

ISSN 0552-5829

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ГЛАВНАЯ (ПУЛКОВСКАЯ) АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ РАН

*ВСЕРОССИЙСКАЯ ЕЖЕГОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ПО ФИЗИКЕ СОЛНЦА*

**ГОД АСТРОНОМИИ:
СОЛНЕЧНАЯ
И СОЛНЕЧНО-ЗЕМНАЯ
ФИЗИКА – 2009**

ТРУДЫ



Санкт-Петербург
2009

Сборник содержит доклады, представленные на Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Год астрономии: Солнечная и солнечно-земная физика – 2009» (XIII Пулковская конференция по физике Солнца, 5-11 июля 2009 года, Санкт-Петербург, ГАО РАН). 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 программ Президиума РАН, Отделения Физических Наук РАН, Российского Фонда Фундаментальных Исследований, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России», гранта НШ-6110.2008.2. Тематика конференции включала в себя широкий круг вопросов по физике солнечной активности и солнечно-земным связям.

В конференции принимали участие учёные Российской Федерации, Болгарии, Великобритании, Германии, Канады, Казахстана, Китая, Кубы, США, Украины, Финляндии, Чехии.

Оргкомитет конференции

Сопредседатели: А.В. Степанов, В.В. Зайцев

Члены оргкомитета:

В.М. Богод (*САО РАН*)
И.С. Веселовский (*НИИЯФ МГУ*)
В.А. Дергачев (*ФТИ РАН*)
Л.М. Зелёный (*ИКИ РАН*)
В.Г. Лозицкий (*Украина*)
Н.Г. Макаренко (*ГАО РАН*)
Ю.А. Наговицын (*ГАО РАН*)
В.Н. Обридко (*ИЗМИРАН*)
О.М. Распопов (*СПбФ ИЗМИРАН*)
Д.Д. Соколов (*МГУ*)
А.А. Соловьев (*ГАО РАН*)
D.K. Callebaut (*Бельгия*)

Ответственный редактор – А.В. Степанов

Компьютерная верстка Е.Л. Терехиной

ISBN 978-5-9651- 0392-8

© Главная (Пулковская) астрономическая
обсерватория РАН, 2009

КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ, СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ И КЛИМАТ ПОСЛЕДНИХ ДВУХ ТЫСЯЧЕЛЕТИЙ

Дергачев В.А.¹, Распопов О.М.², Юнгнер Х.³

¹*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия,
e-mail: v.dergachev@mail.ioffe.ru*

²*Санкт-Петербургский филиал института земного магнетизма, ионосферы и распро-
странения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Россия, e-mail: oleg@or6074.spb.edu*

³*Хельсинкский университет, Хельсинки, Финляндия,
e-mail: hogne.jungner@helsinki.fi*

COSMIC RAYS, SOLAR ACTIVITY AND CLIMATE DURING THE PAST TWO MILLENNIA

Dergachev V.A.¹, Raspopov O.M.², Jungner H.³

¹*Ioffe Physico-Technical Institute, St.-Petersburg, Russia*

²*SPbF IZMIRAN, St.-Petersburg, Russia*

³*Helsinki University, Finland*

During the last few years detailed reconstructions of past climate change have been carried out on time scales from a few decades to some hundreds of years. These climatic changes have revealed obvious connections with the variations of cosmic ray intensity modulated by solar activity changes, which fixed in natural archives for cosmogenic ¹⁴C, ¹⁰Be nuclides. It testifies in favour of the evidence of solar and cosmic ray influence on the climate. These reconstructions serve as the basis for the identification of the possible causes of climate variability. However, although many papers have addressed this research issue, the problem of solar-cosmic ray-climate variability remains unsolved and controversial, because the exact physical mechanisms are not well understood. A traditional approach in the framework of Intergovernmental Panel on Climate Change (2001, 2007) and in the papers of a number of scientists make use of models where warming observed since the beginning of the industrial era is due to the increase in anthropogenic greenhouse gas concentrations in the atmosphere. A closer look at the observations, however, reveals that the data do not support these claims. There are a wide range of natural events and processes, which could potentially be impacted by global warming. A critical challenge in climate change research is separation of anthropogenic forcing from natural climate variability. Studying past climate variability before distinguishable anthropogenic forcing can allow us to understand natural contributions to present and future climatic change. Meanwhile, to understand the causes of climate change during the past it is necessary to use also reconstructions of solar variability.

Palaeoclimate reconstructions that describe global and hemispheric surface temperature histories over the past two millennia include several inferred from traditional surface temperature proxies. Analyses of climate proxies, which include tree growth, ice cores and mountain glacier deposits, lake and sea sediments, corals and pollen yield a generally consistent picture of temperature trends in the last millennium: relatively warm conditions from about 800 to 1200 (Medieval Warm Period) and a relatively cold period from about 1300 to 1850 (Little Ice Age). It is well established that during the Little Ice Age from 1645 to 1715 solar activity was extremely low. However, because of the complexity of the climate system it is difficult to explain correlations of solar variability in climate change in mechanistic models. As a rule, all methods of the reconstruction of temperature from climate proxies are link-

ing the palaeoclimatic record with the short series of instrumental surface temperature since 1850 through transfer functions. Even modern reconstructions of temperature remain indirect and based on different assumptions, and their degree of reliability is open to question. As a whole, these various methods do not appear to agree with the precision needed to quantify possible forcing signals.

Because temperature changes at the Earth's surface affect the distribution of temperature in the subsurface, ground temperatures comprise an archive of signal of past climate. Temperature–depth profiles measured in boreholes contain a record of temperature changes at the Earth's surface. Within the context of millennial climate reconstructions, borehole profiles have been one source of information that has significantly contributed to our understanding of centennial temperature changes. It is necessary to stress that borehole temperature profiles in addition to instrumental temperature records give direct measurements of past temperatures, in contrast to the analysis of other climate proxies. Borehole temperature data can be used to reconstruct long-term trends of ground surface temperature changes.

This paper presents the results of analysis of long-term changes in solar activity, cosmic ray intensity and temperature on a time scale covering the last two millennia. In millennial-scale temperature reconstructions it is necessary to take into consideration the long-term trend caused by the steady orbitally driven solar insolation. The marked attention we give to the long-term trend in temperature changes reconstructed from temperature-depth profiles obtained from boreholes drilled in soil and ice, as independent from anthropogenic activity indicator of past climatic conditions. The extreme in variations of solar activity and of cosmic ray intensity as reconstructed from ^{14}C in tree rings and ^{10}Be in ice cores show close similarities in the temperature records, showing an association of low solar activity or high cosmic ray flux with a low temperature, and high solar activity or low cosmic ray flux with a high temperature and respective climate changes. We can suggest that a critical challenge in global change research, connected with the separation of anthropogenic forcing from natural climate variability, inclines in favour of natural origin, because in spite of the permanent increase of anthropogenic CO_2 in the Earth's atmosphere during the last decade the global temperature remains constant or may even have declined.

Введение

Антропогенное изменение климата является одной из наиболее дискуссионных научных проблем нашего времени. С конца прошлого века многочисленные интернет-сайты, сетевые журналы и статьи в прессе продолжают возбуждать человечество апокалиптическими прогнозами грядущих изменений климата в результате вмешательства человека в природные процессы глобального масштаба – от катастрофического потепления к концу нашего века до «малого ледникового периода» уже в ближайшие десятилетия.

Одной из ключевых климатических переменных, используемых в качестве индикатора состояния и изменения климата на различных временных шкалах, является температура воздуха над земной поверхностью, обеспечивающая глобальный охват земного шара. Наиболее достоверную картину изменения климата можно получить по данным инструментальных наблюдений на сети метеорологических станций. Однако инструментальные ряды данных имеют короткую шкалу (около 150 лет), и их анализ не позволяет ответить на вопрос об особенностях изменения климата в бо-

лее удалённом прошлом. Для изучения изменений климата и климатической системы на больших временных шкалах приходится использовать косвенные данные из природных архивов, входящих в климатическую систему, в которых записана история климата. Как индикаторы климата косвенные данные в достаточной мере представляют или регистрируют различные аспекты локального климата. Глобальная климатическая система состоит из пяти основных резервуаров: атмосферы, гидросферы, криосферы, поверхности континентов и биосферы, взаимодействие которых существенно влияет на колебания погоды и климата за длительные интервалы времени.

Наличие исторических документов, в которых записаны те или иные сведения об изменении погоды и климата, а также сведений о климате, извлекаемых из годовых датированных данных (колец деревьев, слоев кернов льда, кораллов и озёрных отложений) и имеющих хорошее пространственное и временное разрешение, позволяет довольно детально изучать глобальное изменение климата только за последние одно-два тысячелетия. В то же время следует отметить, что из-за недостаточности данных высокого разрешения для южного полушария нет возможности провести полную реконструкцию изменения климата даже в течение последнего тысячелетия. Существующие температурные данные показывают, что в результате естественной изменчивости имеют место температурные аномалии от региональных до масштабов полушарий, которые достаточны, чтобы воздействовать на многие аспекты человеческой деятельности.

В соответствии с выводами Отчетов Международной группы экспертов по изменению климата (МГЭИК) в 2001 г. [1] и 2007 г. [2], потепление глобального климата, вызванного антропогенным воздействием на климат в результате эмиссии парниковых газов и, главным образом, двуокси углерода, является неоспоримым фактом. Этот вывод следует преимущественно из данных о повышении глобальных средних значений температуры воздуха и поверхностных вод океана, широко распространенного таяния снега и льдов и данных об увеличении глобального среднего уровня Мирового океана в течение только нескольких последних десятилетий инструментальных измерений.

Фундамент реконструкций климата и будущего изменения климата в соответствии с решением МГЭИК должен основываться на работах [3, 4] (Рис. 1), которые принимаются как истина всеми, кто поддерживает идею антропогенного влияния на климат в качестве главной причины. Эти статьи содержат характерные температурные реконструкции прошедшего тысячелетия. Доклад МГЭИК стал строгим обоснованием для Киотского соглашения.

Реконструкции глобальной температуры воздуха для периодов до индустриальной эры являются важными не только для ответа на вопрос, является или нет климатическое потепление результатом человеческой дея-

тельности. Эти реконструкции также дают полезную информацию об изменчивости и чувствительности климатической системы. Для реконструкции температуры на годичной основе могут быть использованы кольца деревьев, слои льда и кораллы и другие архивы данных, обладающих слоистой структурой, и которые удаётся хорошо датировать. Кольца долгоживущих деревьев и слои льда в полярных шапках и горных ледниках наиболее широко используют для реконструкции температуры. При реконструкции палеотемпературы необходимо учитывать, что косвенные данные не являются прямой мерой климатической изменчивости и часто имеют ряд других недостатков, например, включают в себя несколько климатических характеристик одновременно (температуру, выпадение осадков и др.), имеют плохое временное и пространственное разрешение. Широкое использование моделей климата часто становится бесполезным из-за неопределенности процессов, включаемых в ту или иную модель, наличия и качества влияющих на климат причин, которые оцениваются из косвенных данных.

Основной вывод работ Манна с соавторами состоял в том, что наблюдаемое потепление в конце 20-го столетия в северном полушарии было беспрецедентным в течение последнего тысячелетия. Из данных этой реконструкции (Рис. 1) также следует, что не было крупномасштабных колебаний температуры длительностью в сотни лет, а линейный тренд с начала тысячелетия показывает неуклонное понижение вплоть до примерно 1900 г. По-видимому, неслучайно такое поведение реконструированной температуры получило название «хоккейной клюшки». Работы Манна с соавторами [1-3] были подвергнуты критике многими исследователями (напр., [6-8] и др.), которые установили большую доиндустриальную изменчивость температуры. В целом, главная критика этих работ заключается в том, что метод, используемый Манном с соавторами, страдает из-за слишком больших потерь изменчивости температуры, зафиксированной в косвенных данных на больших временных рядах, и что слишком короткий ряд инструментальных данных (1902-1980 гг.) выбран ими для тренировки статистических моделей. Тем не менее, и в последующих работах Манн с соавторами остаётся фактически на прежних позициях, несмотря на появление новых климатических данных.

В отчётах МГЭИК прогнозируется существенный рост содержания углекислого газа и температуры в текущем столетии (Рис. 2), в результате чего потепление в конце 20-го столетия в северном полушарии будет беспрецедентно высоким, что окажет неблагоприятные последствия на человечество, животный и растительный мир. В связи с этим проанализируем картину изменения температуры за 10 лет, прошедших после публикации указанных выше работ, и прогнозами МГЭИК в соответствии с Рис. 2.

На Рис. 3 приведено сравнение изменений температуры в нижней тропосфере [<http://vortex.nsstc.uah.edu/data/msu/t2lt/uahncdc.lt>] и глобальной

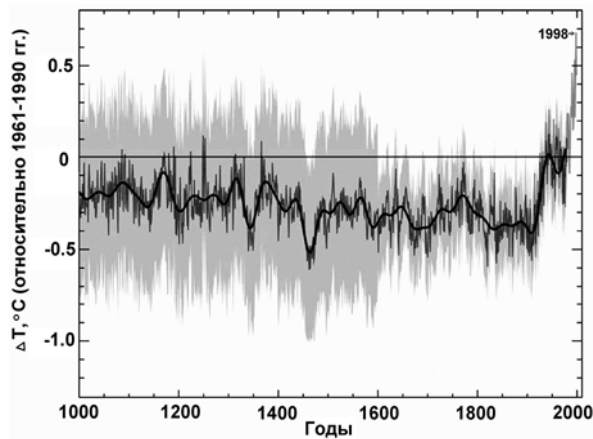


Рис. 1. Реконструкция температуры в северном полушарии с 1000 г. [3, 4], привязанные к инструментальным данным: жирная линия – 40-летнее сглаживание реконструированных годовых температур относительно средних за 1961-1990 гг.

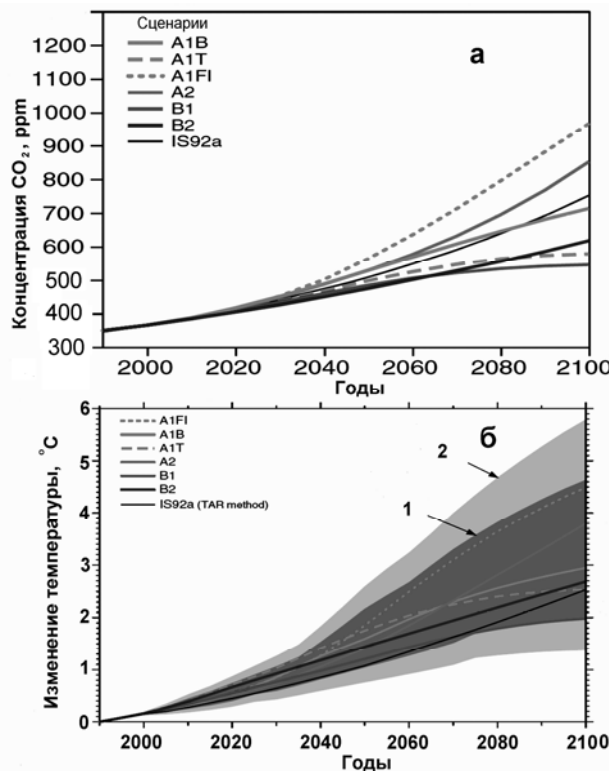


Рис. 2. Различные сценарии будущих: **а)** выбросов углекислого газа и **б)** потепления с различными пределами внешних границ [1]: 1 – для отдельного ансамбля моделей, 2 – для всех ансамблей моделей.

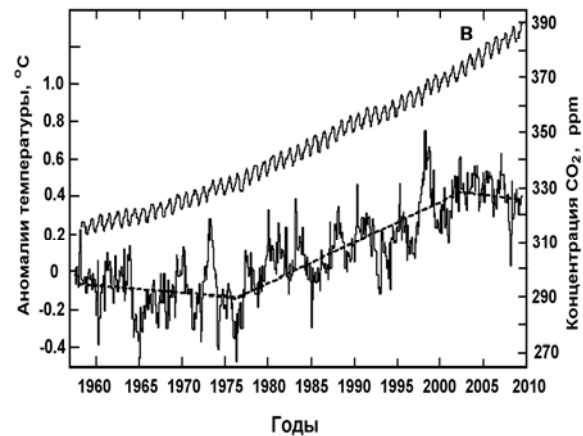
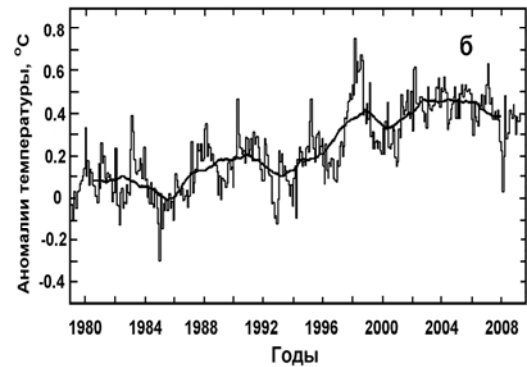
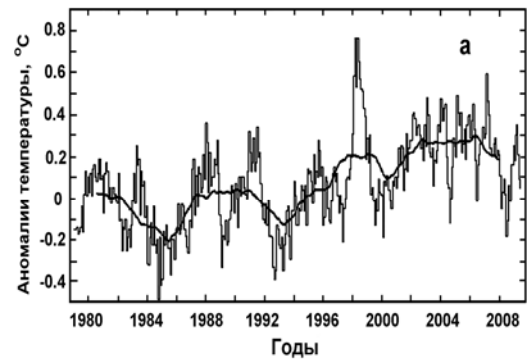


Рис. 3. Изменение среднемесячных значений:

а) глобальной температуры нижней тропосферы с 1979 г. до настоящего времени;

б) глобальной температуры воздуха с 1979 г. Плавной линией указаны 37-месячные средние значения.

в) Сравнение изменений температуры, представленной на рис. б, со среднемесячными значениями содержания атмосферного CO_2 с начала измерений в 1958 г. в Mauna Loa Observatory, Гавайи.

температуры в атмосфере за 1979-2009 гг. [www.cru.uea.ac.uk/cru/data/temperature], а также сравнение глобальной температуры воздуха с содержанием углекислого газа в атмосфере Земли [<http://climate4you.com/>

GreenhouseGasses.htm] с 1958 по 2009 гг. Как следует из Рис. 3а и 3б, температура в нижней тропосфере хорошо отслеживает глобальную температуру воздуха. Что касается временного хода температуры на этом интервале, то даже визуально трудно проследить заметное возрастание температуры, а линейные тренды, прочерченные на Рис. 3в, показывают, что примерно с 1959 г. до 1977 г. прослеживается уменьшение температуры, с примерно 1977 г. до 2002 г. температура возрастает и с 2002 г. по настоящее время падает, что противоречит, как выводам работ Манна с соавторами, так и модельному прогнозированию потепления, указанному в отчете МГЭИК. Более того, рост концентрации углекислого газа и изменение температуры с начала 21-го века не следуют друг другу (Рис. 3в).

В течение последних нескольких лет получены дополнительные ряды климатических косвенных данных. Анализ этих данных, которые включают прирост колец деревьев, слои льда, отложения озер, морей и горных ледников, кораллы, пыльцу растений и др., подтверждает две климатические аномалии в течение последнего тысячелетия, зафиксированные и в исторических хрониках. Одна из них – так называемый малый ледниковый период (около 1300-1900 гг.), другая – средневековая тёплая эпоха (около 800-1200 гг.), имеющие глобальное проявление [9], когда температура во многих регионах мира, по-видимому, была не ниже, чем в 20-м столетии.

Реконструкции тысячелетних температур, воспроизводимые различными исследователями, показывают широкую область изменчивости климата, поднимая вопросы о достоверности имеющихся в настоящее время методик реконструкции уникальности последнего потепления в 20-м веке. Однако следует отметить, что используемые методы всё ещё не позволяют согласовать получаемые данные реконструкций друг с другом с точностью, необходимой для однозначной количественной оценки сигналов, воздействующих на климат.

В нашей недавней работе [10] был проведен анализ климатических характеристик и солнечной активности на временной шкале, покрывающей последние несколько сотен лет, в свете глобального потепления 20-го века. Были сопоставлены данные по изменению солнечной активности, определенной из реконструкций солнечных пятен и уровня радиоуглерода, отражающего солнечную изменчивость, с изменениями климатических характеристик (динамика отступления и наступления горных ледников, колебаний уровня озер) за прошедшее тысячелетие. Было показано, что холодные периоды соответствуют пониженным, а теплые – повышенным периодам солнечной активности. Учитывая, что почти половину последнего тысячелетия Солнце находится на ветви подъёма его активности в 2400-летнем цикле [11], а также тренд, обусловленный орбитальным движением Солнца, это нельзя не принимать во внимание при рассмотрении природы климатических изменений.

В данной работе продолжен анализ реконструкций температуры с помощью косвенных методов, проведен анализ данных термометрии буровых скважин и показаны возможности использования метода для реконструкции долговременных трендов в изменении климата – одной из главных причин расхождения в настоящее время результатов интерпретаций косвенных данных на продолжительных временных шкалах в сотни и тысячи лет. Также проведён анализ долговременных изменений солнечной активности, интенсивности космических лучей и температуры за последние два тысячелетия.

Глобальное потепление и реконструкция температуры на поверхности Земли геотермальным методом

Вариации температуры воздуха на земной поверхности приводят к искажению стационарного распределения температур приповерхностных пород, в результате чего в горных породах формируется геотермический сигнал, который распространяется в нижележащие слои [12]. Геотермические сигналы прошлого фиксируются в тепловом поле горных пород и могут быть выделены по результатам изучения разрезов буровых скважин. Исследуя современное распределение температур горных пород, вскрытых буровыми скважинами, можно получить информацию об изменении средних температур воздуха на поверхности Земли во времени [13-18] при условии, что температура воздуха на поверхности и реконструированные температуры, получаемые из скважин, тесно связаны между собой. При этом переход от глубин, на которых определены геотермические сигналы, к календарным датам осуществляется по величинам теплопроводности горных пород. Глубины, до которых проникает температура или аномалии тепла, зависят от тепловой диффузии приповерхностных пород и определяется длительностью и амплитудой изменения температуры воздуха на поверхности.

В отличие от косвенных методов, где данные связаны с температурой через статистические корреляции с данными температуры воздуха, геотермальный метод даёт прямое определение поверхностной температуры воздуха. Температуры, выведенные из данных буровых скважин, не калибруются по отношению к инструментальным данным, что обеспечивает независимое и прямое измерение температуры в прошлом. Геотермальные данные дают надёжные долговременные тренды температуры, но с быстро уменьшающимся разрешением во времени вследствие физики тепловой диффузии. Эта особенность делает геотермальный метод наиболее подходящим для оценки долговременных температурных трендов, что является исключительно важным для установления закономерностей изменения температуры и климата на длинных временных шкалах.

Поскольку большинство буровых скважин не превышает глубины в 1 км, это ограничивает пределы временной протяжённости реконструкций

поверхностной температуры воздуха геотермальным методом только пятью последними столетиями. Используя данные из сотен буровых скважин, полученных из всех континентов, исключая Антарктиду, Huang et al. [14] реконструировали историю глобальной температуры последних 5 столетий (Рис. 4). Хорошо прослеживается тренд, который не является линейным. Анализ показал, что средняя температура воздуха на земной поверхности возросла примерно на 1°C в течение этого времени. Результаты исследований прямо указывают на то, что атмосферная концентрация CO_2 , по крайней мере, не может быть причиной большей части прослеживаемого потепления, поскольку антропогенная CO_2 начала возрастать не ранее середины 19-го столетия.

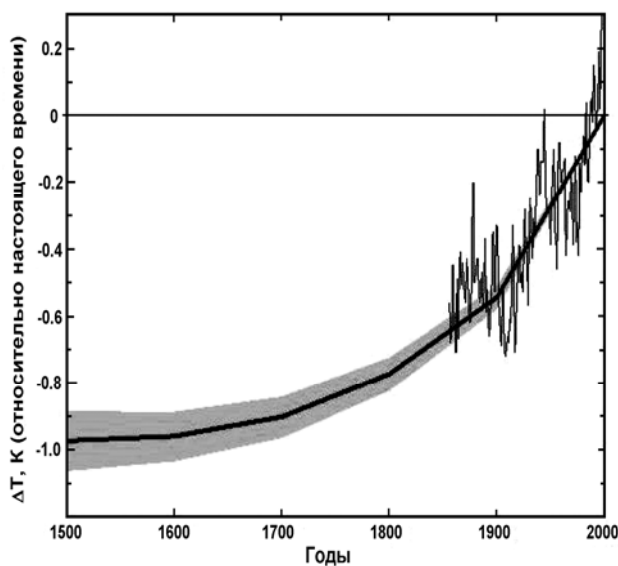


Рис. 4. Сопоставление относительной средней глобальной поверхностной температуры, реконструированной по геотермическим [14] (сплошная толстая линия с учётом одной стандартной ошибки), с относительными изменениями глобальной температуры воздуха (5-летние скользящие средние), полученными из инструментальных данных.

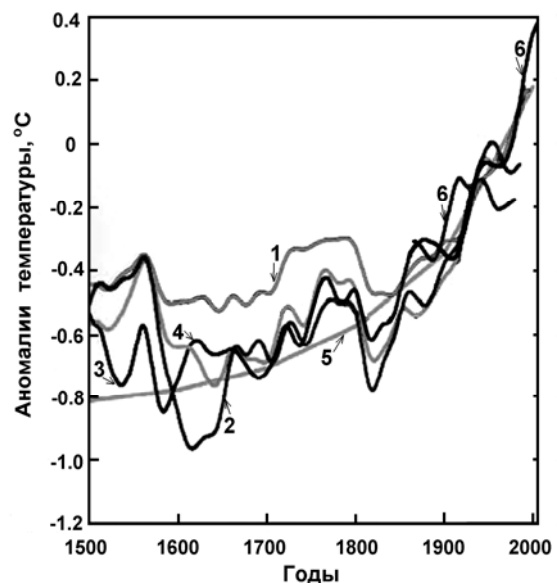


Рис. 5. Сравнение реконструкций температуры, полученных различными методами: 1 – различные косвенные данные [5]; 2 – годовые кольца деревьев [19]; 3 – различные косвенные данные низкого и высокого разрешения [20]; 4 – различные прямые и косвенные данные для северного полушария [21]; 5 – глобальные буровые данные [17].

Сравним данные реконструированных буровой термометрией температур с реконструкциями температуры другими косвенными методами. Как следует из Рис. 5, температурные данные на временном интервале, охватывающем последние 500 лет, полученные из реконструкций поверхностной температуры по данным буровой термометрии, согласуются с другими источниками температурной информации. За исключением реконструкции поверхностной температуры, представленной Mann and Jones [5], реконструкции [19-21] (Рис. 5) и реконструкция температуры из данных термометрии буровых скважин дают общую непротиворечивую картину

температурного тренда. Указанный тренд не может быть результатом антропогенного влияния на температуру на всём 500-летнем промежутке и, скорее всего, имеет естественное происхождение.

Если для интервала последних 500 лет имеется большая база данных буровой термометрии, то более глубокие скважины, позволяющие восстанавливать долговременный тренд поверхностной температуры на интервалах в тысячи-десятки тысяч лет, имеется только для отдельных регионов. Авторы [22] исследовали геотермические профили 98 отдельных буровых скважин, пробуренных в Чехии и покрывающих последнее тысячелетие, и получили индивидуальные истории поверхностной температуры. Они выделили существование средневекового тёплого периода в интервале 1100-1300 гг. и массивного похолодания в 1600-1700 гг., приходящегося на главную фазу малого ледникового периода.

Для реконструкции временного хода поверхностной температуры воздуха в течение последнего тысячелетия в работе [23] определяли температурные аномалии в 49 скважинах, пробуренных в горах Урала. Детальный совместный анализ реконструированных и метеорологических данных привел авторов к следующим выводам (Рис. 6а): все реконструкции имеют минимум между 1600 и 1900 гг. и максимум между 800 и 1600 гг. При этом, поверхностные температуры в средневековый максимум в течение 1100-1200 гг. были примерно на 0.4К выше средней температуры в течение 20-го столетия (1900-1960 гг.); похолодание малого ледникового периода достигло минимума в 1720 г., и средняя поверхностная температура была на 1.6К ниже средней температуры в 20-м столетии; современное потепление на Урале началось приблизительно за столетие до первых инструментальных измерений температуры на Урале (170 лет назад). Эти работы указывают на реальность средневекового теплого периода.

Подобно континентальными скважинам, палеотермометрические данные из скважин во льдах могут быть конвертированы в поверхностную температурную шкалу, которая является локальной поверхностной температурой. При этом данные из скважин в ледовых щитах в ряде случаев могут давать более точную информацию о долговременных изменениях, благодаря большей глубине скважин и более точному временному разрешению, а также большего качества чистоты льда.

В работе [24] были использованы данные из двух глубоких скважин в гренландском ледяном щите (Рис. 6б). На рисунке ясно прослеживается средневековый теплый период, который был также теплее современного примерно на 1°C, в то время как в малый ледниковый период было холоднее на 0.5-0.7°C. Отметим, что этот температурный профиль был представлен в докладе МГЭИК в 1990 г. (как экспериментально установленный факт), когда еще не предсказывалось беспрецедентного глобального потепления и безоговорочно принимались вышеуказанные экстремальные ес-

тественные изменения климата в прошлом: теплый период с 1000 г. до ~ 1400 г. и холодный с ~ 1500 г. по 1900 г.

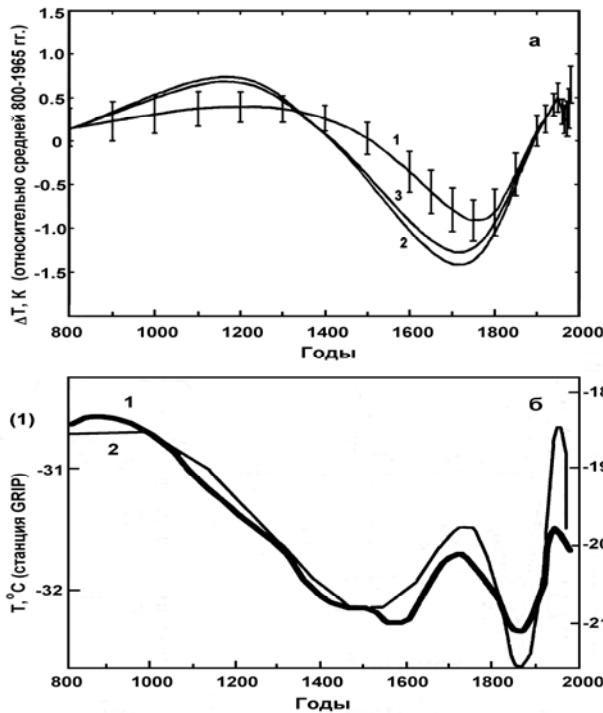


Рис. 6а. Усредненный временной ход реконструированных поверхностных температур по палеотермометрическим данным из скважин Урала [23]: 1 – минимальная оценка \pm двойная стандартная ошибка от среднего, 2 – максимальная оценка, 3 – оптимальная оценка;

Рис. 6б. Изменение температуры над Гренландским щитом по данным термометрии скважин на станциях GRIP (1) и Dye-3 (2) [24]. Заметна характерная особенность в температуре в ледяных скважинах Гренландии в начале 1700-х годов. Выделяется характерное повышение температуры на Гренландском щите по сравнению с материковыми данными по Уралу.

Сравнение Рис. 6а с Рис. 6б указывает на ту же самую картину потепления и похолодания, т.е. на общие закономерности изменения температуры, выполненные на различном материале различных по природе скважин, из которых следует, что потепление 20-го столетия никак не является беспрецедентным. И это показывают данные термометрии скважин, как из ледяных щитов Гренландии, так и горных пород Урала. А по данным скважинной термометрии из слоев льда потепление (Рис. 6б) после малого ледникового периода возрастало до примерно 1930 г., а между 1940 и 1995 гг. имело место похолодание [24]. А, между прочим, содержание CO_2 в воздухе в то время нарастало. Подчеркнём еще раз, что данные скважинной термометрии на Рис. 6а и 6б дают прямую, а не косвенную меру температуры на поверхности Земли.

Конечно, подобно другим климатологическим методикам, геотермальный метод имеет как достоинства, так и недостатки. Для того чтобы сравнивать реконструированные истории поверхностных температур из геотермальных данных с температурами воздуха на поверхности Земли, необходимо установить соотношение между этими величинами. В работе [25] анализировались данные температуры буровых скважин высокого качества, и была проведена совместная интерпретация реконструированных температур с данными температуры воздуха на ближайшей метеостанции за 70 последних лет, чтобы выяснить, воспроизводят ли полученные по данным термометрии скважины аномалии поверхностной температуры

температуру воздуха, наблюдаемую на этой площади. Оказалось, что оба сравниваемых результата находятся в соответствии, даже в присутствии переменного снежного режима и различных поверхностных условий. Эти результаты указывают на то, что данные буровых скважин являются надёжными долговременными палеоклиматологическими индикаторами.

Изменение температуры северного полушария в течение последних 2000 лет

Представляет интерес сравнить картину изменчивости температур в прошлом, реконструированных различными исследователями. На Рис. 7 проведено сравнение реконструкций температуры северного полушария: Манн и Джонс [5] (Рис. 7а) скорректировали полученные ранее данные из различных источников: исторических записей, озёрных отложений, колец деревьев, слоёв льда из различных регионов мира; в работе [19] были использованы только данные хронологий, полученных из колец деревьев из 14 регионов (Рис. 7б); а в работе [20] – различные источники палеоклиматических данных: кольца деревьев, которые хорошо захватывают высокочастотные вариации климата, и озерные и океанические отложения, которые захватывают только крупномасштабные изменения климата (Рис. 7в).

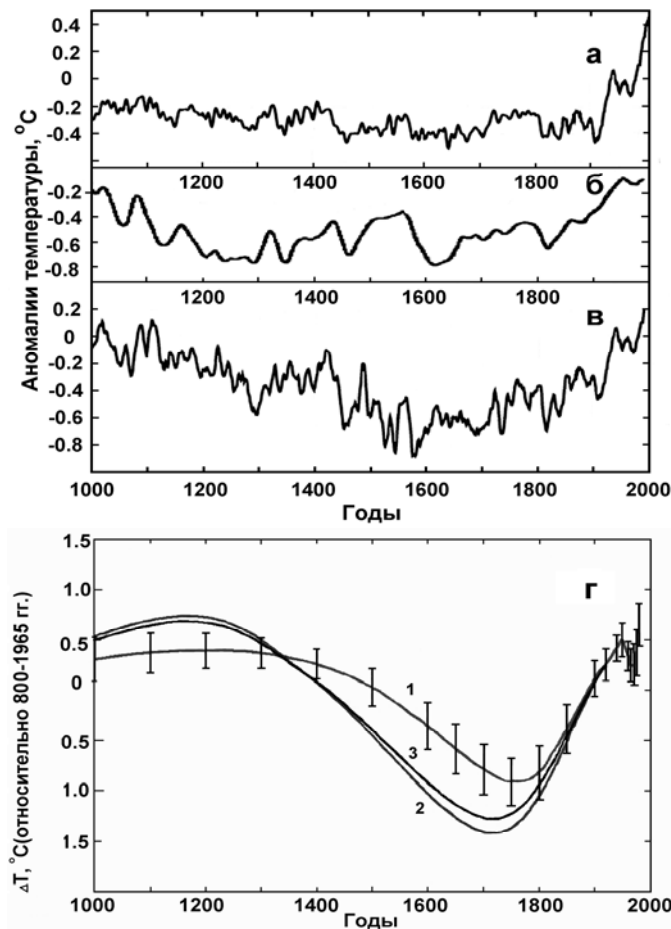


Рис. 7. Сравнение реконструированных температур с 1000 г. по 2000 г. в северном полушарии с использованием различных косвенных данных: а) Mann and Jones [5]; б) Esper et al. [19]; в) Moberg et al. [20]. Данные сглажены и привязаны к инструментальным записям температуры с 1850 г. с г) усредненным временным ходом реконструированных поверхностных температур геотермальным методом из скважин Урала [23]: 1 – минимальная оценка \pm двойная стандартная ошибка от среднего, 2 – максимальная оценка, 3 – оптимальная оценка.

