim 2-4$ угл. мин.), называемый «галло». Термин «галло» был введен Kundu [1] и первоначально понимался как источник, генетически связанный с областью флоккульного уярчения хромосферы. В дальнейшем этот термин стали использовать также для обозначения области, находящейся в непосредственной близости к пятнам и являющейся источником излучения, которое можно назвать «межпятенным» [2]. Природа этого излучения до сих пор остается недостаточно изученной. Важность исследований межпятенного излучения во многом определяется тем фактом, что подавляющее большинство вспышек происходит именно в межпятенном пространстве.

Изображение галло свидетельствует о неоднородности межпятенного излучения и наличии в нем компонент различного пространственного масштаба. Для изучения галло требуется инструмент, одинаково хорошо

«видящий» как протяженные, так и компактные детали структуры источника. Это требование в настоящее время удастся удовлетворить, только если использовать одновременные наблюдения, выполненные на нескольких радиотелескопах. Здесь мы представляем такой случай наблюдений АО 7123 на радиоинтерферометре VLA и радиотелескопах ПАТАН-600 и ССРТ. Результаты сопоставления радиокарт, полученных по наблюдениям на VLA на волнах 3,6 см и 6,4 см (двумерное разрешение 2–4 угл. сек.) [3] и сканов, полученных по наблюдениям на ССРТ на волне 5,2 см и ПАТАН-600 на волнах 3,65 см, 5,28 см и 6,5 см (одномерное разрешение > 20 угл. сек.) [4] показаны на рис. 1.

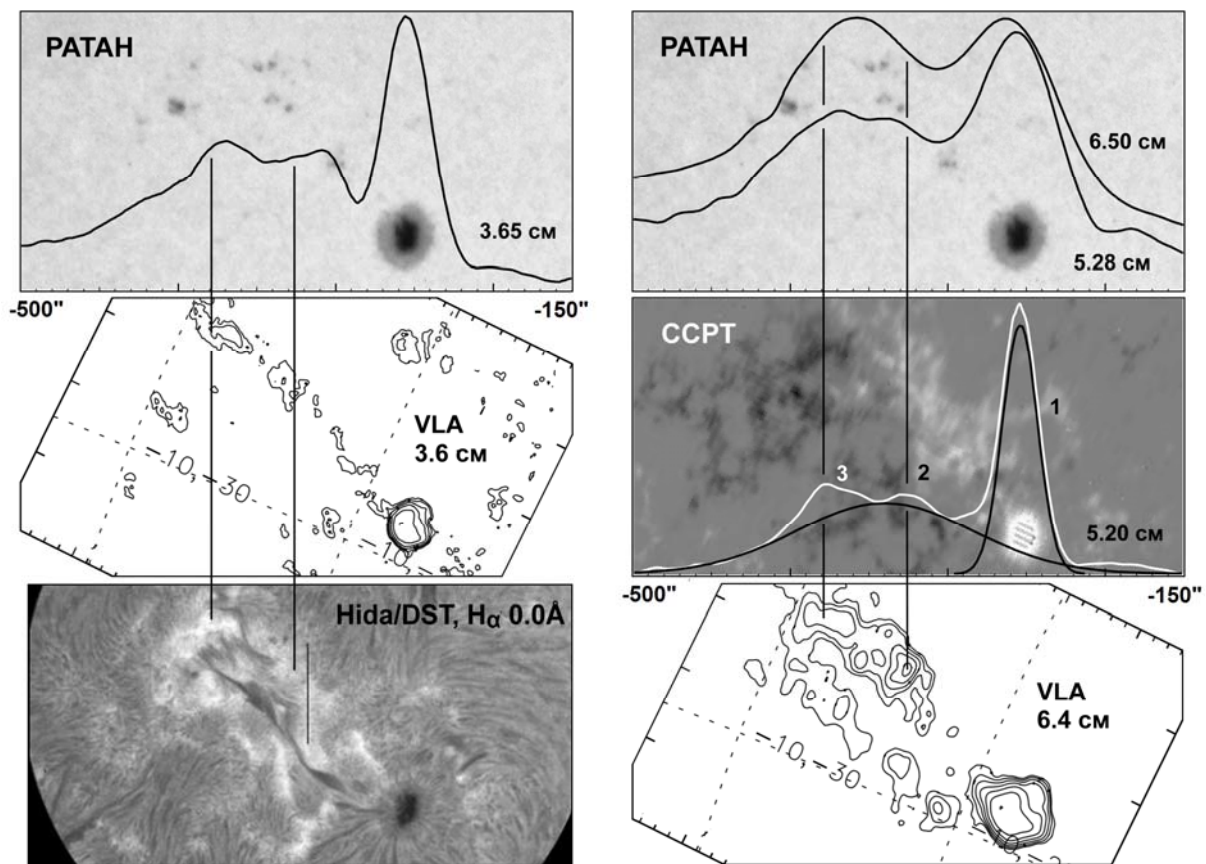


Рис. 1. Сопоставление наблюдений АО 7123 на VLA (карты) с наблюдениями на ССРТ и ПАТАН-600 (сканы). Карты и сканы наложены на фотогелиограмму и магнитограмму АО и сопоставлены с H_{α} – снимком.

Заметно различие между картами и сканами, особенно очевидное на короткой волне, которое состоит в том, что VLA (карты) мало чувствителен («не видит») к протяженной составляющей пространственной структуры (гало). Хотя в общем излучении АО доля гало значительна – по потоку в 2 и более раз превышает долю пятенной компоненты (см. спектры на рис. 2).

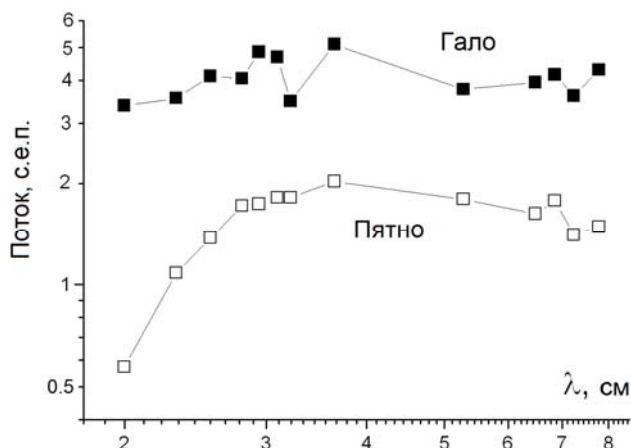


Рис. 2. Спектральная плотность потоков микроволнового излучения протяженной (гало) и компактной (пятенной) составляющей структуры АО 7123 по наблюдениям на РАТАН-600 06.04.1992 г.

При этом VLA-карты позволяют рассмотреть и отождествить тонкую структуру гало – наиболее яркие детали (2 и 3), контраст которых существенно зависит от длины волны. Так в момент нахождения АО на ЦМ (06.04, см. рис. 1) в коротковолновой части спектра отсутствуют какие либо детали, по яркости сопоставимые (см. Таблицу 1) с яркостью пятенного источника (деталь 1, $T_b \sim 2$ МК на волне 3,6 см). Другая картина выявляется на более длинной волне 6,4 см, понять которую помогает сопоставление с наблюдениями в других диапазонах излучения (см. рис. 1). Крупномасштабный вид наиболее яркой части гало напоминает двухленточную структуру с депрессией излучения вдоль H_α волокна. Яркость отдельных ее участков сопоставима с яркостью пятенной детали 1 ($T_b \sim 3$ МК на волне 6,4 см).

Таблица 1.

Волна \ Источник	Максимальная температура, МК		
	3	2	1
6.4 см	0.35	1.0	3
3.6 см	0.13	0.1	2

Одно из этих уярчений (деталь 3) приходится на хвостовую часть АО, другое (в центре АО, деталь 2) ложится на нейтральную линию в том месте, где по всей вероятности был велик поперечный градиент крупномасштабного магнитного поля (МП). В районе обеих деталей отмечались многочисленные короткоживущие мелкие пятна в основном в виде полутени, однако напряженность МП в некоторых из них достигала (0,9–1,2) КГс.

На основании всей совокупности наблюдений можно сделать вывод, что наибольшую часть излучения гало (> 50%) составляет излучение диффузной, оптически прозрачной тепловой плазмы, сквозь которую просвечивает более яркая, расположенная ниже область. В случае АО 7123 это аркада низких арок над нейтральной линией МП, где наиболее яркими вы-

глядят основания петель. Вклад яркой (сумма деталей 2 и 3) компоненты излучения на волне 6,4 см по сравнению со всем гало составляет $\sim 1/3$.

Таким образом, наблюдения АО 7123 подтверждают существующее представление о том, что межпятенное излучение составляет значительную долю в общем излучении АО (см. к примеру [2]) и носит тепловой тормозной характер. До сих пор спорным оставался вопрос, где генерируется излучение гало – высоко или низко над уровнем фотосферы. Наиболее распространенным было мнение, что это горячая плазма, накапливающаяся и удерживаемая в вершине магнитосферы (на расстоянии ~ 50 – 100 тыс. км), образуемой крупномасштабным МП всей АО. Случай АО 7123 впервые с большой достоверностью показывает, что часть излучения, причем наиболее горячая, генерируется достаточно низко, о чем свидетельствует подобие изображения АО в радиодиапазоне и линии H_{α} (см. рис. 1). По своей природе, скорее всего, эта часть излучения имеет циклотронное происхождение. В этом предположении большое различие яркостной температуры деталей 2 и 3 на волнах 3.6 см и 6.4 см (см. Таблица 1) объясняется недостаточностью напряженности МП для генерации циклотронного излучения на короткой волне.

Двухленточная структура яркой части гало АО 7123 наиболее очевидна 06.04.1992 г. – за сутки до периода максимальной вспышечной активности (07–08).04. Примечательно, что в отличие от гало яркость пятенного источника на обеих волнах (3,6–6,4) см в течение всего периода наблюдений изменяется незначительно. Изменчивость межпятенного излучения отмечалась и ранее [5]. Это свойство гало, возможно, следует использовать для диагностики вспышечно-опасных АО. Причем для развития методов прогнозирования мы можем рекомендовать как наиболее эффективный диапазон (5–7) см. Предположительно в этом диапазоне сильнее всего проявляется циклотронное излучение в МП напряженностью в нескольких сотен (600–800) Гс, сосредоточенных в мелких пятнах и обрывках полутени, заполняющих межпятенное пространство и характеризующихся сильной изменчивостью.

Литература

1. *M.R. Kundu*, *Ann. Astrophys.*, 1959, v.22, p.1.
2. *Sh.B. Akhmedov, V.M. Bogod, V.N. Borovik, et al.* *Astrofiz. Issledovaniya (Izv. Spetsial'noi Astrofizicheskoi Observatorii)*, 1987, v.25, p.105.
3. *Vourlidas A., Bastian T.S., Aschwanden M.J.* *ApJ.*, 1997, v.489, p.403.
4. *Агалаков Б.В., Борисевич Т.П., Онейкина Л.В.* и др. Труды Всеросс. ежегодной конф. по физике Солнца “Солнечная и солнечно-земная физика – 2010”. ГАО РАН, СПб, 2010, с.23.
5. *Peterova, N.G.*, *Bull. Spec. Astrophys. Obs.*, 1994, v.38, p.133.

МГД МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ ИСТОЧНИКОВ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК И СРАВНЕНИЕ С НАБЛЮДЕНИЯМИ

Подгорный А.И.¹, Подгорный И.М.²

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт РАН им. П.Н. Лебедева, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт астрономии РАН, Москва, Россия

MHD SIMULATION OF SOLAR FLARE X-RAY EMISSION SOURCES AND COMPARISON COMPARING WITH OBSERVATIONS

Podgorny A.I.¹, Podgorny I. M.²

¹Lebedev Physical Institute RAS, Moscow, Russia

²Institute of Astronomy RAS, Moscow, Russia

The flare mechanism should be found directly from the numerical MHD simulations in which all the conditions are taken from observations. Such simulations show that flare energy accumulation can occur in the current sheet magnetic field created by disturbances focusing in the vicinity of an X-type singular line. Other flare mechanisms require appropriate conditions which is difficult to obtain by slow magnetic field evolution, which is observed on solar surface. The electrodynamical model of the solar flare based on current sheet mechanism, which explains main flare manifestations, has been developed. Using this electrodynamical model the positions of sources of X-ray radiation can be found, if the magnetic field configuration is known from results of MHD simulation. To find positions of sources of soft X-ray in the corona the graphical system developed by authors is used. Comparison with RHESSI X-ray observations permit to find the position of the current sheet which can produce thermal X-ray emission for flare which occurred May 27, 2003 at 02:53.

Введение

Рентгеновскими наблюдениями на солнечном лимбе [1, 2] установлено, что первичное освобождение энергии солнечной вспышки происходит в солнечной короне над активной областью (АО) на высотах 15000–30000 км. МГД моделирование с использованием реальных начальных условий на фотосфере [3] показало, что энергия для вспышки накапливается в магнитном поле токового слоя, появляющегося в окрестности особой линий X-типа в результате фокусировки возмущений, распространяющихся от фотосферы. После квазистационарной эволюции токовый слой переходит в неустойчивое состояние [4]. Происходит взрывное освобождение энергии. В ряде работ рассматриваются несколько других механизмов солнечной вспышки: магнитное пересоединение между линиями поля скрученных магнитных трубок (helicity); сжатие плазмы собственным током (пинч-эффект); различные неустойчивости токового шнура в плазме (см. обзор [5, 6]). Широко обсуждается механизм, основанный на предположении по-

явления магнитного жгута. Если ток магнитного жгута пересекает линии поля магнитных арок, то сила $1/c \mathbf{j} \times \mathbf{B}$ ускоряет плазму вверх, вытягивая линии поля. В результате под магнитным жгутом появляется токовый слой. При рассмотрении альтернативных механизмов нигде не изучается возможность осуществления предвспышечной ситуации в короне при наблюдаемой эволюции АО. В процессе эволюции невозможно мгновенно получить мощный жгут с большой силой тока, а медленное нарастание тока жгута при сохранении равновесного состояния требует самосогласованного возрастания поля магнитных арок для сохранения равновесного состояния, что реально невыполнимо.

В используемом здесь подходе, вместо выдвижения гипотезы, механизм вспышки определяется непосредственно из численного МГД моделирования, в котором все условия для постановки задачи берутся из наблюдений. При таком моделировании никаких предположений о физическом механизме исследуемого явления в расчете не используется. Вычисления начинались за несколько дней до вспышки, когда сильные возмущения в короне отсутствуют, и потенциальное приближение поля для задания начальных условий оправдано. Измеряемые на фотосфере распределения магнитного поля использовались также для задания граничных условий в АО. В программе ПЕРЕСВЕТ реализованы специально разработанные численные методы. Результаты трехмерного МГД моделирования [3] и сравнение с данными измерения рентгеновского излучения на аппаратах *Yohkoh* и *RHESSI* позволили построить электродинамическую модель солнечной вспышки [7]. Модель описывает основные проявления вспышки. В этой модели электрическое поле Холла в слое генерирует электрические токи в короне вдоль линий магнитного поля, пересекающих токовый слой. В продольных токах ускоряются пучки электронов, высыпаящиеся на поверхность Солнца и генерирующие жесткое рентгеновское излучение. Согласно электродинамической модели, источник теплового рентгеновского излучения располагается в короне в токовом слое. Целью работы является определение положения токового слоя во время вспышки в численном эксперименте.

Метод поиска положений токовых слоев

Определение источников теплового рентгеновского излучения вспышки 27 мая 2003 г. 02:53 в АО NOAA 10365 проводится по результатам МГД моделирования в сокращенном масштабе времени [7]. Положение максимума абсолютной величины плотности тока в центре токового слоя используется для разработки графической системы, осуществляющей поиск токовых слоев. В произвольной плоскости строятся линии уровня абсолютной величины плотности тока и наносятся все положения локальных максимумов плотности тока в плоскости и в пространстве. Для того чтобы выяснить, соответствует ли данная точка токовому слою, строятся

конфигурации магнитного поля в плоскости, перпендикулярно вектору поля, где токовый слой отчетливо выражен [8].

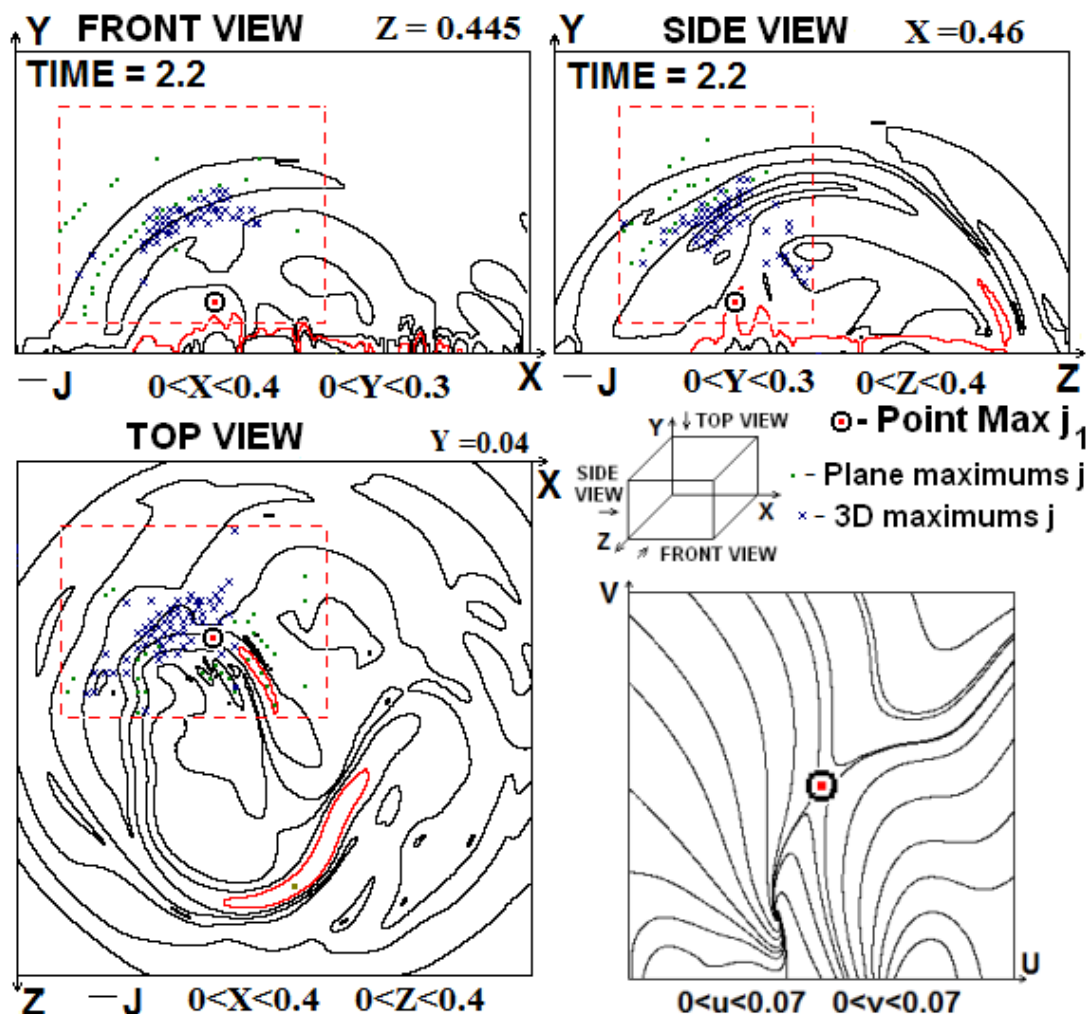


Рис. 1. Линии постоянной плотности тока и плоские максимумы плотности тока, отмеченные точками в плоскостях, проходящих через точку Max j : Вид спереди $z = 0.445$, Вид сверху $y = 0.04$, Вид сбоку $x = 0.46$. Проекции максимумов плотности тока на эти плоскости отмечены крестиками. Максимумы отмечены только в подобласти $0.3389 < x < 0.5456$, $0.02362 < y < 0.1919$, $0.355 < z < 0.505$, границы которой показаны пунктиром. Справа внизу - магнитное поле в плоскости, содержащей точку Max j и расположенной перпендикулярно вектору магнитного поля $\mathbf{V} = (-0.0086, 0.0264, 0.0819)$.

Сравнение вычисленного положения слоя с наблюдениями

На Рис. 1 представлены линии равной плотности тока и положения его максимумов в плоскостях, перпендикулярных осям расчетной области в момент $t = 2.2$, соответствующий вспышке 27 мая 2003 г. 02:53 в АО 10365. Фотосферная граница области представляет собой квадрат со стороной 400 000 км, принимаемой за единицу длины. Ось Y направлена от Солнца перпендикулярно фотосфере. На Рис. 1 представлена часть области вида $(0.3 < x < 0.7; 0 < y < 0.25, 0.3 < z < 0.7)$, в которой располагается основное поле АО. Поскольку АО находится вблизи центра солнечного диска (S6 W5), изображения в картинной плоскости на Рис. 2 достаточно хорошо ап-

проксимируют плоскость $y = \text{const}$. На Рис. 2 изображены распределения интенсивности рентгеновского излучения для вспышки 27 мая 2003 г. в 02:53 в тепловом (1–10 КэВ) и в пучковом (>10 КэВ) диапазонах (аппарат RHESSI <http://rhessidatacenter.ssl.berkeley.edu>). Рис. 2 и возможные высоты вспышек показывают, что максимумы плотности тока следует искать в подбласти ($0.3389 < x < 0.5456$, $0.02362 < y < 0.1919$, $0.355 < z < 0.505$), границы которой отмечены пунктиром на Рис. 1. Показан максимум плотности тока на высоте $\sim 16\,000$ км (Max j). В его окрестности в плоскости, перпендикулярной магнитному вектору, магнитное поле соответствует ярко выраженному токовому слою. Максимумы на высотах 30000–40000 км могли образоваться как фокусировкой возмущений, так и сильным возмущением вследствие сокращенного масштаба времени.

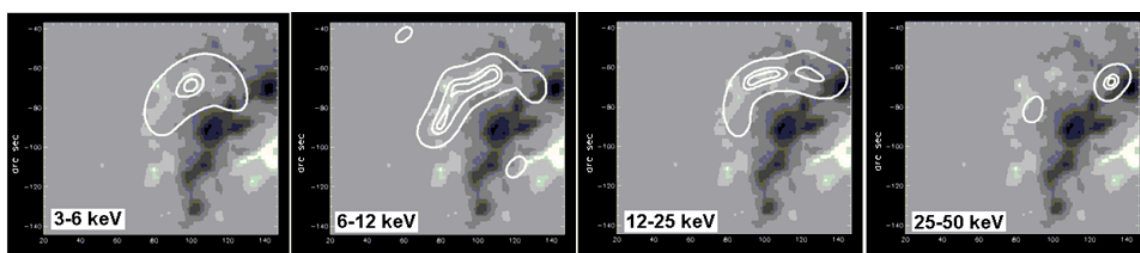


Рис. 2. Распределения интенсивности рентгеновского излучения для вспышки 27 мая 2003 г в 02:53 в мягком и в жестком диапазонах, полученные на аппарате RHESSI (<http://rhessidatacenter.ssl.berkeley.edu>).

Заключение

Анализ появления токовых слоев в магнитном поле, полученном МГД моделированием над АО, показал, что наиболее вероятной причиной вспышки, произошедшей 27 мая 2003 г. в 02:53 в АО NOAA 10365, является токовый слой. Центр слоя в точке Max j (Рис. 1). Однако сейчас нельзя исключить появление вспышки этой серии в токовом слое в одной из точек расположенных на высоте 30 000–40 000 км. Для более точного анализа необходимо МГД моделирование в реальном масштабе времени.

Работа поддержана грантом РФФИ № 13-02-00064 и Программой Президиума РАН №22. Авторы благодарны Н.С. Мешалкиной за помощь при получении данных наблюдений.

Литература

1. Masuda, S.; Kosugi, T., Hara, H., Tsuneta, S., and Ogawara, Y.: 1994, Nature. **371**, 495.
2. Lin R.P., Krucker, S., Hurford, G. J., et al.: 2003, Astrophys. J. **595**, L69.
3. Подгорный А.И., Подгорный И.М.: 2008, Астрон. журн. **85**, 739.
4. Podgorny A.I.: 1989, Plasma Phys. and Control Fusion. **31**, 1271.
5. Подгорный А.И., Подгорный И.М.: 2012, Геомагнетизм и Аэронавтика. **52**, 163.
6. Подгорный А.И., Подгорный И.М.: 2012, Геомагнетизм и Аэронавтика. **52**, 189.
7. Подгорный А.И., Подгорный И.М.: 2006, Астрон. журн. **83**, 940.
8. Подгорный А.И., Подгорный И.М., Мешалкина Н.С.: 2007, Астрон. вестн. **41**, 353.

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ И ЕГО СВЯЗЬ С ПОЯВЛЕНИЕМ ВСПЫШЕК

Подгорный И.М.¹, Подгорный А.И.², Мешалкина Н.С.³

¹*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

²*Физический институт РАН им. П.Н. Лебедева, Москва, Россия*

³*Институт Солнечно-Земной Физики СО РАН, Иркутск, Россия*

THE MAGNETIC FIELD OF ACTIVE REGIONS AND ITS CONNECTION WITH APPEARANCE OF FLARES

Podgorny I.M.¹, Podgorny A.I.², Meshalkina N.S.³

Institute of Astronomy RAS, Moscow, Russia

Lebedev Physical Institute RAS, Moscow, Russia

Institute for Solar-Terrestrial Physics SO RAS, Irkutsk, Russia

The published data on the magnetic field in the active region (AR) before the flare and during the flare are contradictory. Various authors have used measurements of the line-of-sight magnetic component, which depends on the position of AR on the solar disk. To determine the dynamics of the magnetic flux in AR the normal magnetic component is defined in the potential approximation. The line-of-sight magnetic component is used to specify the boundary conditions. A necessary condition for the appearance of a powerful flare (class X) is the big magnetic flux in AR ($\Phi > 10^{22}$ Mx). However, AR with a simple bipolar configuration does not produce flares. The magnetic field in the corona above a bipolar AR does not have singular lines, current sheets cannot be formed, and energy storage for a flare is not possible. It is shown that during a flare the normal and tangential components remain constant in the AR. The dissipation of magnetic energy during a flare occurs high in the corona. The current system, which is responsible for the stored energy is created in the corona before the flare. No change of currents in AR is associated with flare energy release.

Введение

Солнечная вспышка представляет собой гигантское импульсное выделение энергии, сопровождаемое нагреванием облака плазмы в короне до температуры около 3 кэВ при концентрации $\sim 10^{11}$ см⁻³, генерацией пучков электронов с энергией ~ 100 кэВ, высыпающихся на поверхность Солнца, выбросом корональной массы до 10^{15} г. и ускорением протонов до 10 ГэВ. Длительность главной фазы выделения энергии редко превосходит 20–30 минут. Регистрация различных видов излучения, главным образом рентгеновского, дает основную информацию о физике вспышечных процессов. Поток плазмы коронального выброса возбуждает ударную волну в межпланетной плазме. Солнечная вспышка является причиной геомагнитных возмущений. Источником энергии вспышки является магнитное поле в короне. Многообразие явлений вспышки описывает электродинамическая модель, основанная на аккумуляции энергии в магнитном поле токового слоя и её взрывном выделении при переходе токового слоя в неустойчивое

состояние [1]. Быстрое выделение энергии токового слоя осуществляется за счет пересоединения линий магнитного поля. На возможность осуществления процесса пересоединения в солнечной вспышке обратили внимание в середине прошлого века Данжи и Сыроватский. Аккумуляция магнитной энергии в токовом слое и её выделение во время суббурь были обнаружены в геомагнитном хвосте благодаря измерениям на космических аппаратах, исследующих магнитное поле Земли. Токовый слой в геомагнитном хвосте является единственным известным объектом в космосе, позволяющим непосредственно получать информацию о возможности медленной аккумуляции магнитной энергии в токовом слое и о её быстром переходе в энергию плазмы. Непосредственная информация о магнитном поле в короне отсутствует, и динамика магнитного поля над активной областью во время вспышки изучается путем численного трехмерного МГД моделирования. Начальные и граничные условия задаются из измерений во вспышечноактивных АО на солнечной поверхности. В данной работе мы исследуем поведение магнитного поля АО перед вспышками и во время вспышек большой мощности. Серия работ, выполненная за последние 2 года [2–4] показала, что большая вспышка (класса X) может появиться над активной областью, если ее магнитный поток превышает 10^{22} Мкс, однако это условие является необходимым, но недостаточным. Не все АО, обладающие большим магнитным потоком, вызывают вспышки.

При перемещении по диску Солнца угол между лучом зрения и нормалью изменяется, поэтому компонента поля, измеряемая вдоль луча зрения на аппаратах SOHO и SDO, зависит от положения АО на диске. Для исключения этой зависимости при вычислении магнитного потока используется распределение нормальной составляющей поля, которая вычисляется в потенциальном приближении решением уравнения Лапласа. Измеренная составляющая вдоль луча зрения используется для задания граничных условий. Применение потенциального приближения оправдано, если токовая система, ответственная за аккумуляцию магнитной энергии, расположена достаточно высоко в короне. Методика расчета описана в [1].

Динамика магнитного поля АО перед вспышками

На Рис. 1 представлены типичные примеры развития магнитных потоков АО, которые зародились на видимом солнечном диске и вызвали вспышки класса X. Все большие вспышки появились после возрастания магнитного потока до величины $\Phi > 10^{22}$ Мкс. Вспышки появились независимо от $d\Phi/dt$ и от отношения Φ_N/Φ_S . Однако условие $\Phi > 10^{22}$ Мкс является необходимым, но недостаточным. Все большие вспышки были зарегистрированы при сложном распределении магнитного поля в АО с линией инверсии сложной формы.

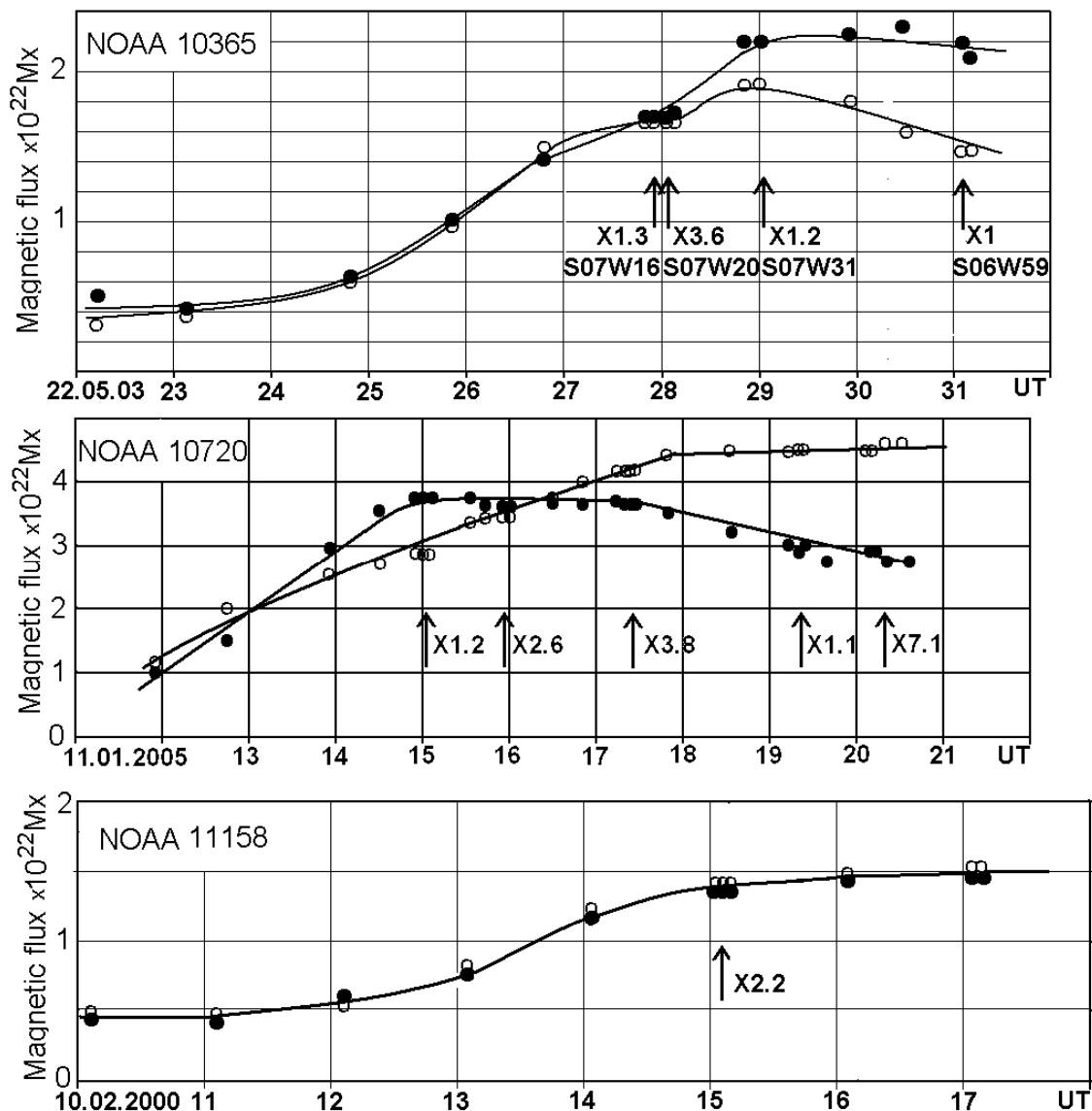


Рис. 1. Магнитный поток АО, вызвавших вспышки класса X.

Распределение магнитного поля во вспышечной АО

Все большие вспышки, включая отмеченные стрелками на рис. 1, произошли над АО со сложным распределением магнитного поля типа $\beta\gamma\delta$, когда источники поля одной полярности внедрены в источники другой полярности, и линия инверсии имеет сложную форму. На рис. 2 показаны типичные магнитограммы такой АО. Простые биполярные области вспышек не вызывают.

Магнитное поле АО не изменяется при вспышке

Типичное время формирования мощной АО составляет 3–5 суток. Изменения магнитного потока и распределения поля со временами энерговыделения вспышки ~ 20 мин. наблюдаются очень редко. Магнитное поле АО во время даже самых больших вспышек также остается практически постоянным. Этот неожиданный результат показан на Рис. 2 для вспышки

X5.4. Распределения измеренного поля и магнитограммы в максимуме вспышки, до и после ее появления остаются практически неизменными. Сохранение компоненты поля при угле зрения $\sim 40^\circ$ указывает на неизменность как нормальной, так и тангенциальной компоненты поля. Т. о. токи, создающие магнитное поле, диссипирующие при вспышке, текут высоко в короне, и распад вспышечной системы остается незамеченным при вспышке. Известна только одна токовая система, которая может формироваться высоко в короне перед вспышкой, и распадаться при вспышке. Это токовый слой [1].

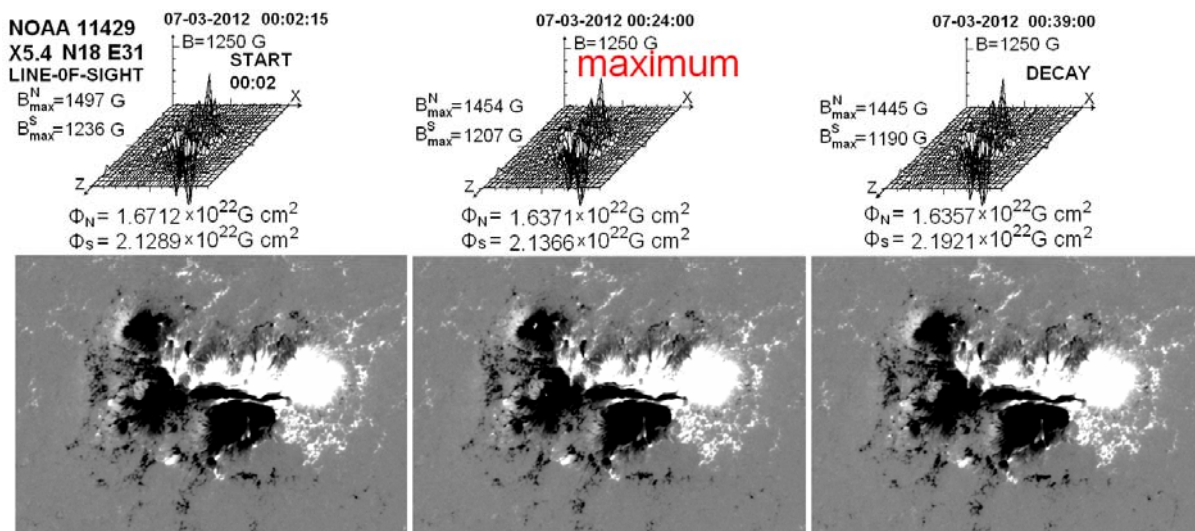


Рис. 2. Магнитное поле и магнитограммы во время вспышки X5.4.