Обращает на себя внимание расхождение амплитуд крупномасштабных изменений реконструированных температур и особенно разительное отличие картины изменения в начале тысячелетия. В данных Манна и Джонса по-прежнему не прослеживается крупномасштабных изменений температуры, чего не скажешь о двух других реконструкциях. Температурные реконструкции Эспер с соавторами [19] и Моберг с соавторами [20] указывают на крупные в несколько столетий изменения и циклическую картину этих изменений. При этом прослеживаются более высокие температуры в средневековый тёплый период, чем в малый ледниковый период. В двух последних реконструкциях (в особенности представленной на Рис. 7в) тренды согласуются с долговременной изменчивостью реконструированной поверхностной температурой геотермальным методом [23].

Чтобы понять закономерности естественной климатической изменчивости и роль антропогенного воздействия на климат на шкалах от десятилетий до столетий, Моберг с соавторами [20] провели реконструкцию температуры северного полушария для последних 2000 лет, комбинируя косвенные данные низкого разрешения (озёрные отложения, пыльца растений, сталагмиты, раковины моллюсков и др.) с данными по кольцам деревьев. Данные низкого разрешения, такие как озёрные и океанические отложения со слоистой структурой, могут давать климатическую информацию о крупномасштабной климатической изменчивости в масштабах столетий и более, что может быть не захвачено кольцами деревьев. Используя вейвлет-преобразование, авторы разделили веса косвенных данных на различных временных шкалах и установили большую климатическую изменчивость в масштабах нескольких столетий. Анализ проведённых оценок изменений средней температуры северного полушария и результаты моделирования приведены на Рис. 8. Усреднение данных низкого разрешения позволило выявить тренды, согласующиеся с результатами геотермальной термометрии [17], временной ход которых существенно отличается от реконструкции Манна и Джона [5].

Согласно данной реконструкции, высокие температуры, подобные наблюдавшимся в 20-м столетии до 1990 г., имели место около 1000-1100 гг., а минимальная температура примерно на 0.7 К ниже средней за 1961-1990 гг. оказалась в окрестности 1600 г. Эта естественная изменчивость температуры в прошлом указывает на важную роль естественных факторов.

В работе [28] указано, что прирост колец деревьев нелинейным образом откликается на продолжительное потепление или похолодание. В таком случае, при наблюдаемом потеплении в 20-м веке реконструкция температуры из прироста колец в теплые и холодные интервалы времени может приводить к ошибкам в оценке температур на длинных временных шкалах. Авторы [28] создали реконструкцию глобальной температура за интервал времени с 16 г. до 1935 года, основываясь на 18 рецензированных

и опубликованных косвенных климатических данных, использованных в существующих реконструкциях, исключив из них данные, связанные с приростом деревьев. Данные в каждой серии были сглажены 30-летним скользящим средним и показаны на Рис. 9. Среднее значение серий довольно чётко показывает средневековый теплый период и малый ледниковый период. При этом температура в максимуме средневекового теплого периода была примерно на 0.3°C выше, чем в 20-м столетии.

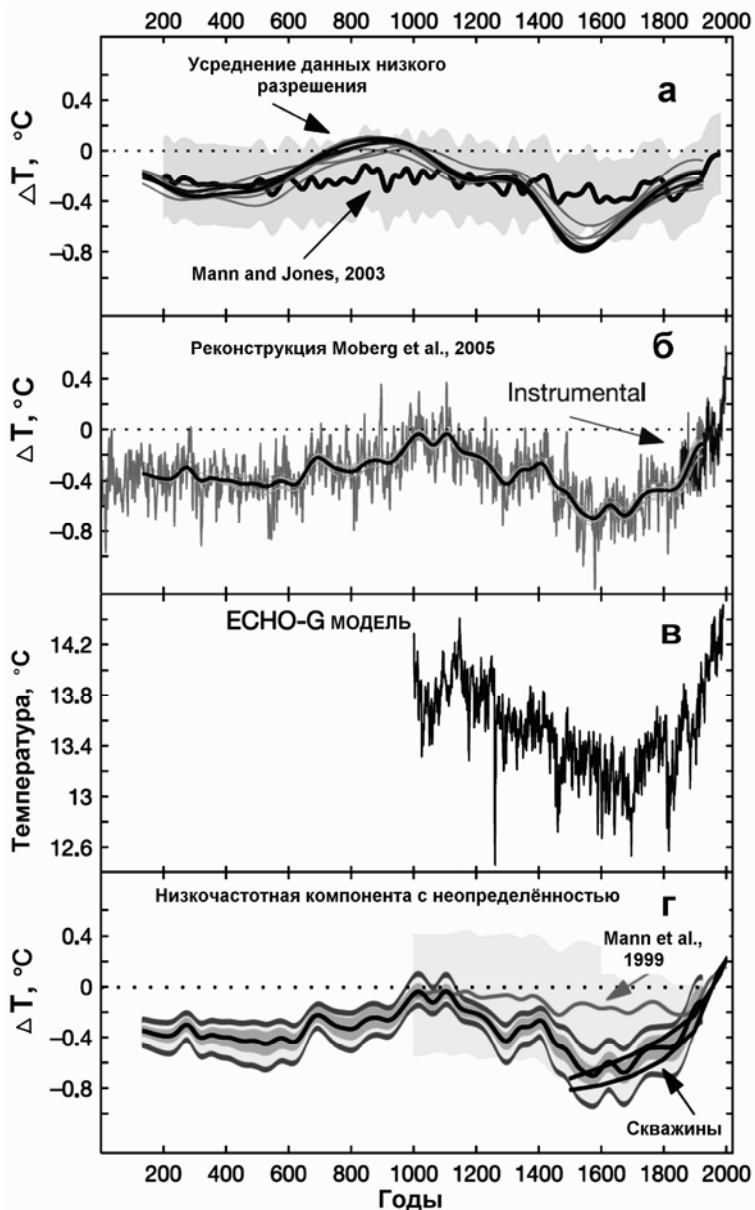


Рис. 8. Оценки изменений средней температуры северного полушария:

а) реконструкция [5] с учетом двух стандартных отклонений (серый фон) и различными усреднениями данных низкого разрешения (набор плавных линий);

б) калиброванная реконструкция [20] с инструментальными данными, сплошной линией показана 80-летняя компонента;

в) искусственная ECHO-G модель [7, 26, 27];

г) низкочастотная компонента в реконструкции Рис. б с 95% доверительными интервалами для выявленных неопределенностей в данных. Также показаны поверхностные температуры, оцененные из буровых скважин [17], с их интервалом неопределенности.

Температурные аномалии на рисунке **а, б, г** даны относительно средней за период 1961-1990 гг.

Обратим внимание на некоторые особенности реконструкций за последние 2000 лет из океанических отложений (Рис. 10). В работе [29] были определены поверхностные температуры океана у побережья Западной Африки. Как видно из графика (Рис. 10а), в начале первого тысячелетия температуры были низкими и сравнимыми с температурами в течение малого ледникового периода. Эти результаты были подтверждены и другими

исследователями в данных для указанного региона Африки. Профиль поверхностных температуры океана, полученный в отложениях Саргасова моря близки Бермудских островов [30] (Рис. 10б), показывает в начале первого тысячелетия минимум температуры с задержкой примерно на 200 лет относительно данных [29]. Температурный профиль из данных по кернам гренландского льда [24] (Рис. 10в) в этом временном интервале указывает на низкие температуры, хотя более высокие, чем в малый ледниковый период.

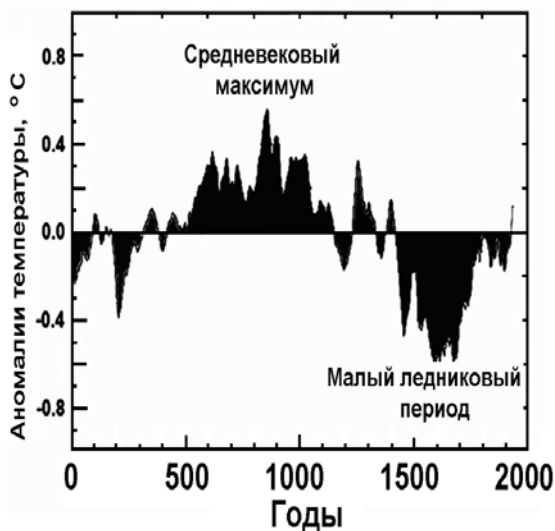


Рис. 9. Реконструкция палеотемператур из косвенных данных, исключая данные по кольцам деревьев [28].

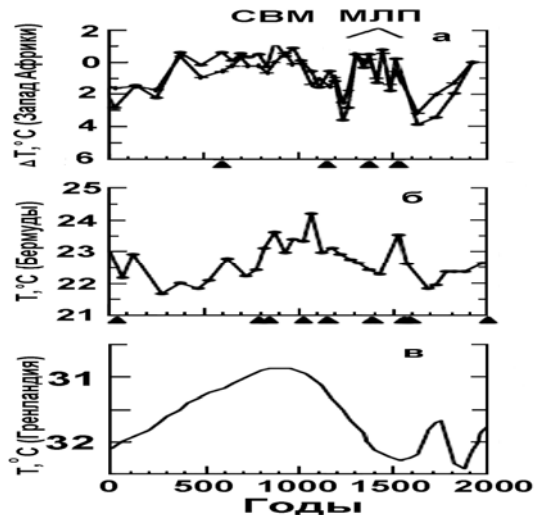


Рис. 10. Сравнение палеореконов-струкций температур из данных: а) восточной субтропической части Северного Атлантического океана [29] (СВМ – средневековый максимум, МЛП – малый ледниковый период), б) западной части Северного Атлантического океана [30], в) из кернов льда Гренландии [24].

Крупномасштабные реконструкции климата и поверхностной температуры основаны на косвенных данных, которые являются представительными регистраторами переменных величин окружающей среды, привязанных к инструментальным наблюдениям температуры на метеостанциях. Однако, как видно из проведенного анализа, различные подходы, в основу которых положен короткий ряд непосредственных наблюдений за изменением температуры на земной поверхности, не позволяют согласовать получаемые реконструкции друг с другом с достаточной точностью и получить реальную картину изменчивости климата и однозначно определить причины его изменения.

Долговременная цикличность солнечной активности, космических лучей и климатических характеристик

Главным источником энергии для земной атмосферы является Солнце. Установлено, что между процессами на Солнце и климатическими изменениями существует связь через изменения во времени: а) полного солнечного излучения, обеспечивающего переменный подвод тепла к нижней атмосфере; б) изменения в ультрафиолетовом излучении Солнца, воздействующее на озон в стратосфере, которая динамически связана с тропосферой и более низкой атмосферой, в) изменения в потоке космических лучей, модулируемого солнечной активностью (СА).

Из исторических хроник и изучения изменений климатических характеристик установлены два периода экстремального изменения климата в течение прошедшего тысячелетия: малый ледниковый период (~1300-1900 гг. и теплый средневековый период (~900 - ~1300 гг.), имеющие глобальное проявление [9]. Особенности временных изменений климатических событий в эти экстремумы могут быть прослежены в деталях на погодичной основе из данных по изменению космогенных изотопов (^{14}C в годичных кольцах долгоживущих деревьев и ^{10}Be в стратифицированных годичных слоях льда из полярных регионов и ледников), образующихся в земной атмосфере галактическими космическими лучами. Промодулированные СА, они из атмосферы попадают на поверхность Земли и фиксируются в земных образцах. Примечательно, что данные по изменению уровня указанных космогенных изотопов дают тонкую структуру изменения СА в прошлом. По результатам измерения концентрации ^{14}C в годичных кольцах деревьев [31] (рис. 11) можно проследить, что экстремальные изменения СА четко прослеживаются в данных $\Delta^{14}\text{C}$: минимальные уровни СА соответствуют максимальным значениям $\Delta^{14}\text{C}$, что имеет ясное физическое обоснование. При этом холодные периоды (малый ледниковых период) приходится на пониженную, а теплые (средневековый максимум) – повышенную СА и наоборот. В настоящее время нет никакого сомнения, что вариации $\Delta^{14}\text{C}$ в земной атмосфере в прошлом являются источником важной дифференциальной во времени информации по изучению СА и других природных процессов на длительных временных шкалах, имеющих абсолютную хронологию. Радиоуглерод является глобальным трассером этих процессов. Содержание ^{14}C также отражает влияние антропогенного воздействия на уровень, который уменьшился за счет сжигания ископаемого топлива (Зюсс эффект) и увеличился за счет взрыва атомных бомб в атмосфере Земли. Наиболее существенные изменения амплитуды $\Delta^{14}\text{C}$ происходят примерно через 200 лет [32].

В работе [33] представлены данные по содержанию изотопа кислорода-18 в керне льда высокого разрешения за последние 750 лет из континентальной части Сибирского Алтая, ледник Белуха (4062 м высотой, 49°48'26"N, 86°34'43"E). Относительные изменения кислорода-18 являются

косвенными данными для реконструкции температуры. Сглаженные данные реконструированной температуры показаны на Рис. 12 и сопоставлены с изменением СА: числом солнечных пятен и солнечной модуляцией, оцененной из космогенных изотопов ^{14}C и ^{10}Be [34]. Между солнечным воздействием и температурой существует сдвиг в 10-30 лет, что указывает на непрямые солнечно-климатические механизмы, связанные, в первую очередь, с изменением атмосферной циркуляции под воздействием океанических процессов. Спектральный анализ данных реконструированной температуры показывает значимые периоды 205, 86 и 10.8 лет, которые хорошо связаны с солнечными циклами: Зюсса, Глайсберга и Швабе, соответственно.



Рис. 11. Экстремальные изменения солнечной активности и концентрации радиоуглерода ($\Delta^{14}\text{C}$) в образцах дендрохронологически датированных колец деревьев в течение прошедшего тысячелетия [31].

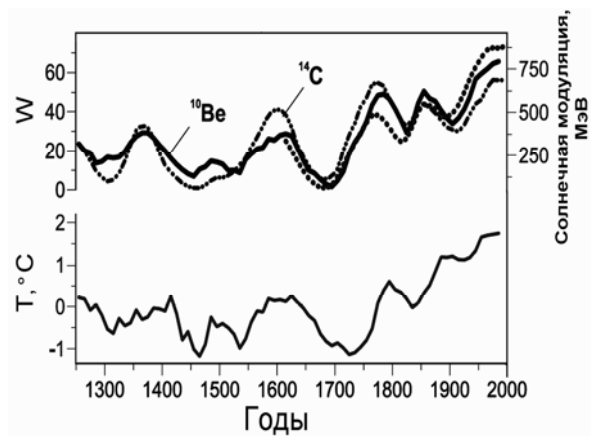


Рис. 12. Сравнение реконструированной температуры по данным О-18 в континентальной части Сибири (Алтайский регион, ледник Белуха) с изменением числа солнечных пятен (1610–2000 гг.) – точечная кривая и изменением солнечной модуляции, вытекающей из данных ^{14}C – штрих-пунктирная кривая и ^{10}Be – сплошная кривая [34].

Кроме указанных циклов, в длинных рядах концентрации космогенных изотопов удаётся выделить и примерно 2400-летний цикл [11, 35, 36], и, согласно этим исследованиям, последнее тысячелетие попадает на волну пониженной СА в этом длинном цикле.

На Рис. 13 проведено сопоставление реконструированных данных по солнечной изменчивости за прошедшие примерно 1200 лет [37–39], и климатической изменчивости по результатам озерных отложений [40] и наступлениям и отступлениям горных ледников [41]. Результаты сопоставления свидетельствуют, что солнечная изменчивость изменяется на длинной временной шкале, вызывая резкие климатические изменения, такие как малый ледниковый период, указанный на Рис. 11.

Приведённые выше данные указывают на то, что различные реконструкции прошлой температуры и других климатических характеристик ясно

указывают на их связь с СА и меняющейся во времени интенсивностью галактических космических лучей.

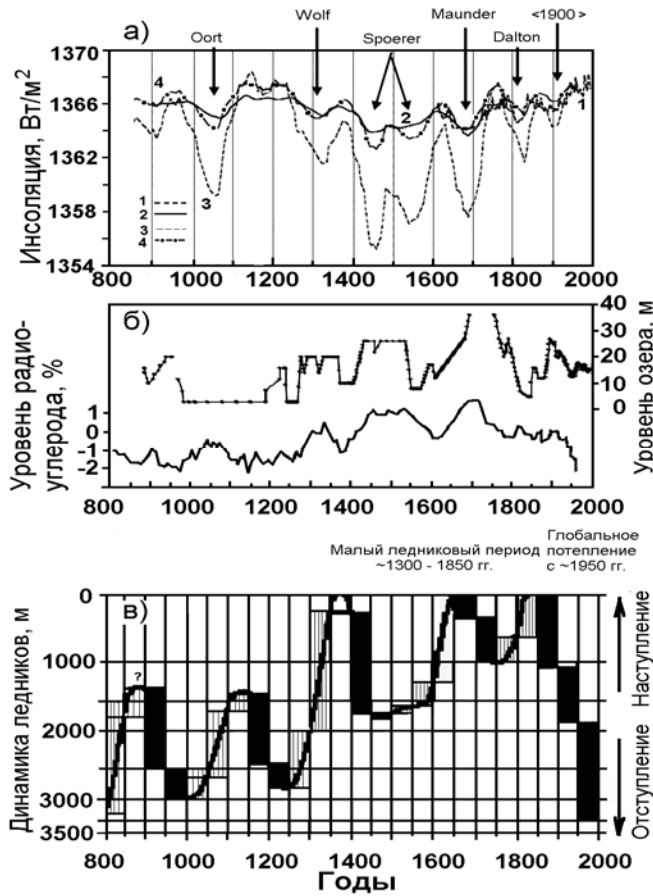


Рис. 13. Сопоставление данных по солнечной и климатической изменчивости за 1200 лет:

а) солнечного излучения: 1 – реконструкция [37] из рядов данных по числу солнечных пятен, 2 – реконструкция [38] из данных по концентрации космогенных изотопов, 3 – реконструкция [39] при оценке, что величина солнечного излучения в эпоху Маундеровского минимума СА была ниже современного уровня на $-0.65 W/m^2$, 4 – реконструкция [39] при величине $-0.25 W/m^2$ для Маундеровского минимума;

б) уровня радиоуглерода, отражающего солнечную изменчивость, и колебаний уровня озера Naivisha в Африке[40]:

в) динамики отступления и наступления горных ледников [41]. Стрелками указаны экстремально низкие уровни СА.

Сравнение изменений интенсивности космических лучей, реконструированных из измерений содержания радиоуглерода в кольцах деревьев [42] и бериллия-10 в слоях льда Гренландии [43] и Антарктиды [44] (Рис. 14), указывает на их близкое соответствие. Подобное соответствие следует из сравнения интенсивности космических лучей и температуры, реконструированной по данным спелеотем из пещеры Spannagel в Австрии [45] (Рис. 15). При этом низкий поток галактических космических лучей связан с высокой температурой, и, следовательно, с потеплением климата. Высокому потоку галактических космических лучей соответствует более холодный климат. Разница максимальных температур в средневековый тёплый период и минимальных температур в малый ледниковый период в центральной Европе достигали примерно $1.5^{\circ}C$ (Рис. 15). Высокая корреляция между интенсивностью космических лучей, модулированных СА, свидетельствует в пользу этой основной причины изменения климата.

Полученные к настоящему времени данные указывают на проявление в климатических характеристиках не только кратковременных циклов длительностью в десятки лет, но и более длинных – длительностью в сотни - тысячи лет, которые хорошо связываются с соответствующими цикличе-

скими изменениями СА и потоком галактических космических лучей. Квазициклическое поведение СА позволяет проецировать краткосрочные тренды глобальной температуры. С учётом долговременных ~ 210- и ~90-летнего солнечных циклов нами были прослежены тенденции в изменении глобальной температуры, обусловленной процессами, связанными с СА, и было показано [10], что маловероятно, что ближайшие годы будут годами необычайных глобальных температурных изменений, и, вероятно, что эти годы останутся близкими к области значений, регистрируемых в окрестности 2000 года.

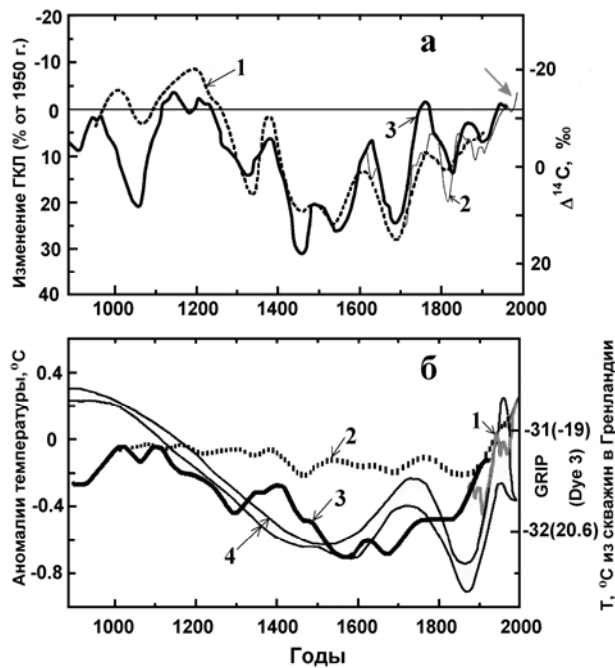


Рис. 14. Сравнение изменений в течение последнего тысячелетия в:

а) интенсивности галактических космических лучей, определённой из изменений: 1 - концентрации ^{14}C в кольцах деревьев ($\Delta^{14}\text{C}$) [42], 2 – концентрации ^{10}Be во льдах Гренландии [43], 3 – концентрации ^{10}Be во льдах Антарктиды [44];

б) реконструированных температурах северного полушария: 1 – сглаженного инструментального ряда данных, 2 – ряда из косвенных данных [4], 3 – ряда из косвенных данных [20], 4 – из данных буровой термометрии в скважинах Гренландии [24].

Проведенный анализ реконструкций температуры различными методами, включая геотермальный метод, показывает, что наблюдаемое изменение климата за последние два тысячелетия хорошо согласуется с данными по изменению концентрации космогенных изотопов ^{14}C и ^{10}Be , модулируемых меняющейся во времени СА.

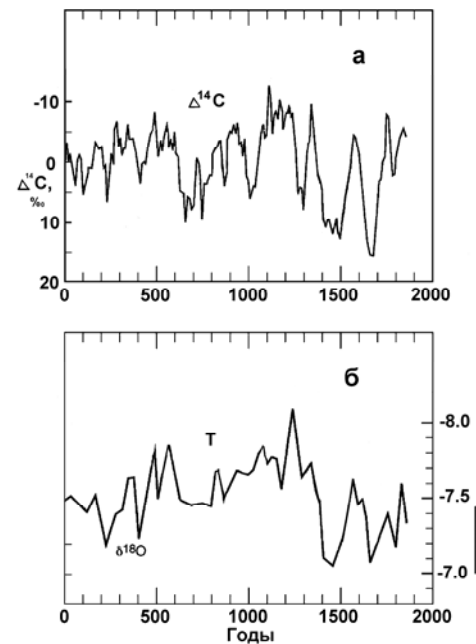


Рис.15. Сравнение временно-го хода в течение последних 2000 лет:

а) интенсивности галактических космических лучей ($\Delta^{14}\text{C}$) [31, 42];

б) реконструированной температуры из пещер Австрии [45].

В целом результаты анализа данных по изменению уровня космогенных радионуклидов в земных архивах однозначно убеждает в огромном потенциале использования ^{14}C и ^{10}Be для исследования особенностей солнечной изменчивости и интенсивности космических лучей на большой временной шкале. Вне всякого сомнения, что как ^{14}C , так и ^{10}Be , являющиеся индикаторами интенсивности космических лучей, позволяют реконструировать историю ряда характеристик солнечно-земных связей.

Космические лучи в глобальном масштабе играют важную роль во многих атмосферных процессах. Они принимают участие в формировании облачности и грозových туч. Наиболее вероятным механизмом воздействия галактических космических лучей является влияние ионизации на облачность. В настоящее время имеется существенный прогресс в понимании микрофизических процессов, позволяющих связать космические лучи с облачностью. Для понимания природы этого физического механизма необходимо экспериментально изучить фундаментальные микрофизические взаимодействия между космическими лучами и облаками.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (07-02-00379), Президиума РАН (программа «Изменения окружающей среды и климата» №16).

Литература

1. IPCC, 2001. *Climate Change 2001: The Scientific Basis*, ed. by J.T. Houghton et al., Cambridge Univer. Press. New York. 881 pp.
2. IPCC, 2007. *Climate Change 2007: The Physical Science Basis*, ed. by S.Solomon et al., Cambridge Univer. Press. New York. 996 pp.
3. *Mann et al.* Nature. 1998. V. 392. P. 779-787.
4. *Mann et al.* Geophys. Res. Lett. 1999. V. 26. No. 6. P. 759-762.
5. *Mann M.E. and Jones P.D.* Geophys. Res. Lett. 2003. V. 30 (15), 1820, doi: 10.1029/2003GL017814.
6. *McIntyre S. and McKittrick R.* Energy and Environment. 2003. V. 14. P. 751-771.
7. *von Storch H. et al.* Science. 2004. V. 306. P. 679-682.
8. *Scafetta N., West D.J.* J. Geophys. Res. 2007. V. 112. D24S03, doi:10.1029/2007JD008437.
9. *Le Roy Ladurie E.* Histoire du climat depuis l'an mil. Paris: Flammarion. 1967. 287 p. In French.
10. *Дергачев В.А., Распопов О.М., Юнгнер Х.* Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2008 (Пулковое, 7-12 июля 2008 г.)». 2008. С. 91-96. 189-196.
11. *Дергачев В.А.* Геомагнетизм и аэрономия. 1996. Т.36. № 2. С. 49-60.
12. *Lane A.C.* Bull. Geol. Soc. Amer. 1923. V. 34. P. 703-720.
13. *Lachenbruch A.H. and Marshall B.V.* Science. 1986. V. 234(4777). P. 689-696.
14. *Huang S.P., Pollack H.N., Shen P.-Y.* Nature. 2000. V. 403(6771). P. 756-758.
15. *Pollack, H.N., Huang S.P.* Annual Rev. Earth and Planet. Sci. 2000. V. 28. P. 339-365.
16. *Harris R.N. and Chapman D.S.* Geophys. Res. Lett. 2001. V. 28(5), P.747-750.
17. *Pollack H.N. and Smerdon J.E.* J. Geophys. Res. 2004. V. 109(D11106). 2004.
18. *Majorowicz J. et al.* Climate of the Past. 2006. V. 2. P. 1-10. 2006.
19. *Esper J., Cook E.R., Schweingruber F.H.* Science. 2002. V. 295. P. 2250-2253.

20. Moberg A. et al. *Nature*. 2005. V. 433. P. 613-617.
21. Hegerl G.C. et al. *Nature*. 2006. V. 440. P. 1029-1032.
22. Bodri L., Cermak V. *Global and Planetary Change*. 1999. V. 21. P. 225-235.
23. Demezhko D.Yu., Golovanova I.V. *Clim. Past*. 2007. V. 3. P. 237-242.
24. Dahl-Jensen D. et al. *Science*. 1998. V. 282. No. 5387. P. 268-271.
25. Beltrami H., Ferguson G., Harris R.N. *Geophys. Res. Lett.* 2005. V. 32, L19707, doi:10.1029/2005GL023714. 2005.
26. González-Rouco F. et al. *Geophys. Res. Lett.* 2003. V. 30. P. 2116, doi:10.1029/2003GL018264.
27. Legutke S. and Voss R. The Hamburg Atmosphere-Ocean Coupled Circulation Model ECHO-G (Technical Report 18, Deutsches Klimarechenzentrum, Hamburg, 1999).
28. Loehle C. and McCulloch H. *Energy and Environment*. 2008. V. 19. P. 93-100.
29. DeMenocal P. et al. *Science*. 2000. V. 288. P. 2198-2202.
30. Keigwin L.D. *Science*. 1996. V. 274(5292). P. 1504-1508.
31. Stuiver M. and Quay P.D. *Science*. 1980. V. 207. P. 11-19.
32. Дергачев В.А., Раснонов О.М., Юнгнер Х. Сборник трудов IX Пулковской Международной конференции «Солнечная активность как фактор космической погоды». Санкт-Петербург. 2005. С. 149-154.
33. Eichler A. et al. *Geophys. Res. Lett.* 2009. V. 36, L01808, doi:10.1029/2008GL035930.
34. Muscheler R., et al. (2007), *Q. Sci. Rev.* 2007. V. 26. P. 82-97.
35. Vasiliev S.S. and Dergachev V.A. *Annales Geophysicae*. 2002. V. 20 P.115-120.
36. Дергачев В.А., Раснонов О.М. Геомagnetизм и аэрономия. 2000. Т. 40. С. 9-14.
37. Lean J. et al. *Geophys. Res. Lett.* 1995. V. 22. P. 3195-3198.
38. Lean J. J. *Geophys. Res. Lett.* 2000. V. 27. P. 2425-2428.
39. Bard et al. *Tellus*. 2000. V. 52B. P. 985-992.
40. Verschuren D., Laird K., Cumming B. *Nature*. 2000. V. 403. P. 410-413.
41. Holzhauser H., Magny M., Zumbühl H. *Holocene*. 2005. V. 15. P. 789-801.
42. Reimer P.J. et al. *Radiocarbon* 2004. V. 46. P. 1029-1058.
43. Usoskin I.G et al. *J. Geophys. Res.* 2002. V.107, doi:10.1029/2002JA009343 (2002).
44. Raisbeck G.M. et al. *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.* 1990. V. A 300. P. 463-470.
45. Mangini A., Spötl C., Verdes P. *Earth and Planet. Sci. Lett.* 2005. V. 235. P. 741-751.

РОСТ КОНЦЕНТРАЦИИ УГЛЕКИСЛОГО ГАЗА В АТМОСФЕРЕ ПРИВОДИТ К ПОХОЛОДАНИЮ

Абдусаматов Х.И., Богоявленский А.И., Лаповок Е.В., Ханков С.И.
ГАО РАН, Санкт-Петербург

INCREASING OF CARBONIC DIOXID CONCENTRATION IN THE ATMOSPHERE CAUSES GLOBAL COOLING

Abdussamatov H.I., Bogoyavlenskii A.I., Lapovok E.V. and Khankov S.I.
Pulkovo Observatory, Saint-Petersburg

The mathematical model of heat exchange in the system Earth's surface–atmosphere–space has been developed. Our calculations have shown that decrease of the atmospheric transmission forces decrease of the global equilibrium temperature. In additional that developed model reproduce the well-known situation when the sky clearing at night forces the acceleration of the surface cooling.

Наряду с циклами колебаний солнечной постоянной существенное влияние на климат Земли оказывает пропускание атмосферой теплового ИК излучения земной поверхности, характеризуемого величиной γ . Рост концентрации углекислого газа в атмосфере рассматривается как угроза глобального потепления вследствие уменьшения пропускания γ . Для выяснения действительного влияния γ на среднюю температуру Земли мы исследовали интегральный тепловой баланс в системе подстилающая поверхность – атмосфера – космическое пространство.

Атмосфера рассматривалась как изотермическая сферическая оболочка с эффективной температурой, а земная поверхность как изотермическое сферическое ядро. На поверхности ядра и в оболочке в результате осредненного за сутки поглощения солнечной энергии действуют источники тепловыделений с равномерно распределенными поверхностными плотностями тепловой мощности. Ядро и оболочка находятся во взаимном радиационном и конвективном теплообмене. Оболочка частично прозрачна для теплового излучения ядра и сама отдает тепловую энергию излучением в открытый космос.

Тепловые модели рассматриваемой системы приведены к эквивалентной тепловой схеме или цепи с сосредоточенными параметрами. На ней выделяются 3 температурных уровня: первый соответствует земной поверхности с самой высокой температурой T_0 , второй уровень соответствует среднеобъемной температуре атмосферы T_a , а третий – температуре холодного космоса, принимаемой равной $T_c = 0$ К. Тепловая схема объединяет системы "океан-атмосфера" и "суша-атмосфера".

Источники тепловых потоков Q_0 и Q_a являются аналогами источников электрического тока: Q_0 – удельная мощность тепловыделений на поверх-

ности океана, такое же значение удельной поглощаемой мощности солнечного излучения принимается и для суши; Q_a – удельная мощность тепловыделений в атмосфере. Поверхностные плотности теплоемкости океана и атмосферы C_o и C_a в $\text{Дж}\cdot\text{м}^{-2}\text{К}^{-1}$ являются аналогами электрических емкостей. Узлы схемы с потенциалами T_o , T_a , T_c связаны удельными тепловыми проводимостями или коэффициентами теплоотдачи, через которые проходят удельные тепловые потоки q_i . Поток q_o передается излучением от земной поверхности через атмосферу в открытый космос. Удельный поток q_a отдается излучением атмосферы в открытый космос, а q_l – результирующий поток излучения между океаном и атмосферой. Удельный тепловой поток q – результирующий поток, передаваемый конвективным и испарительно-конденсационным механизмом от океана к атмосфере.

Система уравнений, описывающих нестационарный тепловой баланс, имеет вид:

$$\left. \begin{aligned} C_a \frac{dT_a}{d\tau} + \varepsilon_n \sigma (T_a^4 - T_o^4) + \alpha (T_a - T_o) + (1 - \gamma \delta_a) \varepsilon_a \sigma T_a^4 &= Q_a \\ C_o \frac{dT_o}{d\tau} + \varepsilon_n \sigma (T_o^4 - T_a^4) + \alpha (T_o - T_a) + \gamma \delta_o \varepsilon_o \sigma T_o^4 &= Q_o \\ \varepsilon_n &= (1 / (1 - \gamma \delta_o) \varepsilon_o + 1 / (1 - \gamma \delta_a) \varepsilon_a - 1)^{-1} \end{aligned} \right\}, \quad (1)$$

где ε_a , ε_o , ε_n – степени черноты атмосферы, океана и приведенная степень черноты системы океан – атмосфера соответственно; δ_o – доля энергии в окнах прозрачности атмосферы от интегральной во всем спектре энергии теплового излучения океана с температурой T_o ; δ_a – доля энергии, заключенной в спектральных диапазонах, соответствующих окнам прозрачности атмосферы, от интегральной энергии теплового излучения атмосферы с температурой T_a ; α – конвективно-испарительный коэффициент теплоотдачи, $\text{Вт}\cdot\text{м}^{-2}\text{К}^{-2}$; $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{Вт}\cdot\text{м}^{-2}\text{К}^{-4}$ – постоянная Стефана-Больцмана.