Заключение

1. Солнечная вспышка возникает только над АО с большим магнитным потоком и сложным распределением магнитного поля типа $\beta\gamma\delta$.
2. Дипольные типа β АО вспышек не вызывают. Линии поля над дипольными вспышками имеют форму арок. Такое поле не содержит особых линий, в окрестности которых может образоваться токовый слой и накопиться магнитная энергия.
3. Магнитное поле АО не изменяется под действием вспышки. Это значит, что токовая система (токовый слой), ответственная за аккумуляцию энергии для вспышки, располагается высоко в короне и не связана с токами в АО.

Работа поддержана Программой Президиума РАН №22, грантом РФФИ 13-02-00064 и контрактами Министерства образования и науки РФ 16.518.11.7065 и 02.740.11.0576.

Литература

1. Подгорный А.И., Подгорный И.М. Геомаг. Аэрон. **52**, 163 (2012).
2. Подгорный А.И., Подгорный И.М. АЖ. **88**, 684 (2011).
3. Podgorny I.M., Podgorny A.I. JASTP. **92**, 59 (2013).
4. Подгорный А.И., Подгорный И.М., Мешалкина Н.С. Геомаг. Аэрон. **53**, 736 (2013).

ЭМИССИЯ В КОНТИНУУМЕ И ЖЁСТКОМ РЕНТГЕНОВСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ ВО ВСПЫШКАХ НА СОЛНЦЕ

Порфирьева Г.А.¹, Якунина Г.В.¹, Боровик В.Н.², Григорьева И.Ю.²

¹МГУ, ГАИШ, Москва,

²Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург

EMISSION IN CONTINUUM AND HXR IN FLARES ON THE SUN

Porfir'eva G. A.¹, Yakunina G. V.², Borovik V. N.², Grigoryeva I. Yu.²

¹Moscow State University, SAI, Moscow, Russia

²Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo, St. Petersburg, Russia

Data on white-light (WL) flares on the Sun have been collected. Results of observations in H α , UV, near infrared (NIR), X-ray and white-light on the ground and aboard SDO, RHESSI, Hinode, TRACE SOHO and STEREO are analyzed. Characteristics of flares and relation between continuum emission and Hard X-rays are considered. Usually WL and Hard X-rays origin in the footpoints of flaring loop arcade in lower dense layers of the solar atmosphere, but, if the loop density is high, WL, HXR and radio emission can be seen in the flaring arch itself. Continuum enhancement can be more than 100%. The problem of the origin heights of WL and HXR is discussed. Observational and theoretical aspects are considered.

Белая вспышка характеризуется усилением излучения в континууме по сравнению со спокойной атмосферой Солнца. Первоначально такое усиление было обнаружено в видимой области спектра, а в дальнейшем в УФ и ИК-области спектра. Раньше полагали, что WL вспышки связаны только с мощными событиями, позднее было обнаружено усиление континуума во вспышках классов М и С [1]. В работе приводится обзор результатов наземных и космических наблюдений WL вспышек и их связи с HXR-излучением. Излучение в континууме во вспышке по сравнению с невозмущенной атмосферой Солнца может увеличиваться на 100 и более %. Хорошая временная и пространственная корреляция эмиссии в континууме и HXR свидетельствует о тесной связи между белыми вспышками и ускоренными электронами. Наблюдения на RHESSI, TRACE, Hinode и SDO помогают лучше понять механизмы, ответственные за прогрев разных слоев атмосферы Солнца во время вспышки и формирование континуума.

Обычно эмиссия в белом свете видна в виде небольших отдельных пятен вдоль лент вспышки, более отчетливо наблюдающихся в UV (рис. 1а). Узлы вспышки 4В/Х3.4 13.12.2006 показаны стрелками. Эмиссия, видимая в континууме, состоит из яркого ядра, окруженного менее интенсивным гало, как видно, например, на изображениях, полученных для белой вспышки Х8 2.10.2003 (Sacramento Peak, [3]). При большой электронной плотности в короне эмиссия в белом свете видна не только в основаниях, но и в самих вспышечных петлях. Примером этому может служить

вспышка C9.9 12.11.2002 (рис.1b, c, TRACE). Аналогично, HXR-излучение, формирующееся обычно в основаниях вспышечных петель, в плотной короне наблюдается в самих петлях и их вершинах. Таким редким событием является, например, вспышка M3.2 14.04.2004 [4]. На рис. 2а контурами показана эмиссия в диапазоне энергий 25–50 keV. Другое редкое событие, вспышка, имеющая в радиодиапазоне вид петли, представлено на рис. 2д.

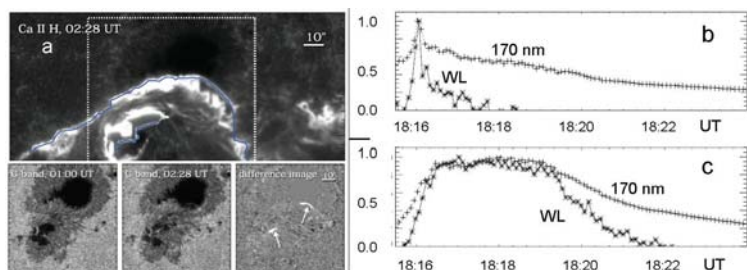


Рис. 1. Вспышка X3.4 13.12.2006. Вверху ленты в 397 nm, внизу изображения в полосе G до, в максимуме вспышки и разностное изображение (a), по рис. 2 [2]. Вспышка C9.9 12.11.2002. Интенсивности в одном из оснований вспышечной петли (b) и в вершине петли (c, рис.8 [1]).

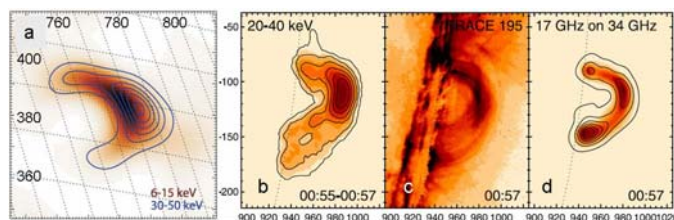


Рис. 2. Эмиссия во вспышке M3.2 14.04.2004 в диапазоне энергий 25-50 keV и 6-12 keV (a), по рис. 2 [5]. Лимбовая вспышка X3.1 24.08.2002 в HXR (b), 19.5 nm (c) и радиодиапазоне, NoRH (d). Контур в 17 GHz наложены на изображение в 34 GHz, по рис.7 [6].

Между WL и HXR излучением наблюдается корреляция по времени, интенсивности и локализации на диске Солнца [7]. На рис. 3 (слева) показано наложение изображения WL вспышки X1.5 14.12.2006 (полоса G Ni-pode) и изофот в HXR и SXR (RHESSI). В S-основании яркие центры в континууме вблизи G-полосы и в 40–100 keV хорошо совпадают между собой. Для N-основания центры эмиссии в 20–30 keV и 40–100 keV разнесены на 8–13". Интенсивности в полосе G и в HXR хорошо коррелируют [7]. Наблюдалась также корреляция между эмиссией в 1.56 μm and HXR для вспышки X10 23.10.2003 (рис. 3, справа). Запаздывание между эмиссией в 1.56 μm и в HXR 20–30^s, что согласуется со временем, необходимым для прогрева фотосферы и области температурного минимума.

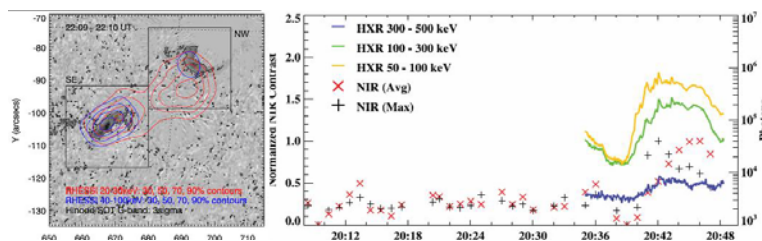


Рис. 3. Слева вспышка X1.5 14.12.2006. Локализация центров активности в G-полосе, HXR и SXR, по рис. 3 [7]. Справа эмиссия в 1.56 μm и HXR для вспышки X10 23.10.2003: \times ядро и гало, + ядро в 1.56 μm , по рис. 3 [3].

Максимум непрерывного излучения вспышки смещён в УФ область и в предположении чернотельного излучения $T_{\text{eff}} \sim 10^4$ K [8]. Интенсивность континуума во вспышке может увеличиваться в разы по сравнению с интенсивностью в невозмущённой фотосфере, и контраст $c = (I_{fl} - I_{ph}) / I_{ph}$ может составлять 100 и более %. Данные о контрасте нами представлены в Табл. 1.

Таблица 1.

Дата	Балл	Координаты	λ	Инструмент	C%	Ссылка
25.07.2002	C2.7	S13E46	WL	TRACE	10	[1]
26.07.2002	M1.0	S21E21			155	
4.10.2002	M4.0	S19W09			158	
5.10.2002	M1.2	S20W24			56	
12.11.2002	C9.9	S11W75			23	
12.06.2003	M7.3	N13W65			197	
23.10.2003	M2.4	N03E15			339	
29.10.2003	X10	S17W10	1.56 μm	Sacramento	25	[9, 3]
			520 nm	Peak	45	
			G-band		75	
2.11.2003	X8	S17W63	1.56 μm		66	[3]
			520 nm		76	
			G-band		230	
9.01.2004	M3.2	N02E49	WL	TRACE	178	[1]
22.07.2004	M9.1	N12W03			414	
24.07.2004	C1.6	N12W03			8	
24.07.2004	C4.8	N04W16			146	
24.08.2007	C2.0	S05E33	H α , CaII	SST La Palma	300	[10]
12.06.2010	M2.0	N22W45	617.3 nm	HMI SDO	>10	[11]
15.02.2011	X2.2	S20W12	170 nm	AIA SDO	60	[12]
24.02.2011	M3.5	N14E87	617.3 nm	HMI SDO	15	[13]
12.03.2012	M6.3	N15W01	360 nm	ONSET	25	[14]
			425 nm	China	12	

В предположении нагрева хромосферы электронами, а области температурного минимума и фотосферы путем поглощения излучения, поступающего из нагретой хромосферы, рассчитывается модель атмосферы Солнца во время вспышки и эмиссия в континууме вблизи 520 nm и 1.56 μm в зависимости от энергии электронов и положения вспышки на диске Солнца [15]. Контраст больше в видимой, чем в ИК-области спектра, увеличивается с увеличением энергии пучка электронов и больше для вспышек, происходящих на лимбе. В реальности зависимости сложнее. Проследить такое соответствие на основе результатов, собранных нами и для наглядности частично представленных в Таблице 1, затруднительно.

Проблема определения высоты источника излучения сложна. Согласно наблюдениям и теоретическим рассмотрениям известно, что чем выше энергия HXR источника, тем ниже он возникает и тем меньше его размер. Для лимбовой вспышки M5.8 6.01.2004 получена связь между размерами и высотой источника HXR и его энергией по наблюдениям и расчётам по модели толстой мишени для случая однородной и многокомпонентной хромосферы. Наблюдаемая зависимость размера источника от энергии лучше согласуется с многокомпонентной моделью хромосферы [16]. В [7] для вспышки X1.5 6.12.2006 высота образования континуума в G-полосе оценена порядка 0–100 км, а HXR (50–100 keV) – 6500 км. По оценкам в рамках модели толстой мишени высоты образования HXR эмиссии с энергиями между 120 keV и 25 keV лежат между 600 и 1200 км [17]. В [18] исследуется лимбовая вспышка M3.5 24.02.2011 на основе анализа изображе-

ний, полученных в EUV и континууме вблизи 617.3 nm (SDO) и изображений в SXR и HXR (RHESSI). Показано, что 35–100 keV HXR источники располагались на высоте 0.8–1.7 Mm над фотосферой, эмиссия в 617.3 nm на 1.5–3 Mm, EUV излучение на 3 Mm, а SXR излучение располагалось в вершине петли в короне. Высоты определялись с использованием модели толстой мишени и метода, описанного в [17]. В [13], с привлечением наблюдений со STEREO B (19.5 nm), авторы показали, что вспышка 24.02.2011 действительно произошла на видимой стороне диска Солнца. По их оценкам HXR и WL эмиссии образуются на высотах 305 ± 170 км и 195 ± 70 км. Полученные значения кажутся заниженными.

Как мощные, так и слабые вспышки могут излучать в континууме в широком диапазоне $\lambda\lambda$. Излучение вспышки в н. с. хорошо коррелирует с HXR по времени, интенсивности и локализации на диске Солнца и может превосходить излучение в спокойном Солнце на 100 и более %. Контраст изменяется с λ . Эффективная температура излучения вспышки в континууме $T_{\text{eff}} \sim 10^4$ К. При высокой электронной плотности излучение в белом свете и HXR может наблюдаться в самих вспышечных петлях, в то время как обычно оно образуется в нижних слоях атмосферы Солнца. Определение высот зарождения излучения в разных диапазонах энергий, в том числе излучения белой вспышки, затрудняется недостаточным разрешением и отсутствием хорошей модели вспыхивающей хромосферы и понимания процессов, ответственных за образование континуума [18, 13].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 11-02-00843а и частично поддержана Программой П-22 Президиума РАН и грантом РФФИ 13-02-00714.

Литература

1. Hudson H.S., Wolfson C.J., Metcalf T.R., Sol. Phys., **234**, 79, 2006.
2. Jing J., Chae J., Wang H., Ap. J., **672**, L72, 2008.
3. Xu Y., Cao W., Liu C., et al., Ap. J., **641**, 1210, 2006.
4. Veronig A.M., Brown J.C., Ap. J., **603**, L117, 2004.
5. Raymond J.C., Space Sci. Rev., **173**, 197, 2012.
6. White S. M., Benz A. O., Christe S., et al., Space Sci Rev., **159**, 225, 2011.
7. Watanabe K., Krucker S., Hudson H. and al., Ap. J., **715**, 651, 2010.
8. Kretzschmar M., A&A, **530**, A84, 2011.
9. Xu Y., Cao W., Liu C., et al., Ap. J., **607**, L131, 2004.
10. Jess D.B., Mathioudakis M., Crockett P.J., Keenan F.P., Ap. J., **688**, L119, 2008.
11. Oliveros J.-C. M., Couvidat S., Shou J., et al., Sol. Phys., **269**, 269, 2011.
12. Maurya R.A., Vemareddy P., Ambastha A., Ap. J., **747**, 134, 2012.
13. Oliveros J.-C. M., Hudson H.S., Hurford G.J., et al., Ap. J. Letters, **753**, L26, 2012.
14. Hao Q., Guo Y., Dai Y., et al., A&A, **544**, L17, 2012.
15. Ding M.D., ASP Conf. Ser., 368, P. Heinzel, I. Dorotic and R. J. Rutten, eds. 2007.
15. Kontar E.P., Hannah I.G., Jeffrey N.L.S., Battaglia M., Ap. J., **717**, 250, 2010.
17. Battaglia M., Kontar E.P., Ap. J., **735**, 42, 2011.
18. Battaglia M., Kontar E.P., A&A, **533**, L2, 2011.

КАТАЛОГИ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ПО ПРЯМЫМ И КОСВЕННЫМ ДАННЫМ

Ривин Ю.Р.

Ju_rivin@online.de

CATALOGUES OF RESULTS OF SUPERVISION OF SOLAR ACTIVITY ON STRAIGHT LINE AND INDIRECT DATA

Rivin Yu.R.

From a position of possibility of reliable selection and the analysis of decade and century variations of the solar activity (SA) ($10 \leq T < 1000$ years) conducted research of four most known catalogs of straight and indirect visions. The conclusions is drawn that they while are of little use for analyses of such variations.

Каталоги результатов прямых наблюдений солнечных пятен

Наблюдения солнечных пятен астрономическими методами за ~400 лет привели к значительной неоднородности рядов среднегодовых значений чисел Вольфа (W). Эта неоднородность обусловлена, в основном, тремя причинами:

1) совершенствование на указанном интервале разрешающей способности оптических приборов (от зрительных труб времён Галилея до современных телескопов), что привело к значительному увеличению вклада мелких пятен;

2) большая величина отклонений суточных наблюдений от среднего значения W за год (особенно до середины XIX века),

3) изменение в течение года метеорологических условий наблюдений, что при вычислении среднегодового значения не по всем суточным значениям, а только по нескольким интервалам, как следует из пункта 2, увеличивает систематическую погрешность его определения.

Отсюда изучение по ряду Р. Вольфа свойств декадных и вековых вариаций SA, для которых на частях интервала данные имеют соотношение (сигнал/шум) ≤ 1 , затруднительно, может привести при интерпретации к ошибочным выводам.

Ещё более затруднительно такое изучение по каталогу визуальных наблюдений крупных солнечных пятен Виттмана-Сю. Согласно Наговицыну [1] в нём приведено ~250 наблюдений за более чем 18 веков (в среднем это одно наблюдение за ~7,2 года). Но могут наблюдаться до 1 события в год. Основные источники информации в нём заимствованы из китайских летописей.

Уже из такого краткого описания каталога следует, что он плохо пригоден для выделения декадных вариаций ($10 \leq T < 100$ лет), содержит множество систематических погрешностей. А если учесть какой разброс имеют

среднесуточные значения W относительно среднегодовых, то эти данные практически непригодны для изучения и вековых вариаций СА.

Каталоги косвенных данных

Использование данных по частоте появления полярных сияний (ШОВ). Используя в основном данные по частоте появления полярных сияний (ЧППС) в Европе и в некоторых других странах, близких к северному овалу полярных сияний, Шов скорректировал результаты Р. Вольфа по определению эпох экстремумов 11-летних циклов W_{\max} и продлил их вплоть до 1500 г. ([2], табл. 19). Естественно, что он не смог при таком подходе дать для соответствующих циклов величины W_{\max} и погрешности их получения. Значения оценок (W) он получил из определения уравнений регрессии кривых W_{\max} с соответствующими кривыми ЧППС. Кроме того, он предположил, что регрессионные соотношения двух кривых по данным XX века, можно распространить на более ранние годы.

Правильность полученного соотношения и достоверности предположения Шов были проверены в работе [3]. В ней сопоставлены изменения среднегодовых значений W с одновременными соответствующими изменениями трёх индексов (aa , K геомагнитной обс. Нимег, A_p) геомагнитной активности (ГА) на интервале наиболее точных и надёжных измерений в циклы №№18–22 (три разных по методу получения индекса ГА выбраны для повышения надёжности описания изменений ГА). По анализу этих кривых сделан вывод о значительных расхождениях кривых W и ГА в циклы №№18, 20–21, хотя в циклы №№ 19 и 22 наблюдается их корреляция (с запаздыванием максимума ГА относительно максимума СА на ~ 1 год). Существование на отдельных этапах различий в изменениях кривых солнечной и геомагнитной активностей свидетельствует о том, что использование метода линейной регрессий для описания связи W и ПС, а также линейной экстраполяции её на другие временные интервалы может привести к ложной интерпретации результатов анализа.

Подтверждает сомнения в возможности использования ЧППС для построения экстремумов 11-летних циклов W также вывод Шрёдера [4] о наблюдениях в Китае большого количества сияний в XVII веке (в период минимума Маундера, предполагаемого Эдди [5]).

Кроме того, овал полярных сияний на протяжении нескольких веков (за счет вековых вариаций магнитного поля Земли) меняет своё положение в пространстве, что отражается на возможности наблюдений сияний из одного пункта [6].

Указанные недостатки метода могут быть уменьшены при переходе от наблюдений ЧППС к работам с возмущениями геомагнитного поля, получением сращенных рядов этих процессов. При этом следует разобраться в какие циклы СА кривые W и ГА совпадают, а в какие нет.

Данные по радиоуглероду ^{14}C . Анализ этих данных на интервале ~ 400 лет приведён в работах Ривина [7, 8]. Используются ряды практически ежегодных значений ^{14}C из работы [9] и других авторов. Выводы:

1. После удаления методом цифровой фильтрации из исходной кривой ^{14}C низкочастотной части в оставшейся кривой амплитуды большинства колебаний лишь немного превышают среднеквадратическую погрешность получения исходных данных.

2. На интервале 1700–1950 гг. отдельные 11-летние циклы вч- части ^{14}C проходят в противофазе с циклами W (что соответствует современным данным по галактическим космическим лучам и числам Вольфа), но на большей части интервала такая согласованность изменений отсутствует.

3. В спектре ^{14}C на этом интервале наибольшую высоту имеет гармоника с $T \approx 10, 5$ лет. Но она значительно зашумлена колебаниями с периодами $T \approx 6\text{--}30$ лет. После разбиения интервала анализа на три части роль шумовых гармоник на каждой из них возрастает.

4. При изучении вековых вариаций в первую очередь следует упомянуть работу Эдди о минимуме Маундера [5]. Последующий обзор вековых вариаций ^{14}C приведён в работе Васильева и Дергачева [10]. Дергачев спектральными методами выделил вариацию радиоуглерода с $T \approx 200$ лет и предположил, что она обусловлена солнечной активностью [11]. Позже такая вариация на интервале ~ 600 лет, но во временной области выделена методом цифровой фильтрации в [8]. Она сопоставлена с изменениями магнитных циклов ряда Андерсона (эти две кривые проходят в противофазе с небольшим сдвигом друг относительно друга и в какой-то мере коррелированы. Наличие корреляции служит дополнительным аргументом в пользу предположения Дергачева). Однако коэффициент их корреляции столь мал, а ряд столь короток, что он не может быть использован пока для коррекции ряда W .

И ещё одно замечание. Исследования связи 11-летних циклов W и ГКЛ показывают, что описание их эмпирической связи вызывает большие трудности, которые частично связаны с фазовыми сдвигами двух кривых, появлением у них гистерезиса [12–14]. Причем такой сдвиг предполагается систематическим от одного цикла к другому (например, последняя работа в скобках). Позже было показано, что сдвиг между двумя этими кривыми имеет место только в нечетные 11-летние циклы W (по цюрихской нумерации), в четные циклы он значительно меньше [15]. Причины такого сдвига пока в научной литературе не обсуждались.

Анализы работ [7, 8, 15], а также других авторов показывают, что данные по ^{14}C пока не пригодны для восстановления по ним 11-летних циклов W с необходимой точностью, но они уже теперь позволяют получить некоторую информацию о вековых вариациях СА.

К сожалению, современные данные из-за большой зашумленности практически не позволяют воспользоваться этим методом для восстановления декадных циклов W в прошлые эпохи. Остаётся надежда, что при

повышении точности метода до значений, которые позволят изучать и десятилетние и вековые вариации солнечной активности, такие исследования будут проведены.

При этом было бы полезным изучить также корреляцию между соответствующими вариациями галактических космических лучей и изотопа радиоуглерода ^{14}C , что позволило бы определить нижнюю границу применимости этого косвенного метода.

В заключение хочется поблагодарить В.А. Дергачева за помощь в *освоении материалов и знаний по проблемам изучения изотопа радиоуглерода ^{14}C* .

Литература

1. *Наговицын Ю.А.* // Сб. Крупномасштабная структура солнечной активности: достижения и перспективы. СПб. ГАО. С. 175–180. 1999.
2. *Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.В.* – Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. – М.: Наука. 296 с. 1986.
3. *Ривин Ю.Р.* // Сб. Солнце в эпоху смены знака магнитного поля. СПб. Пулковое. ГАО. С. 349–352. 2001.
4. *Шрёдер (Schröder W.)* Das Phänomen des Polarlichts. Erträge der Forschung. Band 218. Wissenschaftliche Buchgesellschaft. 156 s. 1984.
5. *Эдди Дж.* // УФН. Т. 125. Вып. 2. С. 315–329. 1978.
6. *Фельдштейн Я.И., Левитин А.Е., Головков В.П.* // Геомагнетизм и Аэрономия. Т. 27. №1. С. 59–63. 1987.
7. *Ривин Ю.Р.* // Геомагнетизм и Аэрономия. Т. 38. №3. С. 183–189. 1998а.
8. *Ривин Ю.Р.* // Известия АН СССР. Серия физическая. Т. 63. №11. С. 2115–2121. 1999.
9. *Стювер, Бразиунас (Stuiver V., Braziunas T.F.)* The Holocene. V. 3. P. 289. 1993.
10. *Васильев В.А., Дергачев В.А.* // Известия АН СССР. Серия физическая. Т. 44. №12. С. 2510–2527. 1980.
11. *Дергачев В.А.* // Известия АН СССР. Серия физическая. Т. 59. № 7. С. 53–62. 1995.
12. *Дорман Л.И.* Вариации космических лучей и исследование космоса. М.: АН СССР. 1027 с. 1963.
13. *Базилевская Г.А., Горчаков Е.В., Охлопков В.П., Охлопкова Л.С., Свиржевский Н.С., Стожков Ю.И.* // Геомагнетизм и Аэрономия. Т. 30. № 6. С. 887–892. 1990.
14. *Стожков Ю.И., Чарахчян Т.Н.* // Известия АН СССР. Серия физическая. Т. 34. С. 2439. 1970.
15. *Ривин Ю.Р.* // Известия АН СССР. Серия физическая. Т. 62. № 6. С. 1266–1268. 1998б.

КРАТКАЯ СХЕМА МЕХАНИЗМА ГЕНЕРАЦИИ 11-ЛЕТНИХ ЦИКЛОВ, НАБЛЮДАЕМЫХ НА ПОВЕРХНОСТИ ФОТОСФЕРЫ СОЛНЦА В ИЗМЕНЕНИЯХ КОЛИЧЕСТВА ПЯТЕН И ФОНОВОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Ривин Ю.Р.
Ju_rivin@online.de

THE SHORT SCHEME OF THE MECHANISM OF GENERATION OF 11-YEAR CYCLES OBSERVED ON THE SURFACE OF THE PHOTOSPHERE OF THE SUN IN CHANGES OF QUANTITY OF SPOTS AND THE BACKGROUND MAGNETIC FIELDS

Rivin Yu.R.

Analyses of properties of cyclic decade variations of the background magnetic field (BMF) on the Sun photosphere (out of active areas) by data for the last ~150 years allow to draw a conclusion that this field globally and changes as amplitude-modulated quasiharmonious process with $T \approx 22$ years. On the basis of this conclusion the hypothesis of the detector mechanism of generation of 11-year cycles BMF, and also solar spots is offered.

Введение

Гневывшев [1, 2], по-видимому, был первым, кто связал второй максимум 11-летнего цикла солнечной активности (СА) с появлением новой активности в короне вблизи экватора (широты $10-15^\circ$), а не на $\sim 30^\circ$, где обычно появляются пятна, создающие основной максимум. При этом он заключил о существовании в СА двух 11-летних циклов разной природы. Оба его вывода в дальнейшем подтвердились.

Анализ фоновое магнитное поле Солнца

Несколько ранее в 1959 году в обсерватории Маунт Вильсон были начаты регулярные ежедневные измерения магнитных полей на поверхности фотосферы по всему диску Солнца. Но их активные анализы начались спустя 16 лет после разработки МакИнтошом метода синоптических карт *Ha*. Важный вклад в эти исследования внесли работы Макарова с коллегами. В одной из них приведён рисунок, где в средней части даётся миграция гелиошироты нейтральной линии фонового магнитного поля (ФМП) с разными полярностями на интервале 1864–1985 гг., усреднённая по трём оборотам Солнца [3]. Анализ этого рисунка позволяет мне сделать следующие выводы:

1. ФМП каждой полярности появляется на поверхности фотосферы вблизи экватора и затем, непрерывно продвигаясь к полярным регионам (меридиональный дрейф), заполняет их через 11 лет. После этого оно остаётся там ещё ~ 11 лет как полярное поле (возможно, частично меняя свой-

ства за счет широтного градиента вращения). Затем ФМП этой полярности через 22 года после своего появления практически мгновенно сбрасывается на экватор, начинается цикл с другой полярностью.

2. Усреднение исходных данных только за три оборота Солнца не позволяет раздельно изучать вариации с периодами $T \approx 2-3$ года и с $T \geq 10$ лет, которые, по-видимому, обусловлены разными процессами и источниками на Солнце.

3. Данные наблюдений Солнца свидетельствуют, что магнитный цикл ФМП и его основная транспортная составляющая (меридиональный дрейф) на поверхности фотосферы существуют, по крайней мере, с середины XIX века.

Следующим этапом изучения свойств ФМП стали его сферические гармонические анализы (СГА). Обзор ряда работ с применением СГА приведён в [4].

Авторы [5] предложили для изучения свойств ФМП свой вариант СГА, который использован в дальнейшем в работах [4, 6], а также в [7], где дана иная интерпретация результатов анализов в [4]. По анализам работы [6] было сделано два вывода:

1) Квазициклическое изменение ФМП на экваторе с $T \approx 22$ года и амплитудой ~ 1 Гс наблюдается только в меридиональной компоненте. В двух других компонентах (в пределах погрешности получения данных) оно отсутствует.

2) Между кривыми модульных значений радиальной и широтной компонент фазовые сдвиги отсутствуют, но максимумы W и модуля меридиональной компоненты опережают их на ~ 1 год.

Авторы [4] получили для полосы широт $\pm 70^\circ$ на фотосфере цифровые суточные синоптические карты трёх компонент за 1969–2000 гг. и уже по ним карты разных осреднений вплоть до 40 CR. Последние были использованы частично для анализов в [7–9]. Основные результаты этих анализов следующие:

1) Карты подтверждают высказанное в [3] мнение о существовании в конвективной зоне Солнца механизма генерации ~ 22 -летнего (магнитного) цикла ФМП. Такой цикл ФМП создаётся двумя процессами:

– поступлением из конвективной зоны на экватор поверхности фотосферы плазмы и с нею магнитного поля диполя, который, судя по пространственной структуре меридиональной и радиальной компонент, расположен в плоскости экватора;

– меридиональным дрейфом, этого поля (вместе с плазмой?) от экватора к полярным регионам, пребыванием их там ещё ~ 11 лет и после этого быстрым сбросом на экватор.

2) Поле «квазиосевого центрального диполя ФМП» реально создаётся полярными ФМП разных полушарий, когда в каждом из полушарий потоки новой полярности заполняют полярные регионы. Это поле скорее дипо-

ля Шмидта, чем осевого диполя Гаусса. Возможно, оно обусловлено процессами в верхней области конвективной зоны.

3) 11-летние изменения амплитуды |ФМП| (которые являются результатом детектирования амплитудно-модулированных вариаций этого поля с $T \approx 27-30$ дней и их двух последующих гармоник), меняются во времени, а также по поверхности фотосферы, но меридиональный дрейф у них отсутствует.

Обсуждение

Существование на Солнце механизма создания квазигармонического ФМП, изменяющегося глобально с $T \approx 22$ года (поскольку его источник находится на экваторе) позволяет предположить детекторную схему образования 11-летних циклов локальных магнитных полей (ЛМП) (активные области, пятна и пр.) и ФМП. По этой схеме 11-летние циклы глобального и локальных полей, по-видимому, обусловлены детектированием 22-летнего колебания двумя детекторами с различными свойствами.

Детектор ФМП (он обязан, возможно, широтному градиенту скорости вращения различных слоёв Солнца) приводит к модуляции 11-летним циклом амплитуды вариации с $T \approx 27-30$ дней (и её двух гармоник).

Детектирование глобального магнитного поля, изменяющегося с $T \approx 22$ года, потоками, ответственными за локальные поля, а также за методы их наблюдения (пятна без их полярности), приводит в числах Вольфа к преобразованию исходного квазигармонического колебания в последовательность косоугольных импульсов (изменения высот которых с цикла №10 содержат колебание, имеющее $T \approx 22$ года), а также к противофазному изменению высоты цикла и продолжительности ветви его роста.

В принципе процесс появления солнечных пятен во времени в любой точке поверхности фотосферы в какой-то мере хаотичен. Но, находясь в глобальном магнитном поле, изменяющемся с $T \approx 22$ года, он, будучи нелинейным, детектирует это изменение, что приводит к модуляции амплитуды такого процесса второй гармоникой магнитного цикла.

Таким образом, детектор ЛМП имеет значительно более сложную структуру, чем структура детектора ФМП. Возможно, именно поэтому в ФМП более полно и отчетливо выявляется реальная и полная картина механизма генерации магнитного цикла, становится более обоснованным и доказательным наличие его внутри Солнца.

Выводы

1. Циклические декадные вариации фонового магнитного поля Солнца, которые наблюдаются со второй половины XIX века, обусловлены механизмом генерации квазигармонического 22-летнего колебания. Их формальный источник – динамика горизонтального диполя, лежащего в плоскости экватора (переход от формального к физическому источнику пока затруднителен из-за недостаточного знания о процессах в этой обла-

сти Солнца). Столь глубинное нахождение источника позволяет допустить глобальность этого поля (т.е. оно включает и полярные поля). Такое допущение согласуется с результатами анализов гелиосейсмологии. Глобальность ФМП даёт основание предположить, что появление 11-летних циклов в ФМП и в ЛМП обязано двум детекторам со значительно различающимися свойствами. Такой подход к трактовке механизма генерации 11-летней цикличности чисел Вольфа в какой-то мере служит продолжением на новом уровне радиофизического подхода, который использовали авторы [10].

2. В рамках изложенной детекторной схемы находят объяснение два максимума на $T \approx 10$ –11 лет в амплитудном спектре чисел Вольфа.

3. Изложенные результаты анализов показывают необходимость значительной коррекции существующих схем механизмов генерации 22- и 11-летних циклов солнечной активности, построенных на анализах свойств только солнечных пятен.

Литература

1. *Гневнышев М.Н.* // *Астроном. ж.* XL, 3. С. 401–412. 1963.
2. *Gnevnyshen M.N.* // *Solar Physics.* Vol. No. 1, P 107, 1967.
3. *Бумба В., Макаров В.* // Сб. Солнечные магнитные поля и корона. Труды XIII Консультативного совещания по физике Солнца. Наука. Сибирское отд-е. Т.1. С.51–71. 1989.
4. *Ivanov E.V., Obridko V.N.* // *Solar Physics.* Vol. 206. P. 1–19. 2002.
5. *Харшладзе А.Ф., Иванов К.Г.* // *Геомагнетизм и Аэрономия.* Т. 34. №4. С. 22–28. 1994.
6. *Обридко В.Н., Ривин Ю.Р.* // *Астрономический журнал.* Т. 73. №5. С. 812–818. 1996.
7. *Ривин Ю.Р.* // Сб. Солнце в эпоху смены знака магнитного поля. Труды конференции. СПб. Пулковое. ГАО РАН. С. 337–340. 2001.
8. *Ривин Ю.Р.* // Сб. Солнечная и солнечно-земная физика 2008. Труды конференции. СПб. Пулковое. ГАО РАН. С. 337–342. 2008.
9. *Ривин Ю.Р.* // Сб. Год астрономии: солнечная и солнечно-земная физика – 2009. Труды конференции. СПб. Пулковое. ГАО РАН. С. 381–384. 2009.
10. *Гудзенко Л.И., Чертопруд В.Е.* // Сб. Кинематика простых моделей теории колебаний. Труды ФИАН, Т.90. М.: Наука, С.154–198, 1976.

ПРАВИЛО ГНЕВЫШЕВА-ОЛЯ В СВЕТЕ АНАЛИЗА ДЕКАДНЫХ И ВЕКОВЫХ ВАРИАЦИЙ ЧИСЕЛ ВОЛЬФА ЗА ~300 ЛЕТ

Ривин Ю.Р.

Ju_rivin@online.de

THE RULE GNEVYSHEVA-OLYA IN THE LIGHT OF ANALYSES OF DECADE AND CENTURY VARIATIONS OF NUMBERS OF WOLF IN ~300 YEARS

Rivin Yu. R.

11 cycles of numbers of Wolf (W) – result of detecting of 22 years' change which is forming in a convective zone of the Sun. One of features of this detector emergence in the transformed initial process of modulation of heights of cycles by fluctuation with the initial period. The rule Gnevysheva-Olya contains reflection of this situation. New interpretation of ranges of the constant signs and sign-variable ranks W considered in (Rivin, 1999) is follow-up given.