Для решения системы (1) необходимо принять начальное условие и определить совокупность параметров, удовлетворяющих известным компонентам теплового баланса Q_a , Q_o , q_o , а также T_o . Для этого рассмотрим стационарную задачу, полученную из исходной системы (1):

$$\begin{aligned} -q_l - q + q_a &= Q_a \\ q_l + q + q_o &= Q_o \end{aligned} \quad (2)$$

В системе (2) потоки определяются из соотношений:

$$\begin{aligned} q_l &= \alpha_n (T_o - T_a); \quad q = \alpha (T_o - T_a); \\ q_a &= \alpha_a (T_a - T_c) = \alpha_a T_a; \quad q_o = \alpha_o (T_o - T_c) = \alpha_o T_o; \end{aligned} \quad (3)$$

Коэффициенты теплоотдачи определяются по формулам:

$$\alpha_n = \varepsilon_n \sigma (T_o^4 - T_a^4) / (T_o - T_a); \quad \alpha_a = (1 - \gamma \delta_a) \varepsilon_a \sigma T_a^3; \quad \alpha_o = \gamma \delta_o \varepsilon_o \sigma T_o^4; \quad (4)$$

Коэффициент теплоотдачи α слабо зависит от малых вариаций T_o и T_a . Аррениус полагал [1], что в процессе изменения температур остается по-

стоянным конвективно-массообменный поток q . Однако, как показано ниже, правильно выбирать условие $\alpha = \text{const}$ при исследованиях зависимостей T_o и T_a от вариаций параметров.

Сложив левые и правые части уравнений системы (2), а также приняв допущение $T_a \approx T_o = T_z$ и $\delta_o \approx \delta_a$, можно получить соотношение для температуры Земли как планеты:

$$\begin{aligned} T_z &= T_p f; & T_p &= \sqrt[4]{Q_\Sigma / \sigma}; & f &= \{\varepsilon_a [1 - \gamma \delta (\varepsilon_a - \varepsilon_o) / \varepsilon_a]\}^{-1/4} \\ Q_\Sigma &= Q_a + Q_o = E(1 - A) / 4 \end{aligned} \quad (5)$$

где T_p – радиационная температура Земли; E – солнечная постоянная; A – альбедо Земли как планеты.

По данным исследований выполняется условие $\varepsilon_a > \varepsilon_o$ и, как следует из (5), с ростом γ температура Земли растет.

В качестве исходных компонент теплового баланса приняты значения: $Q_o = 168 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2}$; $Q_a = 67 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2}$; $q_o = 40 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2}$; $q_a = 195 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2}$ [3] и $T_o = 287\text{К}$, [2]. Поверхностная теплоемкость атмосферы определена по известной массе и удельной теплоемкости воздуха [4] и составляет $C_a = 10^7 \text{ Дж}\cdot\text{м}^{-2}\text{К}^{-1}$. Для океана поверхностная теплоемкость для глубины активного слоя океана l_o в метрах равна $C_o = 4,2 \cdot 10^7 l_o$.

Входящие в (1) произведения $\gamma \delta_i$ соответствуют сумме этих произведений для каждого из выбираемых спектральных диапазонов. Основное окно прозрачности соответствует спектральному диапазону 8...13 мкм [4]. Учет всех окон прозрачности не изменяет конечный результат. Более того, принимая $\delta = 1$, то есть, переходя ко всему спектральному диапазону, мы не обнаружили качественных изменений зависимостей $T_o(\gamma)$ и $T_a(\gamma)$.

После подстановки исходных параметров в уравнения теплового баланса получены следующие значения вычисляемых величин: $\varepsilon_o = 0,417$; $T_a = 284\text{К}$; $\varepsilon_a = 0,7$; $\alpha = 45,6 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2}\text{К}^{-1}$.

Исследовались зависимости $T_o(\gamma)$ и $T_a(\gamma)$ для постоянного коэффициента теплоотдачи α , а также при постоянстве теплового потока q . Пересечение в последнем случае зависимостей $T_o(\gamma)$ и $T_a(\gamma)$ противоречит допущению $q = \text{const}$, тогда как допущение $\alpha = \text{const}$ не противоречит физическому смыслу. При этом зависимости $T_o(\gamma)$ и $T_a(\gamma)$ практически линейны и могут быть аппроксимированы во всем диапазоне $0 \leq \gamma \leq 1$ формулами

$$T_a = T_{ан} + N_a \gamma; \quad T_o = T_{он} + N_o \gamma \quad (6)$$

В формуле (6) значения N_a и N_o (производные температур по пропусканью) зависят от величины потока q_o , и при $q_o = 40 \text{ Вт}/\text{м}^2$ равны в К: $T_{ан} = 277,5$; $T_{он} = 281$; $N_a = 8,9$; $N_o = 7,8$. Зависимость $N_a(q_o)$ убывает с ростом q_o практически линейно от $N_a = 24$ при $q_o = 0$ до $N_a = -6$ при $q_o = 70 \text{ Вт}/\text{м}^2$ и меняет знак при $q_o = 51 \text{ Вт}/\text{м}^2$. Зависимость $N_o(q_o)$ несколько нелинейная (выпуклостью вверх) и убывает от $N_o = 25$ при $q_o = 0$ до $N_o = -14$ при $q_o = 70 \text{ Вт}/\text{м}^2$ и пересекает ось абсцисс при $q_o = 57 \text{ Вт}/\text{м}^2$.

При $q_0 < 50 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2}$ уменьшение пропускания атмосферой теплового ИК излучения приводит не к увеличению температур земной поверхности и атмосферы, а к их уменьшению, поскольку производные положительны. Парниковый эффект и глобальное потепление в их классическом понимании возможны в случае нереалистично больших значений тепловых потоков, уходящих с поверхности сквозь атмосферу в открытый космос. Это соответствует выводам, полученным с других позиций [5].

Полученные выводы не противоречат известным из опыта фактам понижения температур (заморозкам на почве) при прояснении неба в ночное время, что подтверждено на основе численных решений первого уравнения системы (1) совместно с краевой задачей, описывающей нестационарное одномерное температурное поле вглубь грунта при $Q_a = Q_r = 0$, то есть для процесса кратковременного (до 12 часов) охлаждения. Начиная с момента прекращения солнечной подсветки (т.е. после захода Солнца), наблюдается увеличение скорости охлаждения поверхности грунта при возрастании пропускания атмосферы. При начальной температуре грунта 278К переход через точку замерзания воды (273К) на поверхности грунта осуществляется через семь часов при $\gamma = 0,1$ и менее чем через два часа при $\gamma = 1$. Для достижения скорости охлаждения, как у грунта, толщина активного слоя океана должна быть меньше 20 см, что нереально (фактически значения l_0 составляют десятки метров).

В результате проведенных исследований показано, что повышение концентрации в атмосфере углекислого газа выше современного уровня может привести только к похолоданию, а не к глобальному потеплению, а малые вариации компонент теплового баланса [6] не изменяют полученные выводы.

Литература

1. *Arrhenius, S.* On the Influence of Carbonic Acid in the Air upon the Temperature of the Ground // *Phil.Mag. and J. of Sci.*, 1896, vol.5, 41, pp. 237-276.
2. *Handbook of Atmospheric Science. Principles and Applications.* Edited by C.N.Hewitt and Andrea V. Jackson. Blackwell Publishing, 2003, –648 pp.
3. *Keihl J.T. and Kevin E. Trenberth* Earth's Annual Global Mean Energy Budget // *Bull. of the Amer.Met.Soc.*, 1997, vol. 78, No. 2, pp. 197-208.
4. Физические величины: Справочник / А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский и др.; Под. ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. - М.; Энергоатомиздат, 1991, – 1232 с.
5. *Chilingar G. V., Khilyuk L. F., Sorokhtin O. G.* Cooling of Atmosphere Due to CO₂ Emission // *Energy Sources, Part A: Recovery, Utilization, and Environmental Effects*, 2008, vol. 30, pp. 1-9.
6. *Kevin E. Trenberth, Fasullo J.T. and Keihl J.T.* Earth's Global Energy Budget // *Bull. of the Amer.Met.Soc.*, 2009, vol. 90, No. 3, pp. 311-323.

ВЫЗОВ СОЛНЕЧНО-ЗЕМНОЙ ФИЗИКЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ ОТВЕТА, ПОЗВОЛЯЮЩЕГО РЕШИТЬ НАСУЩНЫЕ ПРОБЛЕМЫ

Авакян С.В.

ВНЦ "Государственный оптический институт имени С.И. Вавилова", С.-Петербург

CHALLENGE TO SOLAR-TERRESTRIAL PHYSICS AND THE PROSPECTS OF RESPONSE WHICH ALLOWS SOLVING URGENT PROBLEMS

Avakyan S.V.

All-Russian SC "S.I. Vavilov State Optical Institute" St. Petersburg, Russia, avak2@mail.ru

1. Несмотря на полвека Космической Эры, так и не получено научно-обоснованных ответов на вопросы о влиянии "дыхания" Солнца на биосферу, погоду и климат, литосферные эффекты и, наконец, на возможность техногенных катастроф [1]. Это обусловлено, в основном, отсутствием прогресса в разработке механизмов солнечно-земных связей и недостаточным вниманием к ключевым космическим экспериментам (КЭ) по мониторингу солнечно-геомагнитной активности [2]. Так, вместо проведения непрерывных абсолютных спектрорадиометрических измерений главного фактора воздействия солнечной variability – потока мягкого рентгеновского и крайнего УФ излучения – до сих пор выполняются фактически суррогатные эксперименты, что заставляет использовать при оценках электромагнитной активности Солнца так называемые заменяющие индексы.

2. Действительно, основу солнечно-земных связей составляют те факторы солнечно-геомагнитной активности, которые не проникают до земной поверхности и могут регистрироваться только с борта космического аппарата (КА). Это – ионизирующее излучение Солнца, различные корпускулы солнечного происхождения, это – корпускулярные высыпания из радиационных поясов и магнитосферы. Поэтому реальность вклада солнечно-геомагнитной активности на земные явления можно объяснить только, если обнаруживается механизм передачи энергии, поглощенной в ионосфере, вниз – до земной поверхности [3]. В серии наших работ (см. ссылки в [2]) предложен на основе ряда экспериментальных фактов подобный физический – радиооптический трехступенчатый триггерный механизм, включающий учет возбуждения энергичными ионосферными электронами ридберговских состояний атмосферных газов. В результате в ионосфере генерируется микроволновое излучение, свободно проникающее в тропосферу. Но для построения модели солнечно-земных связей по этому механизму необходимо знание полного спектра солнечного ионизирующего излучения (для определения спектров электронов ионизации), а не от-

рывочные сведения о потоках в отдельных диапазонах или интенсивных линиях.

3. Совершенно неприемлемыми представляются предложения рассчитывать потоки солнечного ионизирующего излучения по данным ионосферного наземного радиозондирования. Например, в [4] утверждается, что "каждая среднеширотная ионосферная станция может теперь служить как устройство для измерения потоков УФ излучения Солнца", при этом "точность предсказания потоков крайнего УФ $\sim 7\%$ ". Напомним [2], что лучшие спутниковые измерения сейчас ведутся с точностью не более 10%, а теоретические модели дают ошибку не менее, чем в 1,4 раза в определении критической частоты E-слоя (на основе обычно используемого метода эффективного сечения – т.е. без учета реального спектра фото- и Оже-электронов). Такие предложения лишь подтверждают назревшую необходимость решить вопрос об осуществлении постоянного (включая периоды солнечных вспышек) мониторинга потока ионизирующего излучения от всего диска Солнца. Ни один из существующих КЭ, включая самый информативный из них – на КА TIMED – не дает таких перманентных данных.

4. В то же время уже несколько лет создана оптико-электронная аппаратура ГОИ им. С.И. Вавилова - "Постоянный Космический Солнечный Патруль (ПКСП)", а в 2009 г. Роскосмос объявил о всемерной поддержке и мировом приоритете нашего КЭ, о возможности его реализации на отечественных КА. Важно, что попутно получаемой информацией от Радиометров ПКСП (комплекта для измерения фона) является постоянная регистрация также практически отсутствующих до настоящего времени данных о потоках кэВ-электронов, высыпающихся в периоды геомагнитных бурь. Следовательно, КЭ с аппаратурой ПКСП позволяет решить проблемы инструментального контроля основных параметров солнечных вспышек и геомагнитных бурь, способных влиять на погодно-климатические характеристики, включая глобальное потепление, а, возможно, и на биосферу, включая человека. В совокупности с разрабатываемыми моделями воздействия солнечно-геомагнитной активности на окружающую среду научное сообщество будет готово к прогнозированию этих космофизических проявлений.

Литература

1. Авакян С.В. Научные открытия А.Л. Чижевского и физика солнечно-земных связей // Сб. трудов Всерос. конф. "Юбилейные чтения памяти А.Л. Чижевского, посвященные 110-летию ученого", СПб: Изд-во Политехн. унив., 2007. С.48-51.
2. Авакян С.В. Физика солнечно-земных связей: результаты, проблемы и новые подходы // Геомагнетизм и аэрономия. 2008. 48. 4. 1-8.
3. Авдюшин С.И., Данилов А.Д. Солнце, погода и климат: сегодняшний взгляд на проблему (Обзор). // Геомагн. и аэроном., 2000. 40. 5. 3-14.
4. Нусинов А.А. Ионосфера как природный детектор для исследования долговременных изменений потоков солнечного геоэффективного излучения. // Геомагн. и аэроном., 2004, 44, 6, 779-786.

ИЗМЕНЕНИЯ КЛИМАТА ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ФАКТОРОВ СОЛНЕЧНО-ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ И ГКЛ

Авакян С.В., Воронин Н.А.

*ВНЦ "Государственный оптический институт имени С.И. Вавилова", С.-Петербург,
avak2@mail.ru*

CLIMATE CHANGE UNDER THE INFLUENCE OF FACTORS OF SOLAR-GEOMAGNETIC ACTIVITY AND GALACTIC COSMIC RAYS

Avakyan S.V., Voronin N.A.

All-Russian Scientific Centre S.I. Vavilov State Optical Institute St. Petersburg, Russia

Целью данной работы является развитие идеи об управлении современным климатом со стороны, прежде всего совокупности всех основных космических факторов, тесно связанных с солнечной вариабельностью.

Действительно, в отчете Метеорологического агентства Японии (декабрь 2008) было впервые констатировано, что повышение глобальной средней температуры приземного воздуха в 2008 году замедлилось [1], а в отчете GISS Surface Temperature, 2008, [2] отмечено, что 2008 метеорологический год был самым холодным за последние 8 лет. Это замедление темпов глобального потепления предсказано в нашей работе [3]. Наш вывод основывался на результатах анализа [3, 4, 5, 6] долговременного тренда солнечной активности в течение нескольких последних 11-летних циклов активности Солнца. Такой анализ проводился в рамках введенного нами для решения проблемы солнечно-атмосферных связей нового физического – радиооптического трехступенчатого триггерного механизма влияния суммарной гелиогеофизической возмущенности – солнечных вспышек и геомагнитных бурь на процесс глобального потепления климата.

В данной работе представлены как известные, так и новые оценки трендов электромагнитной солнечной активности, геомагнитной активности и интенсивности потока галактических космических лучей (ГКЛ) на протяжении нескольких последних 11-летних циклов солнечной изменчивости. В формировании долговременных климатических трендов участвуют такие мощные, хотя и кратковременные проявления солнечно-геомагнитной активности, как солнечные вспышки и магнитные бури, а также уменьшение потока ГКЛ при Форбуш эффекте. Показано, что действие на погодно-климатические характеристики наиболее часто повторяющихся из них – вспышек и бурь – может быть значительным и противоположно знаку обычно учитываемым эффектам от ГКЛ.

Вклад вспышек и бурь в состояние нижней атмосферы предлагается учитывать [7, 8] через введение "трехступенчатого триггера". Первая ступень (стадия) – преобразование в ионосфере энергетических факторов сол-

нечной (усиленного потока коротковолнового излучения) и геомагнитной (высыпающихся корпускул из радиационных поясов) активности в поток микроволн, проникающий в тропосфере до самой земной поверхности. Вторая ступень – регулирование скоростей образования и разрушения водных кластерных ионов на высотах действия конденсационного механизма с иницированием генерации облачных и аэрозольных слоев в нижней атмосфере в зоне действия ГКЛ. Наконец, третья ступень – очевидная роль в погодно-климатических явлениях образованных облаков и аэрозольных слоев через поглощение и отражение ими определенной части потока лучистой энергии Солнца и теплового потока от подстилающей поверхности. Подчеркнем, что все ступени предложенного механизма имеют экспериментальное подтверждение (см. ссылки в [7]).

Известно, что наряду с 11-ти и 22-х летними циклами, на изменения климата влияют и вековые – квазистолетные и квазидвухсотлетние циклы солнечной активности [9], суммарный пик которых пришелся на вторую половину XX века. Но по наиболее изученному 11-летнему циклу наблюдается [10] существенное запаздывание – на треть длины цикла, т.е. на 3-4 года – геомагнитной активности (числа геомагнитных бурь) по отношению к максимуму электромагнитной активности Солнца. Нами здесь впервые показывается, что подобному запаздыванию следует и геомагнитная активность вековых циклов, в результате чего основной индекс геомагнитной возмущенности, хорошо коррелирующий как раз с появлением низкоширотных полярных сияний [11], (аа-индекс) продолжал расти все последние десятилетия вплоть до 2003 года, и только после этого срока началось его быстрое падение, продолжающееся до сих пор. Возрастание (+0,3% в год) с 2003 года сменилось спадом (-10,7% в год), что с учетом суммирования вклада солнечной и геомагнитной активности в генерацию микроволнового ионосферного излучения могло сместить срок перелома в атмосферных трендах к 1998/2001 годам. Действительно, долговременные тренды электромагнитной активности Солнца показывают понижение с 1985 года как полной интегральной по спектру плотности потока солнечного излучения, падающего на внешнюю границу верхней атмосферы Земли (total solar irradiance – TSI) [12], так и наиболее изменчивой спектральной составляющей солнечного спектра – его крайнего УФ и мягкого рентгеновского диапазона (EUV/X-ray) [13].

В течение последних лет произошла смена знака тренда еще одного из главных космических факторов влияния на климат: в интенсивности потока галактических космических лучей – ГКЛ. Будучи весь XX век спадающим, поток ГКЛ с 1999-2000 года стал возрастать. ГКЛ особенно активно участвуют в образовании низких оптически плотных облаков [14], приводящих, как правило, к охлаждению приземного воздуха [15, 16]. Поэтому, рост ГКЛ ведет за собой рост охлаждающей облачности, а значит, участвует в ослаблении глобального потепления. Этот рост наблюдается уже, по

крайней мере, с 1999-2000 года (с последнего максимума солнечной активности) и продолжается до сих пор, приведя к наибольшему за текущие несколько десятилетий максимуму потока ГКЛ как при измерениях в высокогорных условиях (г. Арагац [17]), как и в высотном максимуме поглощения в тропосфере средних широт [18]. В долговременных вариациях потока ГКЛ и средней глобальной температуры приземного воздуха по ее наблюдениям с 1880 года проявляется отрицательная корреляция [19].

Следовательно, все рассмотренные нами космические факторы влияния на глобальную среднюю температуру приземного воздуха к настоящему времени имеют один знак, ведущий к охлаждению климата. Поток микроволнового излучения ионосферы пропорционален потоку солнечной ионизирующей радиации, уменьшение которого при спаде солнечной активности приводит к снижению потока ионосферных энергичных электронов (фотоэлектронов и оже-электронов), возбуждающих ридберговские состояния атомов и молекул верхней атмосферы. Таким же образом проявляется и уменьшение геомагнитной активности, когда падает поток выпадающих из радиационных поясов электронов, и соответственно уменьшается скорость возбуждения ридберговских состояний. Все это приводит к ослаблению интенсивности микроволнового излучения из ионосферы, генерируемого в электронных переходах между ридберговскими уровнями. Возникающее при этом уменьшение роли радиооптического триггерного механизма в образовании облаков и аэрозольных слоев в атмосфере должно привести к уменьшению общей облачности за счет перистых облаков. Ведь очевидно, что такой тонкий механизм, как регулирование скоростью реакций диссоциации и ассоциации кластерных ионов относится к зарождающимся, оптически тонким облакам, вне устойчивых циклонических или антициклонических образований. Роль облаков в радиационном бюджете зависит от их оптической толщины: оптически тонкие облака действуют как нагреватель атмосферы [16], в то время как все облака большой оптической толщины охлаждают. Вообще [20], увеличение облачности может приводить к различным эффектам в зависимости от широты, характера подстилающей поверхности и сезона.

Содержание паров воды в столбе атмосферы по данным высокогорных наблюдений действительно непрерывно возрастало с начала 80-х годов 20 века по 2000 г., а теперь падает [21]. Содержание озона в эти же десятилетия непрерывно уменьшалось, что привело к увеличению потока эритемной составляющей (УФ-А и УФ-Б) облученности [22], но с 1998 года знак этих трендов сменился. Так что и основные атмосферные характеристики сменили в последние годы направления своих трендов.

Итак, в работе показано, что в глобальных климатических изменениях наступил новый период, когда вековая изменчивость активности Солнца способствует замедлению потепления климата.

Литература

1. Japan Meteorological Agency, 2008. Annual Anomalies of Global Average Surface Temperature (1891 - 2008, preliminary value). http://ds.data.jma.go.jp/tcc/tcc/products/gwp/temp/ann_wld.html
2. GISS Surface Temperature Analysis. Global Temperature Trends: 2008 Meteorological Year Summation. <http://data.giss.nasa.gov/gistemp/2008>.
3. *Авакян С.В., Воронин Н.А.* Radio-optical mechanism of the influence Space Weather on the weather and climatic characteristic // Fourth European Space Weather Week, Brussels, Belgium, November 2007, p. 52-53.
4. *Авакян С.В., Воронин Н.А.* Trigger mechanism of solar-atmospheric relationship and the contribution of the anthropogenic impact // Proc. of the 7th Intern. Conf. "Problems of Geocosmos" (St. Petersburg, Russia, 26-30 May 2008). p. 18-23.
5. *Авакян С.В., Воронин Н.А.* Тренды солнечно-геомагнитной активности и глобальное изменение климата // Всероссийская ежегодная конференция по физике Солнца "Солнечная и солнечно-земная физика - 2008" (7-12 июля 2008 года, Санкт-Петербург, ГАО РАН). с. 3 - 8.
6. *Авакян С.В., Воронин Н.А.* Solar and geomagnetic activity trends and long-term changes in the troposphere // Book of Abstracts 5th IAGA/ICMA/CAWSES Workshop "Long-term changes and trends in the atmosphere" / Sept. 9-13. 2008. St. Petersburg. P. 17.
7. *Авакян С.В., Воронин Н.А.* О возможном физическом механизме воздействия солнечной и геомагнитной активности на явления в нижней атмосфере // Исслед. Земли из космоса. 2007. 2. 28-33.
8. *Авакян С.В.* Физика солнечно-земных связей: результаты, проблемы и новые подходы // Геомагнетизм и аэрономия. 2008. 48. 4. 1-8.
9. *Дергачев В.А., Распопов О.М.* Долговременные процессы на Солнце, определяющие тенденцию изменения солнечного излучения и поверхностной земной температуры // Геомагн. и аэрономия. 2000. Т. 40. № 3. С. 9-14.
10. *Авакян С.В., Вдовин А.И., Пустарнаков В.Ф.* Ионизирующие и проникающие излучения в околоземном космическом пространстве. Справочник, С.-Пб, Гидрометеоиздат, 1994, 501 с.
11. *Pulkkinen T.I., Nevanlinna H., Pulkkinen P.J., and Lockwood M.* The Sun–Earth connection in time scales from years to decades and centuries // Space Sci. Rev. 2001. 95. 625–637.
12. *Lockwood, M., and Frohlich, C.* 2007. Recent oppositely directed trends in solar climate forcings and the global mean surface air temperature. Proc. Royal Soc. A. 14 p.
13. *Lean, J.,* 2005. Living with a variable Sun. Physics Today. June, 32-38.
14. *Svensmark, H.,* 2007. Cosmoclimatology: a new theory emerges. Astronomy and Geophysics. 48, 1, 18-24.
15. *Carslaw, K.S., Harrison, R.G., Kirkby, J.,* 2002. Cosmic rays, clouds, and climate. Science. 2002, 298, 1732-1736.
16. *Kirkby, J., Laaksonen, A.,* 2000. Solar variability and clouds. Space Sci. Rev. 94, 1/2, 397-409.
17. *Chilingaryan S., Chilingarian A., Danielyan V., Eppler W.,* The Aragats data acquisition system for highly distributed particle detecting networks // Journal of Physics: Conference Series. V. 119. 082001. 2008. 9 P.
18. *Stozhkov, Yu.I., Svirzhevsky, N.S., Bazilevskaya, G.A., Kvashnin, A.N., Makhmutov, V.S., and Svirzhevskaya, A.K.,* 2008. Long-term (50 years) measurements of cosmic ray fluxes in the atmosphere. Advances in Space Research.
19. *Огурцов М.Г.* Вековая вариация в аэрозольной прозрачности атмосферы как возможное звено, связывающее долговременные изменения солнечной активности и климата // Геомагнетизм и аэрономия. 2007. Т. 47. № 1. С. 126-137.
20. *Веретененко С.В., Дергачев В.А., Дмитриев Б.П.* Солнечная активность и вариации космических лучей как фактор изменчивости циклонических процессов в умеренных широтах // Геомагн. и аэрономия. 2007. Т. 47. № 3. С. 399-406.
21. *Арефьев В.Н., Кашин Ф.В., Семенов В.К., Акименко Р.М., Каменоградский Н.Е., Сизов Н.И., Синяков В.П., Упэнэк Л.Б., Устинов В.П.* Водяной пар в толще атмосферы северного Тянь-Шаня // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2006. Т. 42. № 6. С. 803-815.
22. *Feister U., Junk J., and Woldt M.* Long-term solar UV radiation reconstructed by Artificial Neural Networks (ANN) // Atmos. Chem. Phys. Discuss. 2008. 8. 453-488.

ВЛИЯНИЕ КОРОТКОПЕРИОДНЫХ ВАРИАЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ НА ЭВОЛЮЦИЮ БАРИЧЕСКИХ СИСТЕМ УМЕРЕННЫХ И ВЫСОКИХ ШИРОТ

Артамонова И.В.¹, Веретененко С.В.²

¹*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*

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

EFFECT OF SHORT-TERM VARIATIONS OF GALACTIC COSMIC RAY INTENSITY ON THE EVOLUTION OF MIDLATITUDE BARIC SYSTEMS

Artamonova I.V.¹, Veretenenko S.V.²

¹*Saint-Petersburg State University, St.Petersburg, Russia*

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

A noticeable atmospheric pressure growth with the maximum on the third-fourth day after the onsets of Forbush-decreases of galactic cosmic rays was revealed over Scandinavia and the northern region of the European part of Russia. The effect is caused by the blocking anticyclone formation in the region of the climatic Arctic front. It was suggested that the particles precipitated in the regions of the climatic Arctic ($E > 20-80$ MeV) and Polar ($E > 2-3$ GeV) fronts may be involved into processes of modification of thermobaric field structure and, so, in processes of cyclone and anticyclone formation and development.

Согласно [1], Форбуш-понижения ГКЛ сопровождаются ростом давления с максимумом на +3/+4-й день по данным аэрологических зондирований в Соданкюле (Финляндия, $\varphi \sim 67^\circ$ N). Цель данной работы – исследовать, какими атмосферными процессами обусловлены изменения давления, наблюдаемые во время Форбуш-понижений ГКЛ.

Для анализа было отобрано 48 Форбуш-понижений в холодное полугодие, не сопровождавшихся интенсивными потоками СКЛ, за период 1980-2006 гг. По данным ‘реанализа’ NCEP/NCAR [2] методом наложения эпох были рассчитаны отклонения геопотенциальных высот от невозмущенного уровня, полученного осреднением по 10 дням до начала события.

На рис. 1. приведены средние изменения высоты изобарической поверхности 1000 гПа в ходе исследуемых Форбуш-понижений. Белые линии ограничивают области со значимостью отклонений более 0.95 и 0.99 согласно t -критерию Стьюдента. Наибольшие изменения давления на всех уровнях тропосферы наблюдаются на +3/+4-й день в районе климатических фронтов (арктического и полярного) и равны 60-70 гп.м., что превышает 2.8 стандартные ошибки согласно методу Монте-Карло.

Для изучения причин роста давления был проведен синоптический анализ приземных карт погоды. Обнаружено преобразование подвижных холодных антициклонов в малоподвижные антициклоны, блокирующие

западный перенос. Это приводит к замедлению движения и ослаблению циклонов,двигающихся в зональном потоке в восточном направлении, что еще более способствует росту давления над Северной Европой.

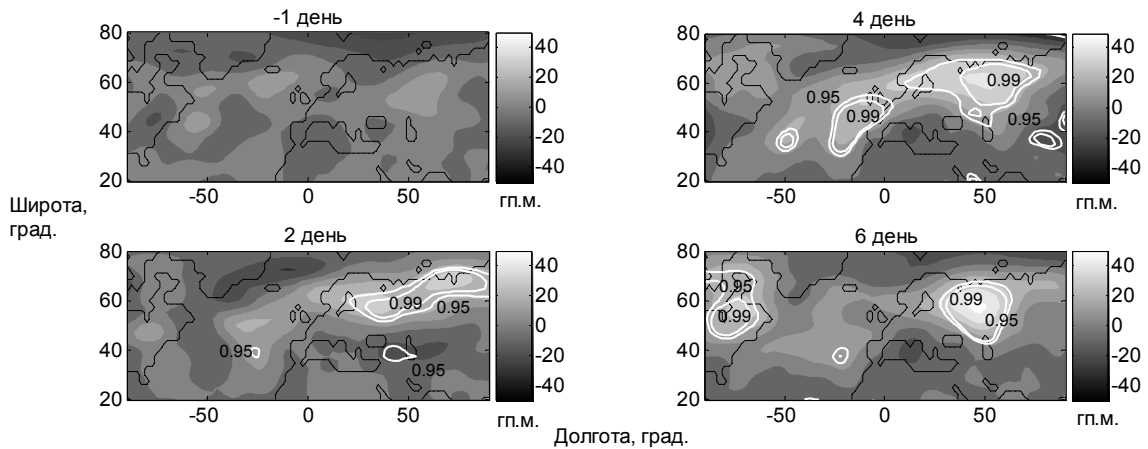


Рис. 1.

Представленные на рис. 2 жесткости геомагнитного обрезания согласно [3] в областях наиболее интенсивного циклогенеза варьируются в диапазоне от $\sim 0,2$ ГВ до $\sim 0,4$ ГВ (арктический фронт) и от $\sim 2,7$ ГВ до $\sim 3,8$ ГВ (полярный фронт), что соответствует минимальным энергиям высыпающих частиц ~ 20 - 80 МэВ и ~ 2 - 3 ГэВ.

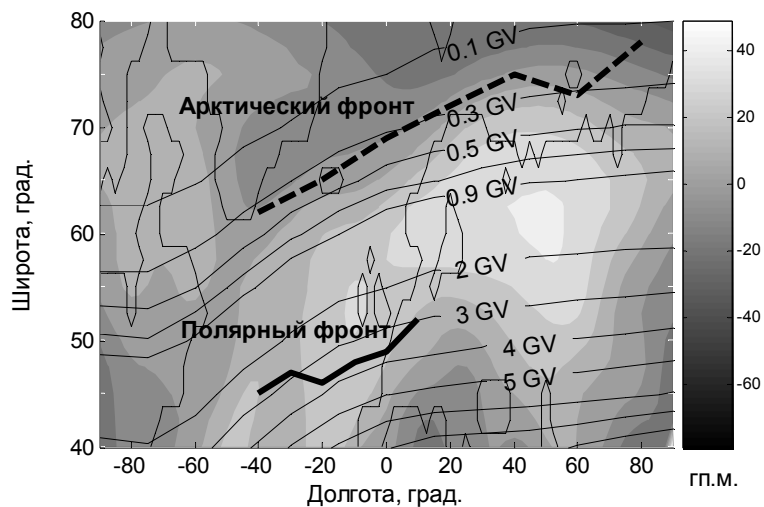


Рис. 2.

Усиление антициклонической активности в регионах высыпания частиц с указанными энергиями позволяет утверждать, что вариации потоков этих частиц могут быть вовлечены в физический механизм влияния солнечной активности на процессы формирования и развития внетропических барических систем.

Литература

1. Pudovkin M.I. et al. // Adv.Space Res., 1997, 20(6), 1169-1172.
2. Kalnay E. et al. // Bull. Amer. Met. Soc., 1996, 77, 437-472.
3. Shea M.A., Smart D.F. // 18th Int. Cosmic Ray Conf. Papers, 1983, 3, 415-418.

СЕВЕРО-ЮЖНАЯ АСИММЕТРИЯ ШИРОТНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Бадалян О.Г.

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова, РАН, Троицк, Московская обл., Россия, badalyan@izmiran.troitsk.ru*

N-S ASYMMETRY IN LATITUDINAL DISTRIBUTION OF SUNSPOTS

Badalyan O.G.

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation,
Troitsk, Russia, badalyan@izmiran.troitsk.ru*

Time variations and N-S asymmetry of the monthly mean latitudes of sunspot groups have been studied for the period 1874-2008 using sunspot data from the Greenwich-NOAA Catalog. Comparison is made with the asymmetry in the areas and numbers of sunspots.

В работе рассматривается северо-южная асимметрия широт групп пятен (т.е. широтного распределения центров пятнообразования), а также связь этого параметра с N–S асимметрией площадей и числа групп пятен.

Возможны следующие определения характеристик широтного распределения центров пятнообразования:

1. Северо-южная асимметрия, определенная как разность между абсолютными значениями широт групп пятен в северном и южном полушариях $\varphi_N - \varphi_S$. Знак этой величины совпадает со знаком того полушария, в котором центр пятнообразования расположен в более высоких широтах. Будем называть эту величину “ненормированной” асимметрией. Она показывает положение общего центра пятнообразования в данном месяце.
2. Сумма абсолютных значений $\varphi_N + \varphi_S$. Эта величина показывает “размах крыльев бабочки”, т.е. расстояние между центрами пятнообразования в северном и южном полушариях.
3. “Нормированная” асимметрия $(\varphi_N - \varphi_S)/(\varphi_N + \varphi_S)$. Эта величина показывает положение центра пятнообразования относительно “размаха крыльев”.