Низко- и высокочастотные изменения высот 11-летних циклов чисел Вольфа (W) после их сглаживания скользящим интервалом 3 цикла проанализированы совместно в работе [1]. В предлагаемой работе сделана попытка дать ответ на вопрос: что же реально сегодня отражает правило Гневывшева-Оля (ПГО) в процессах образования пятен на поверхности фотосферы, каков его вклад в физику Солнца.

Анализ и обсуждение

Авторы ПГО [2] формулируют правило так: «Последовательность сумм чисел Вольфа за 11-летний цикл имеет следующие свойства:

1. Два соседних 11-летних цикла образуют 22-летний цикл.
2. 22-летний цикл начинается всегда с 11-летнего цикла, имеющего четный номер (по нумерации Цюриха).
3. Амплитуда нечетного 11-летнего цикла всегда больше амплитуды предыдущего четного (исключение циклы №№4, 5).
4. Эти свойства выполняются для ряда чисел Вольфа вплоть до 1700 г.»

Первое правило. Ещё в начале XX века американский астроном Хэйл показал существование 22-летнего цикла в изменениях магнитных полей солнечных пятен с учетом изменения их полярности при переходе от одного 11-летнего цикла к следующему. Сами авторы ссылаются на указания Вольфа, Тернера, Людендорфа о наличии в последовательности средних значений W связанных соседних пар 11-летних циклов. Кроме того, уже сегодня становится ясно, что в результате процесса наблюдения пятен происходит детектирование изменений исходного (первичного) магнитного поля, имеющего период $T \approx 22$ года. Таким образом, здесь уже в то вре-

мя не содержалось какой-либо научной новизны, он был важен только для изложения последующих пунктов.

Второе правило. Оно получено при анализе разного сочетания пар соседних циклов на корреляционной плоскости. Возможно, с применением такого метода оно высказано впервые. Но ещё в [3] знакопостоянный ряд циклов W перестраивался в знакопеременный, путём приписывания соседним циклам с четным номером знак плюс, а последующим нечетным – минус [4], т. е. считался 11-летний цикл с четным номером началом 22-летнего цикла. К сожалению, мне не удалось познакомиться с работой [3], чтобы понять, почему её автор поступил так.

Кроме того, в работе [5] проведена проверка приведённых в ПГО данных на случайность. В выборках случайных чисел, соответствующих числу использованных циклов, были обнаружены такие, которые можно было принять как реально коррелированные. Отсюда был сделан вывод о малой статистике выборки авторов ПГО и поэтому возможной ошибочности их утверждения.

Третье правило. Совместное рассмотрение двух частей сглаживания даёт основание предположить, что оно связано с наложением 11-летнего цикла W на вековой, начавшийся примерно с середины XIX века, нарастающий до циклов №№20, 21, после чего пошедший на убыль, что проявилось в циклах №№22, 23 как превышение высоты четного цикла над высотой нечетного [1].

Четвёртое правило. Выше уже отмечалось, что авторы [2] применили для анализа рассмотрение сумм пар четных и нечетных циклов W на корреляционной плоскости. Ривин [1, 5] для анализа ряда максимальных значений за цикл W_{\max} (в первой из работ показано, что это практически эквивалентно анализам по ΣW) использовал метод цифровой фильтрации и исследовал высокочастотную часть отфильтрованной кривой, куда выделились вариации с $T \leq 30$ лет. По этому анализу сделан был вывод: в изменениях высот W_{\max} после 1700 г. (эпоха близкая к окончанию минимума Маундера) непрерывная последовательность 22-летних вариаций, которая соответствует правилу Гневышева-Оля (ПГО), начинается только с циклов №№10, 11; до них (примерно до середины XIX века) имели место образования, состоящие из двух 11-летних с разными соотношениями высот четных и нечетных циклов, или из 3-4 циклов. После публикации этой статьи были долгие диспуты с авторами ПГО, которые у них вылились во вторую статью на эту тему [6], где они применили к увеличившемуся ряду ΣW тот же метод анализа и поэтому не согласились с моими выводами. В циклы №№22, 23, как отмечалось в пункте 3, соотношение высот четного и нечетного циклов изменилось.

До сих пор ПГО рассматривалось по каждому пункту отдельно. Но совместное рассмотрение пунктов 2 и 3 в рамках изложенной интерпретации даёт основания считать формулировку пункта 2 правила ГО единственной правильной оригинальной общей для солнечных пятен в циклы

№№10–23. Но всё же их опередила публикация Андерсона. Поэтому было бы точнее правило о начале магнитного цикла в последовательности 11-летних циклов W с четного цикла называть правилом Андерсона-Гневышева-Оля (ПАГО).

К приведённой работе Андерсона (незаслуженно забытой в настоящее время) спустя 30 лет обратились Музалевский и Жуков [7], Они построили знакопеременный ряд ΣW за 1749–1958 годы и методом Блэкмана-Тюки провели его спектральный анализ. Анализ подтвердил наличие в спектре гармоник с периодами ~ 22 , 18 и 16 лет. Из этого они сделали вывод, что первая из них единственная, которая имеет физический смысл. При этом на их рисунке не было обращено внимания на отсутствие значимых гармоник в низкочастотной части спектра (периоды ≥ 30 лет).

Спустя ещё ~ 30 лет спектральные анализы знакопостоянного и знакопеременного рядов W методом быстрого преобразования Фурье на нескольких интервалах ряда были проведёны в [8]. В спектре второго ряда была выявлена основная мощная гармоника с $T \approx 22$ года, но в нём практически полностью отсутствовали значимые гармоники с $T \geq 30$ лет, которые имеют место в спектре знакопостоянного ряда W на тех же интервалах. Такое различие спектров послужило дополнительным указанием на то, что среднегодовые значения W – результат детектирования магнитного цикла. Модуляция амплитуды первичного цикла должна была бы проявиться боковыми лепестками у основного максимума, но период модулирующего колебания велик и эти боковые лепестки попали в ширину полосы основного максимума. Однако модуляция амплитуды магнитного цикла проявляется при детектировании магнитного цикла в низкочастотной части спектра знакопостоянного ряда W (до $T \approx 11$ лет).

Существует ещё один аспект, связанный с третьим правилом ГО. В работах [8–10] предположено, что оно обусловлено наложением на тороидальное магнитное поле, создаваемое динамо Бэбкока-Лейтона в приповерхностных слоях конвективной зоны, первичного магнитного квазипостоянного поля, расположенного в её более глубоких слоях. Анализ низкочастотной части изменения таких циклов W позволяет предложить другой механизм: 11-летние циклы наложены на нарастающую и спадающую (с цикла №21) ветви вековой вариации.

Выводы

1. Правило Гневышева-Оля не имеет отношения к первичному магнитному полю, изменяющемуся с $T \approx 22$ года (цикл Хэйла), механизм которого существует в конвективной зоне. Оно даёт описание такой периодичности в принципиально ином физическом процессе – в изменениях высот 11-летних циклов (их модуляции), которое возникает при детектировании первичного магнитного поля процессами прихода потоков плазмы с магнитным полем из глубин конвективной зоны к поверхности фотосферы. Таким образом, появление этой периодичности в W обязано свойствам не

первичного магнитного поля, а детектора. И, возможно, эти свойства детектора со временем меняются (что привело к появлению магнитного цикла в модуляции высот только с цикла №10).

2. На сегодня единственное достоверное ПГО для циклов №№10–23 – правило №2 (22-летний цикл в W начинается с цикла, имеющего четный номер). Но, учитывая статью Андерсона [3], возможно, его название следует изменить на правило Андерсона-Гневышева-Оля (ПАГО).

3. Сравнение амплитудных спектров знакопостоянного ряда Вольфа и знакопеременного ряда Андерсона показывает их существенное различие для вариаций с $T \geq 30$ лет, заключающееся в отсутствии таковых в спектре второго ряда [7, 8]. Различие спектров показывает, что первичное магнитное поле имеет только одну основную гармонику с $T \approx 22$ года. Более продолжительные вариации обязаны модуляции амплитуды магнитного цикла. Они проявляются лишь в низкочастотной части сглаживания и в спектре второй гармоники магнитного цикла.

4. Предложен новый механизм причины различия высот двух соседних 11-летних циклов W .

Литература

1. Ривин Ю.Р. // Сб. Солнечная и солнечно-земная физика – 2012. Труды XVI конференции по физике Солнца. СПб. Пулковое. ГАО. С. 117–120. 2012.
2. Гневышев М.Н., Оля А.И. // *Астрономический журнал*. Т. 25. С.18–20. 1948.
3. Андерсон (Anderson C.H.) // *Bull. Syst. Tech. J. V.* 18. P. 292–299. 1939.
4. Витинский Ю.И., Конецкий М., Куклин Г.В. *Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца*. М.: Наука. 296 с. 1986.
5. Ривин Ю.Р. // *Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца*. М.: Наука. Выпуск 56. (Физика Солнца). С.88–94. 1981.
6. Гневышев М.Н., Оля А.И. // *Солнечные данные*. Л.: Наука. №8. С.90–92. 1987.
7. Музалевский Ю.С., Жуков Л.В. // *Солнечные данные*. Л.: Наука. Бюлл. 12. С.77–84. 1969.
8. Rivin Yu.R. // *Astronomical and Astrophysical Transactions*. Vol.18. PP. 287–296.1999.
9. Пудовкин М.И., Беневоленская Е.Е. // *Астроном. журнал*. Т.61. Вып.4. С. 783–788. 1984.
10. Boyer D.W., Levy E.H. // *Astrophys. J. V.* 277. P. 848–861. 1984.
11. Levy E.H., Boyer D.W. // *Astrophys. J. Lett. V.* 254. N1. P. L19 – L22. 1982.

УСРЕДНЕННАЯ ФОРМА 11-ЛЕТНИХ ЦИКЛОВ ПЯТНООБРАЗОВАНИЯ НА СОЛНЦЕ

Рощина Е.М., Сарычев А.П.

*Государственный астрономический институт имени П.К. Штернберга
Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

THE AVERAGE SHAPE OF 11-YEAR SUNSPOT CYCLES IN THE SUN

Roshchina E.M., Sarychev A.P.

Sternberg Astronomical Institute Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

We propose to approximate every 11-year cycle of solar activity by a function with three parameters. The first parameter determines the cycle position on the time axis, the second one shows the length of the rise phase of the activity index, and the third one is the maximum of smoothed index value.

Рассматривается классическая задача подбора функции, аппроксимирующей изменения индекса активности на протяжении 11-летнего солнечного цикла (см. книгу [1] и статьи [2–5]). Используются среднемесячные значения числа Вольфа для циклов №№ 8–23 по цюрихской нумерации. При этом участки взаимного перекрытия циклов вблизи минимума активности не используются. Однако учитываются общепринятые значения даты и величины минимума (предполагается, что вклады соседних циклов в величину минимума одинаковы).

Для каждого цикла зависимость индекса активности от времени $R(t)$ аппроксимировалась функцией

$$R(t) = R_M \left(\frac{t-t_0}{T} \right)^p \exp \left(\frac{p}{q} \left(1 - \left(\frac{t-t_0}{T} \right)^q \right) \right), \quad (1)$$

эмпирические параметры которой t_0 , T , R_M имеют смысл основных количественных характеристик цикла. Параметр t_0 показывает стартовое время цикла, T – продолжительность плавного роста активности от начала цикла t_0 до момента максимума t_M , а R_M – амплитуду цикла, т.е. значение сглаженного индекса активности в максимуме $R_M = R(t_M)$. Коэффициенты p , q (не обязательно целые) нужно задать заранее. Подбирая значения p , q , можно уменьшить погрешность аппроксимации (частный случай для $p = q = 2$ рассмотрен в статье [6]).

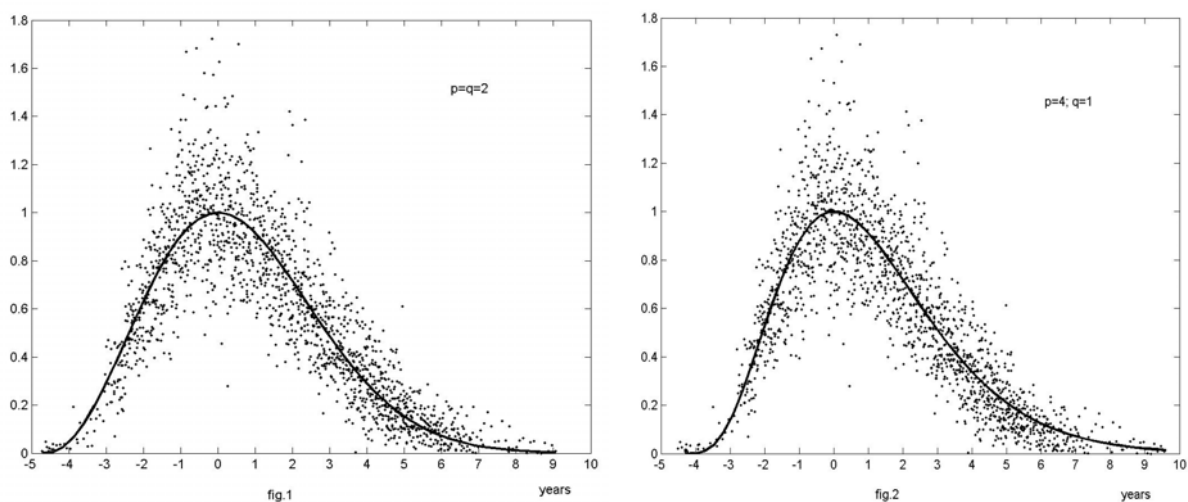
Такой подбор осуществляется не для каждого цикла в отдельности, а одновременно для всех 16 циклов. Предварительно циклы нормируются по амплитуде R_M , длительности ветви роста T и совмещаются друг с другом в точке максимума. Для совмещения в максимуме нужно в каждом цикле перейти от реального времени t к условному времени $\tau = t - t_M = t - t_0 - T$,

нуль-пунктом которого является дата максимума. Уравнять циклы по амплитуде можно, разделив все значения индекса $R(\tau)$ для данного цикла на соответствующее значение R_M . В результате любой цикл будет достигать максимума, равного единице, в момент $\tau = 0$. При этом аппроксимирующая функция (1) преобразуется к такому виду

$$r(\tau) = R(\tau)/R_M = \left(\frac{\tau}{T} + 1\right)^p \exp\left[\frac{p}{q}\left(1 - \left(\frac{\tau}{T} + 1\right)^q\right)\right]. \quad (2)$$

Функция (2) содержит единственный индивидуальный параметр цикла – продолжительность ветви роста T . Искусственным приёмом можно функции (2) для всех циклов сжать или растянуть по оси времени τ так, чтобы они совпали между собой. Для этого значения функции $r(\tau)$ следует относить не к аргументу τ , а к аргументу $\tau_x = \tau (T_x / T)$. Здесь T_x – заранее заданная продолжительность ветви роста наложенных друг на друга функций вида (2). Если в качестве T_x использовать среднее значение параметра T для многих циклов, то функция $r(\tau_x)$ будет характеризовать форму некоего «среднего» цикла единичной амплитуды. В дальнейшем такую функцию будем называть «типичной формой цикла».

Описанную выше процедуру наложения друг на друга функций (1), аппроксимирующих разные циклы, можно применить для использованных значений индекса активности. В итоге, получим показывающую типичную форму цикла функцию вида (2) на фоне всех точек, послуживших основой для её вычисления. Важно, что на таком графике можно объединить нормированные данные для всех анализируемых циклов и сравнить их с наложенными друг на друга функциями вида (2). По этому графику можно судить, насколько удачным был выбор комбинации коэффициентов p , q . В качестве примера рассмотрим рис. 1 и 2, построенные соответственно для $p = q = 2$; $T_x = 4.6$ года и $p = 4$; $q = 1$; $T_x = 4.3$ года.



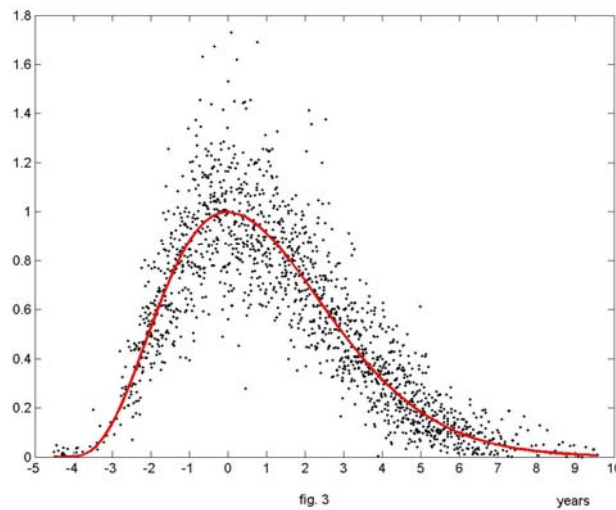
На рисунках видно, что в первом случае плохо аппроксимируется ветвь роста активности, а во втором – окончание ветви роста спада. Поскольку эмпирические параметры t_0 , T , R_M функции (1) относятся к ветви роста, то их можно определять, задав $p = 4$; $q = 1$ (см. рис. 2). Результаты такой аппроксимации приводятся в таблице.

№ цикла	t_0	T	R_M	№ цикла	t_0	T	R_M
8	1833.19	4.06	133.9	16	1923.27	4.21	78.5
9	1843.69	4.83	110.6	17	1933.70	4.26	113.6
10	1855.54	4.83	92.0	18	1944.21	3.91	153.6
11	1867.37	3.59	130.7	19	1954.23	3.72	202.5
12	1878.93	4.17	69.7	20	1963.92	5.11	111.4
13	1889.28	4.34	84.4	21	1976.17	4.12	163.6
14	1901.44	4.84	64.0	22	1986.36	3.74	165.1
15	1913.53	4.02	89.3	23	1996.23	4.44	120.3

Чтобы правильно описать не только рост активности, но и её спад, предлагается функцию (1) использовать при условии

$$P = 4; q = 1 \text{ при } t \leq t_M \text{ и } p = 2.5; q = 1.5 \text{ при } t \geq t_M, \quad (3)$$

где $t_M = t_0 + T$. В соответствии с этим условием изменена функция вида (2) на рис. 2 и результат показан на рис. 3.



Судя то этому рисунку, форма типичного 11-летнего цикла близка к функции (1) при условии (3). Используя такую форму цикла и её эмпирические параметры из нашей таблицы, можно вычислить некоторые количественные характеристики 16 рассмотренных циклов. Ниже приводятся соответствующие формулы.

Интеграл индекса активности по всему циклу S равен

$$S = \int_{t_0}^{\infty} R(t) dt = 1.245 T R_M.$$

Дата медианы t_{med} (делит интеграл S пополам) равна

$$t_{med} = t_0 + 1.149 T.$$

Дата центра цикла t_c (математическое ожидание абсциссы аппроксимирующей функции) равна

$$t_c = t_0 + 1.215 T.$$

Дисперсия σ^2 относительно центра цикла t_c равна

$$\sigma^2 = 0.268 T^2.$$

Полуширина аппроксимирующей функции $\Delta t_{0.5}$ (продолжительность участка, на котором индекс активности превышает половину своего максимального значения) равна

$$\Delta t_{0.5} = 1.175 T.$$

Для выбранной нами аппроксимирующей функции коэффициенты асимметрии A и эксцесса E будут одинаковыми для всех циклов:

$$A = 0.72; \quad E = 0.60.$$

Предлагаемый способ нормировки циклов для их объединения отличается от использованного Hathaway для циклов №№ 1–22 [7].

Литература

1. Витинский Ю.И., Конецкий М., Куклин Г.В. Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. М.: Наука. 1986. 296 с.
2. Hathaway D.H., Wilson R.M., Reichmann E.J. Sol. Phys. 1994. V. 151. P.177.
3. De Meyer F. Sol. Phys. 2003. V. 217. P.149.
4. Кононович Э.В. Геомагнетизм и аэрономия. 2005. Т. 45. С.316.
5. Volobuev D.M. Sol. Phys. 2009. V. 258. P.319.
6. Рощина Е.М., Сарычев А.П. Астрон. вестн. 2011. Т. 45. С.552.
7. Hathaway D.H. Living Rev. Sol. Phys. 2010. V.7. № 1. P.1.

ЦИКЛЫ СЕВЕРНОГО И ЮЖНОГО ПОЛУШАРИЯ СОЛНЦА И ИХ ВЛИЯНИЕ НА ХАРАКТЕР СОЛНЕЧНО-ЗЕМНЫХ СВЯЗЕЙ

Рябов М.И., Сухарев А.Л., Собишняк Л.И.

*Одесская обсерватория Радиоастрономического института НАНУ, Украина
e-mail: ryabov-uran@ukr.net*

CYCLES NORTHERN AND SOUTHERN HEMISPHERE OF THE SUN AND THEIR INFLUENCE ON CHARACTER OF SOLAR- TERRESTRIAL CONNECTIONS

Ryabov M.I., Sukharev A.L., Sobitnyak L.I.

Odessa observatory of Radio astronomical Institute NANU

On an example 23 cycles of solar activity are considered the basic properties of its development in northern and southern hemisphere (daily values of Wolf Sunspot Number – W and the daily values of sun spots areas – Sp . Effects of application full-scale Wavelet analysis for studying of temporary structure of formation of a solar cycle have shown that development of a solar cycle on W and Sp various in northern and southern hemispheres. "Leading" period (in northern hemisphere in 340 days, and in southern hemisphere 709 days) is differ. In northern hemisphere the basic continuances were in the range of 60–906 days, and in southern from 60 till 1477 days. The structure of solar-terrestrial communications grows out of action processes of development activity northern and southern hemisphere of the Sun depending on Earth position of rather heliosphere current sheet.

Введение

Анализ данных по индексам числа Вольфа и суммарной площади групп пятен по каждому полушарию Солнца в отдельности показывает различие форм проявлений их активности. Существует характеристика «асимметрии активности» полушарий определяемая как величина отношений показателей индексов отдельных полушарий или как величина их разности. Итоги более ранних исследований северо-южной асимметрии отражены в [1]. Характерно, что для ее исследований использовались среднемесячные значения различных солнечных индексов. Рассмотрение сглаженных среднемесячных значений суммарной площади групп пятен показывает существенное различие в развитии активности в северном и южном полушариях [2]. Вместе с тем исследование природы северо-южной асимметрии наиболее эффективно на основе ежедневных величин чисел Вольфа (WN для северного и WS и южного полушария) и, соответственно, суммарной площади групп пятен – SpN и SpS . Однако определение WN и WS ведутся только с 1992 года и покрывают целиком только 23 цикл. В то же время ряд данных по SpN и SpS содержится в каталогах, начиная с 1874 года. В связи с этим данной работе рассматривается динамика изменения ежедневных величин WN , WS , SpN , SpS с применением вейвлет анализа

прежде всего для 23-го цикла активности. Становится все более очевидным, что исследование «северо-южной асимметрии» является актуальной задачей и здесь возможно получение новых интересных результатов.

Вейвлет анализ

Так как исследуемые ряды данных наблюдений в астрономии представляют сложные, нестационарные процессы, то использование вейвлет-анализа позволяет получить больше информации о проявлении переменности исследуемых данных на разных периодах (или частотах), чем при использовании Фурье анализа [3]. В работе использовалось непрерывное вейвлет-преобразование на основе функции Морле. Это позволяет выделить отдельные гармонические компоненты на разных временных масштабах, проследить их изменение со временем и определить продолжительность их существования [3].

Частотно-временные вейвлет спектры

При проведении вейвлет анализа в результате расчётов получаются матрицы коэффициентов непрерывного вейвлет преобразования, представляющие поверхности в трёхмерном пространстве. Наиболее информативным результатом этих расчётов при изучении частотно-временной структуры сигнала является представление их на плоскости «частота-время».

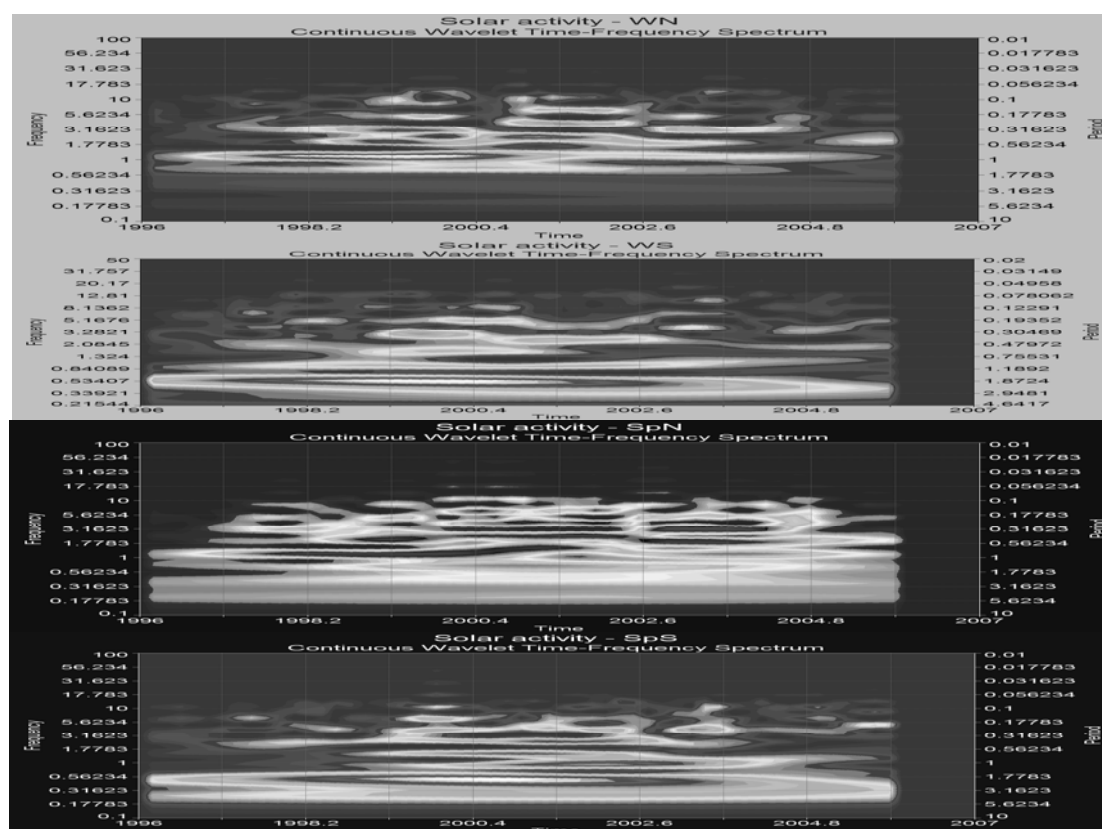


Рис. 1. Вейвлет спектры для индексов WN, WS, SpN, SpS (по горизонтальной оси – годы, по вертикальной период и частота).

Полученные изолинии или изоуровни, позволяют проследить изменение интенсивности амплитуд вейвлет-преобразования на разных масштабах и во времени. Результаты расчетов для WN, WS, SpN, SpS показаны на рис. 1.

На основании вейвлет спектров определены «ведущие» периоды, показывающие максимальные значения спектральной мощности. Результаты показаны в Таблице 1.

Таблица 1.

Годы	WN		WS		SpN		SpS	
	Р (дни)	Мощн.	Р (дни)	Мощн.	Р (дни)	Мощн.	Р (дни)	Мощн.
1996	340	1,8E+04	709	4,3E+04	340	3,9E+06	709	1,9E+07
1997	340	5,4E+04	709	6,9E+04	340	1,2E+07	709	3,3E+07
1998	340	8,4E+04	709	9,0E+04	340	2,0E+07	709	4,8E+07
1999	340	8,5E+04	709	9,9E+04	340	2,0E+07	709	5,8E+07
2000	340	7,2E+04	709	9,8E+04	266	1,8E+07	709	6,0E+07
2001	163	5,4E+04	709	9,1E+04	163	2,0E+07	709	5,8E+07
2002	163	3,4E+04	709	7,0E+04	163	1,9E+07	709	4,8E+07
2003	128	1,6E+04	709	4,4E+04	128	2,4E+07	709	3,1E+07
2004	340	1,2E+04	906	2,5E+04	128	1,4E+07	906	2,3E+07
2005	163	9,5E+03	906	1,7E+04	163	4,6E+06	906	1,5E+07

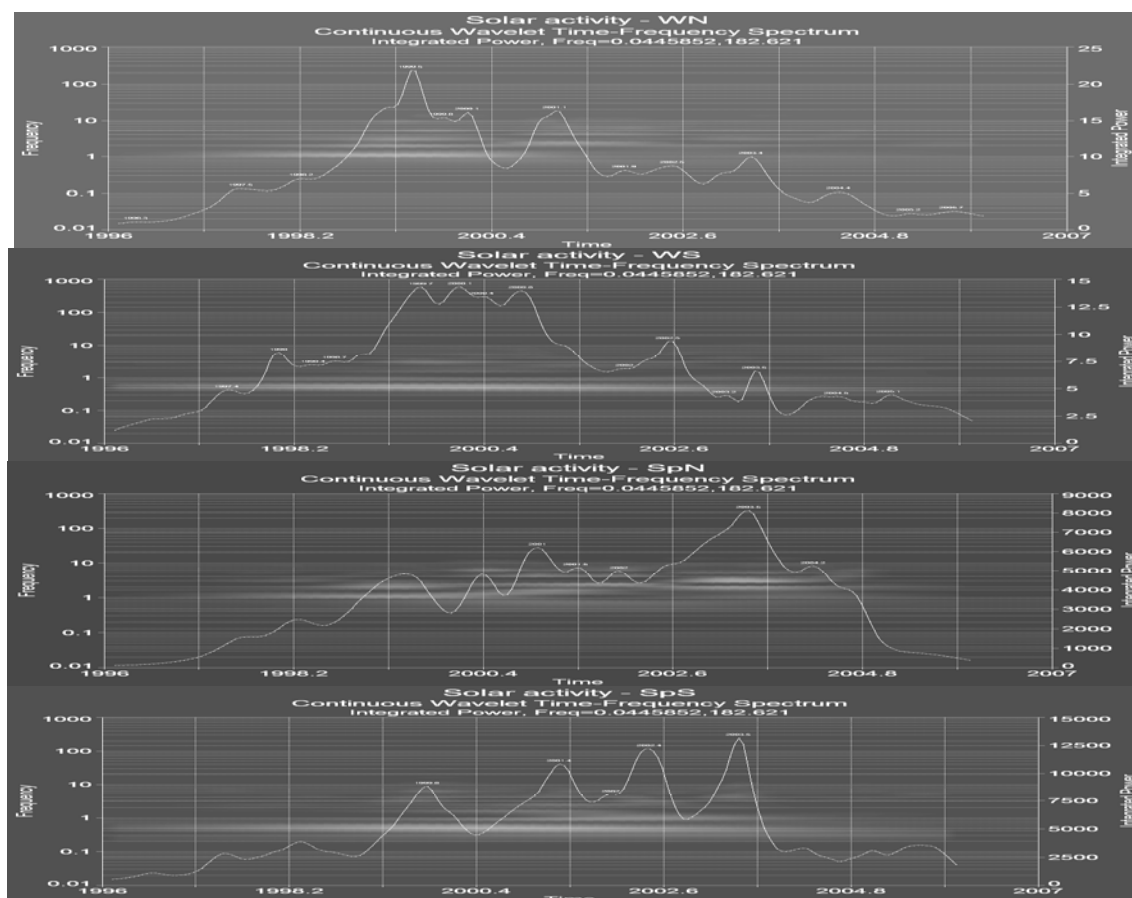


Рис. 2. Глобальный вейвлет спектр для индексов WN, WS, SpN, SpS (по горизонтальной оси – годы, по вертикальной спектральная мощность и частота).

Из данных Таблицы 1. следует, что ведущим периодом для северного полушария для индексов WN и SpN является период 340 суток. В максимуме и на спаде цикла ведущими периодами становятся 163 и 128 суток. Для южного полушария устойчивый «ведущий» период составляет 709 суток для индексов WS и SpS . На фазе спада преобладает период в 906 суток. При этом спектральная мощность у всех ведущих периодов южного полушария систематически выше, чем в северном полушарии. В целом интервал периодов северного располагается в интервале 60–906 дней, а южного полушария от 60 до 1447 дней.

Глобальные вейвлет спектры

Распределение полной энергии сигнала по масштабам можно проследить с помощью глобального вейвлет спектра [4]. Интегральный спектр с усреднением по частоте показывает распределение энергии процесса по времени. Этот вид спектра необходим для определения моментов наибольшей активности исследуемого процесса, который является результатом сложения периодических процессов на разных временных масштабах.

Полученные глобальные вейвлет спектры (Рис. 2) демонстрируют заметное различие в характере и времени проявления периодических процессов формирующих динамику изменений чисел Вольфа и суммарной площади групп пятен – Sp. Для каждого из этих индексов есть отличие в динамике их развития в северном и южном полушариях.

Заключение

Проведенный вейвлет анализ чисел Вольфа и суммарной площади пятен отдельно для северного и южного полушария позволил представить развитие 23-го солнечного цикла как совокупности квазипериодических процессов. Эти процессы имеют различные временные масштабы в обоих полушариях. Также различно развитие солнечного цикла по «генерации» числа центров активности и их суммарной площади. Динамика их развития заметно разнесена во времени. Следствием этих процессов является различная степень воздействия активности северного и южного полушария в зависимости от положения Земли по орбите вокруг Солнца и ее положения относительно гелиосферного токового слоя. Аналогичный анализ проведен и для других солнечных циклов и будет предметом последующих публикаций.

Литература

1. Ю.И. Витинский, М. Копецкий, Г.В. Куклин. Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. М.: Наука, 1986.
2. М.И. Рябов, С.А. Лукашук. Комплексы активности и их роль в аномальной активности северного и южного полушария Солнца. Сб. «Циклы активности на Солнце и звездах». СПб, 2009, с. 121–135.
3. А.Н. Яковлев. Введение в вейвлет-преобразование. Учеб. пособие. Изд-во НГТУ, Новосибирск, 2003.
4. Н.М. Астафьева. Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения. Успехи физических наук, том 166, №11.

РАСЧЕТ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ СОЛНЦА

Садыков В.М.^{1,2}, Зимовец И.В.²

¹Московский физико-технический институт

²Институт космических исследований РАН

COMPUTATION OF POTENTIAL MAGNETIC FIELD IN SOLAR ACTIVE REGIONS

Sadykov V.^{1,2}, Zimovets I.²

¹Moscow Institute of Physics and Technology

²Space Research Institute of RAS

The Green's function solution of the Laplace equation for the potential magnetic field in an external spherical region is found for the special boundary conditions – the derivative of the potential along a selected direction. A set of programs which incorporates this solution to build potential magnetic field lines in solar active regions with the use of a photospheric line-of-sight field component is developed. The correctness of the method is testified with some model fields, and an optimal step size is found.

We have analyzed 78 real solar active regions and computed potential field lines for them using HMI/SDO and MDI/SOHO magnetograms as boundary conditions. We have compared computed field lines with flux tubes seen by the AIA/SDO and TRACE in the EUV range. Results of the comparison are supplemented with McIntosh and Hale class characteristics of active regions and their flare activity. According to the results of the comparison we discuss applicability of the potential field approximation to magnetic fields in solar active regions. Also we try to find some correlations between the applicability of the potential field approximation for the selected region and characteristics of its class and flare activity.

Магнитное поле является основным источником энергии активных процессов, происходящих в атмосфере Солнца. За минуты в этих процессах порядка 10^{32} эрг энергии, запасенной магнитным полем и связанными с ним электрическими токами, передается ускоренным частицам, разогретой, выбрасываемой плазме, электромагнитному излучению [1]. Изучение структуры и эволюции магнитного поля активных областей Солнца представляет важную задачу.

На данный момент надежно измерять магнитное поле удается только на уровне фотосферы, и для определения поля в вышележащих областях используются различные математические модели. В данной работе рассматривается потенциальное приближение магнитного поля, предполагающее полное отсутствие электрических токов в вышележащих областях. Это позволяет описать векторное поле через скалярный потенциал, который является решением уравнения Лапласа:

$$\vec{B} = -grad\varphi, \quad \Delta\varphi = 0$$

В данной работе уравнение Лапласа решается методом функции Грина, при этом граничным условием является производная потенциала по заданному направлению, распределение которой известно на сфере (компонента магнитного поля по лучу зрения на уровне фотосферы).

Решение для описанной выше задачи было получено в статье [2], однако оно является неверным. В связи с этим мы получили собственное решение этой задачи:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \oint_{\text{Sphere}} B_l(\vec{r}') \vec{G}_l^B(\vec{r}, \vec{r}') dS'$$

$$\vec{G}_l^B(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{1}{4\pi a} \left[\begin{array}{c} 2x(I_1 - U_1) - 3(x - x')((x^2 + y^2 - a^2)(I_2 - U_2) + (I_3 - U_3)) \\ 2y(I_1 - U_1) - 3(y - y')((x^2 + y^2 - a^2)(I_2 - U_2) + (I_3 - U_3)) \\ \frac{x^2 + y^2 + z^2 - a^2}{((x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2)^{\frac{3}{2}}} \end{array} \right]$$

Здесь $I_1, U_1, I_2, U_2, I_3, U_3$ – известные функции координат x, y и z , а луч зрения направлен вдоль оси z . Из вида формулы можно установить способ ее получения: решается задача Дирихле для z -компоненты поля, а далее интегрируется уравнение $rot \vec{B} = 0$ с условием стремления компонент B_x и B_y поля к нулю при бесконечном удалении от сферы вдоль оси z .

Полученное решение было проверено на модельных полях – заведомо известной конфигурации источников магнитного поля, установленной под фотосферой. Силовые линии восстанавливались по картам компоненты магнитного поля по лучу зрения, создаваемым модельной конфигурацией на уровне фотосферы и идентичным по пространственному разрешению магнитограммам прибора HMI/SDO. На дипольной, квадрупольной и мультипольной конфигурациях проверено соответствие расчетных силовых линий реальным, а также найден оптимальный шаг построения линии.

На модельных полях было также показано, что необходимо учитывать сферичность конкретной активной области. В работах [3,4] была найдена функция Грина для случая плоской геометрии области (для находящейся в центре и не в центре области соответственно). Однако наблюдаются значительные отклонения между силовыми линиями, построенными данными методами, и реальными силовыми линиями модельного поля. Случай для дипольной конфигурации, расположенной не в центре, показан на рис. 1.

Для анализа были отобраны 78 активных областей: 28 активных областей взяты из статьи [5], еще 50 отобраны за время работы аппарата SDO. Критериями отбора активных областей были отсутствие активных областей по соседству и наличие хороших наблюдательных данных.

Для каждой из областей определялось, насколько адекватно потенциальное приближение описывает реальное магнитное поле. По граничным данным – магнитограммам, полученным приборами HMI/SDO [6] и

MDI/SOHO [7], – восстанавливались силовые линии магнитного поля в потенциальном приближении. Полученные линии сравнивались с магнитоплазменными структурами, наблюдаемыми приборами AIA/SDO [6] или TRACE [8] в диапазоне экстремального ультрафиолета. На основании сравнения делался вывод о потенциальном (хорошее совпадение линий и структур), непотенциальном (полное несовпадение линий и структур) характере поля, либо о реализации промежуточного случая.

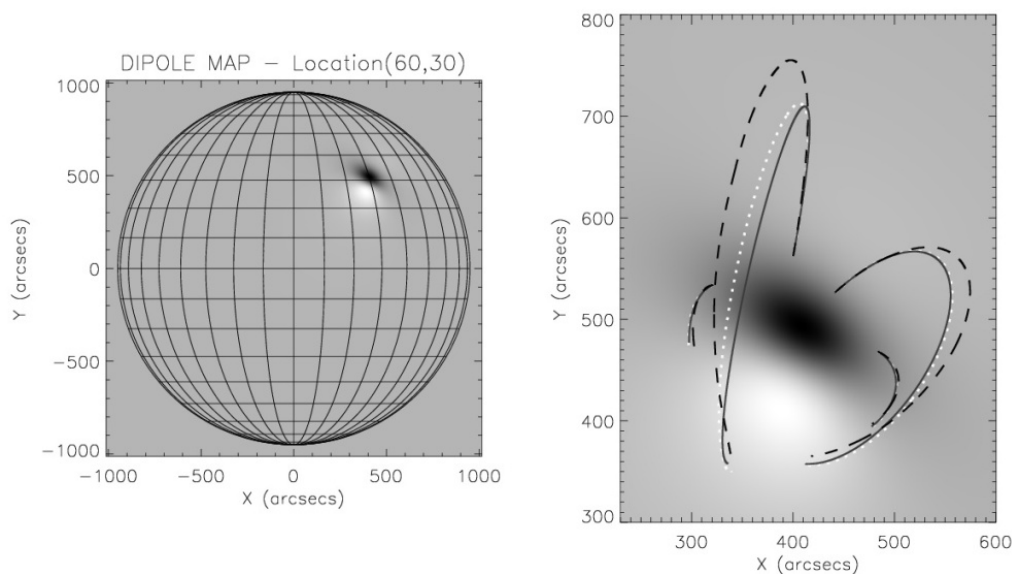


Рис. 1. На рисунке изображена дипольная модельная конфигурация с координатами (60, 30) (зенитный и азимутальный углы соответственно). Нанесены силовые линии, восстановленные согласно статье [4] (черные штриховые линии), линии, восстановленные выведенным нами методом (белые пунктирные линии), а также реальные линии. Видно, что линии, восстановленные согласно методу статьи [4], сильно отклонены от реальных.

Полученная характеристика магнитного поля в области была дополнена следующими характеристиками: магнитным классом области (Hale class), классом по модифицированной цюрихской системе (McIntosh class), а также историей вспышечной активности в окрестности одного дня от рассматриваемого дня. Мы попытались обнаружить корреляции между характером магнитного поля и остальными характеристиками.

Установлено следующее: в 18 из 78 (23%) областях конфигурация поля близка к потенциальной; в 27 из 78 (35%) областях она явно не потенциальна; в оставшихся 33 из 78 (42%) реализован промежуточный случай конфигурации. Это говорит о том, что применять потенциальное приближение для оценки истинного магнитного поля в области нельзя – только примерно в 23% случаев эта оценка будет адекватной.

Также оказалось, что нет зависимости вспышечной активности областей (наличия вспышек класса выше C1 в окрестности одного дня от рассматриваемого дня) от характера магнитного поля в них. Вспышки были в

56% непотенциальных областей и в 44% потенциальных. При этом в областях с реализацией промежуточного случая магнитного поля вспышечная активность составляла 61%.

Заметных корреляций между классами Hale и McIntosh областей и характером магнитного поля в областях также не обнаружено. Проявления сложного хэйловского класса ($\beta\gamma, \beta\gamma\delta$) обнаружено в 74% непотенциальных и в 50% потенциальных областей. Единственный тренд для класса McIntosh, который удалось установить – почти полное отсутствие реализации первого F-индекса класса McIntosh для потенциальных областей (6%). Для непотенциальных областей эта цифра составляет 19%.

Выводы

В данной работе получена функция Грина для магнитного поля во внешней сферической области при заданном магнитном поле по лучу зрения (по выделенному направлению). Полученные формулы позволяют рассчитывать магнитное поле активных областей Солнца в потенциальном приближении. Показано, что важно учитывать сферичность области.

В работе проведен статистический анализ 78 активных областей. Установлено, что потенциальное приближение работает редко (в 23% случаев), а потому применять его надо очень осторожно. Кроме того, не наблюдаются корреляции между характером поля и вспышечной активностью области – процент потенциальных и непотенциальных областей, в которых происходили вспышки, примерно одинаков. Причиной этому может быть локальность вспышечного процесса и, следовательно, слабое его влияние на геометрию магнитного поля всей области. Между характером поля и классами области также не выявлено никаких корреляций.

Литература

1. *Emslie A.G. et al*, “Global energetic of thirty-eight large solar eruptive events” // *The Astrophysical Journal*, 759:71, p.18, 2012.
2. *Sakurai T.*, “Green’s function methods for potential magnetic fields” // *Solar Physics* 76 pp.301–321, 1982.
3. *Schmidt H.*, “On the Observable Effects of Magnetic Energy Storage and Release Connected With Solar Flares” // *The Physics of Solar Flares, Proceedings of the AAS-NASA Symposium held 28-30*, p.107–114, 1963.
4. *Semel M.*, “Contribution a l’étude des champs magnétiques dans les régions actives solaires” // *Annales d’Astrophysique*, 30, 3, pp.513–551, 1967.
5. *Schrijver C.J., DeRosa M.L., Title A.M., Metcalf T.R.*, “The nonpotentiality of active-region coronae and the dynamics of the photospheric magnetic field” // *The Astrophysical Journal*, 628, pp.501–513, 2005.
6. *Pesnell W.D., Thompson B.J., Chamberlin P.C.*, “The Solar Dynamics Observatory (SDO)” // *Solar Phys* 275, pp.3–15, 2012.
7. *Scherrer P.H. et al*, “The Solar Oscillation Investigation – Michelson Doppler Imager”, // *Solar Physics*, Volume 162, Issue 1–2, pp.129–188, 1995.
8. *Handy B.N. et al*, “The Transition Region And Coronal Explorer” // *Solar Physics* 187, pp.229–260, 1999.

СОЛНЕЧНОЕ ПЯТНО: МЕЛКОЕ ИЛИ ГЛУБОКОЕ?

Соловьев А.А., Киричек Е.А.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

THE SUNSPOT: SHALLOW OR DEEP?

Solov'ev A.A., Kirichek E.A.

Central (Pulkovo) astronomical observatory of RAS

The comparison of shallow and deep models of a sunspot magnetic structure beneath the photosphere is given. A number of physical arguments pro shallow model of sunspot and contra the deep one is discussed.

1. Введение

Гелиосейсмология – важнейшее достижение солнечной физики последних десятилетий, позволяющее изучать строение невидимых слоев Солнца с недостижимой ранее степенью точности и достоверности. Раздел общей гелиосейсмологии – локальная гелиосейсмология (ЛГС) – дает сведения о структуре относительно неглубоких солнечных слоев, расположенных непосредственно под солнечными пятнами и активными областями. По данным стэнфордской группы [1–5] (метод "time-distance") солнечное пятно, как область, занятая более холодной, чем окружающая среда, плазмой проникает вглубь конвективной зоны Солнца только до небольших глубин, всего около 4 Мм. Ниже этого уровня под пятном располагается область плазмы, перегретой, по сравнению с окружающей средой на том же геометрическом уровне, не менее чем на 1000К. Исходя из условий поперечного равновесия, можно показать, что начиная с указанного уровня магнитная силовая трубка пятна, распираемая изнутри избытком газового давления, должна очень резко (в слое толщиной всего в несколько сотен км) расширяться с глубиной. Только в этом случае за счет появления большой радиальной составляющей магнитного поля можно обеспечить равновесие магнитной трубки пятна у верхнего края зоны перегрева [6]. Вследствие резкого бокового расширения магнитной силовой трубки магнитное поле пятна ниже уровня 4 Мм быстро ослабевает с глубиной и, запутываясь конвективными движениями, теряет свою регулярную структуру. Обратным влиянием этого поля на состояние вышележащего пятна можно пренебречь. Таким образом, уровень с глубиной $L = 4$ Мм можно рассматривать как *нижнюю границу солнечного пятна (НГП)*, определяемого как область занятую не только более холодной плазмой, но и достаточно сильным магнитным полем, обладающим вполне определенной регулярной структурой. Эта регулярная структура поля в слоях выше 4 Мм поддерживается в состоянии устойчивого равновесия за счет разности га-

зовых давлений между силовой трубкой пятна и окружающей ее внешней средой (конвективной зоной): $(P_{ex} - P_{in}) > 0$. Эта разность давлений автоматически возникает вследствие подавления в пятне конвективного переноса сильным вертикальным магнитным полем. Введение понятия НГП [7–9] позволяет определить униполярное солнечное пятно как уединенную, достаточно хорошо локализованную (четко отделенную от окружающей среды не только с боковых сторон, но и снизу) магнитную структуру, для которой можно корректно рассчитать ее массу и полную энергию (магнитную, тепловую и гравитационную с учетом обжата пятна внешней средой), а затем, на основе энергетического принципа [10] найти условия равновесия и устойчивости такой системы в целом в поперечном и вертикальном направлениях.

Результаты ЛГС, получаемые различными методами, не всегда хорошо согласуются между собою, и ряд исследователей продолжают интерпретировать данные ЛГС в рамках модели глубокого пятна, которое сохраняет свою самоподобную магнитную структуру (решение Шлютера-Темесвари) вплоть до дна конвективной зоны, до глубин около 200 Мм, где его поле превышает 10^5 Гс [11–13 и др.]. Такие представления, как показано ниже, противоречат ряду твердо установленных в солнечной физике фактов и не могут служить основой для решения обратной задачи ЛГС.

2. Солнечное пятно: мелкое или глубокое?

Авторы обзора [11] считают центральной проблемой моделирования солнечного пятна вопрос о том, является ли тень пятна монолитной или кластерной структурой. Вопрос о мелкой или глубокой модели пятна детально не рассматривается, предпочтение отдается модели глубокого пятна. Если говорить о моделировании только наблюдаемых слоев пятна, до глубины в 1 Мм, то авторы [11] правы: для точного расчета радиальных профилей температуры и плотности газа важную роль играет величина фактора заполнения – доли площади тени пятна, занятой, согласно кластерной модели пятна по Паркеру [14], трубками (или жгутами) сильного магнитного поля, в промежутках между которыми поле заметно ослаблено. Однако если иметь в виду структуру и энергетику солнечного пятна в целом, то здесь на первый план выходит вопрос о том, на какую глубину солнечное пятно, как область сильного регулярного поля с относительно холодной плазмой, проникает в конвективную зону Солнца? Только после выбора модели мелкого или глубокого пятна, можно попытаться найти ответы на такие фундаментальные вопросы о физической природе пятен, как, например:

1. Почему напряженность магнитного поля пятен заключена в узких пределах, от примерно 700 Гс до 4кГс, и никогда не наблюдалось пятен с полем, скажем, в 50 или 100 кГс?

2. Как напряженность магнитного поля пятна зависит от его размера?

3. Пятна – долгоживущие и, следовательно, устойчивые образования. Чем обеспечена их устойчивость в целом?

4. Каковы собственные колебания пятна как целого относительно положения его устойчивого равновесия?

5. Почему не существует очень больших пятен, занимающих заметную часть диска Солнца?

Исходя из вышеизложенного, мы проведем сравнительный анализ моделей глубокого и мелкого пятна, рассмотрев ряд аргументов в пользу той или иной модели.

1. В основе критического отношения к модели мелкого пятна лежит утверждение, что различные методы ЛГС дают несовпадающие результаты. Это далеко не всегда так. В работах [15, 16] показано, что результаты, полученные методом колец (ring-analyzes), согласуются с данными группы Косовичева, полученными методом "time-distance". И в том, и в другом случае на глубине несколько Мм под активными областями обнаруживаются обширные зоны с повышенной температурой плазмы. Таким образом, два основных и наиболее разработанных метода ЛГС дают совпадающие результаты относительно эффективной глубины солнечных пятен.

2. Существует важное физическое соображение относительно глубины колонны холодного газа в пятне, которое необходимо в первую очередь принимать во внимание при рассмотрении этого вопроса. Охлаждение газа в пятне, как это в настоящее время общепризнано, вызвано эффективным подавлением конвективного переноса сильным вертикальным полем (идея, высказанная Бирманом более 70 лет назад). В пятне остается лишь один механизм переноса энергии – лучистый перенос, в результате чего поток тепла, поступающий снизу в верхнюю часть трубки пятна, уменьшается в несколько раз, и плазма пятна охлаждается за счет высвечивания. Можно рассчитать время тепловой релаксации слоя заданной толщины к новому состоянию теплового баланса при наличии только лучистого переноса энергии. Такая задача была в свое время решена Грининым [17]. Он получил, что за характерное время порядка 5 дней солнечное пятно охлаждается (высвечивается) только до глубин около 5 Мм. Для высвечивания слоя глубиной в 40 Мм потребуется уже несколько десятков лет, что на порядки превышает время жизни пятна. Как видим, теоретическая оценка характерной глубины лучистого охлаждения пятна – несколько Мм, полученная задолго до появления методов ЛГС, полностью совпадает с современными представлениями о мелком солнечном пятне.

3. Модель глубокого пятна предполагает, что магнитная силовая трубка пятна пронизывает конвективную зону Солнца на всем ее протяжении, сохраняя свою внутреннюю самоподобную структуру и не подвергаясь конвективному запутыванию. Это означает, что магнитное поле в трубке пятна на всех уровнях заведомо превышает поле равнораспределения B_{eq} ,

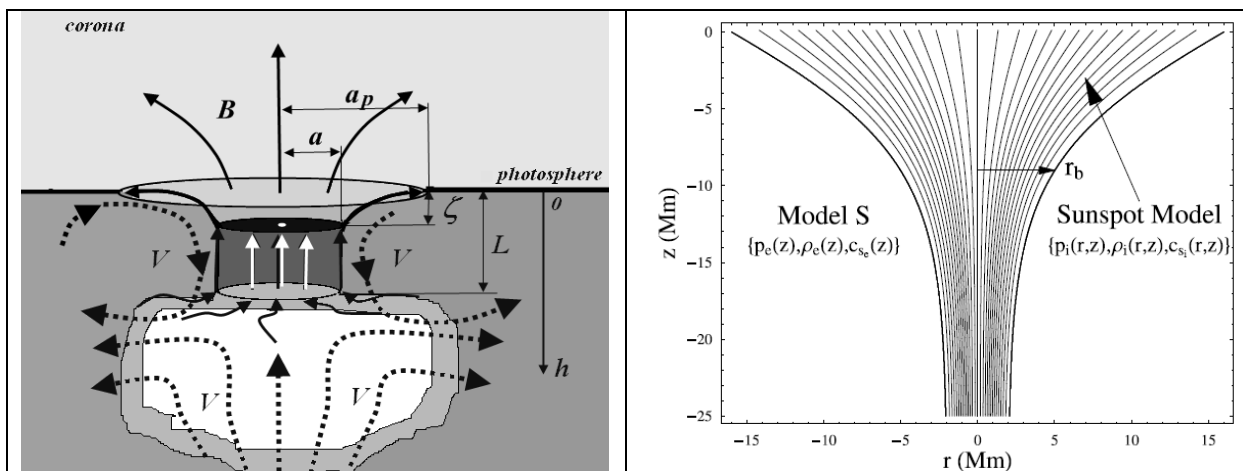
определяемое из условия $\frac{B_{eq}^2}{8\pi} = \frac{\rho V^2}{2}$, где ρ – плотность плазмы, V – скорость турбулентных пульсаций. Плотность газа в основании конвективной зоны составляет около 0.2 г/см^3 . Если принять, что скорость конвективного перемешивания на этом уровне близка к тому значению, которое наблюдается в фотосфере ($V = 1 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$), то B_{eq} у основания конвективной зоны должно быть больше 150 кГс . Наличие в конвективной зоне магнитных силовых трубки с такой высокой напряженностью магнитного поля противоречит концепции среднего магнитного поля, лежащей в основе современной теории динамо. Кроме того, тороидальные магнитные трубки при всплывании которых формируются солнечные пятна, обладали бы при таком поле чрезвычайно высокой магнитной плавучестью и очень быстро были бы вынесены на поверхность на временах, много меньших времени развития солнечного цикла [14]). Нетрудно показать, что для вертикальной магнитной трубки с монотонно нарастающим в глубину магнитным полем, условие гидростатического равновесия требует, чтобы в ней плотность плазмы на всех уровнях была меньше, чем плотность газа в окружающей среде на той же глубине. Это означает, что магнитная плавучесть в соответствии с законом Архимеда будет действовать не только на горизонтальные части магнитной трубки, но и на вертикальную ее часть, так что равновесие такой системы в целом оказывается невозможным.

4. При обсуждении модели глубокого пятна остро встает проблема диссипации столь протяженной по радиусу Солнца магнитной структуры, не подверженной конвективному перемешиванию. Если в мелкой модели для оценки средней по глубине пятна электропроводности плазмы, от величины которой напрямую зависит скорость его омической диссипации через тонкий граничный слой [18], можно взять величину лишь в несколько раз превышающую ее значение в поверхностных слоях, то для оценки времени диссипации очень глубокой магнитной структуры, указанное значение гаукинетики проводимости следует увеличить уже на несколько порядков. В глубоких слоях конвективной зоны, где достигается полная ионизация плазмы, ее проводимость определяется формулой Спитцера $\sigma \approx 10^7 T^{3/2} \text{ с}^{-1}$. При переходе от фотосферы к основанию конвективной зоны температура газа возрастает примерно в 400 раз, значит, проводимость плазмы вырастет в 8000 раз. С учетом того, что радиус сечения трубки в модели глубокого пятна уменьшится с глубиной примерно на порядок, мы получим, что время омической диссипации глубинной магнитной структуры такого типа в 800 раз превысит время диссипации солнечного пятна и составит около тысячи лет. Получается, что конвективная зона в течение сотен лет должна быть пронизана многими тысячами таких жестких магнитных трубок – остатков глубоких пятен от предыдущих циклов. В такой

ситуации никакое магнитное динамо работать бы не могло, и цикличное развитие солнечной активности оказалось бы совершенно невозможным.

5. Сторонники глубокой модели, ссылаясь на работы Rempel [19], отмечают, что при численном моделировании структуры солнечного пятна нет проявления нижней границы пятна, на которой бы его магнитное поле резко расширялось с глубиной и ослаблялось до значений B_{eq} . Дело, однако, в том, что при численных расчетах в модели [19] изначально принимается (из соображений чисто математического удобства), что на нижней границе расчетного домена, на глубине 6 Мм, магнитное поле фиксировано и поддерживается неизменным в течение всего расчетного времени. Понятно, что при такой специфической постановке численной задачи вопрос о динамике магнитного поля на нижней границе пятна в принципе решен быть не может. В этой связи особый интерес представляет работа Кичатинова и Мазура [20], выполненная еще в начале "гелиосейсмологической эры". Здесь авторы попытались перекинуть мостик между концепцией среднего магнитного поля, лежащей в основе динамо-теории, и моделями таких крупномасштабных образований, имеющих регулярную магнитную структуру, как солнечные пятна. Численно рассчитывая эффект концентрации магнитного поля в результате развития неустойчивости, обусловленной эффектом подавления вертикальным магнитным полем конвективного перемешивания, они, в качестве предварительного результата (линейный анализ), получили устойчивую конфигурацию поля пятна в виде локальной перетяжки вблизи уровня фотосферы, что хорошо соответствует именно модели мелкого пятна.

6. Модель мелкого пятна обладает тем важным преимуществом, что она совершенно естественным образом объясняет появление перегретой зоны под пятном и характерную геометрию крупномасштабных течений в его окрестности. Эти эффекты возникают вследствие того, что пятно, как



Слева: Схематический разрез мелкого пятна. ζ – вильсоновская депрессия. L – глубина НПП. Жирные пунктирные линии – крупномасштабные течения плазмы в окрестности пятна. Справа: Модель глубокого пятна [12].

область, занятая сильным магнитным полем и холодной плазмой, действует подобно крышке, перекрывающей выход на поверхность Солнца конвективного потока тепла из слоев ниже уровня $L = 4$ Мм. Не имея выхода наверх, этот заблокированный поток тепла аккумулируется под пятном и создает здесь обширную зону перегрева (см. рисунок). Эти эффекты обсуждались в свое время Пономаренко [21] и Паркером [22], а в монографии Обридко [23] идея горячей зоны под пятном вынесена даже во Введение, как одно из основных свойств солнечного пятна.

3. Заключение

Модель глубокого солнечного пятна противоречит основным физическим представлениям о строении конвективной зоны Солнца и не может рассматриваться в качестве альтернативы модели мелкого пятна.

Работа выполнена при поддержке Программ Президиума РАН П-21 и П-22, а также гранта НШ-1625.2012.2 и гранта РФФИ №13-02-00714.

Литература

1. *Kosovichev A.G., Duval T.L., Scherer P.H.*, Solar Phys. **192**. 159. (2000).
2. *Zhao J, Kosovichev A.G. and Duval T.L.*, Astrophys. J. **557**, 384. (2001).
3. *Kosovichev A.G.*, Astronomische Nachr., **323**, no. 3/4, 186 (2002).
4. *Kosovichev A.G.* Advances in Space Research, **38**, 876. (2006).
5. *Kosovichev A.G.*, Solar Phys. **279**. no.2, pp.323–348 (2012).
6. *Solov'ev A.A., Kirichek E.A.* Astron. Reports. **53**. №7, 675–683. (2009).
7. *Solov'ev A.A.*, Bull. Solnechnye Dannye, №4. 54–60 (1976).
8. *Solov'ev A.A.*, Bull. Solnechnye Dannye, №1. 73–78 (1984).
9. *Solov'ev A.A.*, Soviet Astronomy, **28**, 447–451 (1984).
10. *Шафранов В.Д.* Вопросы теории плазмы. Вып.2, с.92–136. (1963).
11. *Moradi H. et al.* Solar Phys. **267**.1–62.2010.
12. *Moradi, H., Cally P.S.* Solar Phys. **251**. 309–327. (2008).
13. *Moradi H., Hanasoge S.M. and Cally P.S.*, Ap.J. **690**. L72–L75. (2009).
14. *Parker E.N.*, Astrophys. J. **230**. 905. (1979).
15. *Basu S., Antia H.M., Bogart R.S.* Ap.J., **610**. 1157–1168. (2004).
16. *Bogart R.S. et al.* Solar Phys. **251**, 439–451. (2008).
17. *Grinin V.P.* Astrofizika, 8, №1, 53–70, (1972).
18. *Solov'ev A.A.* Sov. Astron. **35**. 83–86. 1991.
19. *Rempel M.* Phil. Transact. of Royal Society A: **370**, 3114–3128. (2012).
20. *Kitchatinov L.L., Mazur M.V.* Solar Phys. **191**, 325–340. (2000).
21. *Пономаренко Ю.Б.* Астрон. Журнал. **49**, 148 (1972).
22. *Parker E.N.*, Solar Phys. **37**. 127 (1974).
23. *Обридко В.Н.* Солнечные пятна и комплексы активности. М.: Наука. (1985).

**НОВЫЙ ВЗГЛЯД НА СОЛНЕЧНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ
В ЭКСПЕРИМЕНТЕ КОНУС-ВИНД: УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ
ЭКСПЕРИМЕНТА ГЕЛИКОН В ПРОЕКТЕ ИНТЕРГЕЛИО-ЗОНД**

**Струминский А.Б.¹, Зимовец И.В.¹, Аптекарь Р.Л.², Голенецкий С.В.²,
Пальшин В.Д.², Уланов М.В.², Фредерикс Д.Д.², Чариков Ю.Е.²**

¹*Институт космических исследований Российской академии наук, Москва, Россия*

²*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
Санкт-Петербург, Россия*

**NEW LOOK AT SOLAR OBSERVATIONS
IN THE KONUS-WIND EXPERIMENT: IMPROVEMENTS OF THE
HELIKON EXPERIMENT IN THE INTERGELIO-PROBE PROJECT**

**Struminsky A.B.¹, Zimovets I.V.¹, Aptekar R.L.², Golenetsky S.V.²,
Pal'shin V.D.², Ulanov M.V.², Frederix D.D.², Charikov Yu.E.²**

¹*Space Research Institute, Moscow, Russia*

²*A.F. Ioffe Physical-Technical Institute, Sankt-Petersburg, Russia*

The HELIKON-I experiment is planned aboard the INTERGELIO-PROBE spacecraft for studies of gamma-bursts and solar flares. One of its prototypes is the KONUS experiment, which allows continuous observations of all sky sphere in hard X-ray and gamma range from the WIND spacecraft. The KONUS experiment is performed continuously aboard the Wind spacecraft from 1994 till present. Here we present some observations of two recent solar events by KONUS and compare them with results of observations by RHESSI and INTEGRAL detectors. The main goal of this work is to improve the concept and program of the HELIKON-I measurements, which will allow the HELIKON-I to become the unique solar instrument aboard INTERGELIO-PROBE.

1. Введение

Проект ИНТЕРГЕЛИО-ЗОНД предназначен для изучения Солнца и проведения локальных измерений в межпланетной среде на расстояниях 60–70 солнечных радиусов и выходе из плоскости эклиптики до 30° [1]. Исследования солнечных активных явлений и связанных с ними эффектов в широком спектральном диапазоне представляют важнейшую часть этого проекта. Совет по космосу РАН передал 29 апреля 2013 года проект от ИЗМИРАН в ИКИ РАН. На рабочем совещании в июне 2013 весь приборный состав прошел дополнительную экспертизу.

Прибор ГЕЛИКОН-И в проекте ИНТЕРГЕЛИО-ЗОНД [2] предназначен для получения с высоким разрешением временных профилей и энергетических спектров в диапазонах рентгеновского и гамма излучения от 10 кэВ до 15 МэВ космических гамма-всплесков и солнечных вспышек. Прототипами ГЕЛИКОН-И являются приборы КОНУС-ВИНД [3, 4], ГЕЛИКОН/КОРОНАС-Ф [5], КОНУС-РФ/КОРОНАС-ФОТОН [6]. Однако дан-

ные наблюдений солнечных вспышек этими прототипами недоступны широкому кругу солнечных физиков, а немногочисленные результаты опубликованы в Трудах совещаний, сборниках. Хорошо известны лишь астрофизические результаты прибора КОНУС-ВИНД [3, 4].

Что необходимо сделать, чтобы ГЕЛИКОН-И стал полноценным солнечным инструментом миссии ИНТЕРГЕЛИО-ЗОНД? Какую дополнительную солнечную информацию можно получить от еще летающих или уже отлетавших прототипов ГЕЛИКОН-И? Для ответа на эти вопросы мы анализируем наблюдения прибором КОНУС импульсной вспышки 18 августа 2012 г. и длительной вспышки 14 мая 2013 г. и сравниваем их с наблюдениями детекторами RHESSI и INTEGRAL.

2. Обсуждение наблюдений

Эксперимент КОНУС проводится непрерывно на борту КА ВИНД с 1994 по настоящее время, КА находится в точке L1 с 2004 г. Прибор КОНУС должен обеспечивать непрерывные наблюдения всей небесной сферы в жестком рентгеновском и гамма диапазонах. В режиме ФОН должны быть доступны временные профили интенсивности излучения с разрешением 2,944 с в каналах G1, G2, G3. За эти годы нижний энергетический порог менялся в диапазоне от 10 до 18 кэВ, а верхний от 750 до 1350 кэВ. В режиме ВСПЛЕСК проводятся измерения длительностью 230 с после триггера в тех же каналах с разрешением от 2 до 256 мс, которые дополняются спектральными измерениями в диапазоне 18 кэВ–15 МэВ с адаптивной системой накопления данных. Триггером режима ВСПЛЕСК является возрастание более 7–8 σ в канале G2 ~70–300 кэВ.

На рис. 1А-Б показаны некоторые наблюдения импульсной вспышки M1.8 18 августа 2012 г., за ноль времени взят триггер режима ВСПЛЕСК. Данные КА ВИНД представлены с учетом времени распространения света до ИНТЕГРАЛа 4.51 с. Рост температуры вспышечной плазмы (Рис. 1А) начался на 2 мин раньше нуля и соответствует росту темпа счета в канале 12–25 кэВ RHESSI. Выбранный триггер не позволяет исследовать начало развития импульсной вспышки. На рис. 1А видно, что данные КОНУСа и защиты спектрометра на ИНТЕГРАЛе (ACS SPI) соответствуют друг другу на временном масштабе порядка нескольких минут. На рис. 1Б (масштаб несколько десятков секунд) видно, возможно, различие в энергетических порогах детекторов КОНУС и ACS SPI.

На рис. 1 В-Г показаны некоторые наблюдения длительной вспышки X3.2 14 мая 2013 г., за ноль времени взят триггер режима ВСПЛЕСК. Время распространения света из L1 до КА ИНТЕГРАЛ было 5.27 с, что практически незаметно на масштабе этой длительной вспышки. Согласно данным ACS SPI эта вспышка включала в себя несколько всплесков жесткого рентгена (эпизодов ускорения электронов), разнесенных на несколько минут. Прибор КОНУС работал всего 230 с после нуля, поэтому зарегистри-

ровал только первый эпизод. Спектральная информация в момент задержанных всплесков отсутствует. Рост температуры вспышечной плазмы (рис. 1В) начинается примерно в момент начала роста в канале G2 22-85 кэВ КОНУС 5 мин раньше триггера (рис. 1Г), а меры эмиссии – в канале G3 85–341 кэВ (рис. 2В-Г).

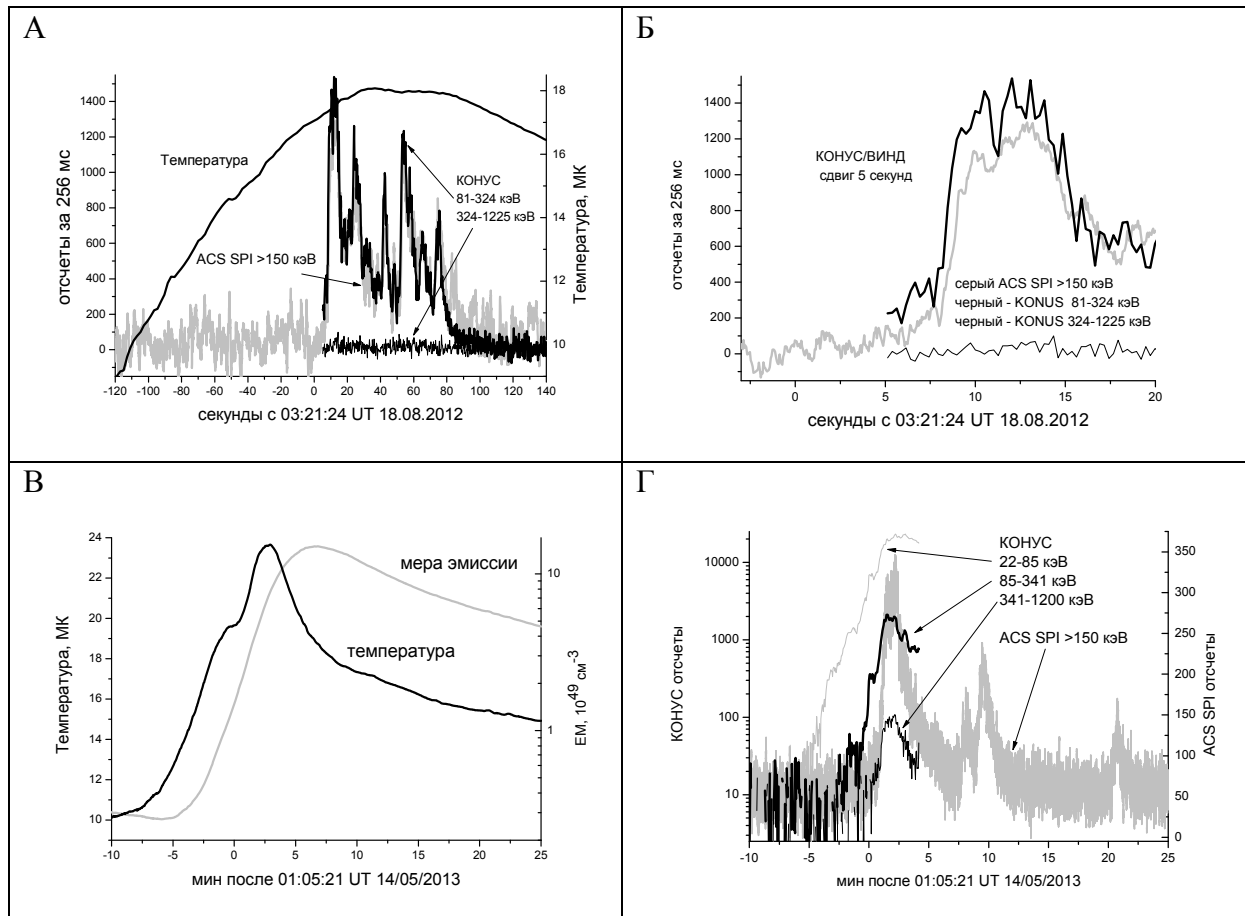


Рис. 1.

По нашему мнению, в настоящее время актуальными вопросами для исследования являются: 1) переходы между различными режимами ускорения электронов и нагрева плазмы в длительных и импульсных вспышках [7–8]; 2) природа задержанных всплесков нетеплового излучения, которые не сопровождаются заметным увеличением температуры и меры эмиссии [7, 9]; 3) предельные режимы ускорения электронов и нагрева плазмы в гигантских событиях [10]. Ни на один из этих вопросов доступные данные КОНУС-ВИНД ответа не дают.