Каждая из этих величин характеризует различные свойства временного изменения положения центров пятнообразования и по-разному связана с характеристиками обычной северо-южной асимметрии площадей и числа групп солнечных пятен. Особый интерес представляют абсолютные (без знака) нормированная и ненормированная северо-южная асимметрия широт групп пятен, см. [1].

На рис. 1 представлено широтное распределение центров пятнообразования отдельно для северного и южного полушарий. Каждое конкретное

значение есть среднемесячная широта в данном полушарии, полученная как среднее значение для всех наблюдавшихся за данный месяц групп пятен. Заметим, что приведенные здесь значения средних широт пятен отличаются от общепринятых, когда при вычислении средневзвешенной величины учитываются площади групп пятен. Расчеты показывают, что такой учет лишь увеличивает разброс значений на кривых, но фактически не несет добавочных сведений. Внизу на рис. 1 даны сглаженные числа Вольфа, указаны номера циклов активности. В конце 2008 года виден постепенный переход к высокоширотным пятнам, что характеризует начало нового цикла. Можно видеть, что в других циклах такой переход занимает от нескольких месяцев до 1.5 лет.

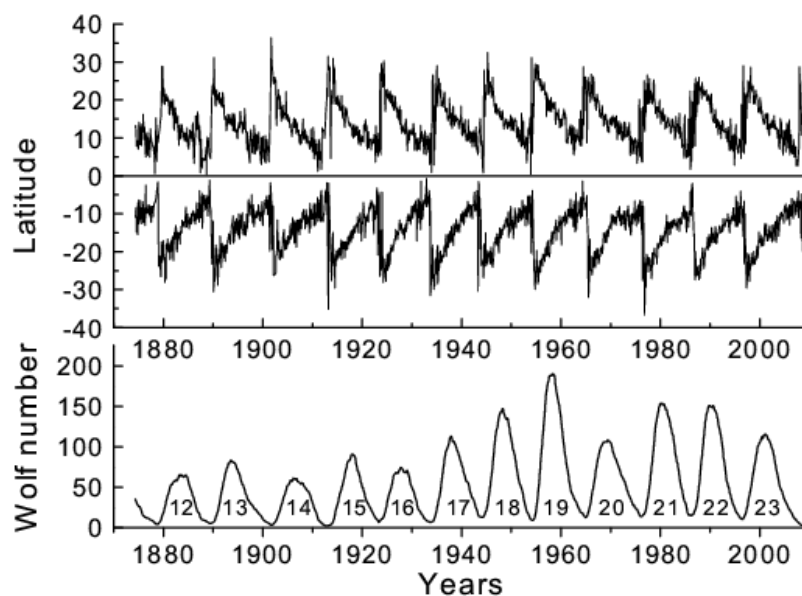


Рис. 1. Среднемесячные широты групп пятен. Внизу – кривая чисел Вольфа.

Северо-южная асимметрия расположения центров пятнообразования является характеристикой несинхронного функционирования двух полушарий. Некоторые свойства этого вида асимметрии перекликаются с обычной, хорошо известной асимметрией площадей пятен и других индексов активности. В частности, получено, что изменение асимметрии площадей солнечных пятен сопровождается большей широтной разбалансировкой положения центров возникновения пятен.

Работа была поддержана РФФИ, проект 08-02-00070.

Литература

1. Бадалян О.Г., Обридко В.Н. // 2009, настоящий сборник.

СИГНАТУРА (ЗНАК) И МОДУЛЬ СЕВЕРО-ЮЖНОЙ АСИММЕТРИИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Бадалян О.Г., Обридко В.Н.

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова, РАН, Троицк, Московская обл., Россия
badalyan@izmiran.troitsk.ru; solter@izmiran.ru*

SIGN AND ABSOLUTE VALUE OF N-S ASYMMETRY OF SOLAR ACTIVITY

Badalyan O.G., Obridko V.N.

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation,
Troitsk, Russia, badalyan@izmiran.troitsk.ru; solter@izmiran.ru*

N-S asymmetry of sunspot areas was examined for the period 1974-2008 as a product of two functions: the sign of asymmetry and its absolute value (modulus). It turned out that the smoothed time dependence of the asymmetry sign was very similar to the time variation of the asymmetry per se determined as $A = (N-S)/(N+S)$, where N and S are the corresponding activity indices for the northern and southern hemispheres. The periodogram of the asymmetry sign function virtually coincides with that of the asymmetry. In both periodograms, the 11 year cycle is weakly pronounced. It is shown that the sign carries the main bulk of information on the asymmetry time variations, while the absolute values of asymmetry in the areas and numbers of sunspots reveal the same 11-year periodicity as the original indices do. Hence, the basic properties of the asymmetry are determined by its sign, the absolute value being mainly associated with cyclic variations of the original indices.

Введение

Северо-южная асимметрия является особой и очень информативной характеристикой солнечной активности. Ее величина определяется как $A = (N-S)/(N+S)$, где N и S – значения соответствующих индексов активности для северного и южного полушарий соответственно.

Нами в [1, 2] исследованы и описаны основные свойства северо-южной асимметрии. Наиболее интересными представляются следующие результаты. 1) Временные изменения северо-южной асимметрии ведут себя сходным образом в различных индексах солнечной активности от фотосферы до короны. В асимметрии прослеживается квазицикличность с периодами около 12 и 40 лет. 2) В северо-южной асимметрии отчетливо выделяются квазидвухлетние колебания (КДВ), см. [1-3]. Мощность КДВ изменяется с периодом около 40 лет; 3) Обнаружена антикорреляция между величиной A и мощностью квазидвухлетних колебаний.

В данной работе предлагается новый подход к рассмотрению северо-южной асимметрии. Нами отдельно рассматриваются знак асимметрии и ее абсолютная величина. Пусть исходная реализация (асимметрия) есть X , а

ее значения в отдельных точках (элементы реализации) – x_i . Введем обозначения: сигнатура (знак асимметрии) S , ее элементы – s_i ; абсолютная величина (модуль асимметрии) – $|X|$, ее элементы – $|x_i|$. Тогда асимметрия есть произведение этих двух реализаций, т.е. реализация, состоящая из произведений соответствующих элементов.

Свойства знака (сигнатуры) северо-южной асимметрии

В работе используются среднемесячные значения площадей и числа групп солнечных пятен за 1874-2008 гг., рассчитанные по Гринвичскому каталогу и его продолжению. Знак асимметрии обозначается как “+1” или “-1”; длительность существования “+1” или “-1” показывает длительность доминирования северного или южного полушарий. На рис. 1 сопоставлены сглаженный временной ход асимметрии и ее знака (скользящее среднее с окном 4 года). Рис. 1 показывает, что сглаженный временной ход знака асимметрии схож с временным ходом самой асимметрии и имеет схожие особенности. Коэффициент корреляции между кривыми составляет 0.96.

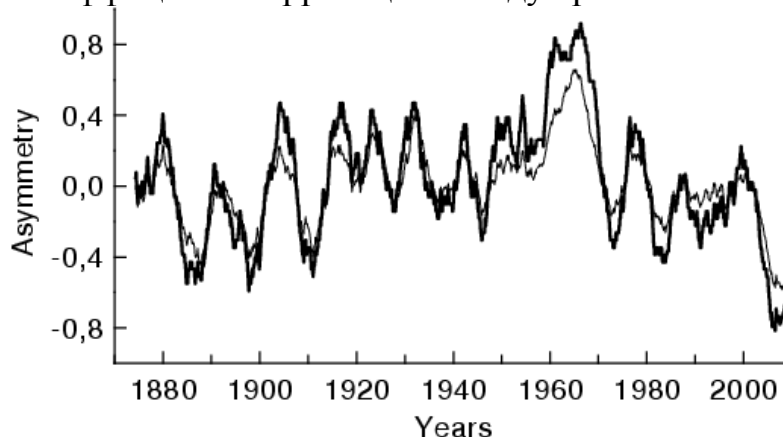


Рис. 1. Сопоставление временного хода асимметрии (тонкая линия) и ее знака (жирная линия). Скользящее среднее вычислено с окном 4 года.

На рис. 2 показаны двумерные периодограммы (сванограммы) для асимметрии (вверху) и ее знака (внизу), см. [1, 2]. Длина скользящего окна 132 месяца, сдвиг 12 месяцев. Шкала внизу дает амплитуды колебаний. Можно отметить сходство двух сванограмм. Видно, что КДВ усиливаются довольно синхронно. Коэффициент корреляция между картами, вычисленный по 532 пространственно совпадающим точкам, равен 0.71.

Итак, знак асимметрии содержит основную информацию о временных изменениях асимметрии. Пусть значения исходной реализации X имеет центрированное нормальное Гауссово распределение. Тогда можно показать, что корреляция между исходной реализацией и ее сигнатурой (знаком) составляет

$$Cor(X, S) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \approx 0.8$$

Это означает, что для функций, наиболее распространенных в физических экспериментах (“физически интересных” функций), знак функции имеет высокую корреляцию с самой функцией и отражает ее основные свойства.

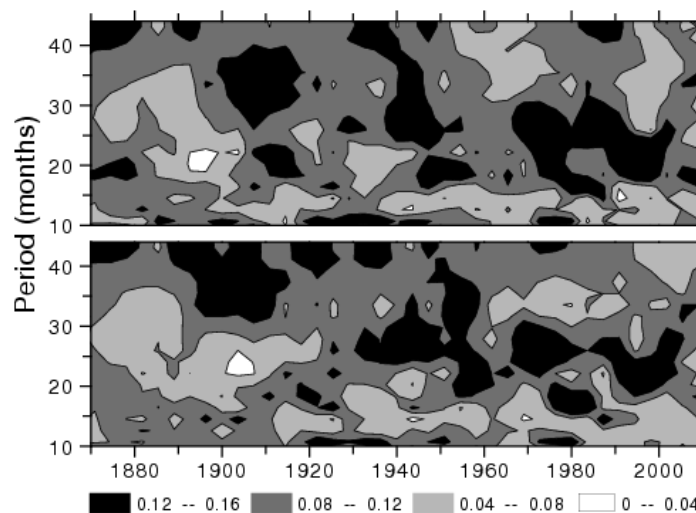


Рис. 2. Сопоставление СВАН-диаграмм для асимметрии (вверху) и ее знака (внизу).

Свойства модуля асимметрии (ее абсолютного значения)

На рис. 3 приведены сглаженные временные изменения абсолютного значения асимметрии площадей пятен (верхняя кривая на верхнем графике) и их числа (нижняя кривая). Скользящее среднее вычислено с окном 4 года. Внизу на рисунке даны сглаженные числа Вольфа, указаны номера

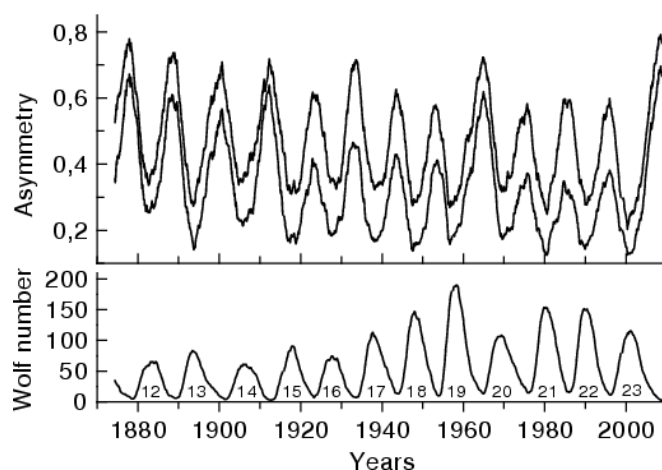


Рис. 3. Вверху – сглаженные абсолютные значения асимметрии площадей пятен и их числа (верхняя и нижняя кривые соответственно). Внизу – кривая чисел Вольфа.

циклов активности. Видно, что абсолютные значения асимметрии характеризуются строгой цикличностью с периодом 11 лет и максимумы этой величины находятся вблизи минимумов цикла активности.

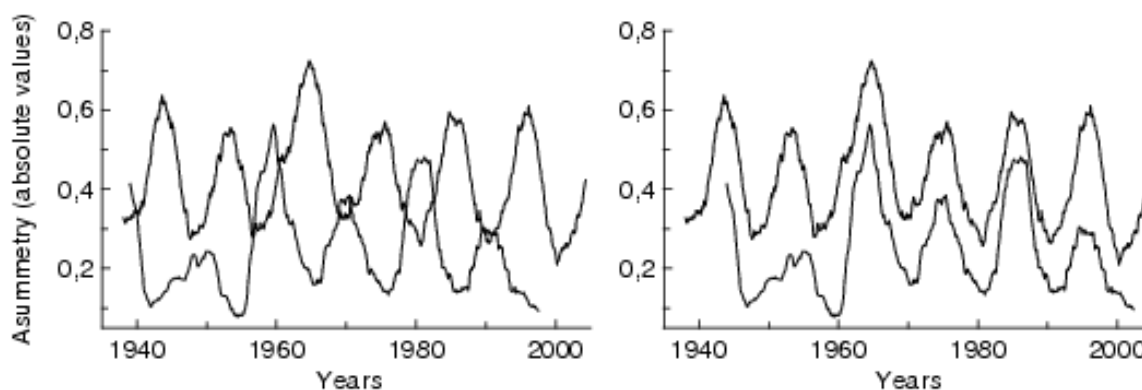


Рис. 4. Слева – абсолютные значения асимметрии площадей пятен (верхняя кривая) и асимметрии числа полярных факелов (нижняя кривая). Справа – нижняя кривая сдвинута на 5 лет.

Рассмотрим также асимметрию в полярных областях Солнца. На рис. 4 даны абсолютные значения асимметрии площадей пятен (верхняя кривая на левом графике) и полярных факелов (нижняя кривая). Видно, что кривые находятся в противофазе. Наилучшая корреляция между ними достигается при сдвиге нижней кривой вправо примерно в 5 лет.

Заключение

Северо-южная асимметрия рассматривается как произведение двух реализаций – знака асимметрии (сигнатуры) и ее абсолютной величины (модуля). Основные выводы:

1. Знак асимметрии содержит информацию о временных изменениях асимметрии, в частности, о квазициклическости асимметрии и ее квазидвухлетних колебаниях.
2. Модуль асимметрии характеризует степень доминирования того или другого полушария (без указания того, какое именно полушарие доминирует). Он имеет четко выраженный 11-летний циклический характер. При этом “разбалансировка” полушарий в низких и высоких широтах имеет перемежающийся характер.

Работа была поддержана РФФИ, проект 08-02-00070.

Литература

1. Бадалян О.Г., Обридко В.Н., Рыбак Я. Сикора Ю. // 2005, Астрон. журн. **82**, 535. Badalyan O.G., Obridko V.N., Sykora J. // 2008, Solar Phys. **247**, 379.
3. Sykora J., Rybak J. // 2009, Solar Phys. (in press)/

ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН В ИНТЕНСИВНОСТИ И ПОЛЯРИЗАЦИИ

Бакунина И.А.^{1,2}, Абрамов-Максимов В.Е.², Соловьёв А.А.²

¹ФГНУ НИРФИ, Нижний Новгород

²ГАО РАН, Санкт-Петербург

LONG PERIOD OSCILLATIONS OF SUNSPOTS MICROWAVE EMISSION IN INTENSITY AND POLARIZATION

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

¹Radiophysical Research Institute, Nizhny Novgorod, Russia

²Central astronomical observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia

Spectra of quasi-periodic oscillations in intensity and circular polarization at frequency 17 GHz (NoRH data) demonstrate differences in contrast to analysis of SSRT data at frequency 5.7 GHz. These differences are very likely caused by the different contribution of bremsstrahlung to intensity and polarization at 17 GHz and 5.7 GHz.

Исследованы колебания микроволнового излучения 8 крупных пятен в невспышечных активных областях (2002-2007 гг.) по данным радиогелиографов NoRH (17 ГГц) и ССРТ (5.7 ГГц) в параметрах Стокса I, V и степени поляризации $p = V/I$ (всего 23 дня наблюдений). Обнаружены различия спектров колебаний в интенсивности и поляризации для отдельных дней наблюдений на 17 ГГц. Причина данного эффекта, скорее всего, связана с разным вкладом теплового тормозного излучения в интенсивность и поляризацию: поляризованное излучение на частоте 17 ГГц для крупных пятен с магнитным полем более 2000 Гс связано с циклотронным источником на третьей гармонике гирочастоты, и оно, как правило, высокополяризовано ($p=V/I$ изменяется от ~50 до ~90%), в интенсивности же велик вклад низкополяризованного тормозного излучения. Источник в круговой поляризации (циклотронный) жёстко связан с магнитным полем и реагирует на колебания пятна как единого целого (в результате которых изменяется магнитное поле пятна [1-2]), источник в интенсивности в силу высокого влияния тормозного механизма реагирует на эти изменения не так жёстко, являясь часто на этой частоте протяжённым межпятенным источником. На частоте 5.7 ГГц (ССРТ) оба источника I и V – циклотронные и локализованы строго над крупными пятнами (излучение на второй и третьей гармониках гирочастоты). Соответственно, характер колебаний в обоих параметрах на этой частоте чаще всего очень похож.

На примере АО 10673 22.09.2004 показано различие колебаний в интенсивности и круговой поляризации на частоте 17 ГГц, обусловленное присутствием протяжённого тормозного источника в интенсивности (см.

рис. 2 и 3 в статье Бакуниной и др. в этом сборнике). На частоте 5.7 ГГц наблюдаются только циклотронные источники над пятнами, и колебания в обоих параметрах Стокса одинаковы – рис. 1. С помощью метода кросс-корреляции временных профилей, полученных из синтеза изображений, и временных профилей средних корреляционных амплитуд NoRH (17 ГГц) (см. ту же статью) для пятенных радиоисточников показано, что интенсивность колебаний в левой и правой круговой поляризации различна для одних и тех же частот, и в параметре V присутствует, как правило, лишь одна поляризация (что видно из лучшей корреляции с этим параметром правой поляризации «коррплота» для АО 10673 22.09.2004 – рис. 2.1 и 2.2).

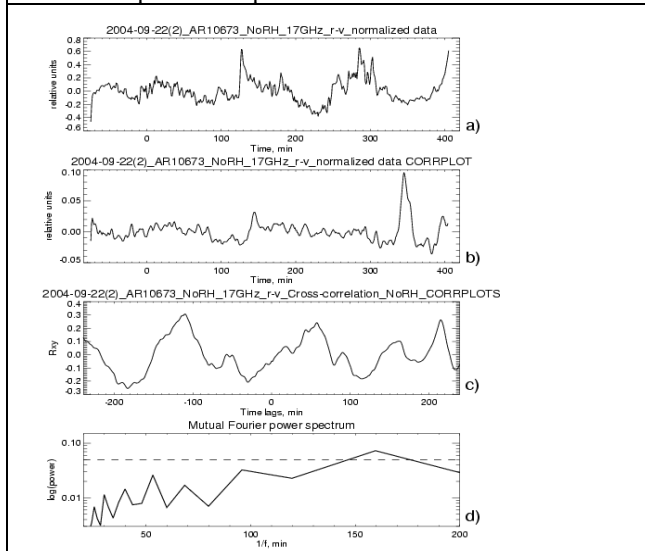
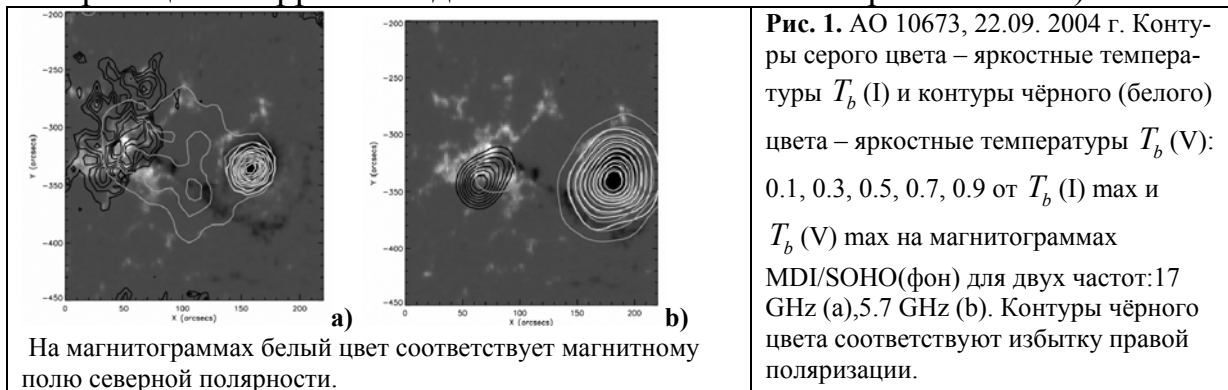


Рис. 2.1. Кросс-корреляционная функция (рис. 2.1 c) временных профилей $T_b(V)$ (рис. 2.1 a), полученных из синтеза изображений, и временных профилей параметра L средних корреляционных амплитуд NoRH (17 GHz) (рис. 2.1 b), Фурье-спектр кросс-корр. функции (рис. 2.1d). Заметны общие колебания с периодами ~ 100 и ~ 160 минут, но коэф. корреляции при нулевом временном сдвиге статистически не значим. t -statistics = 1.06565, number of counts = 479, coef. of cor. = 0.0488560

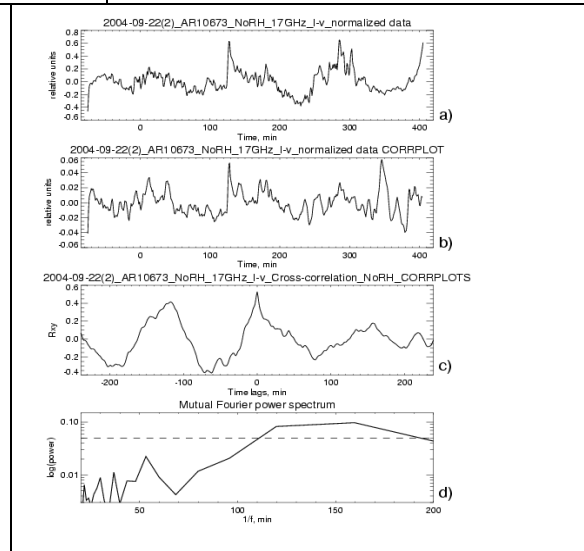


Рис. 2.2. Кросс-корреляционная функция (рис. 2.2 c) временных профилей $T_b(I)$ (рис. 2.2 a), полученных из синтеза изображений, и временных профилей параметра R средних корреляционных амплитуд NoRH (17 GHz) (рис. 2.2 b), Фурье-спектр кросс-корр. функции (рис. 2.2 d). t -statistics = 12.8324, number of counts = 479, coef. of cor. = 0.528978. Колебания с периодами ~ 120 м, ~ 160 м ярко выражены в правой поляризации «коррплота» (рис. 2.2 b)

Работа поддержана грантами РФФИ 08-02-92228, 07-02-01066 и Программой ПРАН №30.

Литература

1. Соловьёв А.А., Киричек Е.А. *Астрофизический Бюлл.* т. 63. №2, с.80-192. (2008).
2. I.A. Bakunina и др., *Geomagnetism and Aeronomy.* V. 49, No. 8. (2009).

ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЕБАНИЙ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА С ПОМОЩЬЮ РАДИОГЕЛИОГРАФОВ: ПРОБЛЕМЫ И МЕТОДЫ

**Бакунина И.А.^{1,2}, Абрамов-Максимов В.Е.², Соловьёв А.А.²,
Накаряков В.М.³, Тихомиров Ю.В.¹, Мельников В.Ф.^{2,1},
Наговицын Ю.А.²**

¹ФГНУ НИРФИ, Нижний Новгород

²ГАО РАН, Санкт-Петербург

³University of Warwick, UK

INVESTIGATION OF SOLAR MICROWAVE EMISSION OSCILLA- TIONS WITH RADIOHELIOGRAPHS: PROBLEMS AND METHODS

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

¹Radiophysical Research Institute, Nizhny Novgorod,

²Central astronomical observatory at Pulkovo, St. Petersburg,

³University of Warwick, UK

Radioheliographs giving two-dimensional images of the Sun with the high spatial resolution have opened new possibilities in the study of oscillations of the localized areas of the solar atmosphere: sunspots, interspots radio-sources, quiet sun areas etc. But new possibilities demand the developing new approaches to a problem and methods which would take into account both complexity of the quasi-periodic oscillations phenomenon and complexity of the interference pattern of microwave emission receiver (non-stationarity of temporal raws- high unsteadiness of amplitudes and periods of oscillations, influence of beam pattern (daily trends, etc.), antenna-receiver tracts features, refraction, etc.

In this work we discuss some problems which one can meet under investigations of quasi-periodic oscillations of microwave emission using data of Nobeyama Radioheliograph (NoRH, 17 GHz) and Siberian Solar Radio Telescope (SSRT, 5.7 GHz). The method of stationarization of discontinuous temporal series and the method of cross-correlation of signal over a sunspot received from the images and the long base average correlation time profiles of NoRH (the correlation plots, 17 GHz) are discussed.

Поиск разного рода колебательных процессов в солнечной атмосфере - одно из актуальных направлений современной солнечной физики. Существуют специальные методы - локальная гелиосейсмология - которые позволяют восстановить поле температур и течений под отдельными участками солнечной поверхности, в частности, под солнечными пятнами по спектру относительно высокочастотных (3-5 минутных) колебаний, наблюдаемых на уровне фотосферы. Особый интерес представляет поиск низкочастотных квазипериодических колебаний отдельных структур в солнечной атмосфере (пятен, петель, протуберанцев и т.д.) - периоды ко-

лебаний от получаса и более, которые обнаруживаются в солнечных пятнах, в магнитных волокнах и в радиоисточниках над ними [1-6].

Радиогелиографы NoRH и SSRT открыли новые возможности исследования квазипериодических колебаний (КПК) с высоким пространственным разрешением одновременно на двух частотах сантиметрового диапазона. Сравнение данных двух совершенно разных инструментов, разнесённых на расстояние свыше 1.5 тысяч км, использующих разные принципы построения изображений (апертурный синтез – NoRH, частотное сканирование с учетом вращения Земли – SSRT), работающих с довольно большим перекрытием по времени (порядка 5 часов), в течение которого наблюдения Солнца ведутся одновременно, является уникальной возможностью. Но преимущества высокого разрешения радиогелиографов требуют и развития новых методов и подходов к исследованию колебаний, что связано как со сложностью явления, так и самих инструментов.

Временные ряды, полученные в результате обработки изображений радиогелиографов, нестационарны вследствие целого ряда причин:

- 1) суточные тренды, вызванные эффектами диаграмм направленности;
- 2) ложные колебания, вызванные неоднородностями АЧХ (прямоугольная АЧХ – оптимальная характеристика приёмной системы; на практике неравномерное затухание и отражение в кабелях приводят к появлению наклонов и осцилляций АЧХ, меняющихся от антенны к антенне);
- 3) нестабильность параметров, определяющих условия распространения радиоволн в земной атмосфере;
- 4) нестационарность изучаемых процессов на Солнце.

Очень трудно доказать солнечное происхождение КПК, особенно низкочастотных, при наблюдениях только на одном инструменте, т.к. они могут быть вызваны следующими причинами:

- 1) Построение изображения при помощи быстрого преобразования Фурье (БПФ), которое применяется при синтезе карт, приводит к возможности появления ложных деталей изображения вне синтезированного поля (расчёт значений функций видности в узлах сетки – гридирование, приводит к дублированию карты, что вносит ложный сигнал – увеличивает отклики от боковых лепестков на источники, расположенные вне поля карты). Ложные детали включают не только изображения деталей неба, но также и случайные вариации, возникающие в результате шумов системы (это особенно важно при выборе исследуемых источников вблизи края карты).

- 2) В сложной приёмной системе в тракт сигнала всегда могут просочиться комбинации гармоник гетеродинов, попадающие в полосу пропускания системы или полосу любой из приёмных частот. Такие сигналы, слабые для обнаружения при обычном тестировании, могут быть все же достаточно сильны, чтобы дать нежелательные эффекты на выходе коррелятора. Паразитные сигналы вызывают появление в функции видности компонент, медленно меняющихся во времени. Они проявляются в виде лож-

ных деталей вблизи начала координат изображения. Устраняются модуляцией фазы (перемножением входных сигналов – кросс-корреляцией).

3) Шумы задающего генератора: частотный фликкер-шум (f^{-1}) и частотный шум случайных блужданий (f^{-2}) – процессы, ограничивающие долговременную стабильность генераторов. Обусловлены случайными изменениями температуры, давления и магнитного поля в окружающей генераторы среде. Выглядят как долгопериодические плавные изменения.

4) Меняется вклад излучения Земли через боковые лепестки диаграммы направленности (ДН) во время слежения антенны за источниками.

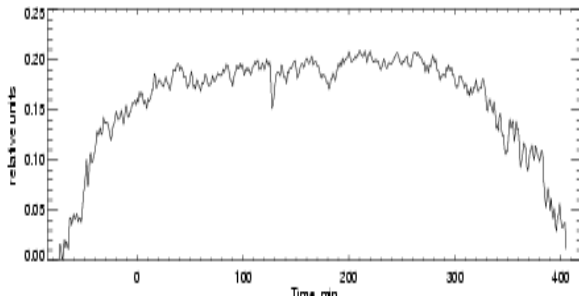


Рис. 1. Пример нестационарного временного ряда (суточный тренд, обусловленный диаграммой направленности NoRH, 17 ГГц) квазипериодических колебаний в интенсивности (по оси x – время в минутах, UT, по оси y – относительные единицы интенсивности (изменения в %)).

В [7-9] изложен подход к наблюдениям КПК в общем потоке Солнца, и такие наблюдения требовали разработки специальной методики для исключения влияния земной атмосферы и аппаратурных эффектов, что представлялось возможным только в наблюдениях на разных независимых радиотелескопах. Этот подход представляется нам самым надёжным и при наблюдениях долгопериодических КПК на современных радиогелиографах в связи с изложенными выше причинами появления побочных колебаний.

Для обработки временных нестационарных рядов, полученных с шагом 1 минута, применялось не только вычитание трендов в виде полинома, как правило, 6-й степени, методом МНК, но и скользящее усреднение по 9 точкам (9 минутам). После этого временные ряды центрировались к нулевому среднему (вычислялась глубина модуляции сигналов): $y_n = \frac{y_t - P_t^{(6)}}{P_t^{(6)}}$

(где y_t – текущее значение временного сигнала, $P_t^{(6)}$ – текущее значение тренда), и анализировались с помощью методов Фурье и вейвлет-анализа, вычисления авто- и кросс-корреляционной функций как функций временных задержек. При выборе степени полиномиальной аппроксимирующей функции применялся метод последовательных разностей [10] к исходному нестационарному ряду y_t : $\Delta_t = y_t - y_{t-1}$, $\Delta_t^{(2)} = \Delta_t - \Delta_{t-1}$ и т.д., до тех пор, пока график выборочной автокорреляционной функции (ACF), или коррелограммы полученного разностного ряда:

$$r_k = \rho_k = \frac{\sum_{t=k+1}^n (\Delta_t^{(p)} - \langle \Delta_t^{(p)} \rangle)(\Delta_{t-k}^{(p)} - \langle \Delta_t^{(p)} \rangle)}{\sum_{t=1}^n (\Delta_t^{(p)} - \langle \Delta_t^{(p)} \rangle)^2}, \quad k=1,2,\dots$$

не начнет быстро убывать со временем с ростом k, что является признаком

стационарности. В таком случае степень разности p и принимается за степень полинома.

Для доказательства солнечного происхождения колебаний, связанных с пятнами, на частоте 17 ГГц, мы использовали временные профили средних корреляционных амплитуд радиогелиографа NoRH («коррплоты»). Они получаются путем усреднения коэффициентов корреляции сигналов от всех пар антенн интерферометра, удаленных друг от друга на расстояния, большие $100 \cdot s_0$, где $s_0 = 1.528$ м. Данные пары антенн "видят" только компактные источники (так называемые высокие пространственные частоты) - они несут информацию об интенсивности сигнала только от источников с малыми размерами (менее $24''$, в зените). Все остальные, большие, пространственные масштабы отфильтровываются (спокойное Солнце, влияние атмосферы и боковые радиопомехи). Поле зрения каждой антенны в паре параболоидов - около 40 угл. мин., т.е., они видят всё Солнце, подобно поляриметрам NoRP, но суммарная чувствительность всех пар антенн несравненно более высокая как из-за большой собирающей поверхности, так и из-за почти полного исключения внешних (не связанных с компактным источником) возмущающих влияний.

Усредненный амплитудный корреляционный сигнал (АКС) от пар антенн с длинными базами радиогелиографа проверялся на кросс-корреляцию (функцию временных задержек) с сигналом от пятна, полученным методом нахождения максимальной яркостной температуры на изображениях Солнца. Данный метод позволяет выявить гармоник, принадлежащие только конкретному пятенному радиоисточнику в излучении $T_b(I)$ или $T_b(V)$, но только в том случае, если на солнечном диске нет других значимых радиоисточников.

На рис.2 представлены временные профили радиоизлучения головного пятна AR 10673 22.09. 2004, полученные методом изображений (рис.2а)), временной сигнал корреляционных амплитуд (рис. 2 б)), кросс-корреляционная функция этих двух сигналов (рис. 2 с)), взаимный спектр мощности сигналов (рис. 2 d)), для интенсивности (рис.2.1) и круговой поляризации (рис. 2.2). Использование двух независимых методов для NoRH позволяет отстроиться от аппаратурных и атмосферных долгопериодических пульсаций и надёжно связать наличие колебаний 22.09.2004 с периодом около 60 мин в интенсивности и ~ 140 (120 – 167) минут – в поляризации с пятном. То, что коэффициент кросс-корреляции для интенсивности невысок (coef. of correlation = 0.255531), не должно вводить в замешательство - это разные методы с разными внешними влияниями (аппаратурными, антенными, атмосферными и т.д.), т.к. при этом он статистически значим (коэффициент Стьюдента = 5.69552). Для поляризации эти показатели ещё выше: coef. of correlation = 0.616892, коэффициент Стьюдента = 15.6939. Интересно отметить, что для данного дня кросс-корреляционная

функция в параметре Стокса V показывает период, почти в два раза больший периода колебаний, обнаруженного в интенсивности.