3. Выводы

- Триггером солнечных вспышек должен быть рост в самом низкоэнергичном канале, возможно, по командам с других инструментов, в частности, с прибора ПИНГ-М;

- Для обеспечения оптимальных режимов регистрации солнечных всплесков и триггерных критериев необходимо обеспечить разветвленную систему цифровых команд, как минимум 32-х битные цифровые команды.
- Необходимо рассмотреть возможность установки attenuаторов для регистрации потоков различной интенсивности быстрого измерения $\ll 1$ с спектров;
- В случае длительных событий необходима регистрация в широком энергетическом диапазоне в течение более 20 мин, с временным разрешением порядка секунды;
- Заявленные режимы работы ГЕЛИКОН-И во многом решают эти проблемы, короткий опыт работы КОНУС-РФ на борту КОРОНАС-ФОТОН показал, что это вполне достижимая задача.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант 13-02-91165-ГФЕН_А), Президиума РАН (программа П-22) и Минобрнауки РФ (гранты 8413 и 8527).

Литература

1. Кузнецов В.Д. Проект ИНТЕРГЕЛИОЗОНД. Труды рабочего совещания Таруса, 11–13 мая 2011 г. под ред. В.Д. Кузнецова. ИЗМИРАН. Москва 2012. С. 5-14.
2. Уланов М.В., Аптекарь Р.Л., Голенецкий С.В., и др. Проект ИНТЕРГЕЛИОЗОНД. Труды рабочего совещания Таруса, 11–13 мая 2011 г. под ред. В.Д. Кузнецова. ИЗМИРАН. Москва 2012. С. 99–104.
3. Мазец Е.П., Аптекарь Р.Л., Голенецкий О.В. и др. Письма в ЖЭТФ. 2012. Том 96. Вып. 8. С. 596–606.
4. Аптекарь Р.Л., Голенецкий С.В., Мазец Е.П., и др. УФН. 2010. Том 180. С.420–424.
5. Мазец Е.П., Аптекарь Р.Л., Голенецкий О.В. и др. Солнечно-земная физика: Результаты экспериментов на спутнике КОРОНАС-Ф. Под ред. В.Д. Кузнецова. М.: ФИЗМАТЛИТ. 2009. С. 401–412.
6. Уланов М.В., Аптекарь Р.Л., Голенецкий С.В., и др. Первые этапы летных испытаний по проекту «КОРОНАС-ФОТОН». Труды рабочего совещания. Таруса 22-24 апреля 2009 г. Под ред. Р.Р. Назирова, И.В. Чулкова, В.Н. Юрова. ИКИ РАН. М. 2010. С. 128–142.
7. Струминский А.Б., Зимовец И.В. ПАЖ. 2010. Т. 36. № 6. С. 453–461.
8. Шарыкин И.Н., Струминский А.Б., Зимовец И.В., ПАЖ, 2012, том 38, № 10, с. 751–760.
9. Zimovets I., Struminsky A., Sol.Phys, 2012. DOI 10.1007/s11207-0112-8.
10. Struminsky A. Geomagnetism&Aeronomy, 2013, Vol. 53, No. 7, in press.

КОРОНАЛЬНЫЕ ДЫРЫ, КРУПНОМАСШТАБНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ И КОМПЛЕКСЫ АКТИВНОСТИ В 23 ЦИКЛЕ АКТИВНОСТИ СОЛНЦА

Тавастшерна К.С., Поляков Е.В.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

CORONAL HOLES, LARGE-SCALE MAGNETIC FIELD AND COMPLEXES OF ACTIVITY DURING SOLAR CYCLE 23

Tavastsherna K.S., Poliakov E.V.

Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS

In this work we used a series of coronal holes (CHs), derived from observations in the HeI 10830 Å line made at the Kitt Peak observatory (from 1975 to 2003) and in the EUV 195 Å wavelength with SOHO/EIT (from 1996 to 2012) [1], H α synoptic charts of Kislovodsk Mountain Astronomical Station and CA cores catalogue [2].

It is known that large-scale H α chromospheric structure reveals a distribution of neutral lines of the large-scale magnetic field. Using this opinion for our investigation, we superposed CH borders on H α synoptic charts over the time interval from 1997 to 2007. It was found that 70% of all CHs are located in the regions of magnetic field with coincident polarity sign and only some of CHs have genetic connection with CA cores.

Введение

В настоящее время хорошо известно, что корональные дыры (КД) – это долгоживущие протяженные образования с пониженной температурой и аномально низкой плотностью [3]. Они локализируются в областях униполярного крупномасштабного магнитного поля (МП) с открытыми силовыми линиями, которые не препятствуют радиальному расширению корональной плазмы [4]. КД являются источниками высокоскоростного солнечного ветра, эффективно воздействующего на магнитосферу Земли. Благодаря КД возникают рекуррентные потоки, которые существуют несколько месяцев, регулярно появляясь примерно через 27 дней. Отсюда следует, что изучение их связи с крупномасштабным МП и с другими видами активности имеет важное значение.

Исходные данные и их обработка

В работе использованы данные ряда (КД), полученного из наблюдений обсерватории Китт-Пик в линии HeI 10830Å в период 1975–2003 гг. и SOHO/EIT-195Å в период 1996–2012 гг. [1], H-альфа синоптические карты Кисловодской горной станции и Каталог ядер комплексов активности (КА) [2].

Впервые деление КД на 2 класса: полярные – ПКД и экваториальные – ЭКД сделали авторы Каталога [5], используя при этом принцип их связи с

полярными областями. Впоследствии в работе [6] было показано, что для каждого класса (ПКД и ЭКД) существуют 2 подкласса образований, которые различаются своим развитием и степенью дифференциальности. Поскольку ПКД возникают после смены знака полярного МП и наблюдаются до следующей переполюсовки, а ЭКД располагаются в “королевской” зоне пятен, то можно сказать, что КД как особый класс активности напоминают пространственно-временное распределение активных процессов на всех широтах в глобальном цикле Солнца. В свою очередь структура глобального магнитного поля Солнца определяется распространением униполярных магнитных областей. Топологическую картину распределения полярности радиальной компоненты крупномасштабного МП Солнца показывают H_{α} синоптические карты, впервые введенные в практику Мак-Интошем [7], который показал, что из наблюдений волокон, каналов волокон и К-СаII флоккул возможно получить рисунок распределения униполярных областей крупномасштабного МП Солнца, который отражает результат активности многочисленных явлений разного масштаба. Развитие этого метода и его применение на Кисловодской горной станции позволило Макарову [8] получить информацию о структуре и развитии крупномасштабных МП с помощью H_{α} синоптических карт. Карты показывают, что хромосферные явления тесно связаны со структурой МП в фотосфере [7, 9].

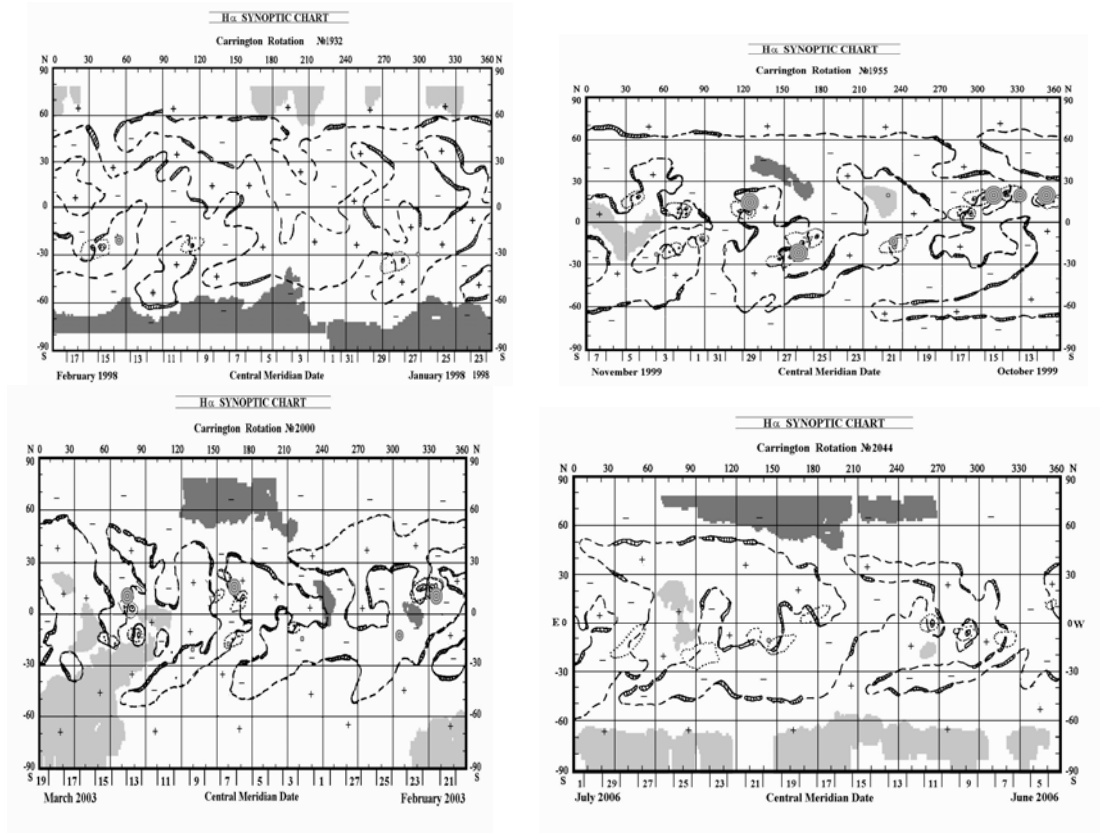


Рис. 1. Нанесение границ КД на униполярные области, выделенные на H_{α} картах (светло-серый цвет – знак МП плюс, темно-серый – минус). Кружки – ядра КА. КД расположены в униполярных областях своего знака.

Из сказанного выше представляет интерес проследить взаимное пространственно-временное распределение КД при наложении их границ на униполярные области, выделенные на $H\alpha$ картах. Мы использовали $H\alpha$ карты, КД-карты по данным SOHO/EIT (сайт Кисловодской станции), Каталог ядер КА (синоптические обороты 1924–2053, 1997–2007 гг.).

Следует отметить, что $H\alpha$ карты не дают нам информации об интенсивности магнитных нейтральных линий, но их можно использовать с уверенностью для определения границ униполярных областей. Обычно ошибки не превышают $\pm 2^\circ$ для темных волокон и $\pm 5^\circ$ для каналов волокон. В большинстве случаев для КД характерна преимущественно открытая конфигурация МП [10], однако бывают случаи, когда ЭКД почти соединяется с ПКД или когда униполярная область КД окружена полями противоположного знака.

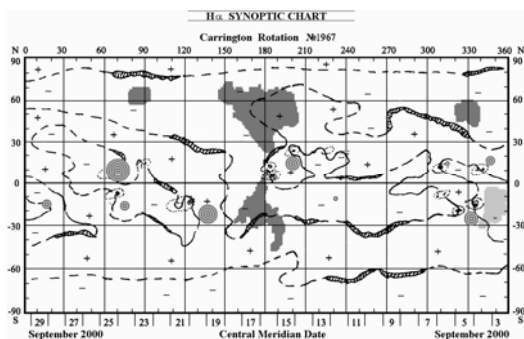


Рис. 2. Экваториальная КД почти соединяется с полярной КД.

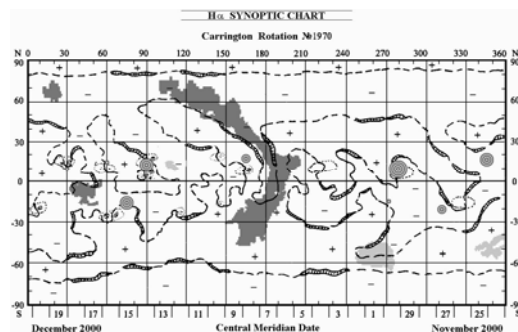


Рис. 3. Крупная КД окружена полями противоположного знака.

Результаты

Нанесение границ КД на $H\alpha$ карты показало, что в течение периода 1997–2007 гг. около 70% КД расположено в униполярных областях МП своего знака, 10% – в областях противоположного знака поля, и к 20% относятся, в основном, или очень крупные КД, которые простираются от полюса до экватора и дальше и часто пересекаются нейтральными линиями (НЛ) нескольких униполярных областей, или мелкие, из-за точности проведения нейтральных линий.

Применение $H\alpha$ карт дало возможность нанести на них ядра КА (кружки), чтобы посмотреть их взаимосвязь с КД. Каждая фаза цикла имеет свои особенности, поэтому имеет смысл рассмотреть одновременно связь КД и ядер КА как на ветви роста, так и на ветви спада 23 цикла солнечной активности.

Из приведенного ниже рис. 4 (графики а, б, в, г) видно, что в ряде случаев периоды вращения КД и ядер КА близки, в частности, для S- полушария на ветви спада 23 цикла, но это характерно не для всех этих образований. Кроме того, следует отметить, что для северного и южного полушарий учтены только рекуррентные КД, которые существуют более одного Кэррингтоновского оборота.

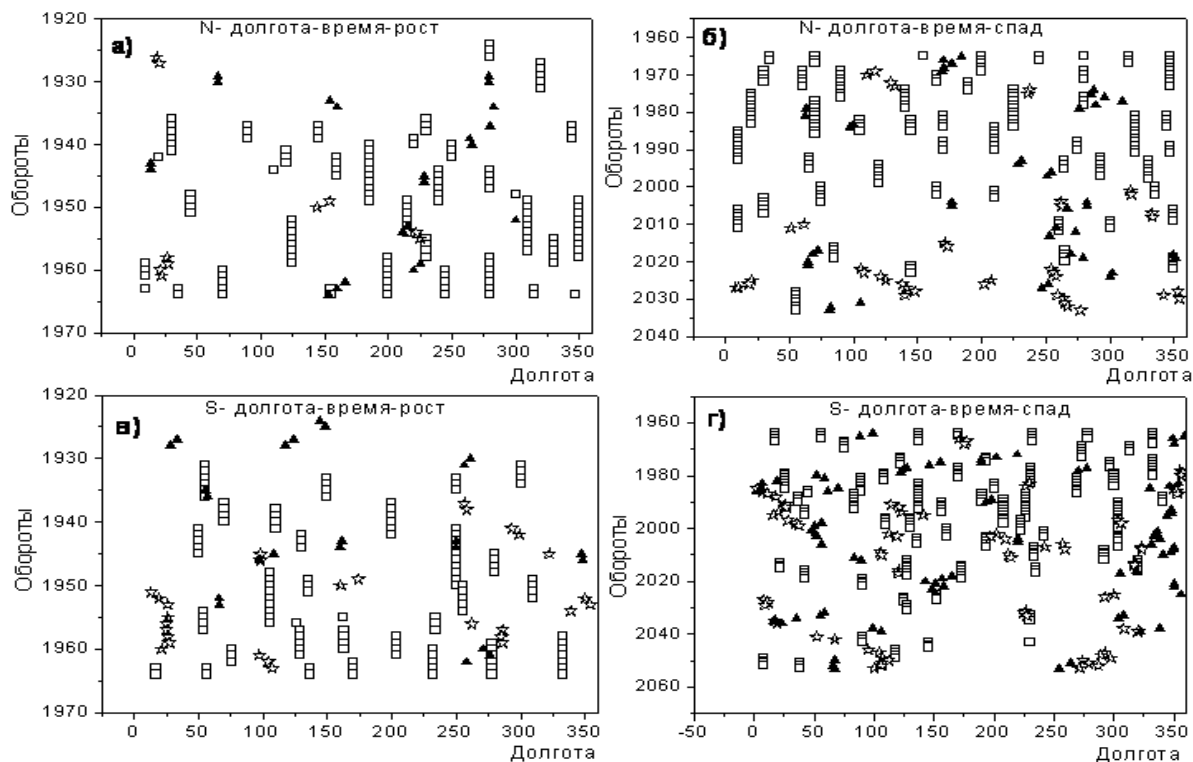


Рис. 4. Графики а, б, в, г показывают пространственно-временное распределение КД и ядер КА на росте и спаде 23 цикла в северном и южном полушариях (квадратики – ядра КА, звездочки – ЭКД, треугольники – ПКД).

Выводы

Нанесение границ КД на $H\alpha$ карты показало, что в течение 1997–2007 гг. около 70% КД расположено в униполярных областях МП своего знака, 10% – противоположного, и к 20% относятся КД, простирающиеся от полюса до экватора, а иногда и мелкие из-за точности проведения НЛ.

Получены сведения о взаимном расположении ЭКД, ПКД и ядер КА.

В ряде случаев (рис. 4) периоды вращения КД и ядер КА близки, но поскольку это характерно только для некоторых образований, то проверка генетической связи КД и ядер КА требует дополнительной работы.

Литература

1. Tlatov A., Tavastsherna K., Vasil'eva V. Sol. Ph., 2013 DOI 10.1007/s11207-013-0387-4.
2. Язев С.А. <http://ru/iszf.irk.ru/>Каталог ядер комплексов активности. 2012.
3. Grammer S. Living Rev. Solar Phys. 2009, 6(3).
4. Insley J.E., Moore V., Harrison R.A. Solar. Phys., 1995, 160, 1.
5. Sanches-Ibarra A. and Barrasa-Parades M. Catalogue of Coronal Holes 1970–1991 – Report UAG-102, 1992, Boulder, 1995 (additions).
6. Ikhsanov R.N. and Ivanov V.G. Solar Phys. 1999, 188, 245.
7. Mc Intosh P.S. Solar wind, 1972, 136.
8. Макаров В.И., С.Д. 1984, 6, 59.
9. Макаров В.И., Стоянова М.Н. С.Д. 1982, 11, 84.
10. Файнштейн И.Г. и др. Изв. КрАО, 2010, 106, 1, 7.

ОБРАЩЕНИЕ ПРАВИЛА ГНЕВЫШЕВА-ОЛЯ И РЕЛИКТОВОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ СОЛНЦА

Тлатов А.Г.

Кисловодская Горная Станция ГАО РАН

REVERSAL OF THE GNRVYSEV-OHL RULE AND RELICT MAGNETIC FIELD OF THE SUN

Tlatov A.G.

*Kislovodsk Mountain astronomical station
of Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo*

We consider index of sunspots groups average number per day in cycle G_n . The ratio of parameter $G_{n+1}^{odd} / G_n^{even}$ has a long-term variation within the range of $0.5 \div 1.5$ with the period of about 21 activity cycles, and it proves the reversal of the GO rule.

We also examined the distribution of the relative area of sunspot umbra and magnetic fields in the umbra with latitude in even and odd solar cycles. In the even and odd cycles, there is a different distribution. The magnetic field increases towards the poles in even cycles and to equator in odd activity cycles. This demonstrates the interaction of dynamo magnetic field and slowly varying magnetic field in the zone of generation.

Введение

Современные модели солнечного динамо предполагают, что магнитный цикл формируется в результате динамо механизма, в котором начальное магнитное поле сформировалось от предыдущего цикла активности. Существует ряд модификаций моделей динамо, в которых учитывается влияние гипотетического реликтового магнитного поля [1]. Считается, что такое поле сформировалось из протопланетного облака при рождении Солнца. Предполагается, что реликтовое поле постепенно уменьшается, проникая из радиационной зоны Солнца, вращающейся твердотельно, в область генерации магнитного поля. Благодаря реликтовому магнитному полю дается объяснение различию в амплитудах четных и нечетных циклов активности [2], известное как правило Гневывшева-Оля [3]. В течение долгого времени амплитуда четных циклов была меньше, чем амплитуда нечетных циклов активности, что подтверждало это правило. Однако пара циклов 22–23 нарушила эту закономерность. Такие нарушения происходили и в прошлом [3, 4].

В недавнем исследовании [5] было показано, что соотношение амплитуд в парах четный-нечетные циклы активности меняется периодически, с характерным временем около 21 цикла активности или ~230 лет. Это приводит к выводу, что гипотеза о постоянном реликтовом магнитном поле является несостоятельной.

В данной работе рассмотрены наблюдательные факты, говорящие о существовании медленно изменяющегося или “перманентного” магнитного поля, и проведена оценка его величины и конфигурации.

Долговременные вариации амплитуд четных и нечетных циклов

В работе [5] использовался ряд групп солнечных пятен, реконструированный Hoyt & Schatten [6] в период с 1610–1995 гг. Эти данные были дополнены для последних циклов активности. Для характеристики циклов активности использовался индекс среднего числа групп в день в цикле: $G_n = \sum_{T_k}^{T_{k+1}} Rg / Nd$, где Rg – число групп за текущий день, Nd – число дней с наблюдениями в цикле n , T_n – момент начала цикла n . На Рис. 1 представлено отношение $G_{n+1}^{odd} / G_n^{even}$ в период с 1610 по 2009 гг. Видно, что отношение циклов $G_{n+1}^{odd} / G_n^{even}$ может быть на длительных временах как больше, так и меньше единицы, и имеет циклический характер, при котором Солнце переходит из одного режима цикличности в другой. Как правило, при этом наблюдаются минимумы вековых вариаций солнечной активности. Для объяснения этого мы можем предположить, что на длительных промежутках времени существует остаточное перманентное поле Солнца, которое, тем не менее, может менять свой знак, что приводит к обращению в последовательности 22-летних циклов. Причиной появления такого перманентного поля может быть “магнитная память” под зоной генерации солнечных пятен [7]. Это поле появляется при усреднении магнитного поля нескольких последовательных циклов, имеющих различное направление полоидального поля, обеспечивая соотношение G_{n+1} / G_n больше (меньше) единицы в течение длительных периодов (Рис. 1).

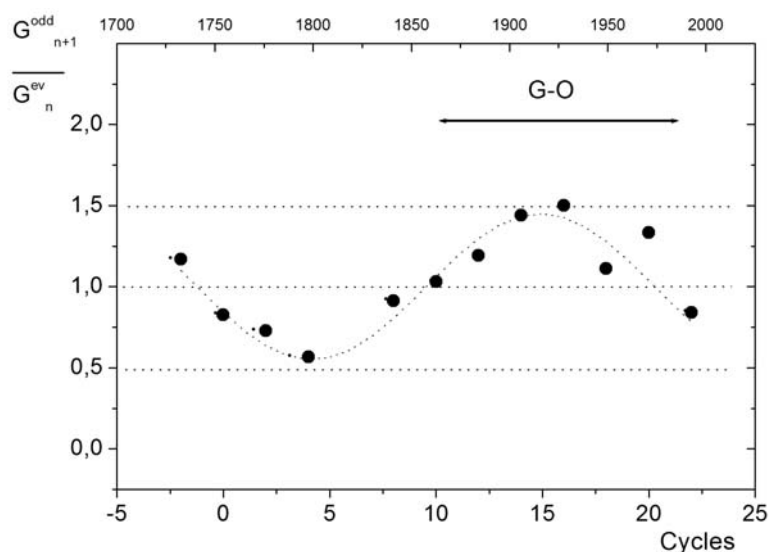


Рис. 1. Отношение среднедневного количества групп солнечных пятен в нечетном цикле к аналогичной величине предшествующего четного цикла. Проведена огибающая линия и прямая линия, где это отношение равно 1.

Отношение амплитуд циклов (правило Гневывшева-Оля) несет важную информацию о природе солнечной цикличности. Вместе с тем существование медленно изменяющегося поля, взаимодействующего с динамо циклом, остается гипотетическим. Рассмотрим другие наблюдательные факты в пользу этого.

Перманентное магнитное поле, очевидно, имеет крупномасштабную, возможно, дипольную, конфигурацию. В этом случае его влияние на разных широтах будет различным, поскольку напряженность такого поля меняется с широтой. В одних циклах, например, нечетных, такое поле будет складываться с динамо полем, в других (четных) вычитаться. Следовательно, четные и нечетные циклы должны иметь параметры, отличающиеся распределением по широте. Схема, иллюстрирующая это, представлена на Рис. 2.

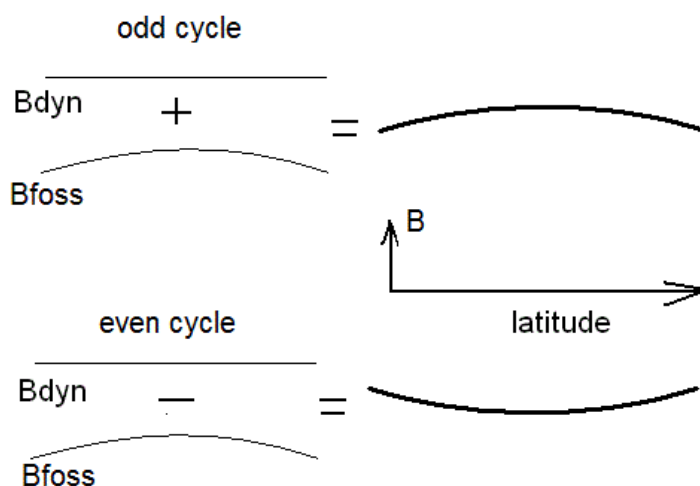


Рис. 2. Схема формирования распределения магнитного поля по широте в результате при суммировании и вычитании медленно меняющегося B_{foss} и динамо B_{dyn} магнитного поля. Результирующее поле будет иметь различное распределение по широте.

На Рис. 3 представлено отношение площади пятен к площади ядер пятен в нечетных и четных циклах активности по данным RGO в период 1974–1976 гг. В нечетных циклах относительная площадь ядер растет к экватору, в четных – к полюсам. Это соответствует схеме на Рис. 2.

В работе [8] были представлены результаты оцифровки магнитных полей солнечных пятен по данным наблюдений обсерватории Mount Wilson в период 1917–2013 гг. На Рис. 4 представлены напряженности магнитных полей пятен по широте в четных и нечетных циклах активности. В нечетных циклах активности магнитное поле уменьшается к полюсам, в четных растет. Это соответствует распределению отношения S_{sp}/S_{um} на Рис. 3.

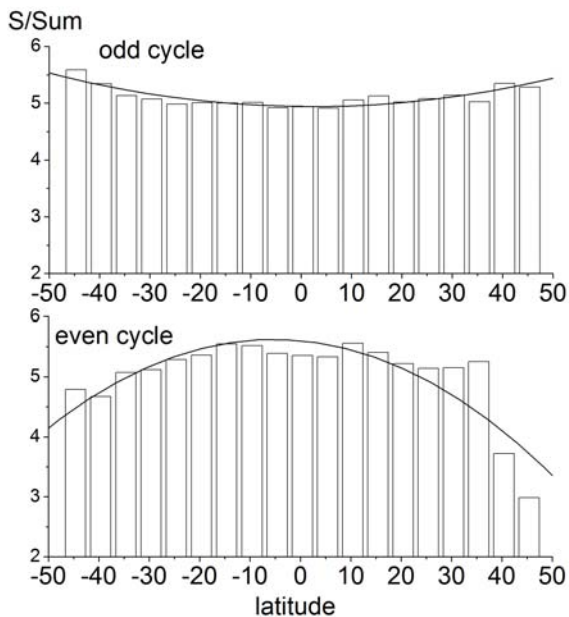


Рис. 3. Отношение площади пятен к площади ядер S_{sp}/Sum в четных и нечетных циклах по широте также имеет разный характер. В нечетных циклах отношение увеличивается к полюсам, в четных – к экватору.

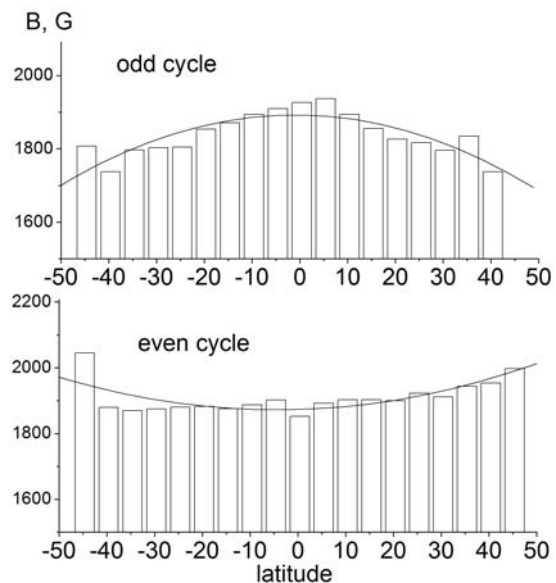


Рис. 4. Распределение магнитного поля в ядрах солнечных пятен четных и нечетных циклах активности. В четных циклах магнитное поле увеличивается к полюсам, в нечетных – к экватору. Это свидетельствует о существовании медленно меняющегося магнитного поля, взаимодействующего с динамо полем солнечных циклов.

Выводы

Представлены результаты о существовании медленно изменяющегося или “перманентного” магнитного поля на Солнце (Рис. 1). Это поле взаимодействует с магнитным полем динамо, создавая разницу в четных и нечетных циклах активности, и создает различие в распределении по широте магнитных свойств солнечных пятен (Рис. 3, 4). Величина перманентного поля составляет около 5% от поля динамо. Исследование широтной зависимости свойств магнитного поля пятен позволяет провести оценку конфигурации перманентного магнитного поля у зоны генерации.

Литература

1. Charbonneau, P. 2005, Living Rev. Sol. Phys., 2, 2.
2. Bravo, S., & Stewart, G. 1995, ApJ, 446, 431.
3. Gnevyshev, M.N., & Ohl, A.I. 1948, Astron. Zh., 25, 18.
4. Usoskin, I.G.; Mursula, K. & Kovaltsov, G.A. 2001, A& A, 370, L31.
5. Tlatov A.G. ApJL, 772L, 30, 2013.
6. Hoyt, D., & Schatten, K. 1998, Sol. Phys., 181, 491.
7. Tlatov, A.G. 1996, Radioph. and Quant. Elect., 39, 794.
8. Tlatova K.A., Vasil'eva V.V., Tlatov A.G. In proc. COSPAR «Cosmic Magnetic Fields: Legacy of A.B. Severny», КрАО, 2–6 сентября 2013.

КОРОНАЛЬНЫЕ ДЫРЫ В ПЕРИОД 21–23 ЦИКЛОВ АКТИВНОСТИ

Тлатов А.Г.¹, Тавастшерна К.С.², Васильева В.В.¹

¹*Кисловодская Горная Станция ГАО РАН*

²*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН*

CORONAL HOLES IN SOLAR CYCLES 21 to 23

Tlatov A.G.¹, Tavastsherna K.S.², Vasil'eva V.V.¹

¹*Kislovodsk Mountain astronomical station of Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo*

²*Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo*

In this work we present the results of identification of the coronal holes (CH) on the base of observations of Kitt Peak observatory in the HeI 10830 Å line for the period 1975–2003, SOHO/EIT data for the FeXII 195 Å line for the period 1996–2012 and the data from SOLIS telescope in the HeI 10830 Å line for the period 2004–2012 while there were no data from SOHO/EIT. We developed the procedures for the semi automatic discovery of borders of the coronal holes on the synoptic maps and for superimposing their borders on the maps of magnetic fields. As a result a consolidated series of CH was constructed for the period 1975–2012. The investigation of this series show, that main contribution to the general area was made by the high latitude coronal holes. The compare of our series was conducted with the other characteristics of solar activity. We consider the north-south asymmetry of CH in solar cycles.

Введение

Корональные дыры локализуются в областях магнитного поля с открытыми силовыми линиями, которые не препятствуют радиальному расширению корональной плазмы. Это и объясняет увеличение скорости корональной плазмы.

Для регистрации КД используются данные наблюдений как наземных телескопов в линии HeI 10830 Å, так и спутниковые наблюдения в рентгеновском диапазоне. В нашей работе мы представляем результаты отождествления КД по данным наблюдений обсерватории Китт-Пик в период 1975–2003 гг. и SOHO/EIT в линии FeXII 195 Å в период 1996–2012 гг. Также учитывались данные телескопа SOLIS для HeI10830 Å в период 2004–2012 гг., когда наблюдения телескопа SOHO/EIT отсутствовали.

Метод обработки

Для выделения КД нами были разработаны процедуры полуавтоматического выделения границ КД на синоптических картах и наложения их границ на карты магнитных полей.

Метод состоял из нескольких шагов. Предварительно использовалась процедура сглаживания по соседним пикселям, ширина окна сглаживания

составляла около ~ 3 -х гелиографических градусов. На первом этапе происходил выбор предполагаемого уровня пороговой интенсивности I_{th} . Для определения предполагаемого порогового уровня мы строили гистограмму распределения пикселей по интенсивности $H(L)$. Далее, формировали массив логарифма от кумулятивной гистограммы $P = \log(\sum_{i=0}^m H(L))$. Затем выбирался пороговый уровень, для которого I_{th} соответствовала максимуму разности $(P_{i+1} - P_i)$ логарифма кумулятивной гистограммы. На втором шаге, в ручном режиме оператор уточнял выбор пороговой интенсивности I_{th} . Затем осуществлялась фильтрация волокон, видимых как зоны пониженной интенсивности в рентгеновском диапазоне, и полостей волокон, видимых светлыми структурами в линии HeI 10830Å. Для этого мы накладывали положение нейтральной линии, построенной по данным наблюдений в линии H-альфа, представленных на сайте Горной станции. На последнем этапе мы отфильтровывали области с площадью менее 10^{-3} от площади солнечной полусферы. Выделенные области формировались в структуры, которые имели общую границу [1].

Результаты

На Рис. 1 представлены данные площади КД по данным наблюдений телескопа KPVT в линии HeI 10830Å и телескопа SOHO/EIT, дополненного данными телескопа SOLIS в период 1997–2012 гг. В период 1997–2003 гг. данные перекрываются, при этом наблюдается достаточно хорошее согласие между рядами наблюдений.

Для фильтрации волокон, также видимых как зоны пониженной интенсивности в рентгеновском диапазоне, мы накладывали положение нейтральной линии, построенной по данным наблюдений в линии H-альфа, представленных на сайте Горной станции.

На основе полученных рядов мы создали сводный ряд КД, объединяющий как наблюдения в линии HeI 10830Å, так и рентгеновского диапазона, в основном в линии 195Å [1].

Корональные дыры, как правило, располагаются в области униполярных крупномасштабных областей магнитного поля. Поэтому в минимуме активности они занимают приполярные области на широтах выше 60° (Рис. 2). В периоды смены знака магнитного поля высокоширотные КД исчезают и вновь возникают спустя 2–3 года. На средних и низких широтах корональные дыры появляются на фазе спада активности, но выделенной широты, где происходит их концентрация, как это происходит на высоких широтах, не существует.

Общая площадь КД в 23-м цикле активности достаточно велика (Рис. 2). Площадь полярных КД достигает максимума в эпоху минимума активности. Поэтому цикл корональных дыр сдвинут по фазе от цикла солнечных пятен. В этом исследовании мы провели подсчет площади ко-

рональных дыр по циклам, считая началом цикла n , момент максимума по индексу солнечных пятен солнечных пятен W_n^{\max} .

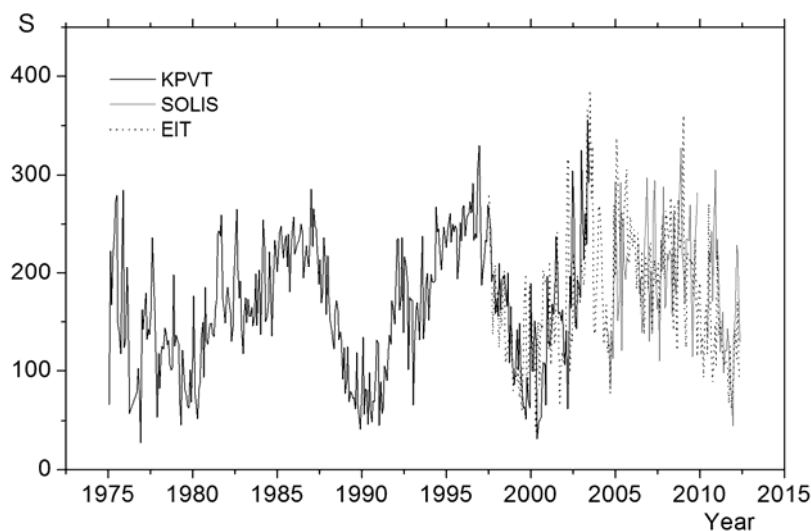


Рис. 1. Данные площадей КД по данным Китт-Пик (KPVT) в период 1975–2003 гг., SOHO/EIT(SOLIS) в период 1996–2012 гг. и SOLIS в период 2004–2012 гг. Данные усредненные за один Кэррингтоновский оборот.

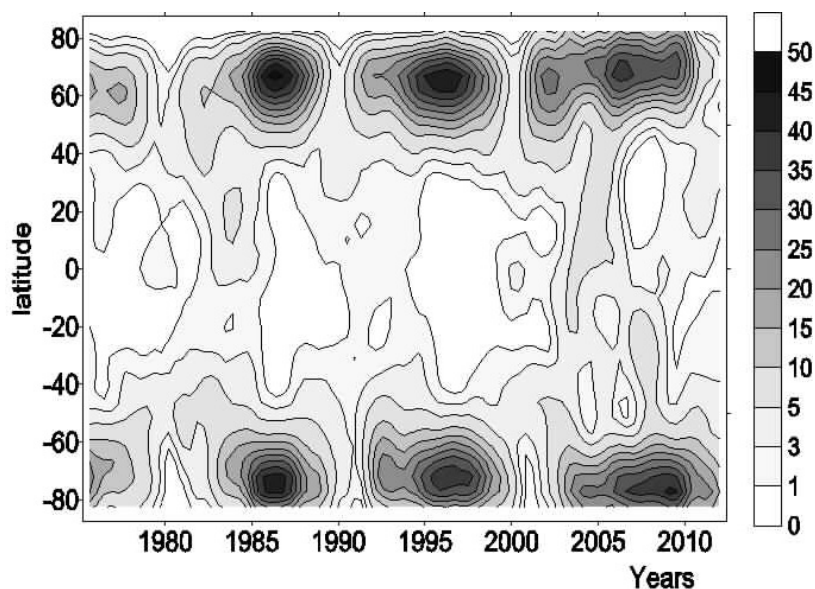


Рис. 2. Широтно-временная диаграмма распределения площади КД. Величина выражена в единицах 10^{-3} долей солнечной полусферы, подсчитанной для синоптических карт в 5-ти градусном широтном интервале.

На Рис. 3 представлены площади КД в 21–23-м циклах активности в зависимости от площади солнечных пятен. Наблюдается существенная обратная связь между этими параметрами. Площадь КД растет линейно при уменьшении суммарной площади солнечных пятен в цикле активности.

Асимметрия полушарий КД является важной характеристикой, влияющей на условия формирования солнечного ветра и положение гелиосферного токового слоя [2]. Используя созданный ряд, мы оценили асимметрию площадей КД в последних солнечных циклах. На Рис. 3 представлена параметр асимметрии, вычисленный из площади КД $(S_N - S_S)/(S_N + S_S)$. Только в 20-м цикле активности площадь КД в южной полушфере превышала площадь КД в северной полушфере. В циклах 21, 22 площадь КД северной полушферы была на ~6% больше чем на юге. Как видно из Рис. 3, асимметрия КД зависит от амплитуды цикла пятен. Для циклов с большой активностью КД северного полушария преобладают, и наоборот.

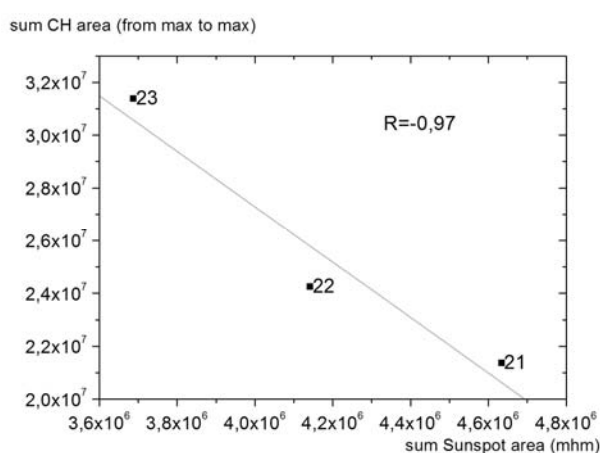


Рис. 3. Сравнение суммарной площади КД в 21–23 циклах активности в зависимости от суммарной площади солнечных пятен.

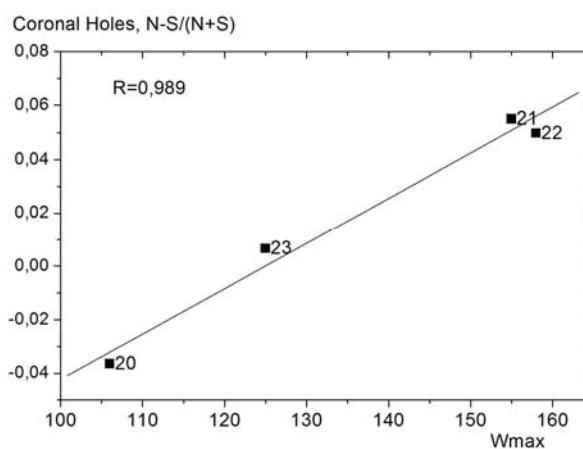


Рис. 4. Сравнение северо-южной асимметрии КД в зависимости амплитуды цикла активности.

Выводы

Рассмотрены свойства КД в 21–23-м циклах активности. Показано, что площадь КД имеет обратную корреляцию с суммарной площадью солнечных пятен.

Асимметрия площади КД также зависит от амплитуды цикла солнечных пятен. При больших циклах активности преобладают КД северного полушария.

Литература

1. Tlatov A., Tavastsherna K., Vasil'eva V., Sol. Ph., (DOI) 10.1007/s11207-013-0387-4.
2. Forsyth, R.J., A. Balogh, and E.J. Smith, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 107, 1405, 2002.

О ЛУЧЕВЫХ И НЕТЕРМИЧЕСКИХ СКОРОСТЯХ В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ Fe X 6374 И Fe XIV 5303

Тягун Н.Ф.

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск

ABOUT LINE-OF-SIGHT AND NONTERMAL VELOCITIES IN THE SOLAR CORONA ACORDING TO OBSERVATIONS OF Fe X 6374 AND Fe XIV 5303

Tyagun N.F.

Institute of Solar-Terrestrial Physics, P.O. Box 4026, Irkutsk, 664033, Russia

Observations made by the Large Solar Coronagraph of the Sayan Observatory were used to study the fine structure of line-of-sight (V) and nonthermal velocities (V_{nt}) in quiet, active regions and with height in the inner corona. The V_{nt} values determined from these lines are different, and their variations with height and with line intensities are opposite. The V values are close and are, on the average, in the range of ± 5 km/s. The relative stabilization of V is observed in the sunspots regions. A much more significant dispersion of V in the regions with decreasing brightness of Fe X 6374 and in the regions adjacent to sunspots, along with increasing V_{nt} values in these regions, point out the effect of different types of magnetic fields in the regions of these lines' emission. Note that the spatial behavior of profile parameters of the He D3 chromospheric line, observed in the corona over the active region simultaneously with the red and green lines, is similar to parameters of the red line. The results support conclusions about the effect that plasma structuring along the line of sight has on the contour form.

Интерпретация спектров солнечной короны, оптически тонкой среды, представляет известные трудности. Всю «погоду» определяет факт прозрачности плазмы короны для своего излучения. В силу этого можно ожидать, что наблюдения на диске (из космоса) и на краю должны выглядеть по-разному, дополняя, в то же время, друг друга полезной информацией. В поисках ответа на вопросы о нагреве короны, начала и ускорения солнечного ветра большинство исследований в последнее время используют наблюдения EUV спектров, полученных на диске. Известный интерес в этом плане представляют скорости, как нетермические (V_{nt}), так и лучевые (V). Окончательно ясной картины пока нет, хотя прямая корреляция между интенсивностями (W) и ширинами ($\Delta\lambda$), а также $\Delta\lambda$ и доплеровским сдвигом (V) в большинстве случаев по EUV-спектрам интерпретируется в пользу волновых механизмов нагрева короны. Доступные для наземных наблюдений (следовательно – на краю Солнца) линии железа Fe X 6374 и Fe XIV 5303, о которых речь пойдёт здесь, не позволяют делать такие выводы по той причине, что они показывают разную зависимость $\Delta\lambda$ - W как по широте, так и с высотой (!!!) в короне. Для красной линии зависимость $\Delta\lambda$ - W преимущественно обратная, а для зелёной – прямая, тогда как рас-

пространяющиеся вверх волны должны были бы обеспечить одинаковую связь, расширяя обе линии. Для понимания этого явления в [1] нами был предложен подход, при котором предположительно различная структурированность плазмы в этих линиях, обусловленная разной топологией магнитного поля (МП), открытой в среде с более низкой T (красная корона) и закрытой с более высокой T (зелёная корона), помогает приблизиться к сути. Здесь мы приводим результаты наблюдений, полученные с Большим Коронографом Саянской обсерватории, являющиеся, как нам представляется, ещё одним доказательством (наряду с другими, см. [2]) в пользу такого подхода. На рисунках 1–4 приведены случаи наблюдений красной и зелёной линий над спокойными и активными областями.



Рис. 1. Красная корона на высоте $h = 15''$ от края 24.09.1974 г.
Наблюдение с кривой щелью вдоль лимба.
Фотометрирование по спектру с шагом $19'$.

W – относительные интенсивности; $\Delta\lambda$ – полуширины; V_d – доплеровские скорости.

В работе [3] показано, что скорости «выдувания» плазмы увеличиваются в местах, прилегающих к ярким петлям активного района. Сами районы «выдувания» характеризуются длинными вытянутыми или открытыми линиями МП. Согласно Рис. 1, 2 V ведут себя, на наш взгляд, в согласии с этим утверждением. В местах повышения W заметна некоторая стабилизация и увеличение V и явное увеличение дисперсии V , а одновременно и $\Delta\lambda$ (читай V_{nt} согласно известной формуле $(\Delta\lambda)^2 = (\lambda/c)^2 2kT/m + v_{nt}^2$) в местах падения W . По ходу с высотой W убывают, а $\Delta\lambda$ (V_{nt}) возрастают (все графики в зависимости от высоты привести здесь нет возможности) – так же, как и по широте вдоль лимба, подтверждая закон, найденный в [4].

В зелёной на Рис. 3 в активной области, где светила жёлтая линия, $\Delta\lambda$ (V_{nt}) и W находятся в прямой корреляции, это справедливо также для всех высот. Рис. 4 представляет случай, когда с распадом активной области

(разрушением замкнутой структуры МП) топология МП приближается к случаю, благоприятному для свечения красной линии и поведение всех параметров по характеру начинает приближаться к таковому для красной линии (подробности – в [5]). Доплеровские скорости как в красной, так и в

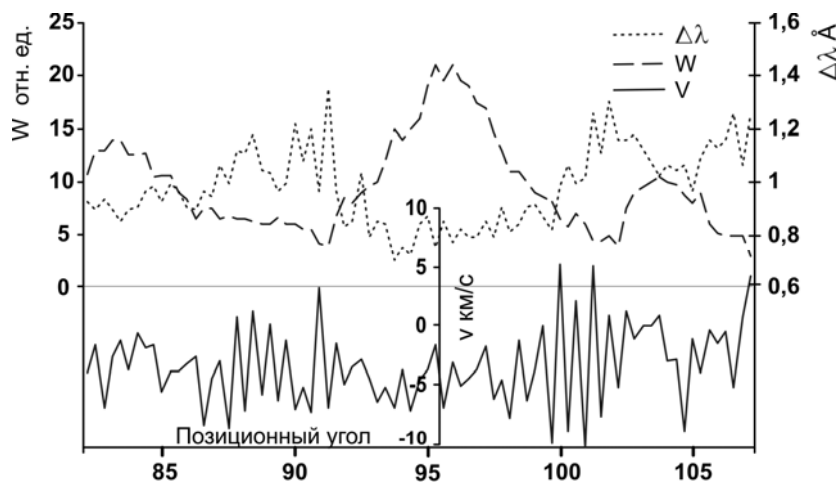


Рис. 2. Красная корона над биполярной группой пятен на высоте $h = 15''$ от края 24.09.1972 г.

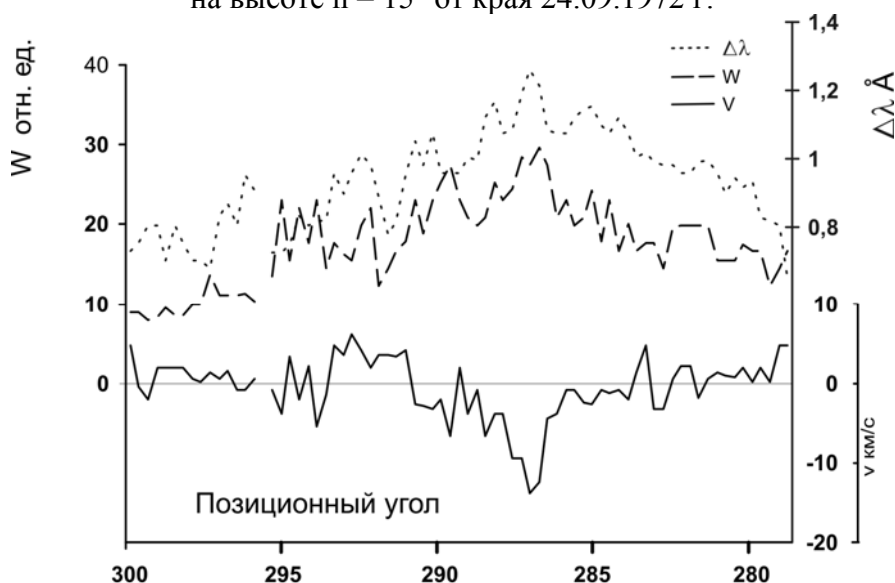


Рис. 3. Зеленая корона над зашедшей за край активной областью на высоте $h = 15''$ 6.10.1979 г.

зелёной линии колеблется в пределах ± 5 км/с, не превышая в отдельных случаях 10 км/с. Надо сказать, что это не отражает ситуацию на луче зрения: движения с разным знаком могут привести даже к нулевому результату на спектрограмме. Мы здесь не делаем количественных расчётов, поскольку при строгом подходе следует учитывать степень неоднородности на луче зрения хотя бы по электронам ($Q = \overline{(n_e^2)} / (\overline{n_e})^2$), а она нам не известна. И поэтому следующие выводы, к которым мы приходим, можно считать грубыми, сделанными косвенно.

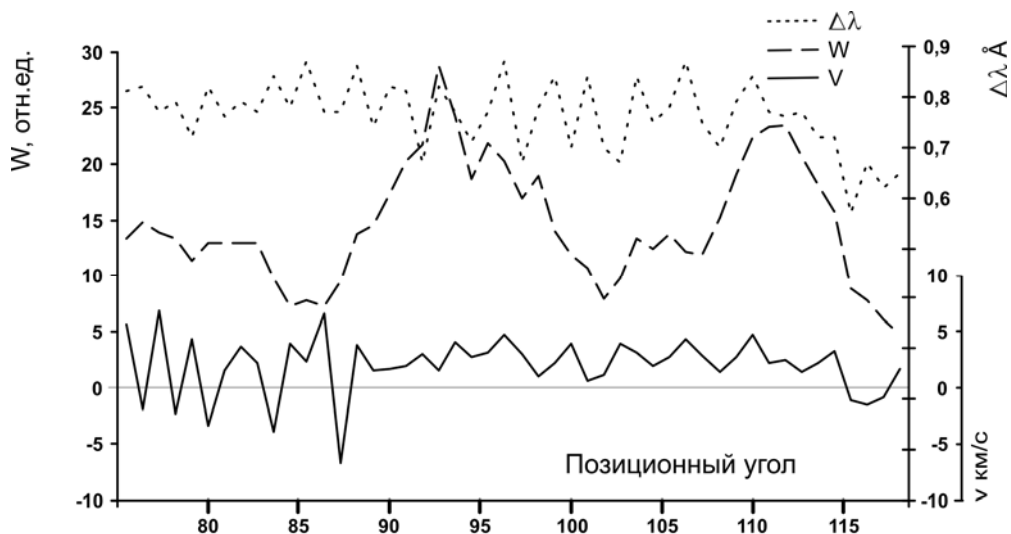


Рис. 4. Зеленая корона над распадающейся группой пятен на высоте $h = 15''$ 29.07.1983 г.

1. Красная корона, на наш взгляд, светится преимущественно в областях с открытыми структурами МП, а зелёная – с замкнутыми, способствующими увеличению плотности плазмы и T и ограничивающими свободу движений.

2. Нетепловые скорости, обуславливающие избыточные ширины линий есть, скорее всего, сумма доплеровских сдвигов на луче зрения преимущественно от направленных движений разного масштаба и этот эффект, похоже, больше в красной короне. Здесь уместно сослаться на работу [6]. Противоречий с концепцией, изложенной в этой работе и нашей интерпретацией нет. В пользу такого мнения свидетельствует и тот факт, что линия более холодной плазмы He D3, которая наблюдалась в месте свечения красной и зелёной короны, проявляет схожесть поведения параметров своих контуров в зависимости от широты с таковыми для красной линии.

Работа частично поддержана грантом 11-02-00631 РФФИ.

Литература

1. Tyagin N. 1994, In IAU Colloquium 144. Solar Coronal structures (eds. V. Rusin, P. Heinsel and J.C. Vial), 421.
2. Тягун Н.Ф. Избранные проблемы астрономии, материалы III Всероссийской астрономической конференции «Небо и Земля» посв. 80-летию астрономической обсерватории ИГУ, г. Иркутск, 22–24 ноября 2011, с. 200–206.
3. Doschek G.A. 2012, Ap.J., 754, 153.
4. Тягун Н.Ф., Степанов В.Е. 1975, Солнечные данные. №2, 56.
5. Тягун Н.Ф. 1998, Изв. А.Н., серия физич., 1998. т.62, No 6, 1244.
6. Никольская К.И. 2013, АЦ № 1588.

NUMERICAL SIMULATION OF ALFVEN WAVES AND MAGNETIC SWIRLS IN THE SOLAR ATMOSPHERE

Chmielewski P.¹, Murawski K.¹, Solov'ev A.A.²

¹*Group of Astrophysics UMCS, Lublin, Poland*

²*Pulkovo Astronomical Observatory, Saint Petersburg, Russia*

We build and verify a solar magnetic numerical model that allows us to study numerically an evolution of Alfvén waves and magnetic field associated with swirl events recently observed [1, 2] in the solar atmosphere. Using the FLASH code, we solve 3D ideal MHD equations numerically to simulate twists of magnetic field lines. The realistic model of the solar atmosphere gives us an opportunity to investigate evolution of vortex-like structures and rotated magnetic field. Our numerical results exhibit the propagation of the magnetic swirls and Alfvén waves, which result from twists implemented below the solar transition region (TR).

Introduction

A study of vortex-like motions in the solar atmosphere is important as photospheric rotating motions are able to excite perturbations that propagate upwards and influence the outer atmospheric layers. Moreover, rotation of magnetic field is linked with coronal heating and solar flares [3]. In the solar atmosphere, there are observed vortex-like motions of sunspots [4], eddies in the photospheric granulation [5] and whirlpool motions of magnetic bright points in the inter granular lanes [6-7]. Recently, Wedemeyer-Bohm et al. [2] discovered small-size of average diameter $d = 1.5$ Mm swirls rotating in the chromosphere. Furthermore, the turbulent convection in subsurface layers creates magnetized vortex tubes, which produce small-scale eruptions [1]. These solar eruptions, which are governed by the pressure gradients and the Lorentz force, inject hot plasma higher in to upper layers of the solar atmosphere and contribute to their heating.

Our goal is to study numerically evolution of magnetic swirls in the solar atmosphere generated by twisting magnetic field lines, which are important because of their ability of carrying energy into the solar corona. We demonstrate that twisted magnetic field under the solar transition region is not able to propagate freely upwardly into the solar corona.

A numerical model

We consider a gravitationally stratified solar atmosphere described by the ideal, adiabatic, three-dimensional (3D) magnetohydrodynamic (MHD) equations. We neglected non-ideal terms such as viscosity, magnetic diffusivity and thermal conduction. The latter may play an important role at the transition region, where temperature gradient attains a high value. However, we dropped the non-adiabatic effects although plasma heating and cooling are important in lower

regions of the solar atmosphere. All neglected effects are not expected to alter the general behaviour of waves and flows which experience amplitude attenuation in non-ideal non-adiabatic plasma.

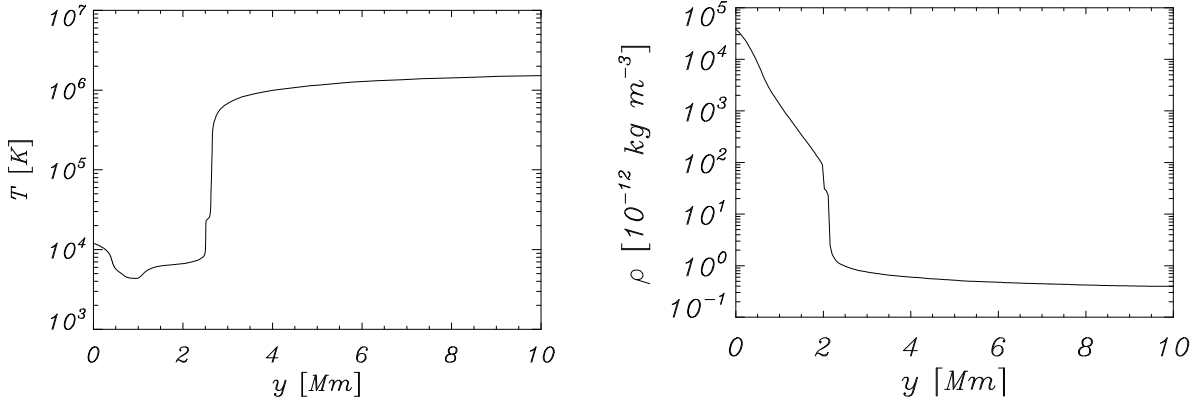


Figure 1. Equilibrium profiles of plasma temperature (*left panel*) and mass density (*right panel*).

The solar atmosphere is assumed to be in a static equilibrium ($\mathbf{V} = 0$) with potential magnetic field described as Low 3D model [8] of the magnetic field. In this model the magnetic field lines have a reversed bottle shape (Fig. 2, left panel). We find the equilibrium gas pressure, $p_e(y)$, and mass density, $\rho_e(y)$, profiles from momentum equation of the set of the ideal MHD equations:

$$p_e(y) = p_{ref} \exp\left(-\int_{y_r}^y \frac{dy'}{\Lambda(y')}\right), \quad \rho_e(y) = \frac{p_e(y)}{g\Lambda(y)}, \quad \Lambda(y) = \frac{k_B T_e(y)}{mg},$$

is the pressure scale height, p_{ref} denotes the gas pressure at the reference level, and T_e is the equilibrium temperature. In our model we use the realistic, semi-empirical VALC model of plasma temperature [9], that is smoothly extended into the solar corona which is displayed in Fig. 1, left panel. Note that in the chromosphere at $y \sim 0.9$ Mm temperature reach its minimum, $T_{min} \sim 4300$ K, and rapidly grows with height at the solar transition region at $y \sim 2.7$ Mm to $T \sim 1.5$ mln K in the solar corona.

Equilibrium magnetic field is initially twisted by implementing a Gaussian pulse in the azimuthal component of magnetic field,

$$B_\theta(x, y, t) = -A_B r \exp\left[-\frac{r_h^2 + (y - y_0)^2}{\omega^2}\right] \left(\exp\left(\frac{t}{\tau}\right) - 1\right), \quad (2)$$

with $y_0 = 0.5$ Mm and $\tau = 200s$.

Results of numerical simulation

Ideal, adiabatic MHD equations are solved with use of the FLASH code [10–12], which implements a second-order unsplit Godunov solver [13] with various slope limiters and Riemann solvers. Our simulation box is set as $(-2.5, 2.5)$ Mm \times $(4, 14)$ \times $(-2.5, 2.5)$ Mm (Fig. 2, right panel). We impose boundary

conditions by fixing in time all plasma quantities at all six boundaries to their equilibrium values, and additionally at the bottom boundary we perturb the equilibrium magnetic field by $B_\theta(x, y, t)$ of Eq.2. In all our studies we use a static but non-uniform grid with a minimum (maximum) level of refinement set to 3 (5). Each block of numerical grid consists of $8 \times 8 \times 8$ identical numerical cells. As a result of the twist (Eq.2) field lines become altered (Fig. 3) and force plasma motions (Fig. 4).

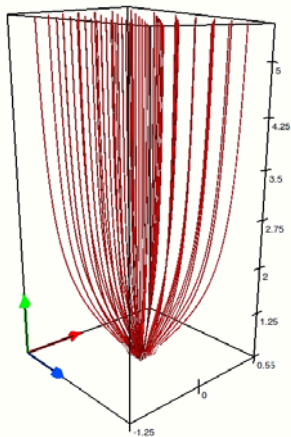


Figure 2. Equilibrium magnetic field lines.

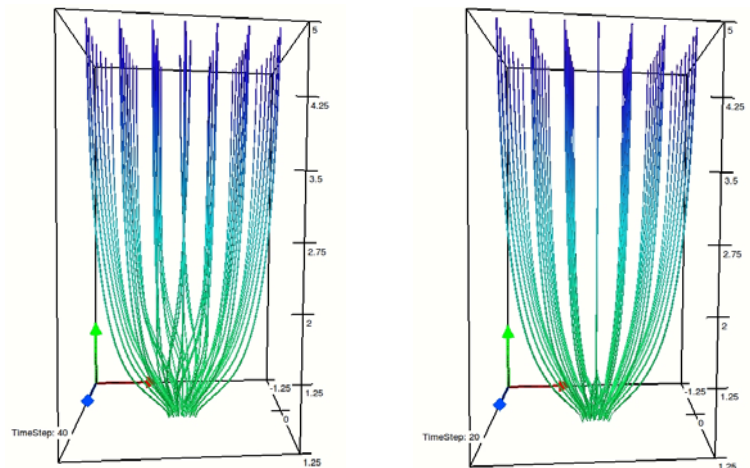


Figure 3. Twisted magnetic field lines at $t = 200$ s (left) and $t = 400$ s (right).

For a sufficiently long time, the downwardly propagating perturbation of plasma fades away, while the upwardly propagating perturbation grows in amplitude with height. We also observe upward and downward evolution of the twisted magnetic field. The magnetic field rotation generated the torsional Alfvén wave, which is visible as a helical plasma flow perpendicular to the vertical magnetic field lines (Fig. 4).

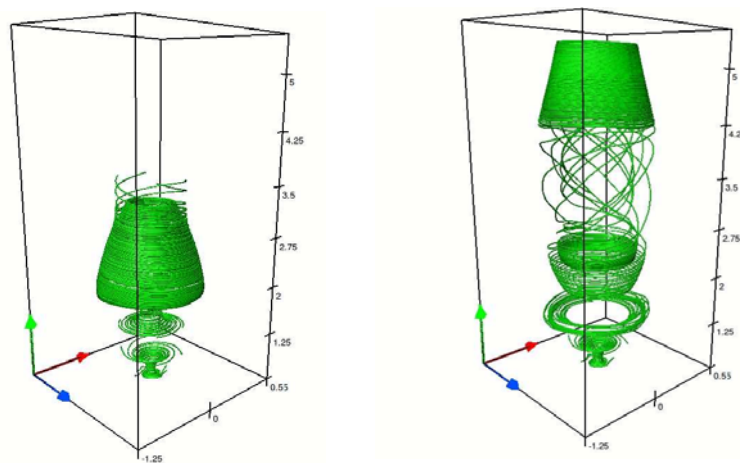


Figure 4. Temporal snapshots of streamlines at $t = 510$ s (left) and $t = 610$ s (right).

While we rotate the magnetic field at the top of the photosphere, specifically at $y \sim 0.5$ Mm, we observe that generated Alfvén wave slowly propagate upwardly and at $t = 400$ s reach the TR at the height $y \sim 2.7$ Mm (Fig. 3, right panel), undergo partial reflection at TR and propagate up to the solar corona. On the other hand, the magnetic field perturbation does not essentially pass through the TR, but becomes reflected (Fig. 3, right panel). It is well known phenomenon that was studied by e.g. Ballegoijen et al. [16], Hansen & Cally [17] and Murawsky and Museilak [18].

Conclusions

In the numerical model we devised magnetic field lines were impulsively twisted below the transition region. This twist triggers Alfvén waves and generates vortex-like motions that are observed in the solar atmosphere [2, 4-6]. We found that perturbation of magnetic field is not able to propagate to upper solar atmospheric layers.

The three-dimensional model that we have accurately mimic the solar atmosphere with open magnetic field configuration and allows us to study numerically a propagation of Alfvén wave generated by magnetic field perturbation under the transition region as well as in the lower solar corona.

Our goal in the future is to study a solar tornado phenomenon as well as quasi-static process of a slow twisted magnetic field propagation.

Bibliography

1. *Kitiashvili, I.N., Kosovichev A.G., Lele, S.K., et al.*: 2013, *Ap. J.*, **770**, 37.
2. *Wedemeyer-Bohm, S., Scullion, E., Steiner, O. et al.*: 2012, *Nature*, **486**, 505.
3. *Parker, E.N.*: 1988, *Ap. J.* **330**, 474.
4. *Brown, D.S., Nightingale, R.W., Alexander, D. et al.*: 2003, *Sol. Phys.*, **216**, 79.
5. *Brandt, P.N., Scharmer, G.B., Ferguson, S., et al.*: 1988, *Nature*, **335**, 238.
6. *Bonet, J.A., Marquez, I., Sanchez Almeida, et al.*: 2008, *Ap.J.*, **687**, L131.
7. *Bonet, J.A., Marquez, I., Sanchez Almeida, J. et al.*: 2010, *Ap.J.*, **723**, L139.
8. *Low, B.C.*: 1985, *Ap. J.* **293**, 31.
9. *Vernazza, J.E., Avrett, E.H., and Loeser, R.*: 1981, *Ap.J. Sup. S.* **45**, 635.
10. *Fryxell, B., Olson, K., Ricker, P.*: 2000, *Ap. J. Sup. S.* **131**, 273.
11. *Lee, D. and Deane, A.E.*: 2009, *J. Comp. Phys.*, **228**, 952.
12. *Lee, D.*: 2013, *J. Comp. Phys.*, **243**, 269.
13. *Murawski, K. and Tanaka, T.*: 1997, *Astrophys. & Space Sc.* **254**, 187.
14. *MacNeice, P., Spicer, D.S., Antiochos, S.*: 1999, 8th Soho Workshop **446**, 457.
15. *Toro, E.*: 2009, *Riemann Solv. and Num. Meth. for Fluid Dyn.*, Springer, Berlin.
16. *Ballegoijen, A.A., Asgari-Targhi, M., Cranmer, S.R. et al.*: 2011, *Ap.J.*, **736**, 3.
17. *Hansen, S.C., & Cally, P.S.*: 2012, *Ap.J.*, **751**, 31.
18. *Murawsky K. & Museilak Z.E.*: 2010. *A&A*, **518**, A37.

НАБЛЮДЕНИЯ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО/ГАММА И МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЙ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК: СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ

**Чариков Ю.Е.^{1,2}, Мельников В.Ф.², Аптекарь Р.Л.¹, Голенецкий С.В.¹,
Кудрявцев И.В.^{1,2}, Кузнецов С.А.², Пальшин В.Д.¹, Свинкин Д.С.¹,
Соколова З.Я.¹, Уланов М.В.¹, Фредерикс Д.Д.¹, Цветкова А.Е.¹**

¹*Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*

²*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

SOLAR FLARE HARD X-RAY, γ -RAY AND MICROWAVE OBSERVATIONS: JOINT ANALYSIS

**Charikov Yu.E.^{1,2}, Melnikov V.F.², Aptekar R.L.¹, Golenetskii S.V.¹,
Kudriavtsev I.V.^{1,2}, Kuznetsov S.A.², Palshin V.D.¹, Svinkin D.S.¹,
Sokolova Z.Ja.¹, Ulanov M.V.¹, Fredericks D.D.¹, Tsvetkova A.E.¹**

¹*Ioffe Physical-Technical Institute of Russian Academy of Sciences,
194021, Russia, St. Petersburg*

²*Central Astronomical Observatory of Russian Academy of Sciences,
196140, Russia, St. Petersburg;*

Joint radio and X-and γ -Ray emission of solar flare 02 July 2002 were analyzed. A problem of different energy spectra emitted these quanta are discussed.

Одновременные наблюдения солнечных вспышек в см-мм диапазоне длин волн и жестком рентгеновском и гамма излучении позволяют приблизиться к решению проблемы ускорения заряженных частиц и диагностики плазмы вспышечной петли. Следует особо отметить, что в последнее десятилетие в связи с запуском космического аппарата RHESSI получен обширный материал по пространственному распределению интенсивности жесткого рентгеновского излучения вдоль вспышечных петель например, обзоры [1, 2]. В радиодиапазоне подобные наблюдения проводились и ранее. Совместный анализ радио- и жесткого рентгеновского излучений проводился неоднократно [3]. Основные выводы касались динамики спектральных индексов этих излучений, разного количества ускоренных электронов и, возможно, наличия двух различных популяций электронов. При этом в высокоэнергичной области спектр электронов, излучающих радиоволны оказывался более жестким по сравнению со спектром электронов, генерирующим жесткое рентгеновское излучение. Временная эволюция рентгеновского спектра α , следовательно, и спектра электронов, обычно характеризовалась законом Soft-Hard-Soft на стадиях роста, пика и спада интенсивности излучения, соответственно. Следует заметить, что в этих работах анализ спектров рентгеновского излучения из различных частей вспышечной петли не проводился. Как показывает анализ результатов про-

странственного распределения источников жесткого рентгеновского излучения [1, 2] энергетические спектры из вершины и оснований петли существенно разнятся. Об этом же свидетельствуют и результаты численного моделирования кинетики пучков ускоренных электронов и их тормозное излучение [4]. Следует отметить, что энергетические спектры рентгеновского излучения в большинстве вспышек ограничиваются энергией в диапазоне 150–200 кэВ. Измерения в этой области содержат значительные ошибки, связанные с малым количеством фотонов. В то время как для излучения в микроволновом диапазоне необходимо наличие достаточного количества электронов с энергией большей 300 кэВ. Следует сказать, что традиционно используемое приближение степенного закона энергетического спектра, как частиц, так и излучений в широком диапазоне энергий является следствием измерений, которые не могут быть абсолютными. В задаче динамики пучка ускоренных электронов в плазме вспышечной петли [4–5] спектры рентгеновского излучения из вершины и оснований можно считать **локально степенными**, то есть степенными в узкой области энергий, в то время как энергетическая часть функции распределения ускоренных электронов полагалась степенной во все время инжекции. Таким образом, при совместном анализе данных требуется аккуратное определение параметров спектров и их эволюции на разных стадиях вспышек. В качестве примера рассмотрим совместный анализ результатов наблюдений на радиогелиографе Nobeyama и данных, полученных спектрометром Конус на спутнике Wind во время вспышки 18 июля 2002 г. Вспышка рентгеновского балла M 2.2, регистрация жесткого рентгеновского излучения началась в 03:32:52 UT (Рис. 1), а в радиодиапазоне на частотах 17 и 34 ГГц в 03:32:20UT (Рис. 2).

На Рис. 3 приведен энергетический спектр рентгеновских фотонов для момента времени, соответствующего максимуму интенсивности. Отметим, что энергетический спектр надежно регистрируется до энергий порядка 150 кэВ. И его можно описать степенным законом (в пределах ошибок) с показателем $\gamma_x = (-4.1 \pm 0.2)$. Временная зависимость показателя рентгеновского спектра соответствует типу soft – hard – hard (с учетом ошибок возможно, harder). Причем, величина показателя спектра изменяется в небольших пределах от -3.6 до -4.6 , что соответствует значениям показателя спектра электронов (в модели толстой мишени) на единицу больше. Из рис. 2 следует, что спектр электронов должен быть более жестким, индекс α в максимуме потока около -0.5 и для оснований и для вершины петли. В этом случае показатель спектра электронов δ_e не превышает -3 . Кроме того, для вершины и одного из оснований обнаруживается временная эволюция спектрального индекса, свидетельствующая о возможной эволюции soft – hard – soft, что не соответствует выводам из данных рентгеновского излучения. По всей видимости, выход из данного противоречия следует искать в корректном учете влияния на спектральный индекс плазмы в источнике (эффект Разина) и возможной анизотропии ускоренных электронов.