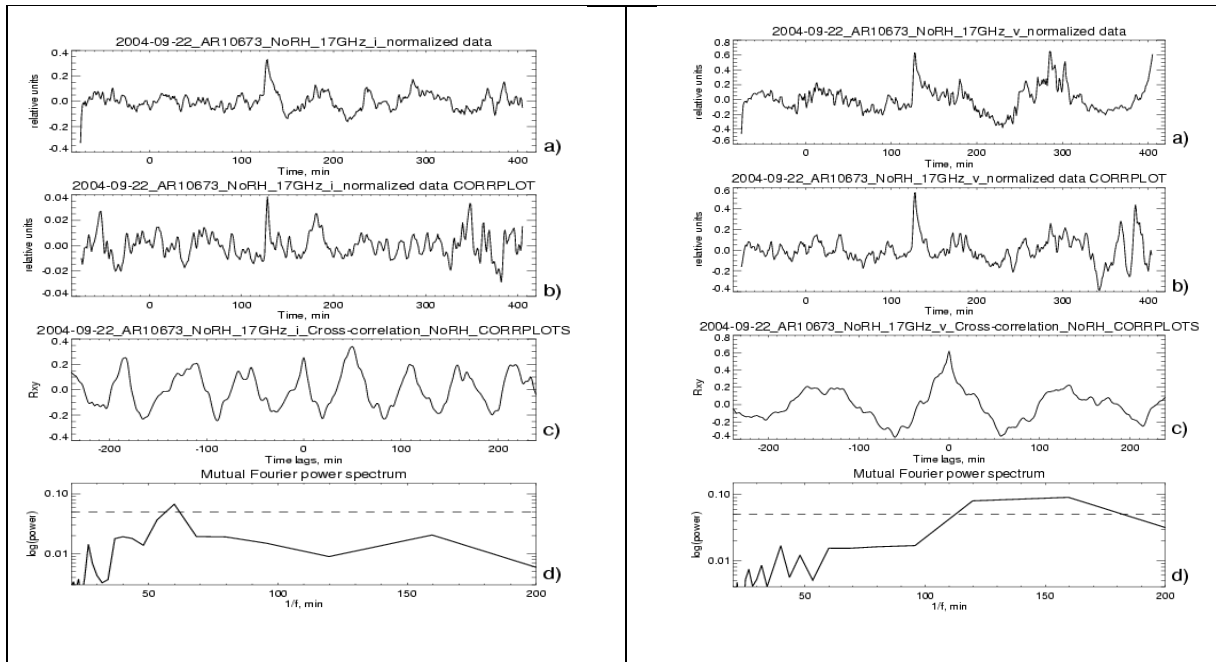


Рис. 2.1. Кросс-корреляция временных профилей в интенсивности (параметр Стокса I), полученных из синтеза изображений, и временных профилей средних корреляционных амплитуд NoRH (17 GHz). t statistics = 5.69552, number of counts= 479, coefficient of correlation= 0.255531.

Рис. 2.2. Кросс-корреляция временных профилей в круговой поляризации (параметр Стокса V), полученных из синтеза изображений, и временных профилей средних корреляционных амплитуд NoRH (17 GHz). t statistics = 15.6939, number of counts= 479, coefficient of correlation= 0.616892.

Поскольку данные «коррплов» заведомо лучше по отношению сигнал-шум, т.е. более чувствительные, чем данные, полученные из синтеза всего изображения и выделения микроволнового источника над частью АО (т.к. низкие пространственные гармоники, присутствующие на изображении всего Солнца, содержат и шумы всего Солнца), то данный метод можно использовать при исследовании колебаний в активных областях в случае «чистого» Солнца (наблюдается единственная на всем диске активная область). На рис. 3 приведены примеры вейвлет-спектров и центрированных стационаризованных временных рядов I и V для того же дня наблюдений, но уже на двух различных радиогелиографах – NoRH, 17 ГГц, и ССРТ, 5.7 ГГц. На рис. 3.1 и 3.2, вейвлет-спектры демонстрируют общий период колебаний ~ 130 минут как в параметре $T_b(I)$, так и в параметре $T_b(V)$ с коэффициентом корреляции для $T_b(V)$ 0.27 (t statistics = 5.08634), для $T_b(I)$: coef. of correlation = - 0.201010, t statistics = 3.79269.

Сравнивая рис. 2.2 с рис. 3.1 и 3.2, приходим к выводу о солнечном происхождении колебаний и связи их с радиоисточником над пятном, по-

скольку такой же период наблюдается в кросс-корреляционной функции параметра V для «коррплетов».

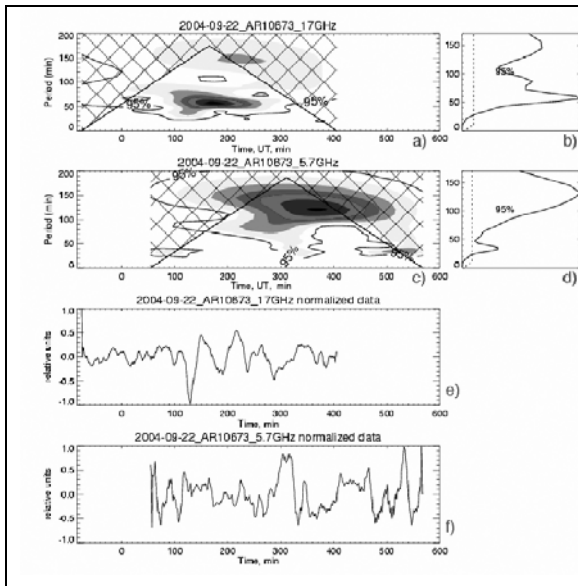


Рис. 3.1. Вейвлет-спектры колебаний параметра $T_b(I)$ на частотах 17 и 5.7 ГГц (рис. а) и с)), global spectra (b) и d)), временные профили параметра $T_b(I)$, стационаризованные и центрированные (приведённые к нулевому среднему) для 17 и 5.7 ГГц – рис. е) и f), соответственно. CROSS FUNCTION:tstatistics = 3.79269, number of counts = 351, coef.of correlation= - 0.201010

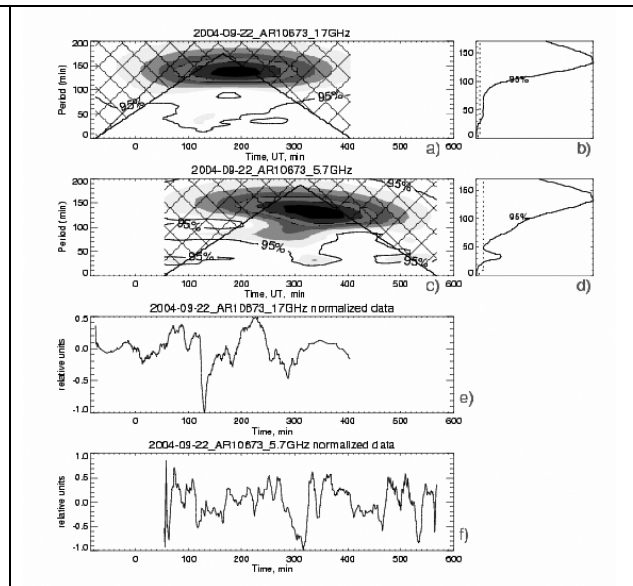


Рис. 3.2. Вейвлет-спектры колебаний параметра $T_b(V)$ на частотах 17 и 5.7 ГГц (рис. а) и с)), global spectra (b) и d)), временные профили параметра $T_b(V)$, стационаризованные и центрированные, для 17 и 5.7 ГГц – рис. е) и f), соответственно. CROSS FUNCTION: tstatistics = 5.08634, number of counts= 351, coef. of correlation = - 0.267455

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 08-02-92228, 07-02-01066, 09-02-01078, 08-02-10002 и программы Президиума РАН №30. A part of the work was supported by the Royal Society International Collaborative grant.

Литература

1. Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьёв А.А. Т.75, №3, с.9-17. (2008).
2. Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьёв А.А. Астрон. журнал. Т.84, №5, с.450-460. (2007).
3. Соловьёв А.А., Киричек Е.А. Астрофизический Бюллетень. Т.63. №2, с. 180-192 (2008).
4. Наговицын Ю.А. Письма в АЖ. т.25.№11-12. с.859-862.(1997).
5. Gelfreikh G., Nagovitsyn Yu.A, Nagovitsyna E.Yu. Publ. Astron. Soc. Japan.V.58. P. 29-35 (2006).
6. Bakunina, I.A. Abramov-Maximov, V.E.; Lesovoy, S.V. Shibasaki, K. Solov'ev, A.A. Tikhomirov, Yu.V. Proceedings of the IAU, IAU Symposium, V. 257, p. 155-157. Editors: N. Gopalswamy and D.F. Webb, Cambridge University Press. (2009).
7. Durasova M.S., Kobrin M.M., Yudin O.I. Nature. 229. № 5282, 83 (1971).
8. Кобрин М.М. Phys. Solariterr., Potsdam, №2, 3-21 (1976).
9. Kobrin M.M., Pahomov V.V. and Prokof'eva N.A. Sol. Phys, v. 50, p.113 (1976).
10. William H. Greene Econometric analysis, Upper Saddle River, New Jersey 07458 (2002).

О ПРИРОДЕ КОРОТКОПЕРИОДНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Баранов А.В.

УАФО ДВО РАН, Уссурийск, Россия

ABOUT THE CHARACTER OF SHORT- PERIODIC CHANGES OF MAGNETIC FIELD OF SUNSPOTS

Baranov A.V.

UAFO FEBRAS, Ussuriisk, Russia

Calculation of the FeI λ 630.25 nm theoretical profiles showed that as result temperature changes in upper photospheric layers the changes Stokes profiles may be have such form that magnetic fields intensity possible has indeterminate near 500 Oe. This value is typical for observation magnetic field variations since time.

В 1949 году В. Гротрианом и Х. Кюнцелем [7], а также Л. Брунковым и В. Гротрианом [6] найдены плавные изменения напряженности магнитного поля H со скоростью 20-30 гс/час и указано на возможность изменений H со скоростями до 200 гс/час.

Г.Ф. Вяльшиным [4] получено, что для 3 пятен H в линии FeI λ 630.25 нм менялись на 150 Э за 1.5 часа. Величины ненамного превышают точность измерений и, можно уверенно говорить только о самом факте быстрых изменений напряженности. Им же в [3] приведен случай, когда в течение 4.5 часов величина H уменьшилась от 2900 Э до 2100 Э, а затем увеличилась до 2500 Э. Одновременно с изменением H произошли большие изменения в пятне. Ядро пятна, к которому относились измерения магнитного поля уменьшилось по размерам примерно вдвое, а между этим ядром и двумя другими образовался фотосферный мост. Во время быстрого изменения поля вспышек в окрестности пятна не было.

В работе [1] по результатам изучения фотометрических профилей линии на тех же спектрограммах, что и в [3], указанные результаты были подтверждены. В шестидесятые годы существовала комплексная программа изучения изменений магнитного поля силами нескольких обсерваторий. Результаты подтвердили наличие значительных изменений магнитного поля в пятнах при изменениях самих групп пятен.

Из последних работ отметим [5], где на значительном материале показано, что существуют быстрые изменения H в пятнах с периодами от 4 до 17 минут и их дрейфовые изменения в течение нескольких дней наблюдений. Амплитуда быстрых изменений H составляла 100-500 Э. Отмечено, что одновременно существует несколько основных периодов колебаний H . При дроблении большого пятна основные периоды колебаний в наибольшем ядре разделились на 6-9 минутные и 16-17 минутные.

Несмотря на значительное количество работ в этом направлении, физического механизма процесса не предложено.

Нами было показано, что изменение температурного градиента с высотой может существенно изменить профили Стокса магнитоактивных линий [2]. Прямые расчеты показали, что профили Стокса линий могут меняться для различных моделей активного образования. Кроме того, известно, что верхние слои фотосферы и хромосфера пятна подвергаются значительному нагреву, который меняет температурное распределение по высоте.

Исходя из этого, мы решили провести численное решение системы уравнений Унно: для ряда моделей солнечных пятен, поскольку можно предполагать, что различия между разработанными моделями солнечных пятен реальны и отражают физические условия в пятне на том или ином этапе развития. Поскольку известен значительный разогрев верхних слоев фотосферы пятна, можно задать зависимость температуры от высоты, одинаковую в нижней и средней фотосфере, но явно отличающуюся в близких к хромосфере слоях.

Нами были рассчитаны профили линия FeI λ 630.25 нм, для моделей пятен Книра, Стельмахера-Вира и Цваана, температурное распределение в которых изменялось на величину $-a \cdot x^2$ с коэффициентами $a = 0, 0.04, 0.08, 0.10, 0.12$ (x – логарифм оптической глубины).

Расчет производился, исходя из предположения, что физические параметры в пятне меняются в процессе эволюции в пределах, ограниченных указанными моделями, а температурные вариации в верхних слоях атмосферы пятна меняются в соответствии с предположенной надбавкой. Расчеты выполнены для величин $H = 2340, 2600$ и 2860 Э. Угол наклона силовых линий магнитного поля принимался равным $\gamma = 60^\circ$, более-менее близкие значения γ к которому при расчетах показывают близкие результаты для профилей Стокса линии. Последнее показано на рис. 1.

Результаты выборочных расчетов таковы. Качественно использованные модели пятен дают одинаковые результаты. При $H = 2340$ Э рассмотрение профилей I+V показывает, что расстояние рассматриваемого максимума этой величины от центра линии для всех моделей и значений $a \leq 0.1$ показывает близкую картину – постоянство расстояния I+V параметра от центра линии.

При $H = 2600$ Э изменения профилей круговой поляризации при указанных изменениях моделей пятна отсутствуют, но уже при анализе профиля I+V при значениях $a > 0.12$ показывают удаление максимума измераемого магнитного поля. Такая же величина различий определяется и при $H = 2860$ Э. В принципе, это есть характерные величины изменения профиля на 260 Э, что сравнимо с результатами ряда визуально проведенных измерений H при определении их временных вариаций. Они достаточно хорошо согласуются с результатами короткопериодных изменений маг-

нитного поля, полученных в последнее время Лозицкими и др. [5].

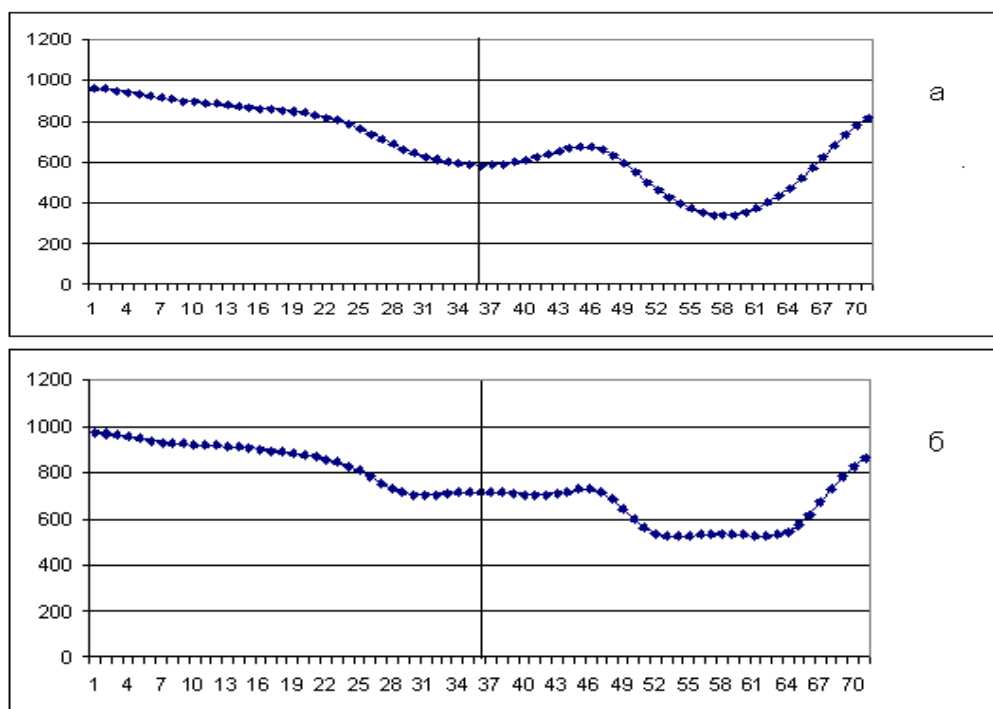


Рис. 1. Профили I+V Стокса линии для $N = 2860 \text{ \AA}$, $\gamma = 60^\circ$ (а) и температурного распределения с коэффициентом $a = 0.1$ (б). По оси X приведены значения длин волн в пикселах (1 пиксел = 6 m\AA), по оси Y – остаточная интенсивность I+V профилей в тысячных долях интенсивности непрерывного спектра. Вертикальная черта проведена через центр линии.

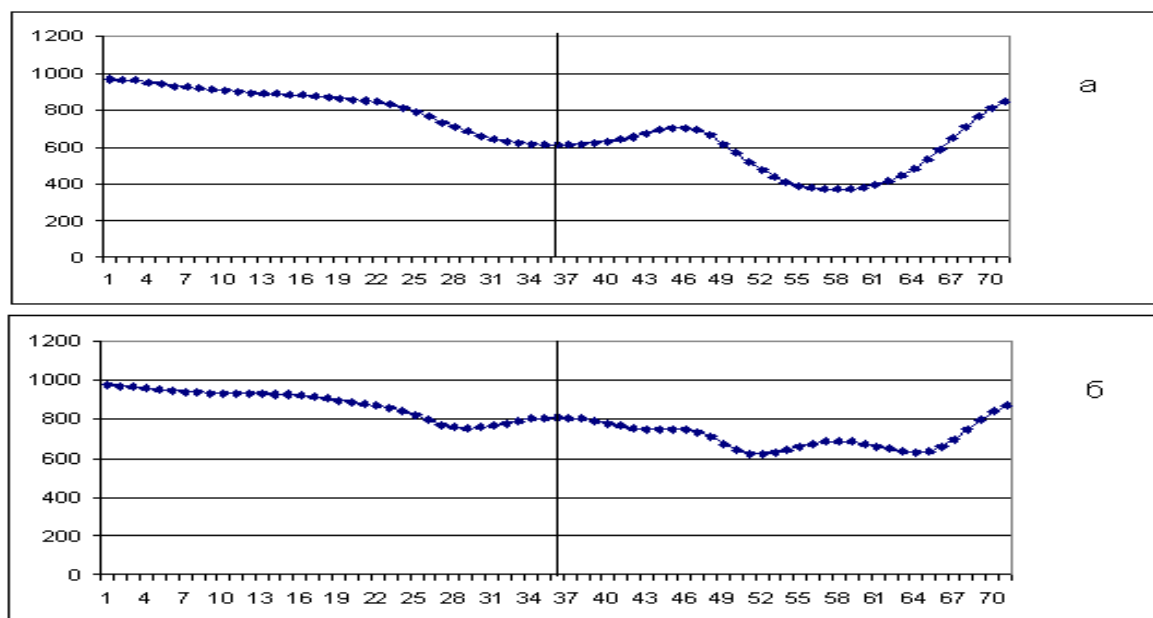


Рис. 2. Профили I+V для случая, когда температурное распределение в пятне изменялось на величину $-b \cdot x$ с коэффициентами 0.09 и 0.12. Параметры и обозначения величин те же, что на рис. 1.

Как пример различия профилей в результате изменения температурного распределения приведены теоретически рассчитанные профили I+V линии Fe I λ 6302,5 Å для модели Цваана и параметров поля $H = 2860$ Э, $\gamma = 60^\circ$. Рисунок 1а построен для обычного температурного распределения Цваана $\theta(x)$, рис. 1б – для поправки к температурному распределению с коэффициентом $a = 0.1$.

На рис. 2 приводятся профили I+V для случая, когда температурное распределение в которых изменялось на величину $-b \cdot x$ с коэффициентами 0.09 и 0.12. Мы видим, что есть та же тенденция – сохранение обычной формы I+V профиля для значений поправочных коэффициентов < 0.1 и большие искажения профиля линии при больших значениях коэффициентов. В обоих случаях значения коэффициентов ~ 0.1 означают, что основной вклад в эквивалентную ширину линии дают слои фотосферы с оптическими глубинами 0-0.1.

Таким образом, ясно, что при изменениях температуры в верхних слоях атмосферы пятна возможны такие изменения профилей Стокса линий, при которых измерение H может сопровождаться фиктивными изменениями магнитного поля до величины 500 Э. Подобная погрешность может быть устранена только при совместном анализе всех профилей Стокса используемой при наблюдениях линии.

В дальнейшем планируется исследование изменения профилей Стокса линий, а также аналогичный анализ для случая, когда отклонения от существующих моделей определяются другими зависимостями. В расчетах будет использована система уравнений переноса излучения в магнитном поле с учетом аномальной дисперсии.

Работа выполнена при поддержке Программы N 16 Президиума РАН и грантов ДВО РАН 09–I–П7–01, 09–II–СО_02–002 и 09–III–А–02–49.

Литература

1. Баранов А.В., Вяльшин Г.Ф., Сурков Э.П. Поведение магнитного поля и лучевых скоростей в пятне во время дробления // Солнечные данные. 1972. № 4. С. 91-97.
2. Баранов А.В., Баранова Н.Н. Влияние температурного распределения в солнечной атмосфере на зависимость измеряемой напряженности магнитного поля от эквивалентной ширины линий // Глобальные вариации Солнца и физика активных областей. Владивосток: Дальнаука. 1993. С. 30-54.
3. Вяльшин Г.Ф. О быстрых изменениях магнитных полей солнечных пятен // Солнечные данные. 1960. № 10. С.
4. Вяльшин Г.Ф. Измерение магнитных полей солнечных пятен // Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Ленинград. 1960. с.8.
5. Лозицкая Н. И., Лозицкий В.Г., Редченко Д.О. Быстрые изменения магнитного поля в солнечных пятнах // Известия КРАО. 2008. № 104. С.27-27.
6. Brunckow K., Grotrian W. Uber die zeitliche Anderung der magnetischen Feldstärke von Sonnenflecken im Laufe eines Tages // Z. Astrophys. 1949. V. 26. P. 313-324.
7. Grotrian W., Künzel H. Statistische Untersuchung der täglichen Anderung der magnetischen Feldstärke von Sonnenflecken // Z. Astrophys. 1949. V. 26. P. 325-336.

ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ, НАЙДЕННЫЕ ПО МАГНИТОАКТИВНЫМ ЛИНИЯМ, В СПЕКТРЕ СОЛНЕЧНОГО ПЯТНА

Баранов А.В., Лазарева Л.Ф.
УАФО ДВО РАН, Уссурийск, Россия

THE RAY'S VELOCITY FINDED FROM MAGNETOACTIVE LINES IN SANSPOTS SPECTRUM

Baranov A.V., Lazareva L.F.
UAFO FEBRAS, Ussuriisk, Russia

Peculiarities of Stokes profile r_1 of Fe I $\lambda\lambda$ 630.25 and 627.02 nm lines were analysed. The first line has large splitting (factor Lande $g = 0.5$) and taking place near lines of atomic oxygen, the second line has $g = 0.5$.

Asimmetry of r_1 -profiles explained by presence in sunspots atmosphere four flows with large different velocities and not great magnetic fields. We suppose that explain presence of large velocities gradient in optical depth of effective formation of lines. Reason comparison the flows in different lines are impossible. Typical value of velocities are from 1 to 10 km/s.

В работах [1, 2] мы рассмотрели профили круговой поляризации (r_v -профили) и остаточные интенсивности (r_1 -профили) ряда магнитоактивных линий в диапазоне длин волн $\lambda\lambda$ 621.3 – 633.7 нм.

Анализ профилей круговой поляризации и остаточных интенсивностей линий в спектре солнечного пятна группы 289 СД от 03.08.89 г. показывает, что в пятне присутствуют компоненты с малым магнитным полем и значительными лучевыми скоростями.

Найдены следующие особенности – неантисимметричный r_v -профиль и почти симметричный r_1 -профиль в участке полутени ближе к лимбу, а также симметричный r_v -профиль и несимметричный r_1 -профиль в участке полутени ближе к центру диска. Методика определения лучевых скоростей по профилям Стокса линий подробно описана в наших работах [1, 2].

Наиболее надежно выявляется картина, получаемая по триплетным линиям Fe I $\lambda\lambda$ 627.02 и 630.25 нм. Линия Fe I λ 627.02 нм имеет фактор Ланде $g = 0.5$, и ее фиолетовое крыло имеет большую глубину, чем красное. Линия Fe I λ 630.25 нм ввиду ее большого расщепления имеет искажения внутри профиля интенсивности и неискаженное фиолетовое крыло. Для каждой линии на двух спектрограммах наилучшего качества выполнено по 16 разрезов поперек дисперсии с шагом 16 пикселей, что составляет 1.87", или 1.36 тыс. км. Вдоль дисперсии 1 пиксел составляет 4.56 мÅ.

Брались точки профиля с одинаковой остаточной интенсивностью в крыльях линии, близкие к уровню непрерывного спектра. Середина расстояния между этими точками принималась за центр линии. Относительно него выделялся движущийся компонент.

Анализ показал, что можно предполагать наличие нескольких потоков вещества, искажающих профили линии Fe I λ 627.02 нм. Первый проявляется на 6 из 32 разрезов, в основном в полутени и характеризуется скоростями подъема около 1 км/с. Второй поток, находящийся на большей глубине, имеет особенности, близкие к классическому эффекту Эвершеда [3-5], с характерными скоростями движения 2.0-3.7 км/с. Следующий, еще более глубокий поток направлен в другую сторону и имеет характерные скорости движения от -4.4 до -5.5 км/с. И, наконец, есть определенные указания на поток того же знака, что и эвершедовские движения, но имеющий скорости 6.5-7 км/с.

В линии Fe I λ 630.25 нм первый поток имеет скорости подъема около 1 км/с в большей части пятна, но в полутени со стороны центра Солнца скорость имеет другой знак. Второй поток соответствует обратному эффекту Эвершеда и имеет характерные скорости от -2.8 до -4.6 км/с. Следующий поток проявляется слабее, в основном соответствует обратному эффекту Эвершеда и имеет скорости от -5 до -6.5 км/с, хотя в некоторых точках пятна имеет обратный знак. Явно проявляется четвертый пик, со скоростями от 7 до 9.8 км/с, хотя в некоторых точках пятна скорость также имеет обратный знак.

В целом отмечена картина движений, сходная с полученной по материалам ИСЗ Hinode. Резюмируя приведенные результаты измерений лучевых скоростей в полутени можно отметить, что картина движений сложна.

В заключение следует отметить, что прямое сравнение найденных лучевых скоростей по указанным линиям вряд ли возможно. Линии имеют разную глубину образования и наличие градиента лучевой скорости по высоте, как это отмечено в классической схеме потока Эвершеда, может приводить к тому, что фактически нужно (осторожно!) сравнивать потоки в разных интервалах для разных линий, оценивая градиент скорости по высоте. Но очень большая неоднородность поля скоростей во всем пятне, по видимому, очевидна. Важным моментом, отмеченным в данной работе, является наличие больших лучевых скоростей в тени солнечного пятна.

Работа выполнена при поддержке Программы N 16 Президиума РАН и грантов ДВО РАН 09–I–П7–01, 09–II–СО_02–002 и 09–III–А–02–49.

Литература

1. Баранов А.В., Баранова Н.Н., Лазарева Л.Ф. Особенности кроссовер-эффекта в полутени солнечного пятна и проблема его интерпретации. Солнечная активность и ее влияние на Землю. Владивосток: Дальнаука, 2008. Вып.11. С.13-23.
2. Баранов А.В., Баранова Н.Н., Лазарева Л.Ф. Анализ асимметрии профилей магнитоактивных в спектре солнечного пятна // Солнечная активность и ее влияние на Землю. Владивосток: Дальнаука, 2008. Вып. 11. С.24-35.
3. Брей Р., Лоухед Р. Солнечные пятна. М: Мир.1967. 384 с.
4. Бумба В. Результаты исследования эффекта Эвершеда в одиночных солнечных пятнах // Изв. КрАО. Москва. Изд-во АН СССР, 1959, Том XXIII, С.253-276.
5. Обридко В.Н. Солнечные пятна и комплексы активности. М: Наука. 1985. 256 с.

СОЛНЦЕ И КЛИМАТ ЗЕМЛИ

Башкирцев В.С., Машнич Г.П.

Институт Солнечно-Земной Физики СО РАН, Иркутск, Россия

THE SUN AND THE EARTH'S CLIMATE

Bashkirtsev V.S., Mashnich G.P.

Institute Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia

The change in the Earth's albedo conditioned by cloudiness variations is shown to be sufficient to provide observed variations in the Earth's global climate. Cloudiness variations in turn are likely connected with solar activity. All current changes in the Earth's global climate can be explained by natural causes without invoking anthropogenic factors.

В 2000-м году на Международной конференции «Солнечная активность и ее земные проявления» (25-29 сентября 2000 г., Иркутск) мы выступили с докладом «Ожидает ли нас глобальное потепление в ближайшие годы?» [1]. В этой работе мы привели новые свидетельства в пользу определяющего влияния Солнца на климат Земли, отметили отсутствие доказательств антропогенного воздействия на климат нашей планеты и, исходя из найденных тесных солнечно-земных связей и прогнозируемого векового хода солнечной активности, сделали вывод о предстоящем глобальном похолодании, начиная с 1998 г. до 2030 г., а затем о новом потеплении до 2060 г.



Рис. 1.

Основные выводы, сделанные в наших последующих публикациях [2-5], а главное – реальные данные по солнечной активности и глобальным приземным температурам (нижняя тропосфера) и вод океанов подтверждают правоту нашей позиции, что именно

Солнце управляет климатом Земли. На рис. 1 представлен месячный ход глобальных температур с января 1998 по июнь 2009 по спутниковым данным (<http://www.ncdc.noaa.gov/>). Видно, что в настоящее время наблюдается, в соответствии с нашим прогнозом, понижение глобальной температуры. Однако Межправительственная группа экспертов по изменению кли-

мата (МГЭИК) в своем Четвертом докладе (Париж, 2007) [6] продолжает говорить о растущем глобальном потеплении и утверждает: “Most of the observed increase in globally averaged temperatures since the mid-20th century is *very likely* due to the observed increase in anthropogenic greenhouse gas concentrations.” Необходимо отметить, что данное утверждение совершенно голословно и не подтверждено реальными фактами. На самом деле, рост глобальных температур в 20-м столетии просто и непринужденно объясняется ростом солнечной активности (см. напр. [1-5, 7]). Особо подчеркнем, что значительный рост глобальной температуры с середины 20-го столетия связан, по нашему убеждению, с тем, что во 2-й половине прошлого века солнечная активность была необычайно высокой – наибольшей за всю историю 400-летних телескопических наблюдений Солнца (см. рис. 2).

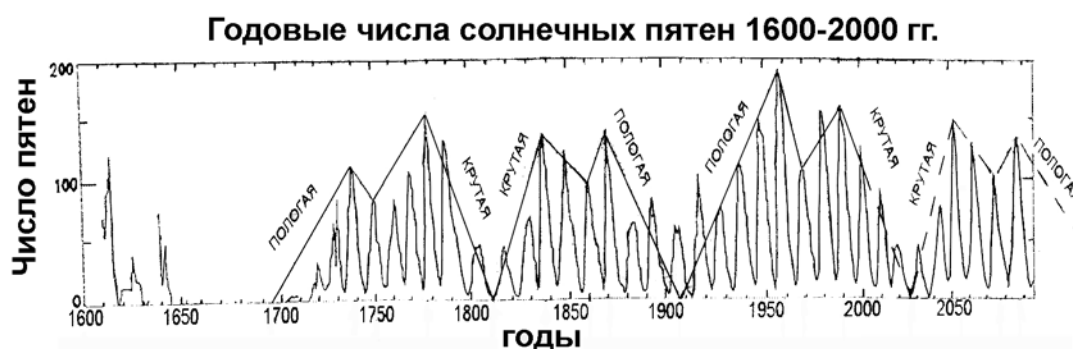


Рис. 2.

Из рис. 2, взятого из нашей работы [5], следует, что в настоящее время Солнце находится на крутой ветви спада своей вековой активности. Вековой минимум ожидается в 2030 г., а предстоящие циклы активности будут низкими. Осредненные высоты циклов 24, 25 и 26 составят в числах Вольфа соответственно около 90, 40 и 40 [5]. Последующие циклы 27 и 28, приходящие на крутую ветвь подъема вековой активности, будут характеризоваться быстро возрастающим числом солнечных пятен. Максимум вековой активности будет достигнут, вероятнее всего, около 2060 г. В соответствии с описанным сценарием развития активности Солнца мы ожидаем минимум глобальной температуры к 2030 г., очередной максимум к 2060 г. Согласно же сценариям МГЭИК, глобальная температура за десятилетие должна возрасть на 0,2-0,4°С, а к концу 21 – го века до 2-4°С. По данным Всемирной Метеорологической Организации самым теплым годом на Земле был 1998 г. Наш анализ наблюдательных данных показывает, что максимум глобальных температур уже пройден. За последние 11 лет, на этапе перехода от глобального потепления к глобальному похолоданию, понижение глобальной температуры уже достигло 0,1°С (см. рис. 1), а далее скорость похолодания может только возрасти.

МГЭИК и ее последователи (напр., [8]) представляют реальную физическую картину в заведомо искаженном свете. Они утверждают [8], что

«прямое радиационное воздействие на глобальную атмосферу в результате изменений солнечного потока с 1750 г. по настоящее время составляет $0,12 \text{ Вт/м}^2$. Эта величина на порядок меньше суммарного радиационного воздействия ($2,63 \text{ Вт/м}^2$) парниковых газов и аэрозоля, вызванного деятельностью человека. Поэтому нет оснований рассматривать изменения солнечной активности и связанные с ней изменения потока солнечной радиации на верхней границе земной атмосферы как причину наблюдаемого потепления климата». Несостоятельность утверждений, что Солнце не является причиной наблюдаемых изменений климата, показана в

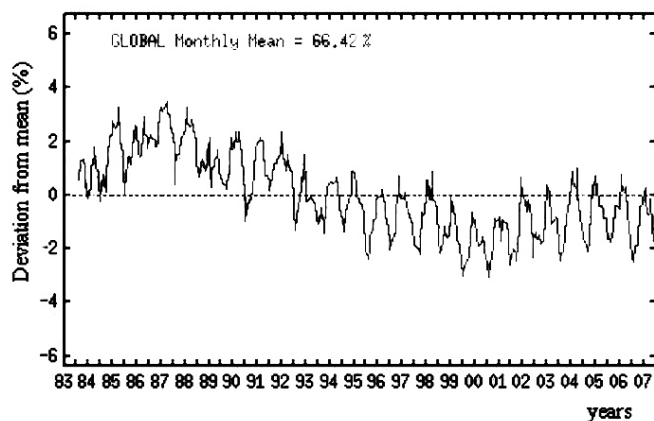


Рис. 3.

многочисленных работах, в том числе и в наших [1-5], и здесь нет нужды повторяться по данному вопросу. Игнорирование воздействия Солнца на климат Земли или сведение многофакторного влияния Солнца на климат (выбросы солнечной массы, модуляция потока галактических космических лучей, вариации альбедо Земли, жесткое коротковолновое излучение, генерация озона и т.д.) только к учету малых, часто заниженных, вариаций светимости Солнца являются глубоко ошибочными.

Давайте покажем, как Солнце, без помощи человека, обеспечивает наблюдаемые современные изменения климата Земли. На рис. 3 представлены изменения глобальной облачности по наблюдениям со спутников (<http://isccp.giss.nasa.gov/>). Мы видим, что с 1987 г. по 2000 г. облачность уменьшилась на 6%, а, следовательно, понизилось альбедо Земли, и возрос поток солнечного излучения, достигающий поверхности Земли. Для оценки возрастания потока выпишем исходные данные: солнечная постоянная $I = 1366 \text{ Вт/м}^2$; с учетом шарообразности Земли поток солнечного излучения, поступающий на 1 м^2 земной поверхности равен $1366/4 = 342 \text{ Вт/м}^2$; вариация облачности с 1987 г. по 2000 г. составила 0,06; среднее альбедо облаков равно 0,5. Таким образом, поток солнечного излучения, достигающий поверхности Земли, возрос с 1987 г. по 2000 г. на $\Delta I = 342 \times 0,06 \times 0,5 = 10 \text{ Вт/м}^2$. Итак, изменение потока солнечного излучения у поверхности Земли из-за вариаций глобальной облачности – 10 Вт/м^2 – в 4 раза превышает предполагаемый эффект парниковых газов и вполне обеспечивает наблюдаемые изменения климата. Переход от глобального потепления к глобальному похолоданию, наблюдаемый за последнее десятилетие, логично объясняется возрастанием (с 2000 года) глобальной облачности и альбедо [9], но необъясним с позиций антропогенного воздей-

ствия на климат Земли. Наиболее вероятной причиной изменения глобальной облачности и, как следствие, альбедо являются вариации галактических космических лучей (ГКЛ). В свою очередь модуляция потока ГКЛ, поступающего на Землю и вызывающего вариации облачности (альбедо), обусловлена циклически изменяющимися солнечными магнитными полями, которые пронизывают гелиосферу. Таким образом, солнечные магнитные поля являются одним из ключевых факторов изменения климата Земли, а сам земной климат является продолжением космического климата.

Литература

1. *Башкирцев В.С., Машич Г.П.*: Геомагнетизм и аэрономия, 2003, 43, №1, 132.
2. *Башкирцев В.С., Машич Г.П.*: Солнечно-земная физика, 2004, 6, 135.
3. *Башкирцев В.С., Машич Г.П.*: Солнечно-земная физика, 2005, 8, 179.
4. *Башкирцев В.С., Машич Г.П.*: 2006, Научно-практическая конференция «Небо и Земля», г. Иркутск, 21-23 ноября, с. 245.
5. *Башкирцев В.С., Машич Г.П.*: 2007, Труды Уссурийской астрофизической обсерватории, вып.10, Владивосток: Дальнаука, с. 13.
6. Climate Change 2007: “The Forth Assessment Report of the IPCC” [Solomon S., D. Qin, M. Manning, Z. Chen, M. Marquis, K.V. Averyt, M. Tignor and H.L. Miller (eds)], Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.
7. *Reid G.C.*: 2000, “Solar variability and the Earth’s climate: introduction and overview” Eds. Friis-Christensen E., Frohlich C., Haigh J.D., Schussler M. and von Steiger R., Kluwer Academy Publ., 11, p. 1 (Space Science ISSI).
8. *Мелешко В.П., Катцов В.М., Мирвис В.М., Говоркова В.А., Павлова Т.В.*: 2008, Метеорология и гидрология, №6, 5.
9. *Palle E., Goode P.R., Montanes-Rodriguez P., Koonin S.E.*: 2004, Science, 304, № 5675, p. 1299.

DYNAMICS OF THE SOLAR MAGNETIC FIELD IN CYCLE 23 FROM THE SOHO/MDI DATA

Benevolenskaya E.E.

Pulkovo Astronomical Observatory, Saint-Petersburg, Russia

W.W. Hansen Experimental Physics Lab, Stanford University, Stanford, USA

Since December 1995 the Michelson Doppler Imager (MDI) on a board of the Solar and Heliospheric Observatory (SOHO) provides the full disk magnetograms and synoptic maps which, practically, covered the period of the solar cycle 23. In this paper, I review several topics which related to the uniform SOHO/MDI time series. Synoptic structure of the solar cycle; birth of the Solar Cycle (overlapping cycles 23 and 24; polar magnetic field and dynamo theory.

Introduction

The magnetic fields emerge onto the surface of the Sun as bipolar regions with a broad spectrum of size (Schrijver & Title, 1999). But, a rapid replacement of flux on small scales does not affect the appearance and dispersal of flux on large scale. For example, it is observed that the high-latitude flux emergence can affect the evolution of individual high-latitude plumes, but this flux does not seriously affect the whole reversal times of the polar magnetic field, which reflects the evolution of the large scale magnetic field (Durrant, Turner & Wilson, 2002).

The most of the magnetic flux in the first bipolar emergence had surfaced before a new bipolar region appeared within the confines of already existing region (Gaizauskas et al. 1983, Harvey & Zwaan, 1993). It is observed so-called preferred activity longitudes (e.g. Bigazzi & Ruzmaikin, 2008).

What MDI contributes to our understanding of the dynamics of the magnetic field in detail? What new comes with the SOHO mission? These and other questions arise and require the answers. In this paper I overview just only several problems of the evolution of the magnetic field.

Synoptic structure of the solar cycle

Michelson Doppler Imager (MDI) on a board of the Solar and Heliospheric Observatory (SOHO) provides uniform time series of the full disk magnetograms and synoptic maps (Scherrer et al., 1995). The full disk image has size of 1024×1024 pixels, 34×34 arcmin. The 2-arcsec MDI full disk magnetograms are observed every 96 min and the calibrated disk images are remapped to a high resolution Carrington coordinate grid. The magnetograms have been interpolated to disk-center resolution, resulting in 3600×1080 pixel synoptic map. The axes are linear in Carrington longitude (0.1 degree intervals) and in sine latitude. In this projection each pixel represents the same surface area on the solar surface (<http://soi.stanford.edu/magnetic/index6.html>). The full disk MDI magnetogram on 29 September 2000 is represented in Figure 1. White and black color charac-

terizes the positive and negative polarity of the line-of-sight component of the magnetic field strength. It is clearly seen that the Sun is fully active during this period. Figure 2 (left panel) shows how the full disk images looks in the Carrington coordinate system. To show the relationship of sunspots and magnetic activity, the MDI continuum image is placed in Figure 2 (right panel). Sunspots are marked by black and plages by white color. Actually, the strong magnetic field is coincided with the big sunspot surrounded by extended plages on the West limb.

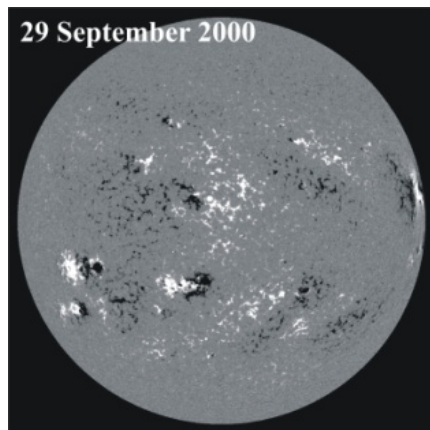


Fig. 1. Full disk image MDI magnetogram on 19 September 2000. Carrington longitude 3 deg.

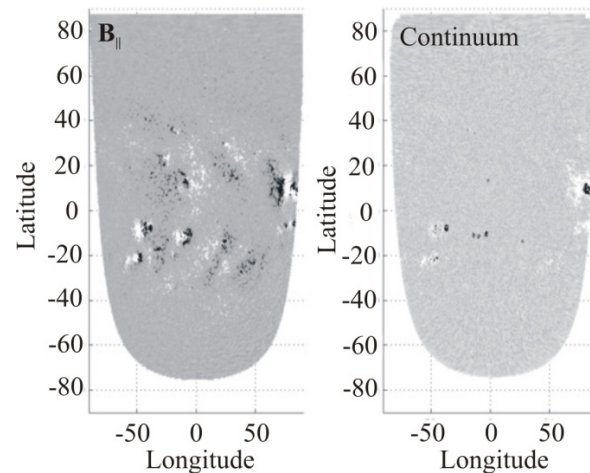


Fig. 2. Synoptic frame of (Left panel) MDI magnetogram and (Right panel) in Continuum.

The synoptic magnetic maps are a sequence of the synoptic frames and represent the whole sun from 0deg to 360deg in longitude and from -1.0 to 1.0 in sine latitude. In Figure 3 the stacked smoothing synoptic maps display the non-axisymmetrical or longitudinally non-uniform pattern of the ascending and descending phases of the solar cycle 23. This figure reveals the reappearing magnetic activity inside the longitudinal zones which show the slightly different rotation rate. The rotation rate of the equatorial zones in both hemispheres ranged between 461.2 and 462.3 nHz, with a mean value of 461.8 nHz and 1s-error estimate 0.5 nHz (corresponding sidereal period 25.06 ± 0.03 days and synodic period is (26.9 days). This value is close to the rotation rate of recurrent sunspots in this zone, 462.1 nHz (25.05 days), determined by Newton and Nunn (1951). For the 30° zones, the rotation rates in the northern and southern hemispheres were slightly different: 446.6 ± 1.7 nHz (25.92 ± 0.10 days) and $444.1.6$ nHz (26.02 ± 0.10 days), respectively. The corresponding synodic period is 27.9-28.0 days (Benevolenskaya, Hoeksema, Kosovichev, Scherrer, 1999). Lawrence, Cadavid and Ruzmaikin (2009) point out on the two pronounced periodicity of about 27 days and 28.3 days in the photospheric magnetic field. Moreover, the periodicity of 27 days is inherent in the interplanetary magnetic field (Neugebauer et al., 2000). The existence of the active longitudinal zones is related to

the non-axisymmetrical magnetic field, but probably has deeper roots (Kitchatinov et al., 2001).

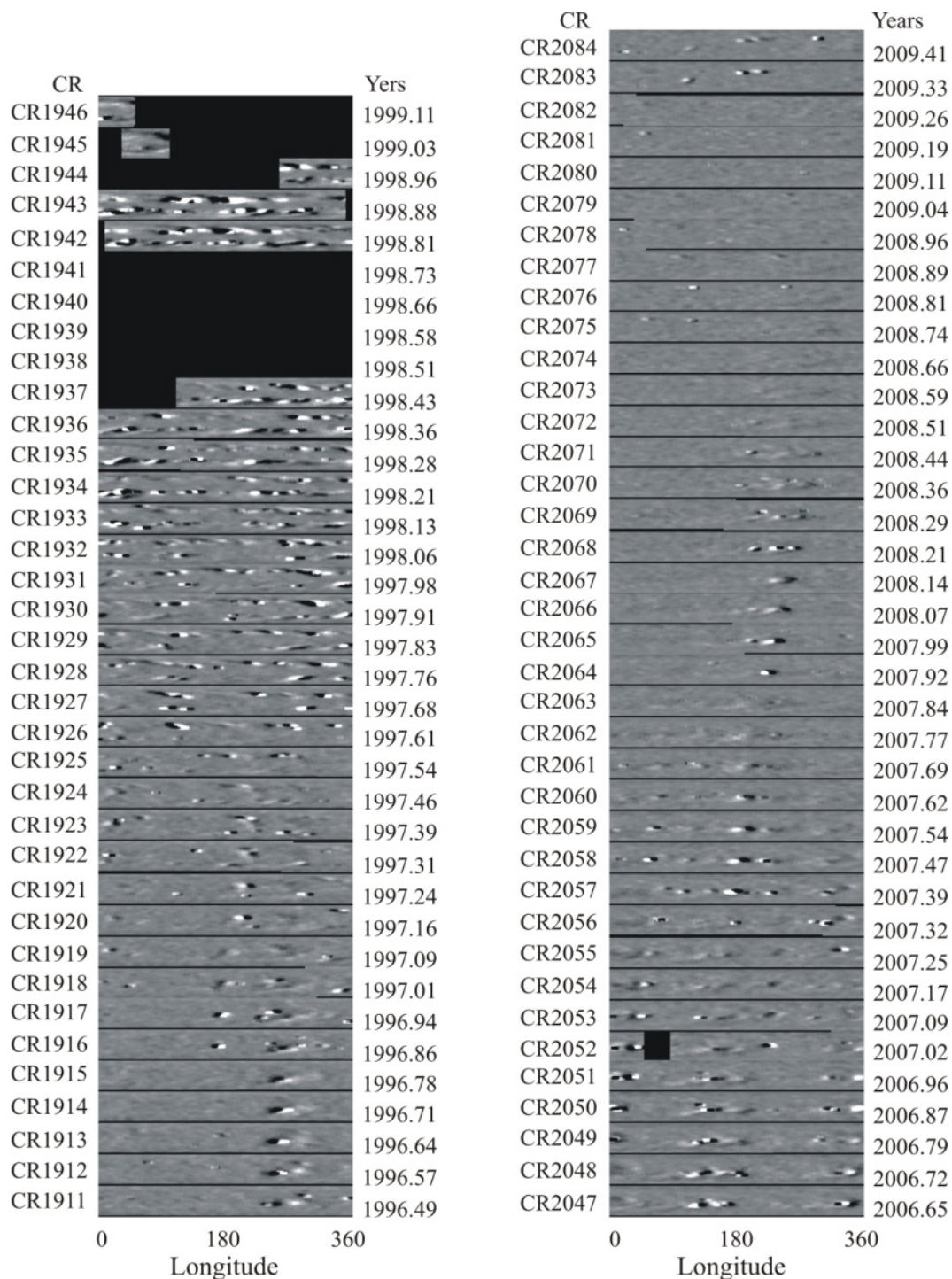


Fig. 3. MDI Synoptic maps during the ascending and descending phases of the solar cycle.

Birth of cycle 24 and overlapping cycles 23 and 24

The tendency of the solar cycle to appear at the preferred longitudes was found by Benevolenskaya, Hoeksema, Kosovichev and Scherrer (1999) and Bumba, Garcia, and Klvana (2000) at the beginning of the cycle 23. During the previous solar minimum, between Cycles 21 and 22, the interaction between the

`old' and `new' magnetic fluxes was very similar: the `old' flux was concentrated in two longitudinal zones, and most of the initial `new' flux having reversed magnetic polarity emerged in the same zones, at longitudes 230deg and 120deg. The detailed picture of the transition period of cycle 23 and 24 is presented in Figure 3. The sunspots are numbered according the NOAA system. The above mentioned rule works for the upcoming cycle 24 in spite of that fact that sun shows abnormally low activity. The first long-lived sunspot has appeared in the longitudinal zone within $180\text{deg} < 270\text{deg}$.

The sunspot, NOAA 0981 at latitude N30deg and at Carrington longitude (L) equals 246deg, has emerged in the same longitudinal zone as sunspot NOAA 0980 of the old polarity (S06deg, L239deg). On March 28, 2008 the cycle 23 returned and three big sunspots (NOAA 0987, NOAA 0988, and NOAA 0989) appeared and they were all old cycle spots (Figure 3, right panel). After that, the Sun was practically blank. Usually, the beginning of the new cycle corresponds to the appearance of sunspots with a new polarity at the latitude 25deg-35deg, and all sunspots of the old polarity, that are located close to the equator, are disappeared. But, there is a period of the overlapping of two cycles when both sunspots with the old and the new polarity coexist on the Sun. On October 5, 2008 the sunspot (NOAA 1003) of the new cycle appeared in the southern hemisphere at 23deg of latitude and at 222deg of Carrington longitude (L). It is disappearing rapidly, and during the next several days we observe plages instead of sunspot in the same place. On 11 October 2008, a small sunspot (NOAA 1004) emerges at S08deg and L188deg and one more (NOAA 1005) at higher latitude in the North (N26deg, L116deg). During the next day two plages 1003 NOAA (S23deg, L222deg) and NOAA 1004 (S08deg, L188deg) have coexisted with the sunspot NOAA 1005 in the North with coordinates N26deg and L116deg. In CR2075-CR2076 (September - October 2008) the new magnetic flux spreads over longitude, but it's weak and has a short duration. Therefore, in 2008-2009 years the sunspot activity is quite low and it is observed the coexistence of the magnetic regions of old and new polarities (Figure 3).

Polar magnetic field and dynamo theory

One of the remarkable features of the polar magnetic field is its reversal. The discussions about the nature of the Polar Magnetic Field Reversals on the Sun are opened since a small report in Science has been published by Dr Harold D. Babcock and Dr William C. Livingston (Babcock & Livingston, 1958). They announced that observations of solar magnetic fields at South pole had reversed their polarity by June 1957. To understand the origin of the polar magnetic field reversals many investigators employed the mean-field dynamo theory (e.g. Dikpati et al., 2004). The surface-diffusion or transport models explain the polar magnetic field reversals as a result of turbulent diffusion, differential rotation and meridional circulation (Leighton, 1964, 1969; Wang, Nash and Sheeley, 1989). Fox, McIntosh and Wilson (1998) described the evolution of the large-

scale fields and their association with polar coronal holes. Their question was whether the polar fields resulted from the local polar dynamo or not. But, until this time, there is no a certain answer to this question. Nowadays, we understand that a process of polar magnetic field reversals is a complex phenomena including different physical processes in the convection zone, photosphere and corona (Schrijver, De Rosa and Title 2002; Fisk and Schwadron, 2001; Benevolenskaya et al., 2001, 2002; Gopalswamy et al., 2003). Schrijver, De Rosa, Title (2002) point out that the transport process leads to a transport of closed connections from equator to pole even as open solar flux is transported from the high latitudes to the equator. Benevolenskaya et al. (2001, 2002) suggested that corona plays an important role in the changing topology of the global magnetic field during the solar cycle as a dissipative system. A study of the EUV observations from SOHO/EIT and the X-rays from YOHKOH revealed large-scale connectivity in the corona between polar regions and the following parts of complexes of solar activity during the rising phase of the solar cycle. Therefore, an additional decay mechanism might be related to magnetic energy release in these giant loop structures. Gopalswamy et al. (2003) proposed that coronal mass ejections associated with closed configurations of the magnetic field act to connect the following parts of complexes of solar activity with the open magnetic flux of polar regions. This could also be an important as a mechanism of magnetic field decay for the polar field reversals. Fisk and Schwadron (2001) suggested that the polar magnetic field reversals occurred because of the diffusion of open magnetic field lines on the solar surface (due to transport and decay) that were reconnected with closed loops. Cohen, Fisk, Rousev, Toth and Gombosi (2006) have considered the two-dimensional transport model of open magnetic flux on the surface of the Sun. The diffusion process represents: 1) diffusion of the field line footpoints and 2) diffusion due to reconnection of open field lines with closed loops. They demonstrated that the rate of emergence of flux on the photosphere can control the magnitude of meridional flow. But, they found that the effect of diffusion due to magnetic reconnection is significant for the case of structured magnetic configuration (solar minimum conditions) and it small for the case of unstructured magnetic configuration (solar maximum conditions).

Conclusions

The magnetic flux of the new cycle has a tendency to reappear in the active longitudinal zones. Large-scale magnetic field is represented by clusters of the small-scale magnetic field (magnetic elements). What is the role of the active longitudes in the forming of the solar cycle? During the last decades we have observed that the strong active longitudinal zones composed of the large and long-lived activity complexes lead to the strong solar cycle. In the case of the upcoming cycle 24, sun shows weak and rapidly disappeared activity complexes. This fact leads us to an idea about a grand minimum of the solar activity.

Dynamics of the magnetic elements reflects a motion of the supergranulation, a solar rotation and gradients of the angular velocity rate beneath the photosphere. Does the all magnetic flux in the Polar Regions come from the mid latitude? The MDI data display the emerging of the magnetic flux inside the polar region. It is observed the reappeared magnetic flux within the polar magnetic elements, also. Thus, the polar magnetic flux could be come from the mid latitude beneath the photosphere or it could be generated in the high latitude regions due to the secondary dynamo.

Bibliography

- Babcock, H.W., Livingston W.C.*, 1958, *Science*, 127, 1058.
Benevolenskaya E.E., Hoeksema J.T., Kosovichev A.G., and Scherrer P.H. 1999, *ApJ*, 517, L163.
Benevolenskaya, E.E., Kosovichev, A.G., Scherrer, P.H., 2001, *ApJ*, 554, L107.
Benevolenskaya, E.E., Kosovichev, A.G., Lemen, J.R., Slater G.L., Scherrer, P.H., 2002, *ApJ*, 571, L181.
Benevolenskaya E.E., 2004, *A & A*, 428, L5.
Benevolenskaya E.E., 2007, *Astron. Nachr.*, 328 (10), 1016.
Bigazzi, A. & Ruzmaikin, A., 2008, *ApJ*, 604, 944.
Bumba, V., Garsia, A., Klvana, M., 2000, *Solar Phys.*, 197, p.175.
Bumba, V., Rusin, V., & Rybansky, M., 1990, *Solar Phys.*, 128, 253.
Cohen O., Fisk L.A., Roussev I.I., Toth G., & Gombosi T.I., 2006, 645, 1537.
Dikpati, M., de Toma, G., Gilman, P.A., Arge, C.N., White, O.R., 2004, *ApJ*, 601, 1136.
Durrant, C.J., Turner, J. and Wilson, P.R., 2002, *Solar Phys.*, 211, 103.
Fisk L.A., Schwadron N.A., 2001, *ApJ*, 560, 425.
Fox P., McIntosh P. & Wilson P.R., 1998, *Solar Phys.*, 177, 375.
Harvey, K.L., Zwaan, C., 1993, *Solar Phys.*, 148, 85.
Gaizauskas, V., Harvey, K.L., Harvey, J.W. and Zwaan C., 1983, *ApJ*, 265, 1056.
Gopalswamy, N., Lara, A., Yashiro, S., Howard, R.A., 2003, *ApJ*, 598, L63.
Isobe, H., Tripathi, D., & Archontis, V., 2007 *ApJ*, 657, L53-L56.
Kitchatinov L.L., Jardine M., & Cameron A.C., 2001, *A & A*, 374, 250.
Leighton, R.B., 1964, *ApJ*, 140, 1547.
Leighton, R.B., 1969, *ApJ*, 156, 1.
P.H. Scherrer et al., 1995, *Solar Physics*, 162, 129.
Schrijver C.J., De Rosa M.L., Title A.M., 2002, *ApJ*, 577, 1006.
Wang, Y.-M., Nash A.G., Sheeley N.R. Jr., 1989, *ApJ*, 347, 529.

ПОТОК ТЕПЛА КАК ИСТОЧНИК ИОННО-ЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ В ПЕРЕХОДНОМ СЛОЕ СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЫ

Беспалов П.А.¹, Савина О.Н.²

¹*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия*

²*Нижегородский государственный технический университет, Нижний Новгород, Россия*

HEAT FLUX AS THE SOURCE OF ION-ACOUSTIC OSCILLATION IN THE SOLAR ATMOSPHERE TRANSITION REGION

Bespalov P.A.¹, Savina O.N.²

¹*Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia*

²*State Technical University, Nizhny Novgorod, Russia*

Within the framework of model calculations the possibility of the ion-acoustic oscillation excitation by heat flux in the plasma is shown. The probable ion-acoustic oscillation influence on the forming of the temperature jump for a critical heat flux is discussed. The value of the critical heat flux corresponds to the known experimental data about the heat flux and the transition region of the solar atmosphere.

The possibility of the ion-acoustic oscillation instability increment in the plasma without current and particle fluxes, but with the anisotropic distribution function, which corresponds to heat flux is shown. The model distribution function taking into account the medium conditions was selected. The increment of ion-acoustic oscillation is investigated as functional of the distribution function parameters. As a result, the threshold condition for the anisotropic part of the distribution function, under which begins the build-up of ion-acoustic oscillation with the wave vector opposite to the heat flux is studied. The critical heat flux, which corresponds to the threshold of ion-acoustic instability, is determined. For the Solar conditions, the critical heat flux proved close to the heat flux from the corona into the chromosphere on the boundary of the transition region. The estimations show that out of the active regions and even in the active regions not with the strongest magnetic fields ion-acoustic turbulence can be responsible for forming of the sharp temperature jump.

К настоящему времени накоплено много результатов по изучению неустойчивости волн в космической плазме [1]. Применительно к ионно-звуковым колебаниям обычно изучались неустойчивости потоков частиц [2]. Мы покажем, что неустойчивость ионно-звуковых колебаний может реализоваться при отсутствии потоков частиц за счет прохождения через плазму потока тепла. Естественно, при наличии потока тепла есть определенная неоднородность среды. Мы будем считать, что длина волны ионно-звуковых колебаний, часто сравнивая с радиусом Дебая, мала по сравнению с масштабом неоднородности среды. Поэтому при расчете инкремента неустойчивости будем исходить из приближения локально однородной среды.

Особое внимание мы уделим изучению условий, отвечающих порогу неустойчивости ионно-звуковых колебаний и оценке предельного потока

тепла, который может пропустить через себя плазма в режиме слабой турбулентности. Напомним, что необходимым условием существования ионно-звуковых колебаний является неизотермичность плазмы. Прямых данных о степени неизотермичности плазмы переходного слоя у нас нет, но наблюдения за переходным слоем солнечной атмосферы показали, что температура водорода даже на несколько больших высотах растет относительно медленно по сравнению с температурой электронов [3]. Это дает основание предполагать, что температура ионов в переходном слое существенно ниже, чем у электронов.

Выберем модельную функцию распределения $f(x, v)$ в виде суммы изотропной $F(v)$ и анизотропной $\Phi(x, v)$ части:

$$f = F + \Phi, \quad F = f_0(v) + |f_1(v) + \frac{v}{4} \frac{\partial f_1}{\partial v}|, \quad \Phi = [f_1(v) + \frac{v}{4} \frac{\partial f_1}{\partial v}]x. \quad (1)$$

Здесь $F(v) = (1/2) \int_{-1}^1 f dx$, $x = v_z / v$, ось z коллинеарна тепловому потоку, $f_0(v)$ – неотрицательная функция, $f_1(v)$ – дифференцируемая функция. Как показано в работе [4], выбранная функция распределения соответствует ситуации, когда в плазме нет потока электронов, но есть поток тепла.

Возьмем за основу известные выражения для дисперсионного уравнения и инкремента ионно-звуковых колебаний [5]. При относительно малых фазовых скоростях, если $v_{Ti}^2 \ll (\omega/k)^2 \ll \langle v^2 \rangle$, выражение для инкремента при изотропной функции распределения ионов и выбранной модельной функции распределения электронов запишется в виде:

$$\begin{aligned} \gamma(y, k) = \omega \left(\frac{\omega}{k}\right)^3 \frac{m_i}{m} \frac{\pi^2}{n} \left\{ -F\left(\frac{\omega}{k}\right) - \frac{m}{m_i} F_i\left(\frac{\omega}{k}\right) + \right. \\ \left. + \frac{ky}{\pi\omega} \int_0^\infty \int_{-1}^1 \left[f_1(v) + \frac{v}{4} \frac{\partial f_1}{\partial v} \right] \operatorname{Re}(1 - x^2 - y^2)^{-1/2} dx dv \right\}, \end{aligned} \quad (2)$$

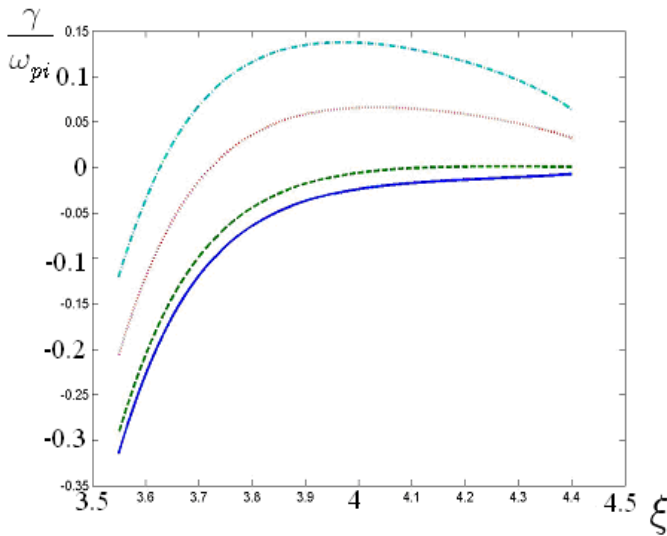
где $y = k_z / k$, m и m_i – массы электронов и ионов соответственно, n – концентрация электронов.

Предположим, что функция распределения протонов максвелловская с температурой T_i , изотропная часть функции распределения электронов в области сравнительно малых скоростей тоже предполагается максвелловской со значительно более высокой температурой T .

В выражении для инкремента выполним интегрирование по x и по модулю скорости v , учтем, что максимальный по угловой координате y инкремент $\gamma(k) = \max_y |\gamma(y, k)|$ отвечает $y = 1$, если $\int_0^\infty f_1 dv > 0$, и $y = -1$, если $\int_0^\infty f_1 dv < 0$. Тогда безразмерный инкремент $\gamma(k) / \omega_i$, как функция от безразмерной фазовой скорости $\xi = \omega / kv_{Ti}$, в области допустимых значений фазовых скоростей примет вид:

$$\frac{\gamma(k)}{\omega_{pi}} = \xi^2 \left(1 - \pi^{-1/2} B^{2/3} C^{1/3} \xi^2\right)^{1/2} \left[A - B\xi - C\xi \exp(-\xi^2)\right]. \quad (3)$$

Здесь $A = \frac{9\pi^2 m^{1/2} T_i |q_z|}{2^{5/2} n \kappa^{3/2} T^{5/2}}$, $B = \left(\pi \frac{m}{m_i}\right)^{1/2} \left(\frac{T_i}{T}\right)^{3/2}$, $C = \pi^{1/2} \frac{m_i}{m}$, q_z – плотность потока тепла, который переносится электронами с данной функцией распределения. При выводе соотношения для инкремента (3) учтено, что $m\omega^2 / 2\kappa T k^2 < m / m_i$ и поэтому $\exp(-m\omega^2 / 2\kappa T k^2) \simeq 1$. Зависимость инкремента ионно-звуковых колебаний от фазовой скорости для нескольких значений потока тепла: $A = 0$ – сплошная линия (нет потока тепла), $A = 0.005$ – штриховая линия, $A = 0.025$ – пунктирная линия, $A = 0.045$ – штрих пунктирная линия приведена на рисунке.



Функция $\gamma(k)/\omega_{pi}$ достигает максимального значения при $\sqrt{\ln(C/\sqrt{2A})} \leq \xi$ и отвечает неустойчивости ионно-звуковых колебаний. Величина максимального значения инкремента растет с увеличением параметра A .

Порог неустойчивости достигается при выполнении условий $\frac{\gamma}{\omega_{pi}} = 0$, $\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\gamma}{\omega_{pi}} \right) = 0$

и определяет критический поток тепла

$$|q_z| = \delta \frac{n(\kappa T)^{3/2}}{m_i^{1/2}}, \quad (4)$$

где $\delta = (2^{5/2} T_i^{1/2} \xi_{th}) / (9\pi^{3/2} T^{1/2}) \approx 1$, так как пороговое значение $\xi_{th} \leq (T/T_i)^{1/2}$. Этот результат практически совпадает с выражением, полученным в работе [6] другим методом. Если в неоднородном слое плазмы поток тепла постоянный, то максимум инкремента реализуется в некоторой промежуточной области, где минимально произведение $nT^{3/2}$.

Известны экспериментальные данные о высотных распределениях концентрации и температуры электронов в солнечной атмосфере [7]. В результате анализа этих данных получается, что инкремент может стать положительным в первую очередь в переходном слое, где при $q_z \approx 5 \cdot 10^5 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ концентрация электронов $n \approx 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ много меньше, чем в хромосфере, а температура $T \approx 10^5 \text{ K}$ много меньше, чем в короне.

Полученные результаты сохраняются в достаточно слабом магнитном поле, когда $B < (4\pi n m c^2)^{1/2} \min[(\frac{m_i}{m})^{1/2}, 0.1(\frac{T}{T_i})^{1/2}]$. Эти неравенства будут заведомо выполняться в переходном слое солнечной атмосферы, если $B < (4\pi n m c^2)^{1/2} \approx 100G$ и $n \approx 10^9 \text{ cm}^{-3}$, поскольку типичные значения магнитного поля в переходном слое солнечной атмосферы вне активных областей порядка нескольких Гаусс.

Самостоятельной задачей является экспериментальная диагностика признаков ионно-звуковых колебаний в переходном слое солнечной атмосферы. Вероятно, для этой цели можно использовать данные рентгеновских и миллиметровых наблюдений. Особенно интересными представляются прямые измерения локального электрического поля, основанные на использовании эффекта Штарка.

Работа выполнена при частичной поддержке по грантам РФФИ № 08-02-00979-а, НШ-4588.2006.2 и программы ОФН № 16 РАН.

Литература

1. Железняков В.В., Излучение в астрофизической плазме (М.: Янус-К, 1997).
2. Рудаков Л.И., Кораблев Л.В., ЖЭТФ, **50**, 220 (1966).
3. Marsch E., Tu C.-Y., Wilhelm K., Astron. Astrophys., **359**, 381 (2000).
4. Беспалов П.А., Савина О.Н., Письма в АЖ, **35**, 382 (2009).
5. Михайловский А.Б., Теория плазменных неустойчивостей (М.: Атомиздат, 1975), т. 1, 272.
6. Беспалов П.А., Савина О.Н., Письма в АЖ **34**, 378 (2008).
7. Aschwanden M.J., Physics of the Solar Corona (Berlin, N.Y.: Springer, 2004).

О НЕЛИНЕЙНЫХ РЕЖИМАХ РАЗВИТИЯ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Биленко И.А.¹, Иванов-Холодный Г.С.², Ковалёв В.А.²

¹*Астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва,*

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

ON NON-LINEAR CONDITIONS OF THE SOLAR ACTIVITY EVOLUTION

Bilenko I.A.¹, Ivanov-Holodnyi G.S.², Kovalev V.A.²

¹*Sternberg Astronomical Institute, Moscow*

²*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, Troizk*

Using the averaged monthly Wolf data the importance of non-linearity of the solar cycle evolution is shown. Separations into accelerated and decelerated intervals compared to exponential law are found. They last from a few months to several years. It is shown, that mode change may be caused by the dynamics of the power like source.

1. Введение

По современным представлениям природа солнечной активности обусловлена неустойчивостью конвективной зоны, сформированной в верхних слоях Солнца в результате понижения температуры при переносе выделившейся в солнечном ядре энергии. Полная система МГД-уравнений достаточно сложна; решение проблемы солнечного цикла обычно связывают с теорией магнитного динамо (см., например, [1]). Диффузная модель солнечного магнитного цикла представлена в [2], где предполагалось, что одновременное присутствие в течение цикла магнитных полей разных пространственных масштабов указывает на возможность теоретического решения проблемы солнечной активности в классе линейных уравнений.

Данные гелиосейсмологии свидетельствуют о существовании на Солнце гигантских структур [3], которые, по-видимому, могут охватывать не только конвективную зону, но и более глубокие слои – вплоть до ядра. О гигантских структурах см. также [4]. На сильную неоднородность солнечной атмосферы, состоящей из множества структур разных масштабов, указывают наблюдения с высоким пространственным разрешением в разных диапазонах. По-видимому, диссипация всплывающего магнитного потока отражает дискретную структуру солнечной плазмы, что и проявляется в наличии тонкой временной структуры. Все это свидетельствует о сложности проблемы, возможности альтернативных механизмов. В частности, для объяснения природы солнечного цикла в [5] использованы представления о дискретной фрактальной структуре солнечной плазмы.