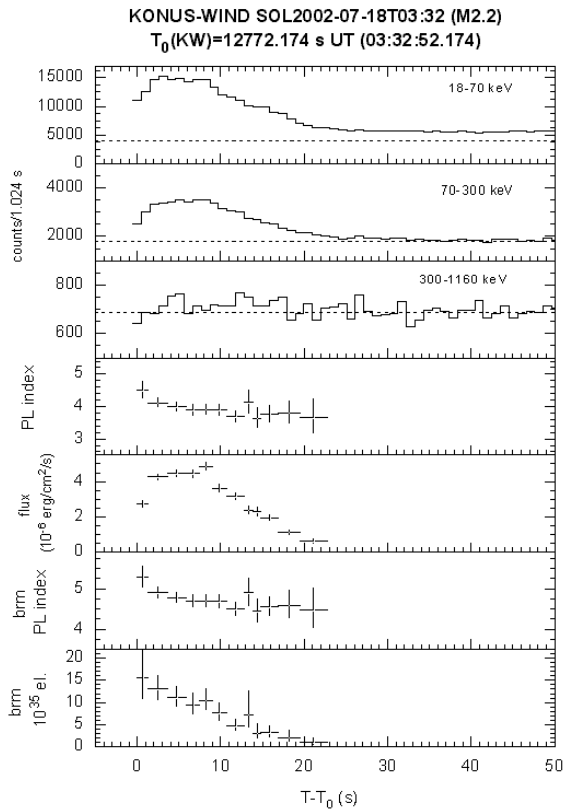


Рис. 1. Временной ход рентгеновского излучения, показатель спектра, поток энергии и количество ускоренных электронов приведены на панелях сверху вниз.

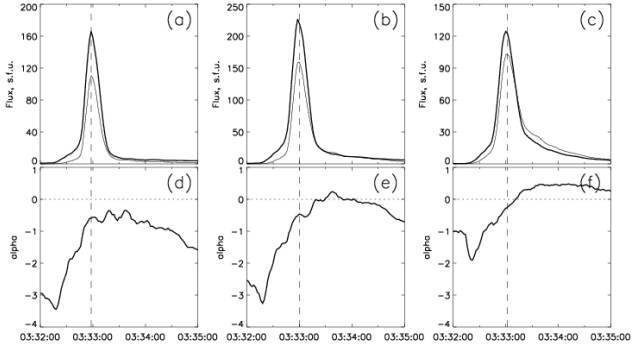
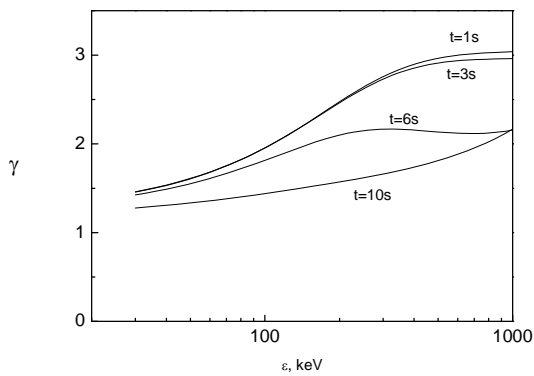


Рис. 2. Поток радиоизлучения на частотах 17 и 34 ГГц и показатель наклона спектра для 2-х оснований и вершины (в центре).

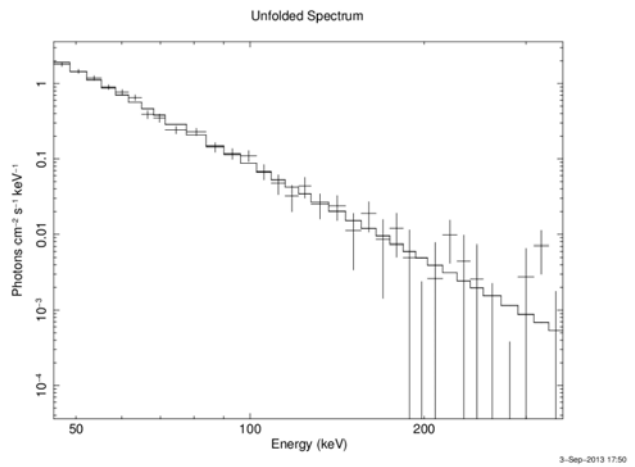


Рис. 3. Энергетический спектр фотонов (крест) и его аппроксимация степенным законом (ступенька).

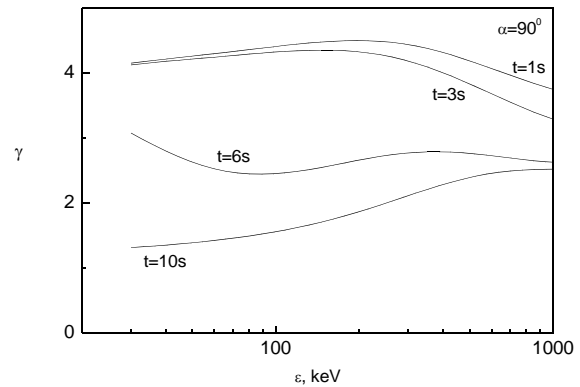


Рис. 4. Динамика показателя спектра рентгеновского излучения, рассчитанного в модели кинетики анизотропного пучка ускоренных электронов [4]; *слева* – для вершины петли, *справа* – для основания петли, в которое начинает распространяться пучок после инъекции его в вершине.

Количество ускоренных электронов в максимуме составляет $1.3 \cdot 10^{36}$ и монотонно уменьшается со временем. Поток энергии рентгеновских фотонов достигает величины $6 \cdot 10^{-6}$ эрг/см²с. На Рис. 4 приведены локальные спектры жесткого рентгеновского излучения, рассчитанные в модели кинетики пучка ускоренных электронов для различных моментов времени. Энергетическая часть функции распределения инжектируемых электронов принималась степенной с постоянным на протяжении времени инъекции показателем 3. Отметим, что локальный спектр меняется во времени в зависимости от энергии и положения источника существенно по-разному. Для энергий меньших 100 кэВ первоначально спектр ЖРИ в вершине характеризуется величиной 4, а в основании 1.5. То есть спектр фотонов в основании намного жестче в этом энергетическом диапазоне. Однако в области высоких энергий наблюдается выравнивание значений показателя для вершины и основания – он приближается к 3. Таким образом, можно утверждать, что для одного и того же спектра электронов в момент инъекции на начальной стадии (до максимума потока) спектр электронов в области низких и высоких энергий трансформируется по-разному, что должно влиять на спектр излучения ЖРИ (в области до 200 кэВ) и микроволновое радиоизлучение. В дальнейшие моменты времени спектры в области меньших энергий становятся жестче – показатель степени уменьшается до 1.5 в вершине и основании, в области высоких энергий он становится равным 2, что соответствует модели толстой мишени.

Работа поддержана Грантами ПР22 и ФЦПК 1.5 N8524.

Литература

1. *Krucker S., Hurford, G.J., MacKinnon, A.L., Shih, A.Y., & Lin, R.P.* Coronal γ -Ray Bremsstrahlung from Solar Flare-accelerated Electrons // *ApJ*. V.678, L63-66, 2008a.
2. *Krucker S., Battaglia M., Cargill P.J., et al.* Hard X-ray emission from the solar corona // *A&A*. V.16. P. 155–208, 2008b.
3. *White S.M. et al.* The Relationship Between Solar Radio and Hard X-ray Emission // *Space Science Review*, V.159, PP.225–261,
4. *Charikov Yu.E., Melnikov V.F., Kudryavtsev I.V.* Intensity and polarization of the hard X-ray radiation of solar flares at the top and footpoints of a magnetic loop // *Geomagnetism and Aeronomy*. V.52. N8. P. 1021–1031, 2012.
5. *Zharkova V.V., Kuznetsov A.A. and Siversky T.V.* Diagnostics of energetic electrons with anisotropic distributions in solar flares. I. Hard X-rays bremsstrahlung emission // *Astronomy & Astrophysics*. V. 512. A8. 2010.

СВЯЗИ ФЛУКТУАЦИЙ СОЛНЕЧНОЙ UV-РАДИАЦИИ И СОДЕРЖАНИЯ ОЗОНА С СОЛНЕЧНЫМИ ФАКТОРАМИ (АНТАРКТИДА)

Шаповалов С.Н.¹, Беневоленская Е.Е.²

¹ГНЦ РФ Арктический и антарктический научно-исследовательский институт
Россия Санкт-Петербург, ул. Беринга, 38

²Главная (Пулковская) Астрономическая Обсерватория РАН
Россия Санкт-Петербург, Пулковское шоссе, 65

THE RELATIONSHIP OF THE SOLAR UV IRRADIANCE AND THE OZONE CONCENTRATION WITH THE SOLAR FEATURES (ANTARCTICA)

Shapovalov S.N.¹, Benevolenskaya E.E.²

¹Arctic and Antarctic Research Institute, AARI

²Central Astronomical Observatory of Russian Academy of Sciences

We have analyzed solar spectra irradiance data (SSI) in the range of wavelengths from 336 nm to 345 nm obtained in Antarctica (Novolazarevskaya) during the minimum between the solar cycles 23 and 24 (2007–2009). The temporal variations of solar cosmic rays (SCR) observed by GOES-11 are compared with the mesopause level (AIM) and the ozone concentration (WOUDC). The data analysis reveals the phase matching of the energy variations SSI with the SCR's protons ($5 \text{ MeV} > E_p > 100 \text{ MeV}$) and the mesopause level at a height of 82–98 km. Seasonal variations of the mesopause level are in the anti-phase with the ozone concentration which reaches the maximum in stratosphere (25–30 km). As a result we conclude that the SCR affect the whole atmosphere at high latitudes of Antarctica.

Спектральные наблюдения флуктуаций солнечной UV-радиации в диапазоне 297 nm – 345 nm зенита атмосферы выполняются с помощью многоканального спектрометра AvaSpec-2048 (*Fiber Optic Spectrometer, Avantes, www.avantes.com*). Конструктивно спектрометр оснащен интерфейсом для преобразования оптического сигнала, а также программным обеспечением AvaSoft 6.2 для установки каналов и режимов измерений.

В анализе данных по измерениям в диапазоне 336 nm – 345 nm установлены фазовые соответствия флуктуаций энергии с протонами СКЛ (GOES-11). Данные измерений приводились к среднесуточным стандартным отклонениям (SD). На рис. 1 видно, что изменения $SD_{336\text{nm}-345\text{nm}}$ (от $E_p > 5 \text{ MeV}$) имеют фазовые соответствия с вариациями протонов СКЛ ($r \sim 0.6-0.8$). Средние оценки флуктуаций энергии в диапазоне 339.5 nm - 346 nm согласно формуле:

$$E(\lambda) = h \cdot c / \lambda e , \quad (1)$$

где, $h = \text{Planck's constant } 6.62606876 \cdot 10^{-34}$, $c = \text{velocity of light } 2.998 \cdot 10^8$ m/s, $\lambda = \text{wavelength in meters}$

составили:

$$E_{\min} (346 \text{ nm}) = 3.583 \text{ (eV /photons)}$$

$$E_{\text{mean}} (342.5 \text{ nm}) = 3.619 \text{ (eV /photons)}$$

$$E_{\max} (339.5 \text{ nm}) = 3.652 \text{ (eV /photons)}$$

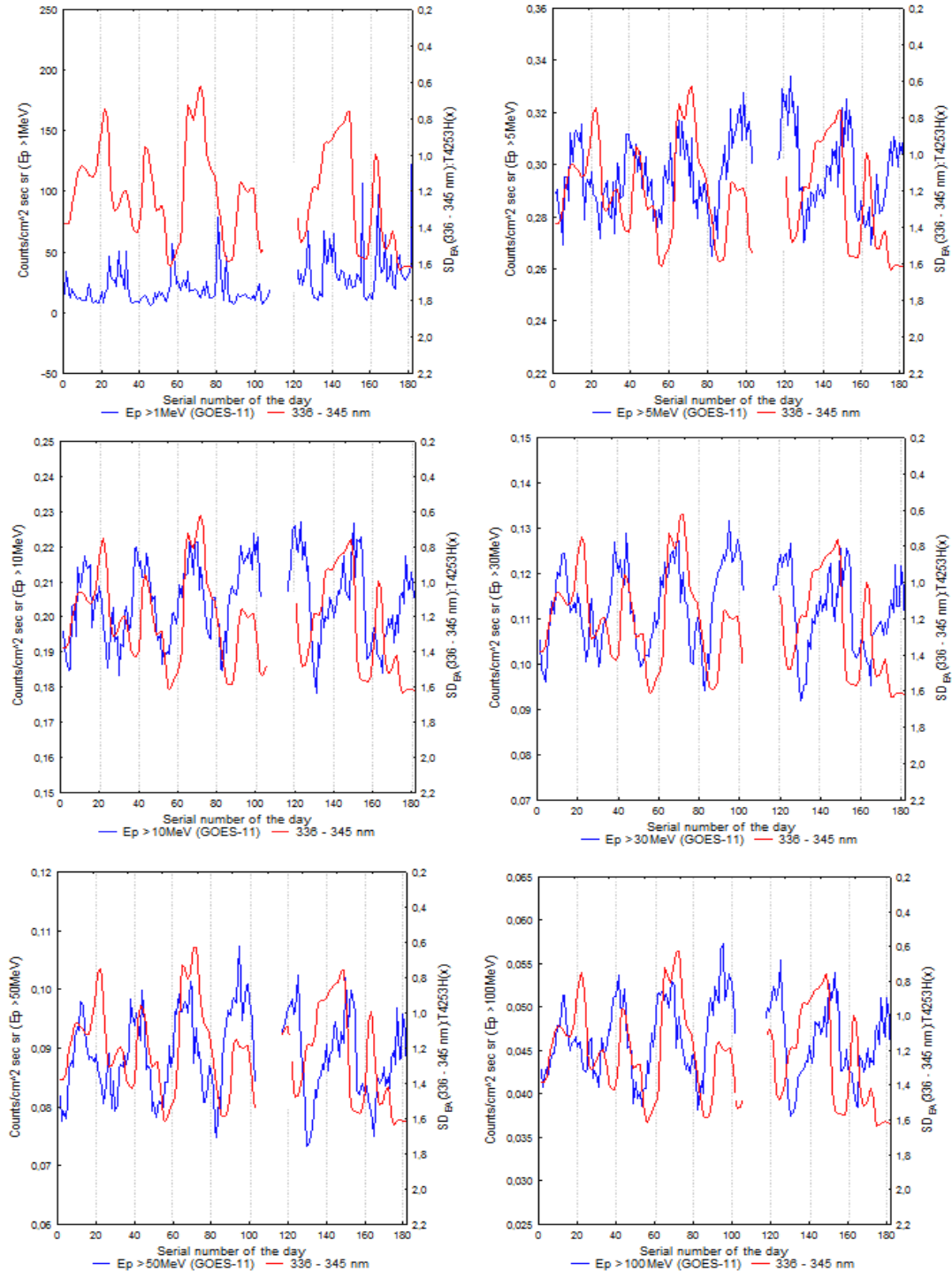


Рис. 1. Сравнение значений $SD_{336\text{nm}-345\text{nm}}$ (AvaSpec-2048) с вариациями протонов СКЛ ($1 \text{ MeV} > E_p > 100 \text{ MeV}$) за период с 01.09.07 по 29.02.08. (ст. Новозазаревская).

Для определения высотного уровня наблюдаемых эффектов в диапазоне 336 nm – 345 nm, по данным AIM (<http://aim.hamptonu.edu/instrmt/sofie.htm>) анализировались изменения уровня мезопаузы (Z_{mes}), с которыми связаны различные показатели области верхней мезосферы (M_{ice} , H_2O_{max} , T и др.). На рисунке 2 представлено сравнение значений $SD_{336nm-345nm}$ с изменением Z_{mes} , после исключения трендов. Видно, что ход $SD_{336nm-345nm}$ имеет близкое соответствие Z_{mes} .

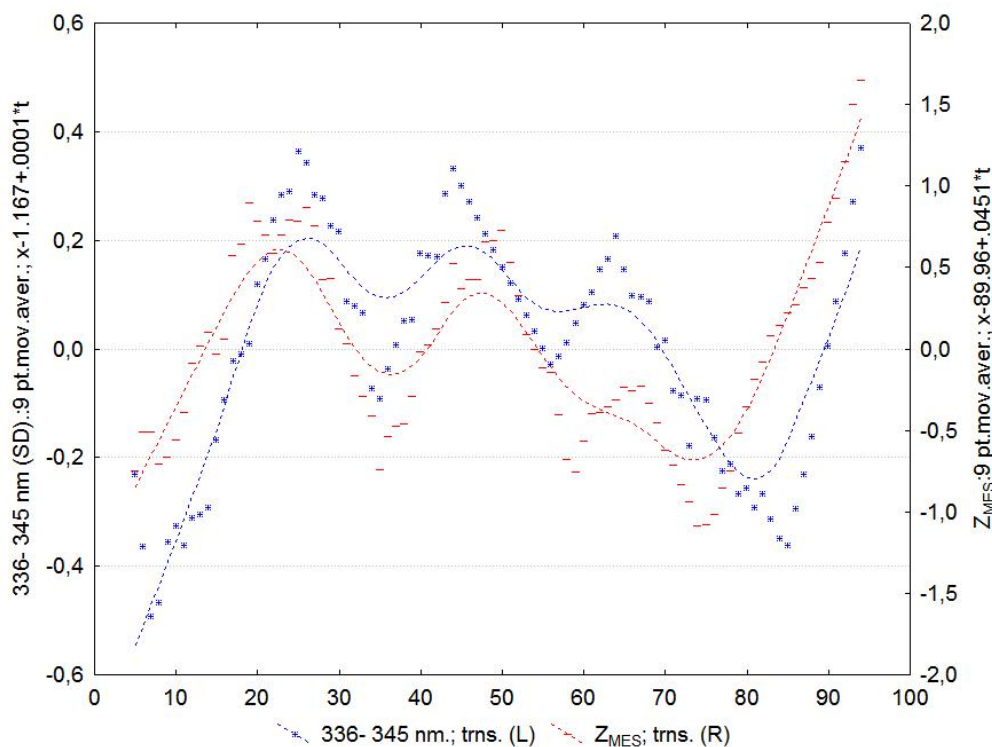


Рис. 2. Сравнение значений $SD_{336nm-345nm}$ (AvaSpec-2048) с изменениями уровня мезопаузы (AIM).

В сезоны «озоновой дыры» в изменениях общего содержания озона (ОСО) в Антарктике наблюдаются вариации (20–28 сут), близкие к вращательной временной шкале Солнца (рис. 3). В околополусных широтах экстремумы этих вариаций достигают значений, сопоставимых с минимумами ОСО в пике «озоновой дыры». Наряду с этими вариациями, прослеживается тесная связь сезонного хода содержания ОСО с уровнем мезопаузы (рис. 4). Близкое соответствие рядов (с обратным знаком), указывает на неизученные механизмы взаимодействия «мезосфера-стратосфера». При этом не отмечается какой-либо временной задержки самой связи. Ее механизм остается неизвестным.

В представленных временных сравнениях флуктуаций энергии UV (339.5 nm – 346 nm) с протонами СКЛ и уровнем мезопаузы, а также ОСО с уровнем мезопаузы проявляется роль СКЛ в высокоширотной атмосфере Антарктики. Задача дальнейших исследований направлена на выполнение мониторинговых наблюдений флуктуаций UV в 24 цикле СА.

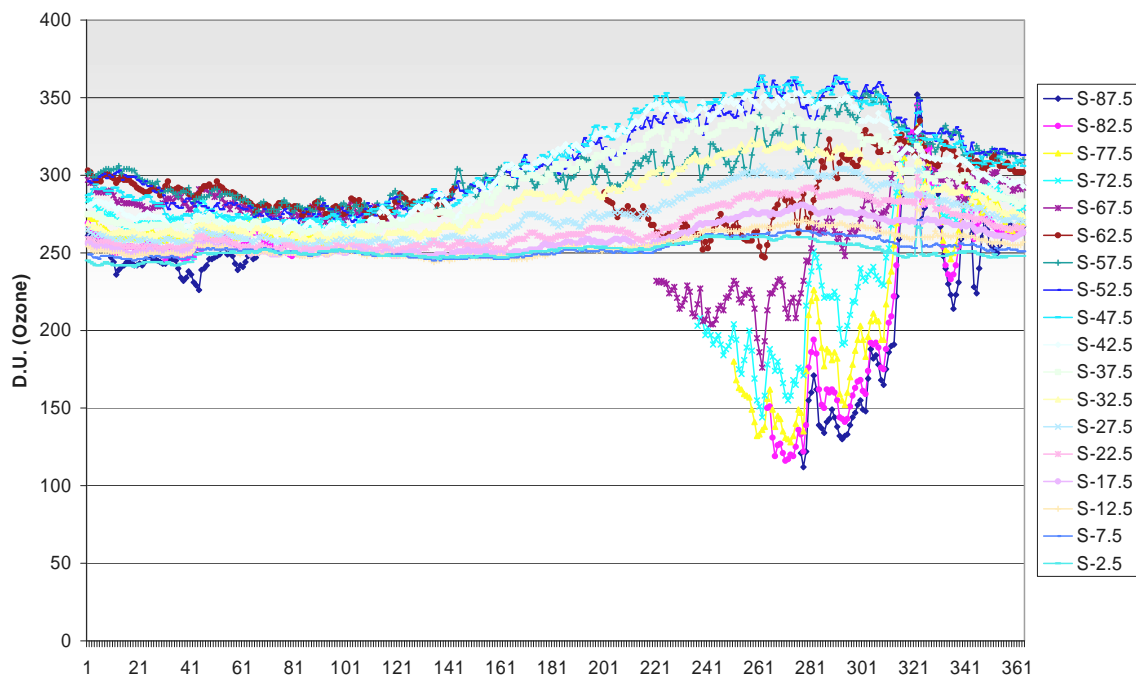


Рис. 3. Распределение среднесуточных значений содержания озона (WOUDC) на широтах Южного полушария с вариациями (20–27 сут), характерных для высоких широт Антарктики.

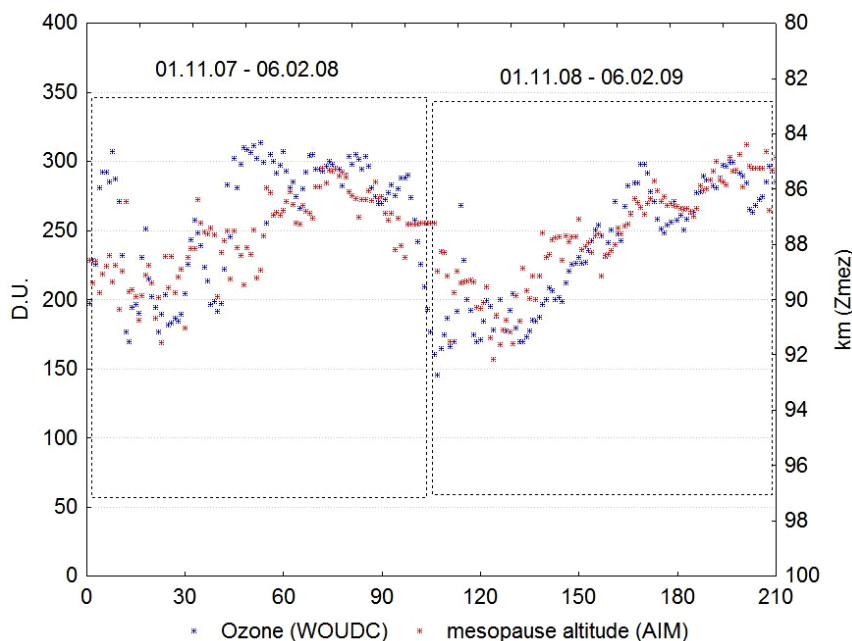


Рис. 4. Сравнение значений содержания озона (WOUDC) с уровнем мезопаузы (AIM) в периоды полярного лета 2007–2008 гг. и 2008–2009 гг. (70°00'S, 11°49'E)

Литература

1. С.Н. Шаповалов. Спектральные исследования флуктуаций UV-радиации в зените атмосферы: связи с показателями верхней атмосферы и солнечными факторами (Антарктида). Восьмая ежегодная конференция «Физика плазмы в Солнечной системе». С.150. 4–8 февраля 2013, ИКИ РАН, Москва.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВСПЫШЕК С РАЗЛИЧНЫМ СПЕКТРОМ УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И ОДИНАКОВЫМ ОТКЛИКОМ В МЯГКОМ РЕНТГЕНОВСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ

Шарыкин И.Н., Струминский А.Б., Зимовец И.В.
Институт космических исследований РАН, Россия, Москва

INVESTIGATION OF SOLAR FLARES WITH DIFFERENT ACCELERATED ELECTRONS SPECTRA AND SIMILAR FEEDBACK IN SOFT X-RAY EMISSION

Sharykin I.N., Struminsky A.B., Zimovets I.V.
Space Research Institute of RAS, Russia, Moscow

From the RHESSI catalogue we selected events, which have approximately the same GOES class high C - low M, but with different HXR intensities and maximal energies. The selected events were divided into two groups: 1) flares with X-ray emission observed by RHESSI only up to 50 keV and 2) flares with X-ray emission observed above energies >50 keV. The main task is to understand observational peculiarities of these two flare groups. We use RHESSI X-ray data to obtain spectral and spatial information and find differences between selected groups. Thermal and spatial properties these groups of flares are not very distinguishable, but the calculated distributions of HXR indices show significant differences. Events from the second group have harder spectrum. Resulted chromospheric evaporation efficiency seems to be especially depended on low-energy part of nonthermal electron spectrum and fine structure of energy release site, that provide physical explanations, why flares with the same fluxes of thermal soft X-ray emission have principally different spectrum of non-thermal hard X-ray emission.

О процессах ускорения заряженных частиц во время солнечных вспышек можно судить по жесткому рентгеновскому излучению и микроволновому радиоизлучению. Рост мягкого рентгеновского и ультрафиолетового излучения обычно ассоциируется с хромосферным «испарением», вызванным перегревом плотных слоев солнечной атмосферы ускоренными электронами. Чем больше поток нетепловых электронов, тем большая энергия реализуется в нагреве плазмы и мягком рентгеновском излучении [1, 2], однако существуют отклонения от данной зависимости [3]. В данной работе рассматриваются солнечные вспышки примерно одинакового класса GOES, но различающиеся своим жестким рентгеновским излучением. Основной целью данной работы является исследование наблюдательных особенностей таких вспышек и их физическая интерпретация.

Рентгеновское излучение анализируется по данным КА RHESSI (3–300 кэВ) и GOES (0.5–4 и 1–8 Å). События C-M GOES класса делятся на две группы. В первой группе излучение более 50 кэВ не наблюдалось, а во второй наблюдалось. Основными критериями отбора событий являются:

1) максимальный темп счета детекторов RHESSI в диапазоне 6–12 кэВ лежит в пределах 500–1200 отсчетов/с; 2) «хорошее» качество данных, то есть наблюдательная сессия не перекрывается с ночным, SAA временем. В итоге отобрано 137 событий: 105 и 32 в первой и второй группах. Также отобрано «руками» по три события в каждой группе с очень хорошим качеством данных для более детального исследования.

Рентгеновские спектры RHESSI рассчитывались в пике жесткого рентгеновского излучения. Тепловая часть спектров аппроксимировалась однотемпературной моделью теплового излучения, а нетепловая часть моделью «толстая мишень» [4], где спектр нетепловых электронов предполагается степенным с низкоэнергетической границей. Примеры двух спектров с их аппроксимациями представлены на рис. 1. Результаты статистического анализа показали, что события в среднем не различаются по температурам, мере эмиссии и обилию ионов Fe/Ni, единственное отличие (рис. 2-A): в среднем мягкий спектр нетепловых электронов в первой группе ($\delta = 5,9 \pm 0,4$) и жесткий спектр во второй группе ($\delta = 3,6 \pm 0,1$). По данным GOES были проанализированы температура и мера эмиссии в пике мягкого рентгеновского излучения, а также длительность фазы роста мягкого рентгеновского излучения и полные радиационные потери. В распределениях данных параметров также не найдено существенных отличий между двумя группами.

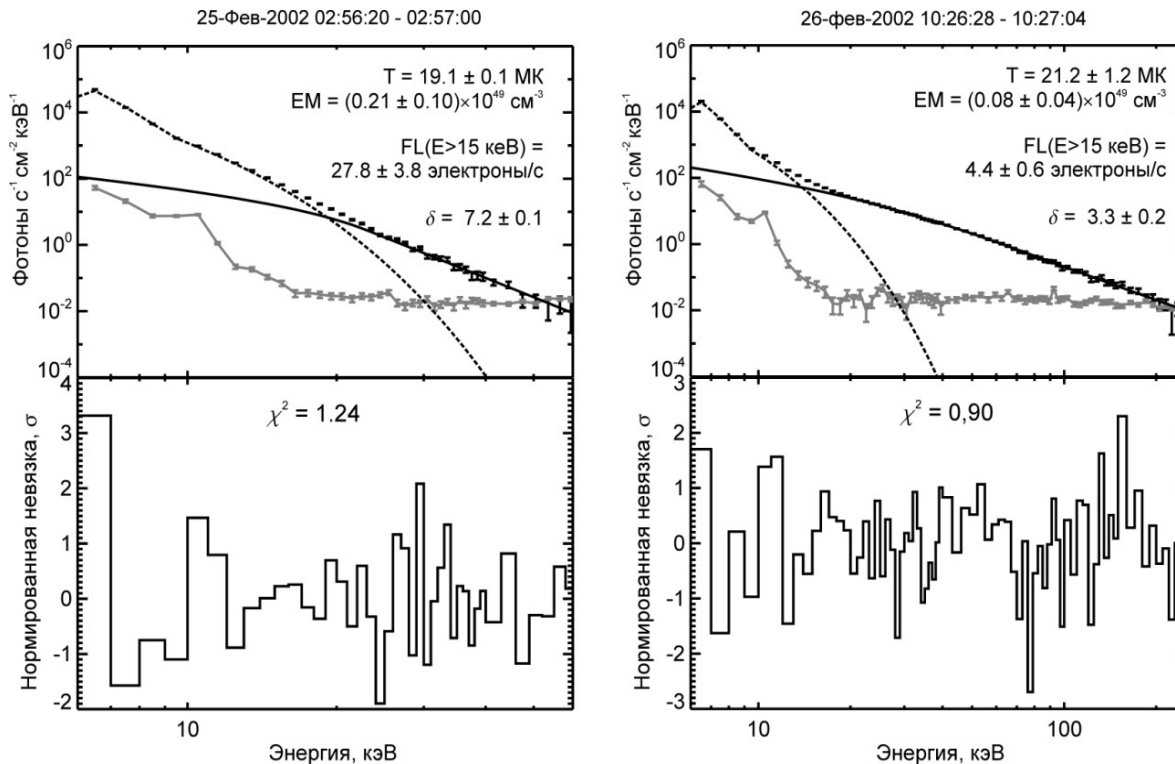


Рис. 1. Черные точки – данные RHESSI, сплошная линия – аппроксимация моделью «толстая мишень» [4], штриховая линия – аппроксимация спектром излучения однотемпературной плазмы, серая линия – фон. $FL \cdot 10^{35}$ – поток нетепловых электронов с энергиями выше 15 кэВ.

В качестве альтернативной интерпретации мягких рентгеновских спектров в событиях второй группы использовалась тепловое приближение с двухтемпературной моделью плазмы [6]. Оказалось, что в 10% анализируемых событий первой группы спектры хорошо объясняются такой моделью. Хромосферное испарение в таких событиях может быть связано с нагревом плотных слоев солнечной атмосферы тепловым потоком из горячей короны.

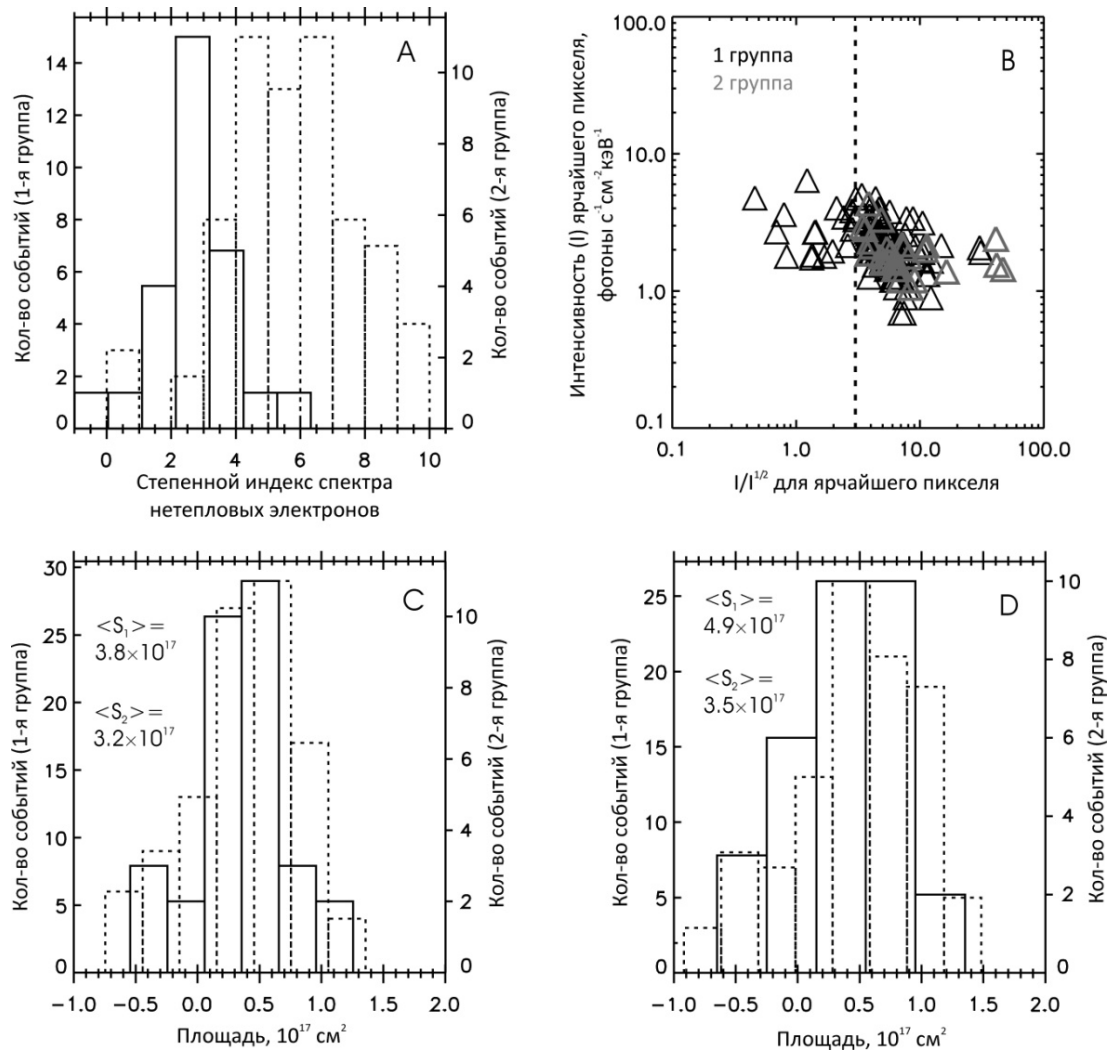


Рис. 2. Сводка основных статистических результатов. Штриховые линии – первая группа, сплошные – вторая группа. С и D – алгоритм CLEAN с natural и uniform взвешиванием фурье компонент. Вертикальная линия на B – уровень сигнал/шум = 3.

Рентгеновские изображения вспышечных областей по данным RHES-SI восстанавливались с помощью двух вариантов алгоритма CLEAN (natural и uniform взвешивание фурье компонент) в диапазоне энергий 3–15 кэВ. Размеры полученных источников определялись по аппроксимации карт яркости двумерной гауссианой. Полученные распределения площадей рентгеновских источников в двух группах показывают в среднем различие \sim FWHM (3 детектора) в пользу более компактных размеров вспышечной

области событий из второй группы (рис. 2-С, D). Также отношение сигнал-шум в ярчайшем пикселе (рис. 2-В) для первой группы в среднем меньше чем во второй и в некоторых случаях $< 3\sigma$, что может свидетельствовать о диффузном излучении протяженного источника. Отсюда можно заключить, что первая группа вспышек развивается в петлях большого масштаба, а вторая группа объединяет вспышки, происходящие в более компактной области. Однако данный результат требует проверки наблюдениями с лучшим пространственным разрешением и не являются полностью статистически достоверными.

Оценки тепловой энергетики и меры эмиссии связанной с хромосферным испарением были проведены аналогично [3, 5]. Величина энергии тепловой плазмы образующейся за счет хромосферного испарения очень сильно зависит от низкоэнергетической границы и при случайных ее вариациях от события к событию, несмотря на разные степенные показатели спектра, мы можем получить вспышки с одинаковой тепловой энергией. Однако при одинаковых низкоэнергетических границах необходимы более компактные размеры вспышечных петель (меньший фактор заполнения), для того чтобы уравнивать меры эмиссии испаренной плазмы в двух разных событиях с разной «жесткостью» спектра нетепловых электронов.