В настоящей работе на основе анализа усредненных среднемесячных значений чисел Вольфа с помощью дифференциального метода, который эффективен при анализе нелинейных процессов эволюции, характеризуемых динамической переменной $u(t)$:

$$u'_i(t) = f(u). \quad (1)$$

Производная по времени $u'_i(t)$ представляет собой обобщенный источник $f(u)$. Введем

$$H = u'_i / u. \quad (2)$$

Величина $|H|^{-1}$ является характерным временем. В случае $H = const$ эволюция $u(t)$ происходит по экспоненциальному закону: $u \sim \exp(H \cdot t)$, поскольку $f(u) \propto u$. Считаем, что режим ускоренный, если $|H(t)|$ возрастает и замедленный, если $|H(t)|$ уменьшается. Таким образом, параметр H характеризует степень отклонения процесса от экспоненциального закона. Успешная апробация метода проведена для солнечных вспышек [6, 7].

2. Анализ чисел Вольфа

Для анализа солнечных циклов в данной работе в качестве $u(t)$ использованы усредненные среднемесячные значения чисел Вольфа $W(t)$ (рис. 1). На среднем графике рис. 1 показана производная функций $W(t)$. Максимум $H(t)$ опережает максимум цикла. Перед минимумом активности, соответствующим минимуму $W(t)$, имеет место локальный (отрицательный) минимум $H(t)$. По-видимому, этот момент можно считать началом нового цикла, что методически наиболее обоснованно.

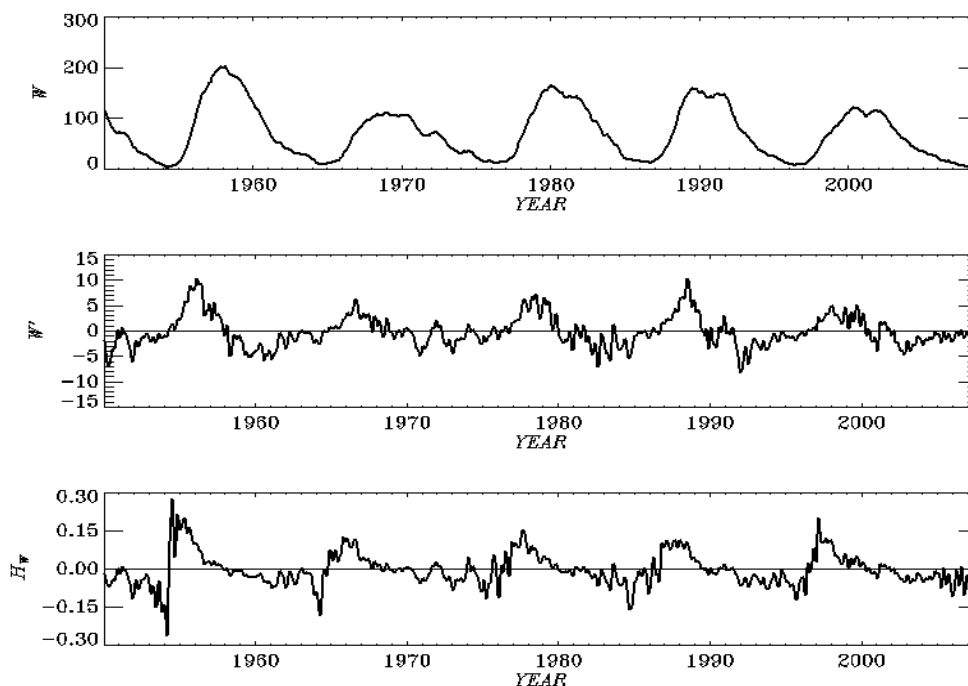


Рис. 1.

Интервалы с $H \approx 0$ непродолжительны, эволюционный процесс состоит из чередующихся интервалов с не экспоненциальным поведением: ускоренного, при котором $|H|$ возрастает, и замедленного, при котором $|H|$ уменьшается. На рис. 1 видны интервалы ускорения и замедления солнечной активности длительностью от нескольких месяцев до нескольких лет.

3. К нелинейной модели

Как следует из приведенного выше анализа, поведение солнечной активности представляет собой не экспоненциальный процесс, что свидетельствует о существенной роли нелинейности источника. Наличие в спектре нескольких частот колебаний и нелинейности делает невозможным использование линейной теории, предполагающей справедливость принципа суперпозиции.

Построение соответствующей адекватной теории пока не представляется возможным, однако, исходя из упрощенных моделей, отдельные обнаруженные эффекты, в частности, ускорение и замедление солнечной активности, можно связать с нелинейным источником.

Определенные стадии многих процессов могут быть описаны упрощенным уравнением (1). Будем считать, что обсуждаемые эффекты солнечной активности локально могут быть обусловлены нелинейным источником типа $f(u) = au^\beta$, в зависимости от которого при решении задачи с начальным условием $u_0 = u(0)$ возникают разные режимы.

3.1. Ускоренный режим роста. При $a > 0$, $\beta > 1$, имеет место ускоренный режим с обострением, когда за конечное время t_* решение неограниченно возрастает по гиперболическому закону (“режим с обострением” [8]):

$$u = \frac{u_0}{(1 - t/t_*)^{1/(\beta-1)}}, \quad 0 \leq t < t_*, \quad \beta \neq 1, \quad (3)$$

$$H = \frac{1}{(\beta-1)(t_* - t)}, \quad t_* = \frac{u_0^{1-\beta}}{a(\beta-1)}. \quad (4)$$

3.2. Замедленный режим роста. В случае $a > 0$, $\beta < 1$ имеет место замедленный режим возрастания u :

$$u = u_0(1 + t/|t_*|)^{1/(1-\beta)}, \quad 0 \leq t < \infty, \quad (5)$$

$$H = \frac{1}{(1-\beta)(|t_*| + t)}, \quad (6)$$

3.3. Коллапсирующий режим спада. В начале фазы спада цикла при $a < 0$, $\beta < 1$ возникает ускоренный (по сравнению с экспоненциальным законом) режим спада. Это следует из решения (1), имеющего “коллапсирующий” характер ($t \rightarrow t_*$, $u \rightarrow 0$):

$$u = u_0(1 - t/t_*)^{1/(1-\beta)}, \quad t < t_*, \quad (7)$$

$$H = -\frac{1}{(1-\beta)(t_*-t)} < 0, \quad (8)$$

Однако реально момент “коллапса” t_* , естественно, не достигается; в определенный момент (при $\beta = 1$) происходит возрастание H (уменьшение $|H|$), что соответствует режиму замедленного спада.

4. Заключение

Анализ усредненных среднемесячных значений чисел Вольфа позволил обнаружить нелинейное поведение солнечной активности со значительными вариациями параметра нелинейности $H(t)$.

На росте и спаде 11-летних циклов выделяются интервалы длительностью порядка нескольких лет, на которые накладываются более быстрые (длительностью несколько месяцев) осцилляции, представляющие собой чередующиеся интервалы ускоренного и замедленного (по сравнению с экспоненциальным законом) развития солнечной активности.

Для источника степенного типа $f(u) \sim u^\beta$ показано, что на фазе роста цикла ($f(u) > 0$, $H > 0$) ускоренному режиму с ростом H соответствует $\beta > 1$, замедленному режиму с убыванием H соответствует $\beta < 1$.

На фазе спада цикла ($f(u) < 0$, $H < 0$) ускоренному (“коллапсирующему”) режиму с ростом $|H|$ соответствует $\beta < 1$, замедленному с уменьшением $|H|$ соответствует $\beta > 1$.

Разделение цикла на интервалы с разной скоростью активности позволяет сделать вывод о роли нелинейного источника. Наблюдаемая смена режимов может быть связана с изменением β . Полученные результаты представляют интерес для понимания физических процессов, происходящих в цикле, и предъявляют определенные требования к теоретическим моделям.

Ковалев В.А выражает благодарность Чертопруду В.Е. за обсуждение ряда вопросов, а также Российскому фонду фундаментальных исследований за финансовую поддержку (грант 08-02-00270).

Литература

1. Вайнштейн С.И., Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А., Турбулентное динамо в астрофизике. – М.: Наука, 1980, с.352.
2. Соловьев А.А., Киричек Е.А., Диффузная теория солнечного магнитного цикла. – Элиста–Санкт-Петербург, 2004, с.181.
3. Dziembowski W.A., Goode P.R., Kosovichev A.G. and Schou J., *Astrophys. J.* 2000, 537, с.1026.
4. Beek I.G., Duvall T.L. et al., 1998, *Nature*, 394 (6694), с.653.
5. Могилевский Э.И., Фракталы на Солнце, М., Физматлит, 2001, с.150.
6. Биленко И.А., Ковалев В.А., Всероссийская ежегодная конференция по физике Солнца, “Солнечная и солнечно-земная физика - 2008”, Пулковое, (2008).
7. Биленко И.А., Ковалев В.А., Письма в Астрон. ж., 10, 2009.
8. Ахромеева Т.С., Курдюмов С.П., Малинецкий Г.Г., Самарский А.А., Нестационарные структуры и диффузионный хаос. М.: Наука, 1992, с.541.

ОСОБЕННОСТИ ПОЛЯРИЗОВАННОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ НА СОЛНЦЕ

Богод В.М.¹, Кальтман Т.И.¹, Яснов Л.В.²

¹*Специальная Астрофизическая обсерватория, Санкт-Петербург, Россия*

²*Санкт-Петербургский Государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*

PECULIARITIES OF POLARIZED EMISSION OF ACTIVE REGIONS ON THE SUN

Bogod V.M.¹, Kaltman T.I.¹, Yasnov L.V.²

¹*Special Astrophysical observatory, Saint Petersburg, Russia*

²*Saint Petersburg State university, Saint Petersburg, Russia*

The spectra of solar flare active region with peculiarities of polarized emission registered with radio telescope RATAN-600 in 2-16 GHz frequency range are investigated. An unusual depression (up to inversion of polarization sign) at 6-12 GHz of polarized emission in the middle of registered 2-16 GHz frequency range is discovered and discussed.

Models of hot loop (as a torus and as a dipole approximation) for magnetic field structure were used for calculations of frequency structure of microwave source emission. These simulations have confirmed the possible interpretation of these polarization peculiarities by a presence of hot loops in the solar corona. In this case the observed parameters of polarization emission allow to estimate a magnetic field strength of the hot loop and a product of the relative magnetic field gradient by the loop thickness.

Наблюдения вспышечно активных областей, выполненные в последние годы с высоким пространственным и частотным разрешением в диапазоне 2-16 ГГц на РАТАН-600, позволили обнаружить необычные свойства спектров некоторых радиоисточников [1-3]. В этой работе мы демонстрируем еще одну из новых обнаруженных особенностей в спектрах вспышечно активных областей, а именно наличие минимума поляризованного излучения на частотах около 6-12 ГГц.

Для примера на рис. 1а приведены спектры антенных температур поляризованного излучения АО 9077 за 10 июля 2000 г., зарегистрированные на радиотелескопе РАТАН-600. Спектры относятся к разным частям активной области и имеют одинаковые особенности: минимумы на частотах 6-10 ГГц и максимумы в диапазонах 4-6 ГГц и 12-14 ГГц. Для сравнения на рис. 1б приведены спектры поляризованного излучения для других активных областей: 9068, 9069, 9070 и 9073, наблюдавшихся в тот же день, в их спектрах особенности отсутствуют.

Нами был проведен анализ указанных особенностей радиоизлучения на основе модельных расчетов. Была выбрана модель горячего тора [4, 5]. На рис. 2 приведены расчетные спектры яркостной температуры поляризованного излучения для модельного источника. Жирной линией отмечены

спектры излучения для источника без петли. Значение B_0 магнитного поля на оси петли и полуширины a указано на рисунках. Связывая, согласно расчетам, наблюдаемый низкочастотный максимум с излучением на третьей гармонике гирочастоты, можно оценивать магнитное поле в петлях. По

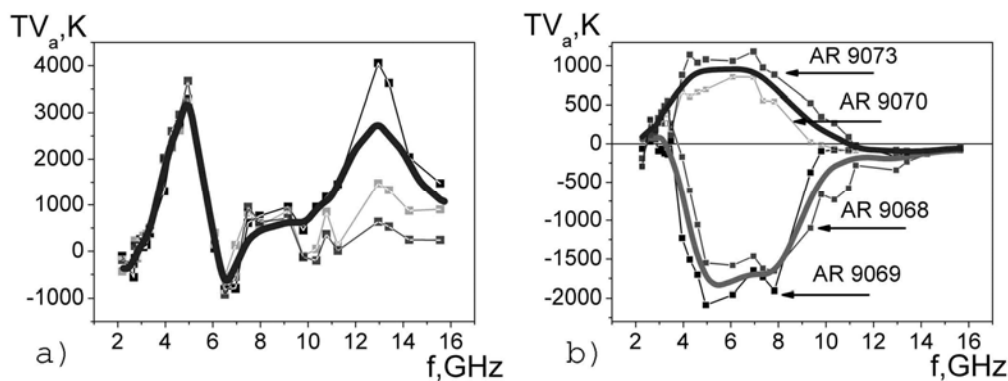


Рис. 1.

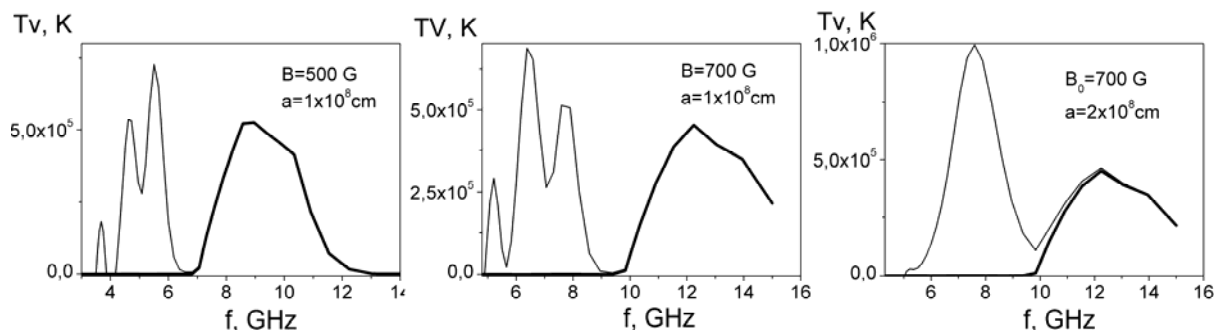


Рис. 2.

ширине низкочастотного максимума определяется произведение относительного градиента магнитного поля в петле на ее толщину. Так, для ряда проанализированных источников $B_0 = 360-450$ Гс, произведение относительного градиента магнитного поля в петле на толщину петли составляет величину от 0.26 до 0.63.

Работа выполнена при поддержке грантами РФФИ 09-02-00111 и 08-02-00378.

Литература

1. Богод В.М., Гараимов В.И., Железняков В.В., Злотник Е.Я., АЖ, 2000, 77, 1.
2. В.М. Богод, С.Х. Тохчукова, Письма в АЖ, 2003, том 29, 3, 305.
3. Bogod V.M., Yasnov L.V., Solar Phys., 2009, 255, 253.
4. Brosius J, Holman G., Astrophys. J., 1987, 327, 417.
5. Злотник Е.Я., Кальтман Т.И., Шейнер О.А., Письма в АЖ, 2007, 33, 2, 1.

**РЕКОНСТРУКЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПО ДАННЫМ
SOHO/MDI И СОПОСТАВЛЕНИЕ ИХ С
РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКИМИ ИЗМЕРЕНИЯМИ
В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ НА СОЛНЦЕ**

Богод В.М.¹, Ступишин А.Г.², Яснов Л.В.²

¹*Санкт-Петербургский филиал Специальной Астрофизической обсерватории РАН,*

²*Санкт-Петербургский Государственный университет*

**SOLAR ACTIVE REGIONS MAGNETIC FIELDS RECONSTRUCTION
BY SOHO/MDI OBSERVATIONS AND THEY COMPARISON WITH
RADIOASTRONOMICAL OBSERVATIONS**

Bogod V.M.¹, Stupishin A.G.², Yasnov L.V.²

¹*Special Astrophysical observatory, Saint Petersburg, Russia*

²*Saint Petersburg State University, Saint Petersburg, Russia*

The structure of coronal magnetic fields of active regions is calculated on the base of authors' method. Calculated fields are compared with the fields reconstructed from photospheric fields in force-free approach. It is shown that fields calculated with suggested method are correspond to those reconstructed in force-free approach. Magnetic fields about 1000 G can be located relatively high ($10\text{-}25\cdot 10^3$ km). In some cases magnetic fields can have spiral spatial structure.

В данной статье мы продолжаем развивать метод стереоскопических высотных измерений [1], комбинируя его с многочастотными изображениями поляризованного излучения радиоисточников в широком частотном диапазоне. Такие измерения позволяют строить детальную высотную структуру магнитных полей в активных областях (АО) на уровнях нижней и средней короны.

Ранее неоднократно предпринимались подобные попытки измерения магнитных полей по радиоданным (например, [2]). Однако они выполнялись на ограниченном числе длин волн, что не позволяло построить достаточно полную структуру магнитного поля на больших высотах.

Результаты, приведенные в данной работе, получены на значительно большем числе длин волн (56) с использованием спектрально-поляризационного комплекса [3]. Это дает возможность детально изучить структуру магнитного поля и увеличивает надежность определения такой структуры. Принципиальным отличием предлагаемой методики расчета магнитного поля АО является возможность определения геометрической структуры излучающей в микроволновом диапазоне силовой трубки поля.

Разработанный нами метод определения высоты h и долготы λ источника подробно изложен в работе [4]. Здесь мы представим результаты расчетов структуры магнитного поля в ряде источников и проведем их

сравнение с результатами реконструкции магнитного поля на больших высотах по фотосферному полю.

Для получения структуры магнитного поля мы воспользовались сканами в поляризованном излучении АО. В наших измерениях регистрацию круговой поляризации по сравнению с интенсивностью излучения использовать более удобно, поскольку она соответствует магнитным структурам обеих полярностей, а также устраняется, в некоторой степени, и влияние на результат соседних структур, попадающих в диаграмму направленности.

Соответствие частоты и напряженности магнитного поля было определено по соответствию поляризованного радиоизлучения над данным пятном третьей гармонике гирочастоты $\omega = 3\omega_H$. (Как показывают многочисленные модельные расчеты, именно на этой гармонике наиболее эффективно генерируется микроволновое излучение АО (например, [5]).)

Для сведения к минимальному значению инструментальной погрешности и для получения единообразных данных необходимо найти привязку спектральных измерений к независимым измерениям высоты магнитного поля. Для таких опорных измерений использовались данные фотосферных измерений спутника SOHO/MDI. Процедура привязки основана на модельной экстраполяции магнитного поля в рамках дипольного приближения [4].

Основные возможности метода:

1. Мгновенный спектр поляризации на многих частотах.
2. Высокая внутренняя сходимость метода для стабильных структур.
3. Возможность определения наклонного профиля магнитного поля.

Приведем результаты расчетов для ряда периодов наблюдений некоторых областей в 2007 году (рис. 1, 2).

Для сравнения мы приводим элементы структуры магнитного поля, восстановленного в приближении нелинейного бессилового поля [6], и соответствующие профили магнитного поля и структуры силовой трубки. В качестве начального приближения использовалось приближение линейного бессилового поля по наблюдениям на фотосфере [7].

Магнитные поля восстанавливались на основании данных, полученных со спутника SOHO/MDI. Для сравнения с данными радиоизмерений выбиралась силовая линия, исходящая из области с максимальной напряженностью магнитного поля на фотосфере.

Из рис. 1 видно, что направление наклона трубки, полученное предложенным методом, соответствует таковому, полученному путем реконструкции поля по [6], хотя степени наклона отличаются. Отчасти это может быть связано с тем, что эффективное излучение не обязательно должно наблюдаться из области силовой линии с максимальной напряженностью на фотосфере; необходимо учитывать вклад соседних линий, имеющих больший наклон. Также необходимо отметить, что структура магнитного поля

может быть гораздо более сложной, чем получаемая в приближении [6]. Предложенный метод также приводит к более высоким напряженностям магнитного поля на тех же высотах.

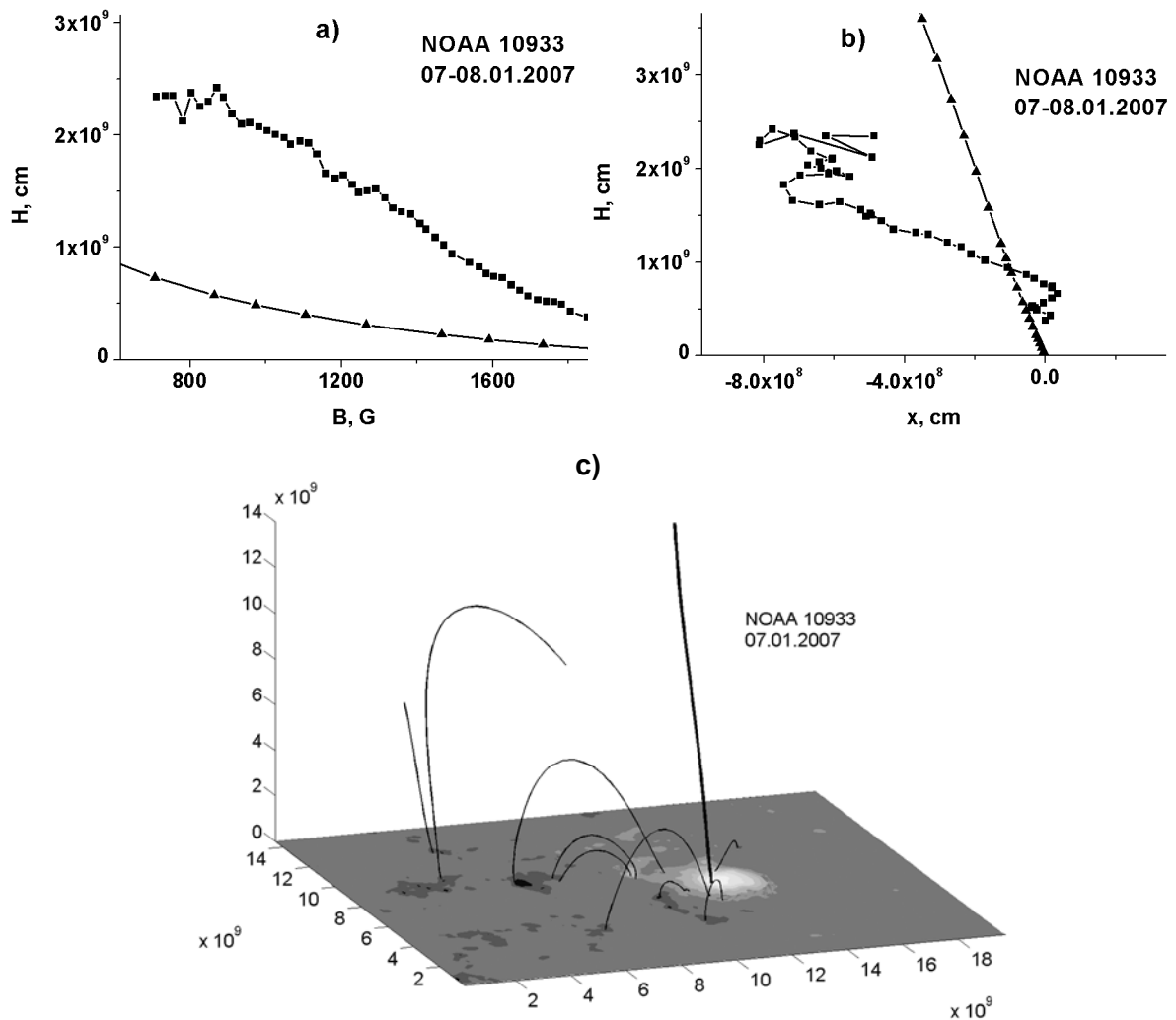


Рис. 1. Результаты расчетов для АО NOAA 10933, за 7-8 января 2007 г.

a) – зависимость магнитного поля от высоты (квадраты – по методу, предложенному в данной статье, треугольники – по [6]; b) – структура магнитного поля; c) – трехмерная структура магнитного поля по [6] на 07 января 2007 (силовая линия из области с максимальным магнитным полем на фотосфере выделена жирным).

Из рис. 2 видно, что силовая трубка направлена вверх по высоте с некоторыми изгибами. На рис. 2b можно заметить двумерную проекцию винтовой формы трубки. Отметим, что такая структура не уникальна. Для АО NOAA 10933 и 10935 также была найдена аналогичная структура, которая может отражать винтовую структуру в двумерной плоскости.

По результатам исследований можно заключить, что предложенный метод измерений магнитного поля при общем соответствии направления наклона силовой трубки приводит к более высоким напряженностям поля на больших высотах в атмосфере АО. Магнитные поля напряженностью

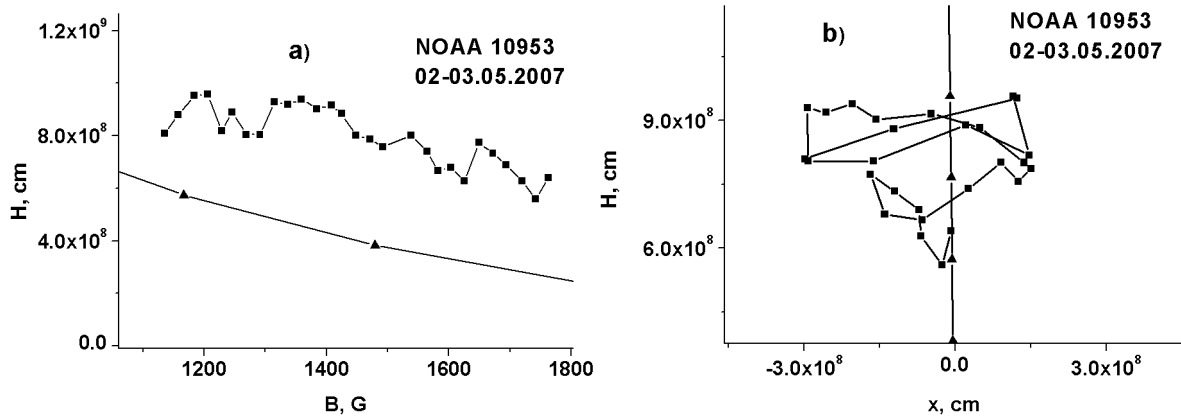


Рис. 2. Структура силовой трубки магнитного поля для АО NOAA 10953, наблюдавшейся 02-03.05.2007. Обозначения те же, что и на рис. 1.

около 1000 Гаусс находятся на достаточно больших высотах в атмосфере Солнца (10-25 тыс. км), что подтверждает наблюдения в ультрафиолете, по которым расходимость силовых трубок мала (до 15% в вершинах магнитных петель), а также соответствует предыдущим радиоастрономическим измерениям магнитного поля на уровне переходной области. Топология излучающей на микроволнах силовой трубки в некоторых исследованных случаях может иметь винтовую (жгутовую) структуру.

Работа частично поддерживалась Программами ОФН-15 и ПАН-16 и грантами РФФИ 08-02-00378 и 09-02-00111а.

Литература

1. *Aschwanden, M.J., Bastian, T.S.*, 1994, *Astroph J*, **426**, 425.
2. *Shibasaki K.*, 1986, *Astroph. Space Sci.* **119**, #1, 21.
3. *Bogod V.M., Garaimov V.I., Komar N.P., Korzhavin A.N.*: Proceedings of 9-th European Meeting on Solar Physics (ESA SP-448, December 1999), p.1253.
4. *Богод В.М., Яснов Л.В.*, 2009, *Астрофизический бюллетень*, в печати.
5. *Zlotnik, E.Ya.*, 2001, *Radiophys. Quantum Electron.* **44**, 53.
6. *Wiegmann T.*, 2004, *Solar Phys.* **219**, 87.
7. *Seehafer, N.*, 1978, *Solar Phys.* **58**, 215.

СТРУКТУРА И РАЗВИТИЕ ВНЕПЯТЕННЫХ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Боровик А.В., Мячин Д.Ю.

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск

STRUCTURE AND DEVELOPMENT OF SUNSPOTLESS SOLAR FLARES

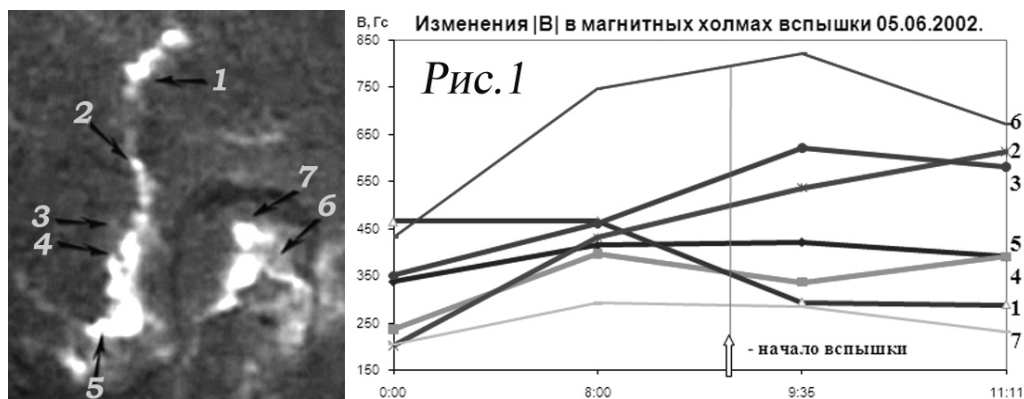
Borovik A.V. and Myachin D.Yu.

*Institute solar-terrestrial physicists of the Siberian Branch
of the Russian Academy of Science, Irkutsk*

According to observations in the H-alpha line of the Baikal astrophysical observatory features of development of sunspotless flares 16.03.1981, 28.06.2001, 28.05.2002, 05.06.2002 and their communication with a magnetic field are considered. Unlike flares in active area, sunspotless flares differ large-scale character of development and can occur as near to a line of section of polarities of a longitudinal component of a magnetic field, and on considerable distance from it. Thus the divergence of ribbons can not be observed. Practically all knots and the brightest parts of ribbons of flares settle down in immediate proximity from magnetic hills with high values of intensity of a field. Changes of a magnetic field in areas of occurrence of flares are found out.

Вспышка 16 марта 1981 г. изучена нами довольно подробно [1-4]. Вспышка возникла в 07:53 UT в 10° - 20° от активных областей AR 512, AR 514 и AR 523. Ее продолжительность составила порядка 2.5 часов, координаты – N09W22. Вспышка имела балл 1N и относилась к разряду двухленточных. Узлы и наиболее яркие части лент вспышки располагались в непосредственной близости от магнитных холмов с напряжённостями 80-250 Гс. На протяжении всего времени существования вспышки расхождения лент не наблюдалось.

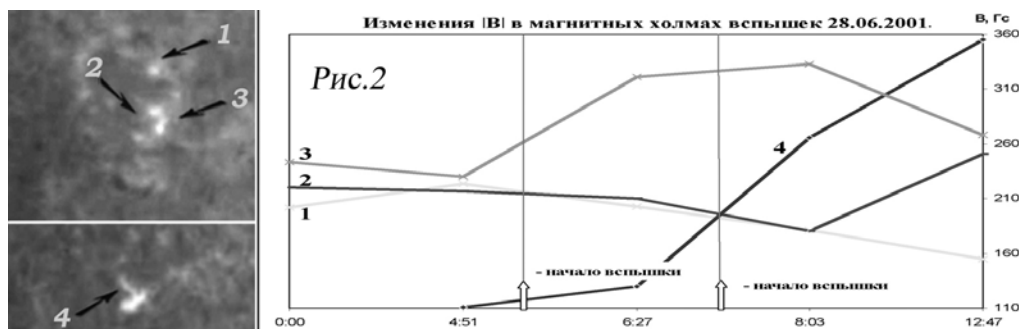
Вспышка 5 июня 2002 г. возникла в 09:00 UT. Продолжительность вспышки составила порядка 1 часа, координаты – S29E24, балл 1N.



Узлы вспышки располагались в непосредственной близости от магнитных холмов с напряжённостями 280-1300 Гс. После вспышки в струк-

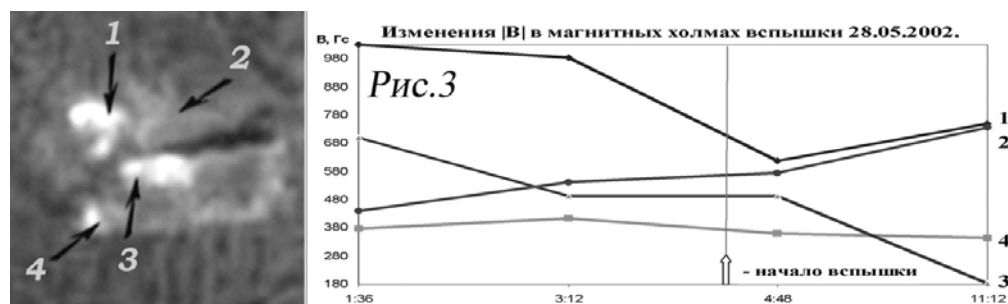
туре магнитного поля произошли заметные изменения (рис. 1). На рисунке стрелками указаны положения магнитных холмов.

Вспышки 28 июня 2001 г. Первая вспышка возникла в 05:12 UT, вторая в 07:23 UT Их координаты составили S11E23 и S14E23.



По данным наблюдений SOHO/MDI узлы вспышек располагались вблизи холмов с напряжённостями 90-250 Гс. Поле в магнитных холмах 3 и 4, за время наблюдений, увеличилось в полтора и три раза соответственно (рис. 2).

Вспышка 28 мая 2002 г. возникла в 04:20 UT, имела балл SF, координаты – S11E10. Вспышечные узлы располагались вблизи холмов магнитного поля с напряжённостями от 220 до 750 Гс (рис.3).



Выводы

Масштабы хромосферных возмущений и характер развития внепятенных вспышек определяется, прежде всего, топологией магнитного поля. Все без исключения структурные элементы внепятенных вспышек тесным образом связаны с холмами магнитного поля. Продвижение вспышек происходит от одного магнитного холма к другому, а также вдоль тоннелей, образованных системой тёмных арочных структур. Наблюдаемые вспышки, по-видимому, связаны с быстрым изменением магнитного поля или всплытием нового магнитного потока.