В итоге величина спектрального индекса ускоренных электронов оказывает слабое влияние на тепловой отклик солнечной вспышечной атмосферы. Гораздо более сильными факторами являются: форма низкоэнергетической части спектра нетепловых электронов, масштаб и тонкая структура вспышечной области (фактор заполнения).

Работа сделана при финансовой поддержке РФФИ гранты № 13-02-91165 и 12-02-31127. Авторы благодарны Вейкун Гану (Purple Mountain Observatory, Nanjing, China) за гостеприимство и финансовую поддержку, а также Александру Косовичеву (Big Bear Solar Observatory, USA) за обсуждение работы.

Литература

1. Battaglia, M., Crigis, P.C., Benz, A.O.: *Astron. & Astrophys. J*, 439, 737, 2005.
2. Veronig, A.M., Vrsnak, B., Dennis, B.R., Temmer, M., Hansleimer, A., Magdalenic, J.: *Astron. & Astrophys.*, 392, 699, 2002.
3. McDonald, L., Harra-Murnion, L.K., Culhane, J.L.: *Solar Phys.*, 185, 323, 1999.
4. Brown, J.: *Solar Phys.*, 18, 489, 1971.
5. Brown, J.: *Solar Phys.*, 31, 143, 1973.
6. Caspi, A., Lin, R.P.: *Astrophys. J. Letters*, 725, 161, 2010.

ТЕСТИРОВАНИЕ КРИТЕРИЕВ ПРОГНОЗА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ

Шендрик А.В.^{1,2}, Курочкин Е.В.¹, Тохчукова С.Х.¹

¹СПбФ САО РАН

²НИУ ИТМО

TESTING CRITERIA FOR FORECAST OF SOLAR ACTIVITY BASED ON THE ANALYSIS OF THE SPECTRAL CHARACTERISTICS OF THE RADIO EMISSION OF ACTIVE REGIONS

Shendrik A.V.^{1,2}, Kurochkin E.A.¹, Tokhchukova S.Kh.¹

¹SPb Branch of SAO RAS, Saint-Petersburg, Russia

²NRU ITMO, Saint-Petersburg, Russia

In this work we develop an automated system for testing the efficiency of various pre-flare signatures of ARs based on the database of multiwavelength microwave solar observations with RATAN-600. There were many spectral and polarization features detected in observations with a small and the big radio telescopes that are specific for flare producing active regions. For the beginning we used the system for testing the Tanaka-Enome proton flares prediction criteria. The efficiency of flare prognosis is studied using a forecast contingency table and calculating the skill scores such as the Hanssen & Kuipers discriminant, known also as the true skill statistic (TSS), and for the reference we used the Accuracy (ACC) verification measure which represents the odds ratio. Using the developed software we analyzed the period of observations from 2011.01.01 to 2012.06.01. The results of analysis are presented.

Исследование природы солнечной активности и прогнозирование мощных солнечных вспышек является актуальной задачей физики Солнца. Различные предвспышечные признаки в радиодиапазоне были предложены по наблюдениям полного потока на малых антенных, а также по наблюдениям с пространственным разрешением на крупных радиотелескопах. Наиболее известным прогностическим критерием в радиодиапазоне является набор признаков, называемых по имени авторов – Танака и Эноме [1]. На основе статистического анализа данных наблюдений активных областей 20-го цикла солнечной активности авторы нашли, что наиболее вероятным возникновение протонных вспышек является для областей, в которых, в частности:

1. Поток на волне 3 см больше 10 сеп.
2. Отношение потока на 3 см к потоку на 8 см > 0.8 .

В дальнейшем в следующих циклах солнечной активности эффективность критерия была найдена менее высокой, и были сделаны попытки модифицировать критерий Танаки-Эноме. Однако регулярной статистической проверке в последующих циклах критерий и его модификации не

подвергались. По наблюдениям на БПР, а затем и РАТАН-600 было также сделано немало работ, посвященных изучению изменений в активной области, предшествующих мощным вспышкам (см. обзор в [2]).

Наибольшее применение на практике нашли предвспышечные признаки, которые основаны на классификации солнечных пятен по Макинтошу [3]. Они используются на ряде национальных веб-сайтов, посвященных мониторингу и прогнозу солнечной активности. В то же время, радиодиапазон обладает для задачи прогноза рядом преимуществ по сравнению с оптическим – например, появление активных областей раньше регистрируется в радиодиапазоне, чем в оптике; наземные радионаблюдения Солнца практически не зависят от погоды; радиоизлучение генерируется в тех слоях солнечной атмосферы, где, согласно современным представлениям о вспышках, зарождаются мощные солнечные вспышки – хромосфере и короне Солнца, и, следовательно, должно быть более чувствительным к предвспышечным изменениям в магнитосфере активной области. Развитие информационных технологий сегодня дает возможность автоматизировать многие рутинные задачи обработки данных. Создание ИС “Прогноз” [4] обеспечивающей автоматизированный сбор, хранение, обработку данных и их оперативное представление в сети Интернет, стало основой для выполнения настоящей работы по реализации автоматического прогноза мощных солнечных вспышек.

На веб-сайте “Прогноз” в настоящее время представлены данные наблюдений Солнца на РАТАН-600, начиная с 1997 г. Данные 1997–2005 гг., изначально хранившиеся в форматах предыдущих комплексов регистрации [5], переведены в стандартизированный FITS-формат, выполнена коррекция эфемерид, и т.д.

База данных расчетных параметров локальных источников (ЛИ) на Солнце (положение источника, его размер, поток на разных волнах и др.) заполняется в автоматическом режиме после выполнения каждого наблюдения. Также в базу данных добавлены таблицы с данными SWPC NOAA о вспышках в оптическом и рентгеновском диапазонах и параметрах активных областей на фотосфере.

Таблица 1. Матрица сопряженности для прогнозов и наблюдений.

TP – верный положительный прогноз; TN – верный отрицательный; FP – ложный положительный; FN – ложный отрицательный.

		Прогноз	
		1	0
Наблюдение	1	TP	FN
	0	FP	TN

Для вычисления эффективности прогнозов применяются различные индексы. Нами были использованы ACC (Accuracy) и TSS (True Skill Statis-

tic, известный также как дискриминант Хансена-Купера [6]). Первый из них равен отношению количества успешных прогнозов ко всему количеству прогнозов. Этот коэффициент меняется от 0 до 1, наилучшим является результат ACC = 1. Несмотря на прозрачный смысл этого индекса, для редких событий, какими являются мощные вспышки, этот индекс малоприменим. К примеру, если событие произошло 5 раз из 100 возможных, такой прогноз, как “события не будет никогда” даст результат 95% успешности. Индекс TSS является более подходящим для редких событий. С использованием таблицы сопряженности (см. таблицу 1) коэффициенты вычисляются следующим образом [7]:

$$ACC = \frac{TP + TN}{TP + FP + FN + TN}$$

$$TSS = POD - POFD = \frac{TP}{TP + FN} - \frac{FP}{FP + TN}$$

Здесь TP/FN/FP/TN определяются с помощью логических операций A AND B / (NOT A) AND B / A AND NOT B / (NOT A) AND (NOT B) соответственно, где события A и B задаются как в таблице 2.

Таблица 2. Таблица событий, определяющих прогноз и результат.

A	Поток АО на 3 см > 10 с.е.п. и отношение потоков 3 см/10 см > 1
B	В течение 3 суток после наблюдения произошла вспышка заданного класса в АО отождествленной с этим ЛИ

Нами было создано программное обеспечение на языке IDL для автоматического расчета вышеприведенных критериев эффективности на основе созданной базы данных. Система была опробована на материале 1.5 лет наблюдений. Результаты приведены в таблице 3.

Таблица 3. Результаты расчета эффективности критерия Т.-Э. за период с 2011.01.01 по 2012.06.01

	ACC	TSS
протонные вспышки	94%	13.2%
вспышки класса M и X	88%	12.8%

Общее число наблюдений, проанализированных в этот период, было равно 4677, из которых верный положительный прогноз для протонных событий дали 11 наблюдений, успешный отрицательный прогноз - 4400; ложных положительных 214, пропусков цели - 52. Для вспышек класса M

и X, соответственно, верный положительный - 80; верный отрицательный - 4054; ложных положительных 145; пропущенных вспышек 398.

Созданная система в дальнейшем может быть развита с использованием других спектральных критериев с целью повышения эффективности прогноза.

Литература

1. *Tanaka H., Enome S.* The microwave structure of coronal condensations and its relation to proton flares. 1975, *Solar Phys.*, v.40, p.123.
2. *Богод В.М. и Тохчукова С.Х.* Особенности микроволнового излучения активных областей, генерирующих мощные солнечные вспышки
3. *McIntosh P.S.*, The classification of sunspot groups. *Sol. Phys.* 125, 251–267, 1990.
4. *Тохчукова С.Х.* Информационная система наблюдений Солнца на РАТАН-600. *Астрофизический бюллетень*, 2011.
5. *Богод В.М.* Радиотелескоп РАТАН-600 в 24 цикле солнечной активности I. Новые возможности и задачи, *Астрофизический бюллетень*, том 66, No 2, с. 207, 2011.
6. *Hanssen, A.W. & Kuipers, W.J. A.* 1965, *Meded. Verh.*, 81, 2.
7. *D. Shaun Bloomfield, Paul A. Higgins, R.T. James McAteer, Peter T. Gallagher.* Towards reliable benchmarking of solar flare forecasting methods. *The Astrophysical Journal Letters* 747 (2012) L41.

ПРОЦЕСС ФОРМИРОВАНИЯ УСТАНОВИВШЕГОСЯ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Лотова Н.А.¹, Субаев И.А.², Корелов О.Н.³

¹*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова, РАН*

²*Пушчинская радиоастрономическая обсерватория АКЦ Физического института
им. П.Н. Лебедева, РАН*

³*Федеральное государственное бюджетное научное учреждение,
научно-исследовательский радиопизический институт (ФГБНУ НИРФИ)*

FORMATION OF THE STABILIZED SUPERSONIC SOLAR WIND STREAM

Lotova N.A.¹, Subaev I.A.², Korelov O.N.³

¹*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation RAS*

²*Pushchino Radioastronomical Observatory of the Lebedev Physical Institute RAS*

³*State Radio Physical Research Institute*

1. Введение

В 1951 г. В.В. Виткевичем был предложен метод изучения внешних областей солнечной короны – радиоастрономический метод просвечивания [1]. В этом методе околосолнечная, межпланетная среда изучалась на просвет радиоизлучением квазара 3С144 – мощного компактного радиоисточника, расположенного в Крабовидной туманности. По результатам первых успешных наблюдений, 1953 г. [2], было установлено, что наблюдаемое увеличение угловых размеров просвечивающего источника 3С144 при его сближении с Солнцем, рассматриваемое в картинной плоскости, связано с рассеянием радиоизлучения на неоднородностях электронной концентрации ΔN_e^2 в межпланетной среде.

В первых радиоастрономических экспериментах радиальная зависимость угла рассеяния радиоволн $2\theta(R)$ изучалась в узкой области радиальных расстояний от Солнца $R \simeq (4-12) R_s$. В результате была установлена убывающая зависимость $2\theta(R)$ [2] вида:

$$2\theta(R) = C \cdot R^{-1.6}. \quad (1)$$

Исходя из этой зависимости, Паркером в 1958 г. [3] была разработана модель магнитогидродинамического течения плазмы и непрерывного ускорения солнечного ветра, основанная на представлении о свободном расширении потоков солнечного ветра в межпланетном пространстве. Здесь следует отметить, что модель Паркера применима к солнечному ветру лишь в очень узкой зоне радиальных расстояний от Солнца, $R \leq 10 R_s$.

В последние годы основной интерес в изучении солнечного ветра был связан с последовательным распространением радиоастрономических ме-

тодов изучения околосолнечной среды на более удаленные области межпланетного пространства. В области радиальных расстояний $R \leq 40 R_s$ эксперименты проводились на основе новой модификации метода просвечивания [4, 5], в которой одновременно изучаются две характеристики рассеяния радиоволн: зависимость угла рассеяния $2\theta(R)$ и индекса мерцаний $m(R)$. Это увеличило статистику экспериментальных данных и подтвердило надежность полученных результатов: существование в характеристиках рассеяния радиоволн $2\theta(R)$ и $m(R)$ узких зон с резко сниженным уровнем рассеяния, рис. 1. В каждом конкретном эксперименте эти узкие зоны с резко сниженным уровнем рассеяния в характеристиках $2\theta(R)$ и $m(R)$ были отождествлены с ударным ускорением солнечного ветра, установленным в изучении скорости солнечного ветра с использованием КА «Венера-10, 14, 16» [6, 7].

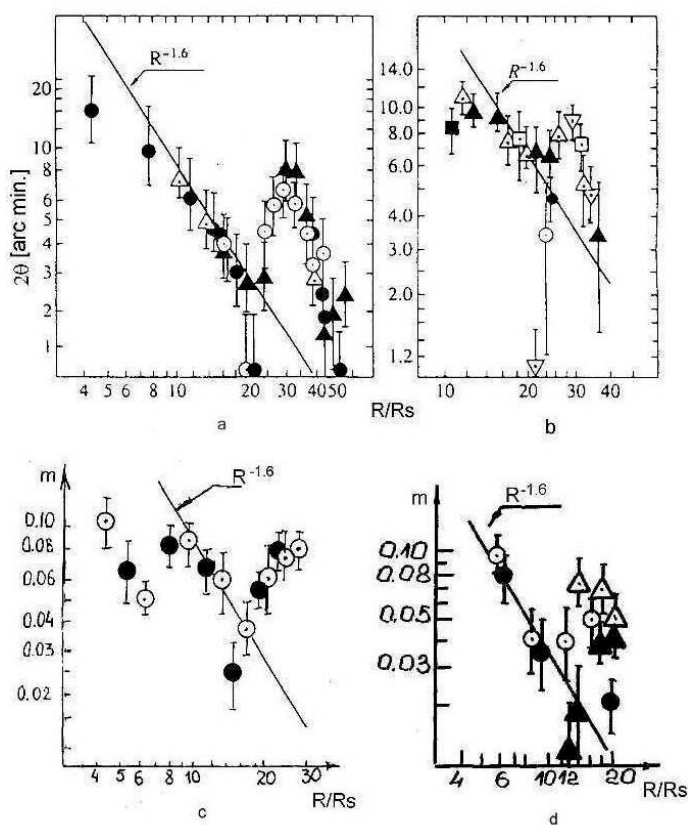


Рис. 1. Радиальная зависимость угла рассеяния радиоволн $2\theta(R)$: **а)** просвечивающие источники 3C225 – O, ●; 3C228 – Δ, ▲, август 2001 г.; **б)** источники C138 – ∇, ▼, 3C144 – Δ, ▲, 3C154 – O, ●, 3C166 – □, ■, июнь 1991 г. **с)** Радиальная зависимость индекса мерцаний $m(R)$: источник IRC-20431 – O, ●, декабрь 1997 г.; **д)** источники IRC-20431 – O, ●, W31(2) – Δ, ▲, декабрь 1992 г.

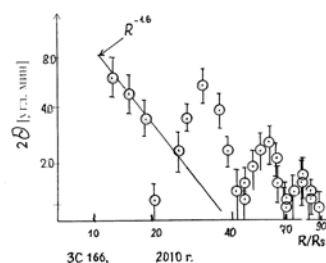


Рис. 2. Радиальная зависимость угла рассеяния радиоволн $2\theta(R)$: источник 3C166, 2010 г.

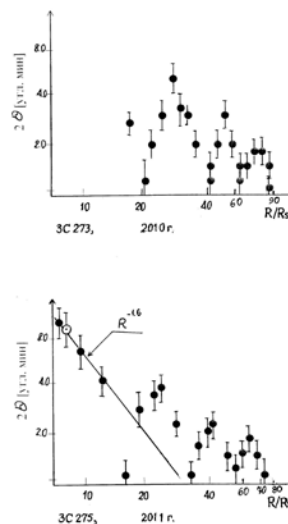


Рис. 3. Радиальная зависимость угла рассеяния радиоволн $2\theta(R)$: источник 3C273, 2010 г. (верхняя панель); источник 3C275, 2011 г. (нижняя панель).

Расширение методов и изучаемой области солнечного ветра в новой модификации метода просвечивания с использованием одновременно двух типов просвечивающих радиоисточников: квазаров, радиотелескоп ДКР-1000, $\lambda = 2.7$ м, и мазерных источников линии водяного пара, радиотелескоп РТ-22, $\lambda = 1.35$ см, РАО АКЦ ФИАН, принесло существенную информацию о процессе ускорения солнечного ветра.

Дальнейшее развитие исследований, изучение более удаленных областей солнечного ветра, $R \geq 40 R_s$ связано с использованием радиальной зависимости угла рассеяния радиоволн $2\theta(R)$, поскольку квазары являются более мощными радиоисточниками. В многочисленных сериях экспериментов изучение радиальной зависимости угла рассеяния радиоволн было распространено на широкую область радиальных расстояний от Солнца $R \sim (4-90) R_s$, Рис. 2–3. В результате этого было установлено, что весь процесс ускорения солнечного ветра распадается на четыре этапа, четыре зоны, масштаб которых определяется напряженностью магнитного поля в солнечной короне, и, как следствие этого, – начальной скоростью потоков солнечного ветра. В последовательности четырех этапов ускорения наблюдается затухание в уровне дополнительного ускорения потока, т.е. процесс ускорения солнечного ветра носит затухающий характер.

Для начально высокоскоростных потоков солнечного ветра протяженность последовательных отдельных этапов ускорения солнечного ветра составляет $\approx 10 R_s$. Для низкоскоростных потоков она достигает масштаба $\sim 23 R_s$. Процесс ударного ускорения солнечного ветра развивается в узкой зоне ΔR , где $\Delta R \approx (1,5-2,5) R_s$, в конце каждого из четырех этапов ускорения солнечного ветра. В последовательности четырех этапов ускорения наблюдается затухание в уровне дополнительного ускорения потока, то есть четырехэтапный процесс ускорения солнечного ветра носит затухающий характер. Это позволяет заключить, что установившийся сверхзвуковой поток возникает в конце четвертого этапа ускорения.

2. Результаты радиоастрономических экспериментов в изучении солнечного ветра в широкой области межпланетной среды: $R = (4-90)R_s$

Общий процесс формирования сверхзвукового потока солнечного ветра охватывает широкую область радиальных расстояний от Солнца, $R \sim (4-90)R_s$. Он распадается на четыре этапа – четыре дискретные зоны, различающиеся типами волновых процессов в межпланетной среде.

Во всем многообразии потоков солнечного ветра, различающихся начальными условиями: структурой и напряженностью магнитного поля в основании потоков и, соответственно, начальной скоростью потока, масштаб зоны в последовательности четырех этапов ускорения потока сохраняется постоянным. В потоках различного типа этот масштаб изменяется в пределах $R \sim (10-23)R_s$.

В процессе ускорения солнечного ветра, в конце каждой из четырех зон последовательных этапов ускорения потока возникает узкая область, масштаба $\Delta R \approx (1.5-2.5)R_s$, с резко сниженным уровнем рассеяния радиоволн в характеристиках рассеяния $2\theta(R)$, $m(R)$. Эта узкая область резко сниженного рассеяния радиоволн в сопоставлении с радиальной зависимостью скорости солнечного ветра $V(R)$ на начальном этапе ускорения, измеренной на КА «ВЕНЕРА-10, 14, 16», совпадает с узкой зоной ударного ускорения потока солнечного ветра.

Таким образом, общий процесс ускорения солнечного ветра не является монотонным и непрерывным. Он связывается с развитием ударной волны в узкой области $\Delta R \approx (1.5-2.5)R_s$ в конце каждой из четырех зон последовательного ускорения потоков в межпланетном пространстве [8].

Литература

1. *Виткевич В.В.* Новый метод исследования солнечной короны // ДАН СССР, 1951, т. 77, № 4, с. 34–37.
2. *Виткевич В.В.* Результаты наблюдений распространения радиоволн через солнечную корону // Астр. Журн., 1955, т. 33, № 2, с. 106–120.
3. *Parker E.N.* Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields // *Astrophys. J.*, 1958, v. 128, N 3, p. 664–676.
4. *Лотова Н.А., В.Н. Обридко.* Новые методы изучения солнечного ветра // Сборник резюме докладов научной конференции Астрономического общества «Астрономия в эпоху информационного взрыва» 28 мая – 1 июня 2012 г. МГУ, ГАИШ, редакторы: д.ф.-м.н. Н.Н. Самусь, В.Л. Штаерман. Москва, 2012 г., с. 12.
5. *Lotova N.A., Vladimirskii K.V., Obridko V.N.* Solar Activity Cycle in Solar-Wind Sources and Flows // *Solar Phys.* 2011, v. 269, N 1, p. 129–140.
6. *Ефимов А.И., Яковлев О.И., Разманов В.М., Штрыков В.К.* Турбулентность около-солнечной плазмы и скорость солнечного ветра по данным радиопросвечивания с помощью аппарата «Венера-10» // Письма в Астрон. журн., 1977, т. 3, № 7, с. 322–324.
7. *Armand N.A., Efimov A.I., Yakovlev O.I.* A model of the solar wind turbulences from radio occultation experiments // *Astron. And Astrophys.*, 1987, v. 183, p. 135-141.
8. *Баранов В.Б., Краснобаев К.В.* Гидродинамическая теория космической плазмы // М.: Наука, 1977.

СПИСОК АВТОРОВ

- Абраменко В.И.* 3
Абрамов-Максимов В.Е. 7, 11
Аптекарь Р.Л. 195, 249, 273
Бадалян О.Г. 35, 177
Бакунина И.А. 11
Баранов Д.Г. 43
Беневоленская Е.Е. 15, 19, 23, 27, 121, 277
Биленко И.А. 31
Блудова Н.Г. 35
Боровик В.Н. 7, 215
Бучнев А.А. 59
Васильева В.В. 261
Веретененко С.В. 39
Вернова Е.С. 43
Волобуев Д.М. 47
Вохмянин М.В. 51
Ганиев В.В. 55
Гетлинг А.В. 59
Глобина В.И. 63
Голенецкий С.В. 195, 249, 273
Голубчина О.А. 67
Гриб С.А. 71
Григорьева И.Ю. 75, 215
Джалилов Н.С. 129
Ерофеев Д.В. 79
Ефремов В.И. 83, 199
Зайцев В.В. 87, 91
Зимовец И.В. 239, 249, 281
Злотник Е.Я. 91
Золотова Н.В. 95
Иванов В.Г. 99, 107, 145
Иванов Е.В. 103
Исикава Р. 59
Ихсанов Р.Н. 107
Ишков В.Н. 111
Кацова М.М. 115
Киричек Е.А. 243
Кокомов А.А. 195
Корелов О.Н. 289
Коржавин А.Н. 67
Костюченко И.Г. 27, 121
Кравцова М.В. 125
Кудрявцев И.В. 63, 161, 195, 273
Кузнецов В.Д. 129
Кузнецов С.А. 273
Кузьминых Ю.В. 149
Кулешова А.И. 165
Курочкин Е.В. 285
Лазутков В.П. 161
Лившиц М.А. 75, 115
Лотова Н.А. 289
Луковникова А.А. 133
Макаренко Н.Г. 47
Мельников В.Ф. 11, 63, 157, 273
Мерзляков В.Л. 137, 141
Мешалкина Н.С. 211
Милецкий Е.В. 99, 145
Мирошниченко Л.И. 149
Можаровский С.Г. 153
Моргачев А.С. 157
Моторина Г.Г. 161
Мигawski К. 269
Наговицын Ю.А. 165, 169
Найденов В.О. 173
Нестеренок А.В. 173
Обридко В.Н. 103, 177
Огурцов М.Г. 39, 183
Ойнонен М. 183
Опейкина Л.В. 7, 203
Откидычев П.А. 187, 191
Пальшин В.Д. 195, 249, 273
Парфиненко Л.Д. 83, 199
Петерова Н.Г. 203
Подгорный А.И. 207, 211
Подгорный И.М. 207, 211
Поляков Е.В. 253
Понявин Д.И. 51, 95
Порфирьева Г.А. 215
Пушкарь Е.А. 71

Ривин Ю.Р. 219, 223, 227
Рощина Е.М. 231
Рыбак А.Л. 169
Рябов М.И. 235
Савченко М.И. 161
Садыков В.М. 239
Сарычев А.П. 231
Свинкин Д.С. 195, 273
Сдобнов В.Е. 125, 133
Сидоров В.И. 149
Скорбеж Н.Н. 187
Скородумов Д.В. 161
Смирнова В.В. 55
Собитняк Л.И. 235
Соколова З.Я. 195, 273
Соловьев А.А. 11, 83, 199, 243, 269
Старкова Л.И. 141
Струминский А.Б. 249, 281
Субаев И.А. 289
Сухарев А.Л. 235
Тавастииерна К.С. 253, 261
Тлатов А.Г. 7, 191, 257, 261
Топчило Н.А. 203
Тохчукова С.Х. 285
Тягун Н.Ф. 265
Тясто М.И. 43
Уланов М.В. 195, 249, 273
Фредерикс Д.Д. 195, 249, 273
Chmielewski P. 269
Цветкова А.Е. 195, 273
Чариков Ю.Е. 63, 161, 195, 249, 273
Шаповалов С.Н. 23, 27
Шапошников В.Е. 91, 277
Шарыкин И.Н. 281
Шендрик А.В. 285
Якунина Г.В. 215

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Абраменко В.И.</i> Мульти-фрактальная структура солнечных магнитных полей и проблема турбулентного динамо	3
<i>Абрамов-Максимов В.Е., Боровик В.Н., Опейкина Л.В., Тлатов А.Г.</i> Динамика микроволнового излучения активных областей на Солнце перед большими X-вспышками	7
<i>Бакунина И.А., Мельников В.Ф., Соловьев А.А., Абрамов-Максимов В.Е.</i> Межпятенные микроволновые источники	11
<i>Беневоленская Е.Е.</i> Детальная эволюция, вращение и диссипация активной области NOAA 11106 по данным SDO/HMI	15
<i>Беневоленская Е.Е.</i> Синоптическая структура солнечного цикла 24 в короне, хромосфере и фотосфере по наблюдениям космической обсерватории ‘Solar Dynamics observatory’	19
<i>Беневоленская Е.Е., Шаповалов С.Н.</i> Задачи исследований вариаций TSI и энергии UV в 24 цикле СА (проект программы ГАО – ААНИИ)	23
<i>Беневоленская Е.Е., Шаповалов С.Н., Костюченко И.Г.</i> Спектральное и полное излучение Солнца (SSI, TSI) в минимуме солнечной активности	27
<i>Биленко И.А.</i> Эволюционные изменения глобального магнитного поля Солнца и параметры эруптивных процессов	31
<i>Блудова Н.Г., Бадалян О.Г.</i> О временных изменениях числа малых пятен за 1874–2012 гг.	35
<i>Веретененко С.В., Огурцов М.Г.</i> Роль стратосферного циркумполярного вихря в формировании долгопериодных эффектов солнечной активности и галактических космических лучей в тропосферной циркуляции	39
<i>Вернова Е.С., Тясто М.И., Баранов Д.Г.</i> Дисбаланс фотосферных и гелиосферных магнитных полей разной полярности	43

Волобуев Д.М., Макаренко Н.Г.

Глобальная корреляция приземных тепловых потоков и инсоляции в 11-летнем цикле: широтный эффект 47

Вохмянин М.В., Понявин Д.И.

Межпланетное магнитное поле в 19-м веке и геоэффективные секторные границы 51

Ганиев В.В., Смирнова В.В.

Зависимость собственных долгопериодических колебаний солнечных пятен от напряженности магнитного поля 55

Гетлинг А.В., Исикава Р., Бучнев А.А.

Играет ли всплывание трубки магнитного поля ключевую роль в формировании групп пятен? 59

Глобина В.И., Чариков Ю.Е., Кудрявцев И.В., Мельников В.Ф.

Временные задержки жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек: обработка результатов измерений на CGRO и численное моделирование 63

Голубчина О.А., Коржавин А.Н.

Яркостные температуры и электронные концентрации в полярной корональной области Солнца по данным наблюдений в микроволновом диапазоне 67

Гриб С.А., Пушкарь Е.А.

Могут ли солнечные медленные ударные волны нагревать корону Солнца? 71

Григорьева И.Ю., Лившиц М.А.

Микроволновое излучение небольших активных областей: электрические токи и развитие нестационарных процессов 75

Ерофеев Д.В.

Влияние 22-летнего магнитного цикла Солнца на поляризацию турбулентных флуктуаций солнечного ветра 79

Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А.

Локальные и интегральные параметры НЧ-колебаний солнечных пятен по данным MDI (SOHO) 83

Зайцев В.В.

Спорадический нагрев плазмы в нижней хромосфере 87

Злотник Е.Я., Зайцев В.В., Шапошников В.Е.

О происхождении зебра-структуры в километровом излучении Юпитера 91

<i>Золотова Н.В., Понявин Д.И.</i> О природе слабого полярного поля в минимуме 23/24 солнечных циклов	95
<i>Иванов В.Г., Милецкий Е.В.</i> Закон Шпёрера и связь широтных характеристик солнечной активности с амплитудными	99
<i>Иванов Е.В., Обридко В.Н.</i> Роль крупномасштабной структуры магнитного поля Солнца в глобальной организации солнечной активности	103
<i>Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.</i> Циклическая эволюция солнечных крупномасштабных магнитных полей в период 1960–1985 годов	107
<i>Ишков В.Н.</i> Периоды пониженной и повышенной солнечной активности: наблюдательные особенности и ключевые факты	111
<i>Кацова М.М., Лившиц М.А.</i> Активность Солнца в возрасте 1–2 миллиарда лет	115
<i>Костюченко И.Г., Беневоленская Е.Е.</i> Активные долготы в минимумах солнечной активности	121
<i>Кравцова М.В., Сдобнов В.Е.</i> Сравнительный анализ форбуш-понижений в периоды сильных геомагнитных бурь в марте–апреле 2001 г.	125
<i>Кузнецов В.Д., Джалилов Н.С.</i> Бесстолкновительные МГД волны и нагрев короны	129
<i>Луковникова А.А., Сдобнов В.Е.</i> Вариации космических лучей в июле-сентябре 2012 года	133
<i>Мерзляков В.Л.</i> Динамическая модель солнечного протуберанца	137
<i>Мерзляков В.Л., Старкова Л.И.</i> Источники крупномасштабного магнитного поля короны периода низкой активности Солнца	141
<i>Милецкий Е.В., Иванов В.Г.</i> Моменты отсчёта широтной фазы и длина 11-летнего цикла солнечных пятен	145

Мирошниченко Л.И., Сидоров В.И., Кузьминых Ю.В. Солнечное протонное событие 14 декабря 2006 г.: генерация и регистрация релятивистских частиц?	149
Можаровский С.Г. Сравнение глубин отклика спектральных линий на изменения физических параметров в фотосфере методом пробного слоя	153
Моргачев А.С., Мельников В.Ф. Инверсия поляризации микроволнового излучения и радиодиагностика параметров вспышечной петли	157
Моторина Г.Г., Кудрявцев И.В., Лазутков В.П., Савченко М.И., Скородумов Д.В., Чариков Ю.Е. Эволюция энергетических спектров жесткого рентгеновского излучения солнечной вспышки 15 апреля 2002 года	161
Наговицын Ю.А., Кулешова А.И. О рекуррентности вспышек в активных областях	165
Наговицын Ю.А., Рыбак А.Л. Артефакты SOHO MDI	169
Нестеренок А.В., Найденов В.О. Расчет глобальной скорости образования космогенного радиоуглерода в атмосфере Земли	173
Обридко В.Н., Бадалян О.Г. Циклическая вариация подмножеств малых и больших групп пятен	177
Огуцов М.Г., Ойнонен М. Проявления солнечного казивекового цикла в концентрации нитратов в полярном льду	183
Откидычев П.А., Скорбеж Н.Н. Особенности 24 цикла солнечной активности и их связь с общими закономерностями 19–23 циклов	187
Откидычев П.А., Тлатов А.Г. Распределения групп солнечных пятен по площадям по данным различных обсерваторий	191
Пальшин В.Д., Чариков Ю.Е., Аптекарь Р.Л., Голенецкий С.В., Кокотов А.А., Кудрявцев И.В., Свинкин Д.С., Соколова З.Я., Уланов М.В., Фредерикс Д.Д., Цветкова А.Е. Исследование динамики энергетических спектров жесткого рентгеновского и гамма излучения солнечных вспышек по результатам наблюдений экспериментов Конус-Винд и Геликон	195

Парфиненко Л.Д., Ефремов В.И., Соловьев А.А. Поле скоростей супергрануляции по данным MDI(SOHO)	199
Петерова Н.Г., Опейкина Л.В., Топчило Н.А. Об источниках типа «гало» по наблюдениям активной области NOAA 7123 в микроволновом диапазоне излучения	203
Подгорный А.И., Подгорный И.М. МГД моделирование положения источников рентгеновского излучения солнечных вспышек и сравнение с наблюдениями	207
Подгорный И.М., Подгорный А.И., Мешалкина Н.С. Магнитное поле активных областей и его связь с появлением вспышек	211
Порфирьева Г.А., Якунина Г.В., Боровик В.Н., Григорьева И.Ю. Эмиссия в континууме и жёстком рентгеновском излучении во вспышках на Солнце	215
Ривин Ю.Р. Каталоги результатов наблюдений солнечной активности по прямым и косвенным данным	219
Ривин Ю.Р. Краткая схема механизма генерации 11-летних циклов, наблюдаемых на поверхности фотосферы Солнца в изменениях количества пятен и фонового магнитного поля	223
Ривин Ю.Р. Правило Гневыхшева-Оля в свете анализов декадных и вековых вариаций чисел Вольфа за ~300 лет	227
Рощина Е.М., Сарычев А.П. Усредненная форма 11-летних циклов пятнообразования на Солнце	231
Рябов М.И., Сухарев А.Л., Собыняк Л.И. Циклы северного и южного полушария Солнца и их влияние на характер солнечно-земных связей	235
Садыков В.М., Зимовец И.В. Расчет потенциального магнитного поля в активных областях Солнца	239
Соловьев А.А., Киричек Е.А. Солнечное пятно: мелкое или глубокое?	243
Струминский А.Б., Зимовец И.В., Аптекарь Р.Л., Голенецкий С.В., Пальшин В.Д., Уланов М.В., Фредерикс Д.Д., Чариков Ю.Е. Новый взгляд на солнечные наблюдения в эксперименте КОНУС-ВИНД: усовершенствование эксперимента ГЕЛИКОН в проекте ИНТЕРГЕЛИО-ЗОНД	249

Тавастшерна К.С., Поляков Е.В.

Корональные дыры, крупномасштабное магнитное поле и комплексы активности в 23 цикле активности Солнца 253

Тлатов А.Г.

Обращение правила Гневышева-Оля и реликтовое магнитное поле Солнца 257

Тлатов А.Г., Тавастшерна К.С., Васильева В.В.

Корональные дыры в период 21–23 циклов активности 261

Тягун Н.Ф.

О лучевых и нетермических скоростях в солнечной короне по наблюдениям Fe X 6374 и Fe XIV 5303 265

Chmielewski P., Murawski K., Solov'ev A.A.

Numerical simulation of Alfvén waves and magnetic swirls in the solar atmosphere 269

Чариков Ю.Е., Мельников В.Ф., Антекарь Р.Л., Голенецкий С.В., Кудрявцев И.В., Кузнецов С.А., Пальшин В.Д., Свинкин Д.С., Соколова З.Я., Уланов М.В., Фредерикс Д.Д., Цветкова А.Е.

Наблюдения жесткого рентгеновского/гамма и микроволнового излучений солнечных вспышек: сравнительный анализ 273

Шаповалов С.Н., Беневоленская Е.Е.

Связи флуктуаций солнечной UV-радиации и содержания озона с солнечными факторами (Антарктида) 277

Шарыкин И.Н., Струминский А.Б., Зимовец И.В.

Исследование вспышек с различным спектром ускоренных электронов и одинаковым откликом в мягком рентгеновском излучении 281

Шендрик А.В., Курочкин Е.В., Тохчукова С.Х.

Тестирование критериев прогноза солнечной активности на основе анализа спектральных характеристик радиоизлучения активных областей 285

Лотова Н.А., Субаев И.А., Корелов О.Н.

Процесс формирования установившегося сверхзвукового потока солнечного ветра 289

Список авторов 293