Литература

1. Боровик А.В., Мячин Д.Ю. Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, М., Наука. Вып. **113**, 154-166, 2001.
2. Borovik A.V. and Myachin D.Y. Solar Phys. **205**, 105, 2002.
3. Borovik A.V. and Myachin D.Y. Proc. 10th European Solar Physics Meeting, 'Solar Variability: From Core to Outer Frontiers', Prague, Czech Republic, 9-14 Sept.2002, ESA SP-506., **2**, 553-556, 2002.
4. Borovik A.V. and Myachin D.Y. The Physics of Chromospheric Plasmas, ASP Conference Series, **368**, 411-414, 2007.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ДОЛГОВРЕМЕННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ХРОМОСФЕРНОГО И ФОТОСФЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА И ДРУГИХ АКТИВНЫХ ПОЗДНИХ ЗВЕЗД

Бруевич Е.А., Исаева А.А.

Государственный Астрономический институт им. П.К. Штернберга, МГУ, Москва

COMPARATIVE ANALYSIS OF LONG-TERM VARIATIONS OF CHROMOSPHERIC AND PHOTOSPHERIC RADIATION FOR SUN AND OTHER SOLAR-LIKE STARS

Bruevich E.A., Isaeva A.A.

Sternberg State Astronomical Institute, MSU, Moscow

The level of chromospheric activity of the Sun is compared with the similar values from the recently obtained observations of active Solar-like stars. It was founded that the level of chromospheric activity of the Sun has small excess in comparison with the same values for the most of active Solar-like stars with low activity. This excess is more significant near the maximum of cycle of solar chromospheric activity. This comparison approaches the Sun to the sample of young “HK-project” stars. But for these young stars we conclude the fact of existence the anticorrelation (not correlation as in case of the Sun and K-stars) for chromospheric and photospheric fluxes variations.

Мы продолжили изучение проблемы положения солнечной активности среди процессов на звездах поздних спектральных классов. Ранее [1] было показано, что рентгеновское излучение Солнца значительно меньше, чем у К-звезд с циклами, в то время как хромосферное излучение у этих групп звезд близко между собой. В настоящее время последний вывод удалось проверить на значительно большем статистическом материале наблюдений, полученных при выполнении программы поиска планет [2]. На Рис. 1. сопоставлены индексы хромосферной активности R_{HK} (индекс S, нормированный на близлежащий континуум) для 850 звезд и Солнца в минимуме и максимуме активности. Основная масса звезд (и Солнца в том числе) характеризуется низким уровнем хромосферной активности. В то же время выделяются некоторые звезды с более высокой хромосферной активностью. Они являются более молодыми, чем карлики поздних спектральных классов солнечной окрестности, на что указывает изохрона, проведенная для звезд Гиад. Отметим, что сюда относятся также и молодые звезда НК-проекта, представленные на Рис. 1, активность которых значительно менее регулярна, чем у звезд с циклами. Важным является то, что Солнце близ максимума цикла располагается несколько выше основной массы звезд поля.

Чтобы изучить, насколько отличается хромосферная активность Солнца, мы сопоставили данные о фотосферном и хромосферном излу-

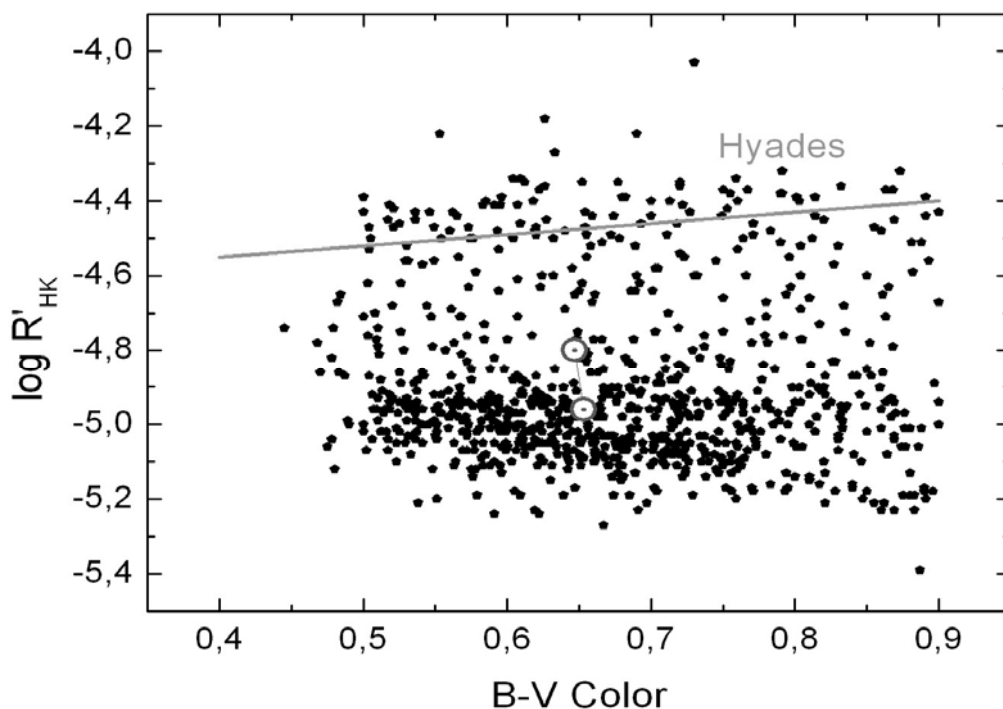


Рис. 1.

нии НК-звезд по [3]. Для звезд поля (группа I, включая Солнце) фотосферное излучение коррелирует с S-индексом на временных шкалах в 3-20 лет. Другая часть звезд (группа II – “обратная” зависимость) характеризуется обратно направленными вариациями в континууме и в хромосферных линиях. Коэффициенты корреляции для части звезд оказываются достаточно высокими (до 0.7). Звезды группы II располагаются на Рис. 1. между звездами поля и рассеянного скопления в Гиадах. Однако относительная площадь пятен на Солнце мала и поэтому вклад пятен оказывается меньше, чем вклад факелов в поток непрерывного излучения, и для него корреляция не сменяется антикорреляцией.

Работа поддержана грантом № 09-02-01010 РФФИ.

Литература

1. М.М. Кацова, Вл.В. Бруевич, М.А. Лившиц, 2007, Астрон. журн., 84, 747-759.
2. J.T. Wright, G. Marcy, R. Butler, S. Vogt, 2004, Ap.J.Suppl. 152, 261-295
3. G.W. Lockwood et al., 2007, Ap.J.Suppl. 171, 260-303.

ЦИКЛЫ АКТИВНОСТИ СОЛНЦА И ЗВЕЗД НА 11-ЛЕТНЕЙ И КВАЗИДВУХЛЕТНЕЙ ВРЕМЕННЫХ ШКАЛАХ

Бруевич Е.А., Кононович Э.В.

Государственный Астрономический институт им. П.К. Штернберга, МГУ, Москва

ACTIVITY CYCLES OF THE SUN AND STARS AT THE 11-YEAR AND QUASI TWO-YEAR TIME

Bruevich E.A., Kononovich E.V.

Sternberg State Astronomical Institute, MSU, Moscow

More than 70% of HK-project stars from [1] show us the evidence of quasi two-year (QTY) time scale variations of chromospheric radiation. The statistical analysis shows that the periods of QTY-cycles have durations from 2,2 to 3,1 year for stars from [1].

Результаты обработки временных рядов основных индексов солнечной активности сравниваются с новыми наблюдениями вариаций потоков фотосферного и хромосферного излучения НК-проекта [1], полученными в течение последних 20 лет. У этих звезд, помимо ранее известной, определенной наблюдателями Маунт Вилсон цикличностью хромосферного излучения звезд, аналогичной 11-летней солнечной (в нашей работе эта цикличность характеризуется периодом T_1), выявлена цикличность, подобная квазидвухлетним вариациям потоков излучения (КДВ) Солнца (у нас это цикличность с периодом T_2).

Статистический анализ показал, что средние длительности КДВ для изучаемой выборки звезд заключены в пределах от 2,2 до 3,1 года.

Обнаружено, что у звезд с отчетливо выраженными циклами, аналогичными 11-летним солнечным, кривые блеска, описывающие потоки излучения от фотосфер и в хромосферных линиях, имеют двухвершинную форму в области максимума цикла, типичную для Солнца.

Из наших вычислений (с использованием данных из [1]) по методу быстрого преобразования Фурье получены следующие значения периодов T_1 и T_2 (в годах) для Солнца и 30 звезд, у которых мы выявили 11-летнюю и квазидвухлетнюю цикличность хромосферной активности (прочерк означает, что периодичность с данным периодом не выявлена):

- | | |
|---------------------------------------|---------------------------------------|
| 1. Солнце – $T_1=10.7$, $T_2=2.7$; | 2. HD1835 – $T_1=9.5$, $T_2=3.2$; |
| 3. HD10476 – $T_1=10.0$, $T_2=2.8$; | 4. HD18256 – $T_1=6.7$, $T_2=3.2$; |
| 5. HD35296 – $T_1=10.8$, T_2 – ; | 6. HD39587 – $T_1=10.7$, T_2 – ; |
| 7. HD75332 – $T_1=9.0$, $T_2=2.4$; | 8. HD76572 – $T_1=8.5$, T_2 – ; |
| 9. HD81809 – $T_1=8.5$, $T_2=2.0$; | 10. HD82885 – $T_1=8.6$, T_2 – ; |
| 11. HD103095 – $T_1=8.0$, T_2 – ; | 12. HD114710 – $T_1=16$, $T_2=2.0$; |

- | | |
|----------------------------------|----------------------------------|
| 13. HD115383 – T1=10.3, T2=3.5; | 14. HD115104 – T1=11.8, T2=2.7; |
| 15. HD120136 – T1 – , T2=3.3; | 16. HD124570 – T1 – , T2=2.7; |
| 17. HD129333 – T1= 9.0, T2=3.2; | 18. HD131156 – T1= 8.5, T2=2.8; |
| 19. HD149661 – T1=14.5, T2=3.5; | 20. HD152391 – T1=10.8, T2=2.8; |
| 21. HD157856 – T1=12.9, T2=2.6; | 22. HD158614 – T1=12.0, T2=2.6; |
| 23. HD160346 – T1= 8.1, T2=2.3; | 24. HD161239 – T1=6.5, T2 – ; |
| 25. HD182572 – T1=10.5, T2=3.1; | 26. HD 185144 – T1=6.5, T2=2.6; |
| 27. HD190007 – T1=11.0, T2=2.5; | 28. HD 201091 – T1=13.7, T2=2.8; |
| 29. HD 201092 – T1=11.7, T2=2.5; | 30. HD203387 – T1 – , T2=2.6; |
| 31. HD216385 – T1=7.0, T2=2.4. | |

Оказалось, что более 70% звезд из изучаемой выборки [1] имеют достаточно выраженные квазидвухлетние вариации потоков, аналогичные подобным солнечным циклам на соответственной временной шкале. Предварительный анализ КДВ на звездах показал, что длительность такого малого цикла меняется в течение одного большого цикла, аналога 11-летнему. Подобно солнечному случаю согласно [2] длительность КДВ меняется в среднем от 39 месяцев в начале 11-летнего цикла до 25 месяцев к концу его. В последнее время появились работы, с помощью современных подходов (применения вейвлет-анализа к данным наблюдений) исследующие вариации излучения Солнца и звезд на разных временных шкалах. В частности, в [3, 4] исследуется цикличность Солнечной активности по наблюдениям солнечных пятен (1750-2000 гг.) и солнечного радиоизлучения (1950-2000 гг.). Обнаружена четко выраженная цикличность с периодами 10-11 лет и 2-3 года. Этими же авторами исследуются вариации излучения звезды EI Eri. Определен период цикличности вариаций блеска этой звезды, составляющий 2.7 года, что согласуется с нашими результатами и подтверждает широкое распространение явления КДВ у звезд солнечного типа.

Работа поддержана грантом № 09-02-01010 РФФИ.

Литература

1. G.W. Lockwood, B.A. Skiff, S.L. Baliunas, R.A. Donahue and W. Soon, R.R. Radick, 2007, *Ap.J. Suppl.*, V.171, 260-303
2. Храмова М.Н., Кононович Э.В., Красоткин С.А., Вестник МГУ, сер. физ. астр., 2002, №1, 38-44.
3. Z. Kollath, K.Olah, 2009, *Astron. and Astrophys.* V. 501, 695-702.
4. Z. Kollath, K.Olah, 2009, *Astron. and Astrophys.* V. 501, 703-714.

ЭФФЕКТЫ КОСМИЧЕСКОЙ ПОГОДЫ В НЕТЕПЛОВЫХ ШУМАХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР

Брунс А.В., Владимирский Б.М.

НИИ Крымская астрофизическая обсерватория, Украина

THE EFFECTS OF COSMIC WEATHER IN NON-THERMAL NOISES OF SEMICONDUCTOR'S STRUCTURES

Bruns A.V., Vladimdrsky B.M.

Crimean astrophysical Observatory, Ukraine

The data of monitoring of the currents in standard elements of the electronics using the installation «Exact» [1] where analyzed to search cosmic weather effects. It was revealed that diurnal variations of fluctuation's spectra are depending on the polarity of Interplanetary magnetic field. These spectra also modified by Ap-indexes variations and depend on the seasons.

Введение

При анализе Фурье-спектров нетепловых шумов стандартных элементов электроники с использованием установки «Экзакт» [1] было установлено, что эти спектры существенно изменяются ото дня ко дню. Сочтено нецелесообразным, изучать динамику определенных отождествленных линий, либо узких частотных полос, ограничившись рассмотрением изменений общих характеристик спектров. Для этого спектральные плотности были усреднены с шагом 650 мкГц. Характер изменений амплитуд усредненных спектральных интервалов можно видеть на рис. 1 (стрелки).

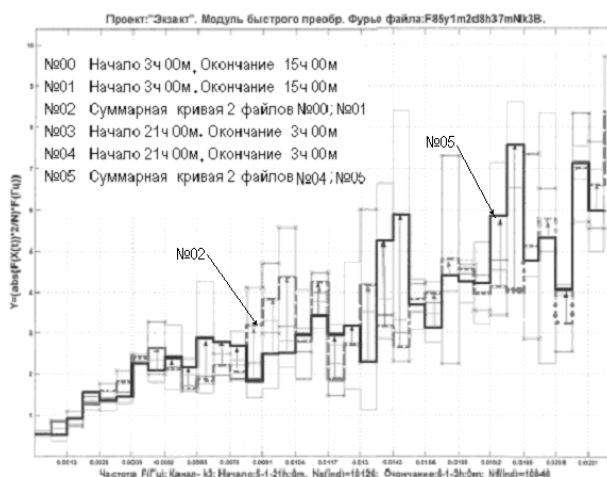


Рис. 1.

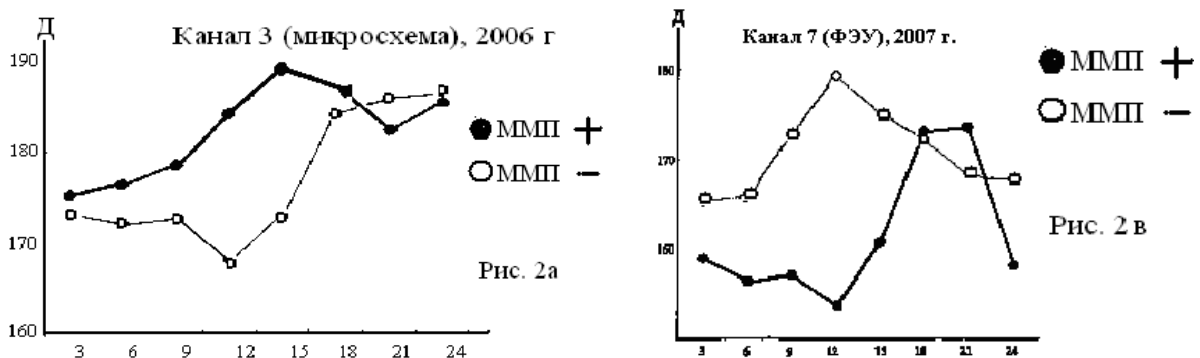
Отбор материала и процедура обработки

Исходным материалом для анализа послужили записи, полученные на установке «Экзакт» в 2006-2007 гг., в эпоху затяжного минимума 23-го

цикла. Для характеристики спектра мощности был разработан специальный индекс, имеющий смысл дисперсии. Он отражает средний уровень колебаний случайных и закономерных в данный интервал времени. Таким образом, каждые сутки характеризовались восемью значениями дисперсии, которые можно было далее усреднять за интервалы времени, которые характеризовались особенностями космической погоды. В качестве космофизических индексов использовались данные о знаке межпланетного магнитного поля (ММП) и индексы магнитной активности A_p .

Важнейшие результаты

Найдено, что суточный ход дисперсии (D) существенно зависит от знака ММП. Этот эффект показан на рис. 2 для зимы (январь, февраль, декабрь), когда он наиболее четко выражен (2а – канал 3 микросхема, 2в – канал 7, ФЭУ + радиолюминесцентный эталон). Как видно, в дни положительности знаков ММП, максимум D достигается близ полудня (время – всюду местное), когда имеет место минимум в дни отрицательной полярности. Близ летнего солнцестояния фазы меняются на противоположные. В эпохи равноденствий зависимость от знака ММП практически исчезает. Такая закономерность может нарушаться при возрастании уровня геомагнитной возмущенности. Данные представленные на рис. 2, относятся к дням, когда A_p -индекс не превышал 20. Уровень дисперсии для дней геомагнитного «штиля» ($A_p \leq 1$) был в среднем наиболее низким (рис. 4 для канала №7 построен для всех дней без различия полярности). Интересно, что суточная вариация как тенденция наблюдается также и для дней «смешанной» полярности (рис. 3, тот же канал 7). Хотя эта тенденция (максимум – около 18 часов) статистически малозначима, она, несомненно, реальна.



Если различия суточного хода для суток с разными ММП реальны и зависят от сезона (они зависят также, понятно, и от гелиошироты Земли), то наблюдаться полугодовые вариации для средних значений D за месяц и наиболее четко проявляются для канала 7 (ФЭУ). Для каналов микросхем тенденция к понижению дисперсии в данные годы в летний сезон наблюдается безотносительно к знаку ММП. Исчерпывающего ответа на вопрос

– происходят ли изменения в спектре сразу после пересечения границы спектра ММП – получить не удалось из-за малости статистики.

Найдено, однако, что для анализируемого массива данных 2006-07 гг. изменения в параметрах суточной вариации происходят для границ типа – /+ скачкообразно.

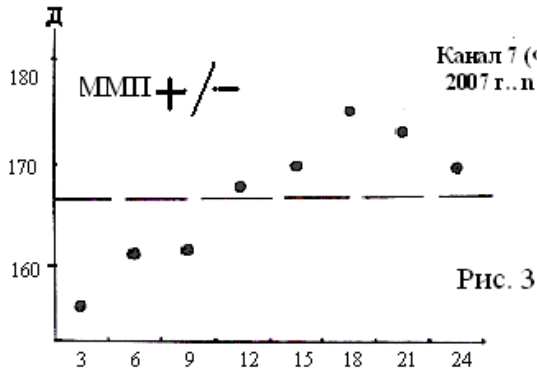


Рис. 3

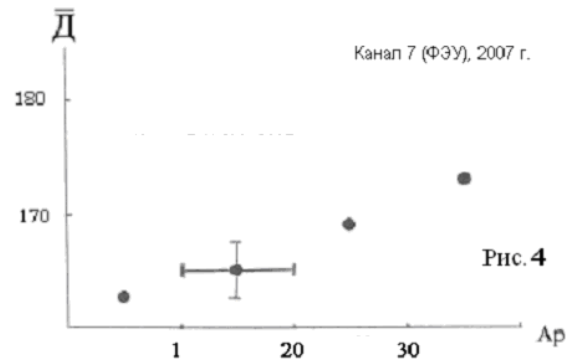


Рис. 4

Из общих соображений ясно, что обнаруженные закономерности в изменениях спектра в связи с вариациями космофизических индексов, скорее всего, не охватывают весь спектр в целом, но обусловлены изменениями в каких-то определенных диапазонах. Алгоритм обработки, описанный в предыдущем разделе, позволяет анализировать все такие изменения в отдельных частотных полосах.

Этот анализ пока не закончен, но можно предварительно отметить, что важный вклад в описанные вариации вносят участок спектра с частотами ниже примерно 100 мкГц.

Обсуждение

Описанные выше закономерности в общих чертах согласуются с гипотезой [1], согласно которой эффекты космической погоды передаются в полупроводниковые структуры через вариации низкочастотных электромагнитных полей. Достаточно отметить, что имеет место замечательное феноменологическое сходство вариаций на рис. 2 с хорошо известными данными о вариациях этих полей: распространенные виды магнитосферной эмиссии на низких – экстремально низких частотах – такие как УНЧ – шумы на килогерцах и геомагнитные микропульсации Pc3. Они возбуждаются в предполуденные часы в дни отрицательной полярности ММП и в предполночные – в секторах ММП противоположного знака [2-3].

В пределах данной статьи нет возможности рассматривать вопрос о физических механизмах воздействия слабых электромагнитных полей на кинетику физико-химических процессов в кристаллах и гетерогенных пленочных структурах. Основные идеи соответствующих модельных представлений изложены, например, в [5, 6]. В конечном итоге, воздействие со стороны внешних магнитных полей реализуется через слабые изменения проводимости для токов p-n – перехода и столь же слабые изменения работы выхода фотоэлектронов для фотокатодов ФЭУ.

Полученные данные позволяют в принципе подойти к объяснению некоторых новейших экспериментальных результатов, носящих характер странных парадоксов. Таких, например, как сезонные изменения скорости счета радиоактивного распада [7] или частоты срабатывания гравитационных антенн веберовского типа [8]. Наконец, связь спектра нетепловых шумов микросхем с секторной структурой ММП, возможно, позволит понять загадочное возрастание риска аварийности в авиации близ дней прохождения границ секторов ММП [9].

Заключение

В подтверждение ранее полученных результатов, основные итоги проведенного анализа могут быть суммированы следующим образом:

1. Суточный ход общей зашумленности спектра нетепловых флуктуаций тока в микросхемах и ФЭУ зависит от знака радиальной составляющей межпланетного магнитного поля; эффект наиболее четко обнаруживается для зимнего сезона (декабрь, январь, февраль).

2. Спектр закономерно изменяется в пределах года: для ФЭУ он также зависит от знака ММП.

3. Уровень зашумленности спектра возрастает с увеличением индекса геомагнитной возмущенности.

4. Все полученные данные указывают на то, что влияние космической погоды на параметры нетепловых шумов в полупроводниковых структурах реализуется через изменение фоновых электромагнитных полей низких – сверхнизких частот.

Литература

1. *А.В. Брунс, Б.М. Владимирский*, Динамика нетепловых шумов в элементах стандартных электронных устройств – короткие космофизические периоды на установке «Экзакт», Изв. КрАО, 2007, т. 103, вып. 4, с.314-325.
2. *А.В. Бузевич, А.С. Потапов*, УТ модуляция интенсивности геомагнитных пульсаций и знак спектра ММП, Геомагнетизм и аэрномия, 1993, т. 33, № 3, с.157-161.
3. *Ю.Н. Горшков, Н.Г. Клейменова*, Флуктуации интенсивности среднеширотных фоновых УНЧ-шумов и ММП, Геомагнетизм и аэрномия, 1986, т. 26, с.162-164.
4. *П.А. Антонова, Г.С. Иванов-Холодный, В.Е. Чертопруд*, Аэрномия слоя E, М., Янус, 1996.
5. *Ю.А. Головин*, Low Doses in Physics real Crystals, Biophysics, 2004, v. 40, p. 127 – 154.
6. *А.Л. Бучаченко*, О влиянии магнитного поля на механику немагнитных кристаллов, ЖЭТФ, 2006, т. 129, вып. 5, с.909-913.
7. *I.N. Jenkins, E. Fishbach., I.B. Buncher*, Evidence for correlations between NDR and E. – Sun Distance, Astro-ph, 25 Aug. 2008.
8. *P. Astone, D. Babusci, M. Bassan et al.*, Study of coincidence between gravitational wave detectors EXPLORER and NAUTILUS in 2001, Classical and Quantum Gravity, 2002, v. 19, p.5449-5463.
9. *Т.А. Зенченко, А.М. Мерзлый, В.В. Бекетов, М.А. Орехов*, Связь динамики авиационных событий с гелиогеофизическими факторами, Геополитика и экогеодинамика регионов, 2007, т. 3, вып. 1, с.30-34.

СЕКТОРНАЯ СТРУКТУРА И СОЛНЕЧНЫЙ ВЕТЕР В МИНИМУМЕ 23 ЦИКЛА

Вальчук Т.Е.

ИЗМИРАН им. Н.В. Пушкина, г. Троицк М.о., e-mail: valchuk@izmiran.ru

23-th SOLAR CYCLE MINIMUM: SECTOR STRUCTURE AND SOLAR WIND

Val'chuk T.E.

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave
Propagation RAS, Moscow reg., Troitsk, e-mail: valchuk@izmiran.ru*

The shape of 23-th current solar sunspot activity minimum is not ordinary, as the shape of 23-th cycle on the whole. For the first time in the beginning of XXI century the rule of Gnevyshev-O'l is not true. A rule was established empirically at use all data of XX-th century for pairs (even-odd) 11-year cycles, this empirical rule formed a basis for forecasting of Wolf numbers W as measure of sunspot activity. Usually during XX century all odd cycles had single maximum corresponding to the period of strongest sunspot activity on intervals of monthly and annual average values. 23-th cycle has two extremes in maximum phase, W in maximum were lower than in previous even cycle N22. The minimum of a secular variation of solar activity can cause a prolonged deep minimum of 23-th cycle.

Diagnostics of new active regions (AR) of 24-th cycle in high heliolatitudes shows faint structures with inverse polarity, mainly without spots. A growth phase of 24-th cycle does not develop yet. The solar minimum (2006-2009) lasts up to the present time; in 2009 we observe spotless Sun often. The heliosphere plasma layer divides the two giant solar wind flow regions of preferred polarity in connection with the quasi dipole general solar magnetic field. On the Earth orbit the polarity alternations are presented by sector structure variations. The sector structure of interplanetary magnetic field on Earth's orbit was transformed from 4-sector in 2007 to 2-sector structure in the end of 2007, then in 2008. Probably 2008 is the year of minimum, but in 2009 the Sun is spotless often and Wolf numbers are very small.

Near-equatorial coronal holes generate high-speed solar wind streams. They are the general origin of geomagnetic disturbance in solar activity minimum. The great geomagnetic storm was generated by X-flare (X3.4/2B, 13 December, 2006) in the end of 2006 – the last in 23-th cycle.

Up to the middle of 2009 a flare activity remains very low. Now an absolute minimum of monthly average value W had place in August 2008 (93,5 % of days – spotless Sun), in 2009 the smallest value of W number was observed in March (90,3 % of days of March the Sun was spotless). However, the similar situation of sunspot activity was observed in beginning of last century: 23-th minimum of SA yet has not surpassed in duration 11-14 solar cycle minima. Durations of minima were more than 4 years.

Now the concept of solar activity becomes much wider, than representation about sunspot activity on the solar disk and W numbers, as the characteristic of spot generation. Geomagnetic activity is total result of influence of heliophysical factors on ionosphere and magnetosphere. The identification of physical mechanisms of solar activity influence on geo-spheres is the main task, which is turning from the simplified approaches to in-depth studies and to more valid results.

1. Введение

Протекание минимума солнечной активности (СА) 23 цикла [1-4] исследовано на материалах 2006-2008 гг. и текущего 2009 г. Особенности пролонгированного минимума рассмотрены по данным КА в околоземном космосе (Wind, ACE, SOHO) с привлечением наземных наблюдений – как солнечных, так и геофизических характеристик по данным обсерваторий.

Ретроспективный анализ хода СА и разброс опубликованных прогнозов указывают на недостаточность привычных оценок. Отступление от правила Гневешева-Оля [5, 6] говорит о смене тенденции по данным чисел Вольфа W . Однако W физической величиной не является, и множественные проявления СА представляет сугубо в общих чертах, поэтому следует обратиться к исследованию вариаций глобальных физических характеристик. Именно они очень интересны в период минимума, т.к. гелиосферный плазменный слой (ГПС) и связанные с ним вариации секторной структуры (СС) межпланетного магнитного поля (ММП) структурно организованы, а высокоскоростные потоки (ВСП) солнечного ветра (СВ) из корональных дыр (КД) являются наиболее заметным проявлением СА, понимаемой как непрерывность трансформаций энергии на Солнце.

Фрактальные оценки процессов [4-5], производимые на временных рядах физических характеристик СА, позволяют оценивать масштаб явлений на диске Солнца и вариации, связанные с изменением энергетики процессов на фотосфере, в короне и СВ. Объектом изучения в работе послужил СВ в околоземном космосе, вне магнитосферных пределов, по данным КА Wind. Обнаруженные вариации фрактальной размерности четко определяют структуру крупномасштабных плазменных истечений, которая в минимуме цикла обнаруживает предельное уплощение ГПС и переход от 4-х секторной структуры ММП к 2-х секторной структуре в 2007 году. Впоследствии 2-х секторная структура трансформируется в более сложную при изменении крупномасштабных полей на диске Солнца. Рассмотрим конкретные проявления секторной структуры в сопоставлении с параметрами СВ в околоземном космосе, магнитным полем на диске Солнца и на поверхности источника по синоптическим картам WSO.

2. Вариации секторной структуры в текущем минимуме

Динамика СС в последовательных Кэррингтоновских оборотах (CR) имеет псевдоаномальный характер, когда доминируют потоки СВ выделенной преимущественной полярности. Это в 2008 г. особенно выражено в CR 2074 (2 дня +СС) и объясняется предельно уплощенной конфигурацией ГПС в минимуме. Рекуррентность высокоскоростных потоков и их трансформации в минимуме определяют СС, поскольку АО слабы, а наиболее низкоскоростной СВ характерен в основном ГПС в дни смены СС ММП.

3. Роль активных областей с полярностью 24 цикла

По наблюдениям [Solar-Geophysical Data, 2006-2009; SOHO (MDI, EIT)] в 2008 г. обнаружены первые надежные признаки активных областей (АО) нового 24 цикла СА. В конце 2007 г. АО были эфемерны, в 2008 г. – слабые, но уверенно наблюдаемые (АО 10981, 4 января; АО 10983 и 84, начало марта 2008 г.). Пятна в АО 24 цикла в N полушарии отмечены 13-14 апреля 2008 г., в S полушарии – АО 10993 появилась 4 мая 2008 г. Развитие пятнообразования по предварительным данным достигло среднемесячного минимума в августе 2008 г. ($W = 0,5$), но до середины 2009 г. среднемесячные числа Вольфа очень малы и принадлежат глубокому минимуму. Ветвь роста не обозначена в ходе W . Усиление СА проявляется в росте количества выбросов корональной массы и рекуррентных потоках СВ, усиление радиоизлучения также очень мало. Следует отметить первые признаки появления комплексов активности [7, 8] нового цикла: АО 24 цикла (уже деградирующие, слабые) локализованы в непосредственной близости от небольших, но отчетливых КД, выявляющихся в высоких широтах, но существенно ниже корональных полярных дыр, с которыми они связаны узкими перемычками, см. рис. 1.

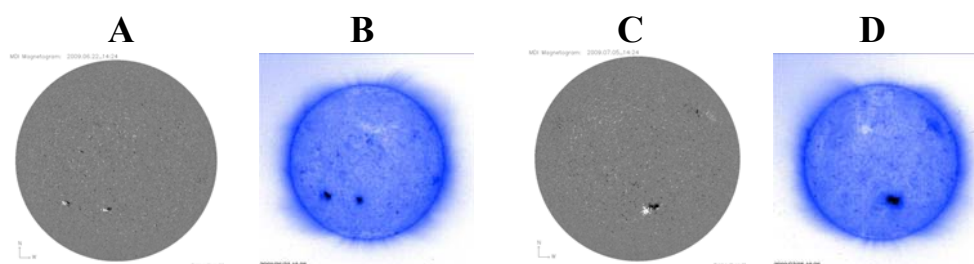


Рис. 1. А – MDI и В – EIT SOHO 284A за 22 июня 2009 г. в 14.24 UT, аналогично С и D – MDI (5 июля, 14.24 UT) и EIT SOHO 284A (6 июля, 13.06 UT). КД на В и С вверху, появляющиеся «новые» АО 24 цикла – внизу диска Солнца.

Тем не менее, 1-я половина текущего 2009 г. – безусловно глубокий минимум; АО нового 24 цикла только отмечены в наблюдениях (MDI SOHO и др.), но энергетика их слаба и не сказывается в солнечно-земных связях, где доминантная роль принадлежит высокоскоростным потокам СВ и смене полярности в СС ММП.

О геомагнитной возмущенности в период текущего минимума

Геомагнитная возмущенность слабая и редко – умеренная, преимущественно с приходом области коротации в СВ, когда поток СВ КД приходит к магнитосфере Земли при южной ориентации V_z компонента ММП. Большие бури после декабря 2006 г. не проявлялись в магнитосфере Земли. Отмечается рост среднеширотных геомагнитных индексов при приходе высокоскоростных потоков из КД, начальная фаза возмущений – приход области коротации. Динамичный индекс авроральной электроструи АЕ в

период минимума гораздо менее возмущен и имеет длительные спокойные периоды, чего практически не бывает на иных фазах СА, но четко отмечает усиления с приходом высокоскоростных потоков СВ.

Выводы

Анализ секторной структуры ММП и плазменных параметров СВ в минимуме цикла №23 подтверждает классическую версию минимума СА: появление 2-х секторной структуры ММП после 4-х секторной, псевдо-аномальный ход полярности ММП на орбите Земли в 2008 г. (в CR2068 +СС доминирует при максимальной гелиопроекции в весеннее равноденствие, в CR2074 – СС доминирует в осеннее равноденствие). Фрактальный анализ по методу [9] помогает отождествить потоки СВ по их структуре: ГПС, СВ КД. Нарушение правила Гневывшева-Оля, по-видимому, следствие наступления минимума векового хода, пока еще недостаточно исследованного.

Работа поддержана РФФИ, грант НШ-4573.2008.2.

Литература

1. Вальчук Т.Е. Особенности гелиосферного плазменного слоя при зарождении активности нового 24 цикла. Солнечная и солнечно-земная физика – 2008. Всероссийская ежегодная конференция по физике Солнца, Труды, С-Пб, с.33-36, 2008.
2. Val'chuk T.E. The beginning of new 24-th cycle in solar and geomagnetic activity generation. Proceedings of the 32th Annual Seminar “Physics of auroral phenomena”, Print. Kola Science Centre RAS, p.140-143, 2009.
3. Valchuk T.E. Fractal characteristics of heliosphere plasma layer transitions in 2006. Proceedings of the 30th Annual Seminar “Physics of Auroral Phenomena”, February 27 – March 3, 2007, Apatity, Print. Kola Science Centre RAS, p.145-148, 2007.
4. Вальчук Т.Е., Могилевский Э.И. Геомагнетизм и аэрономия, Т.44, №5, с.54-62, 2009.
5. Гневывшев М.Н., Оля А.И. О 22-летнем цикле солнечной активности. Астрономический журнал, Т.25, вып. 1, с. 18-20, 1948.
6. Витинский Ю.И., Оля А.И., Сазонов Б.И. Солнце и атмосфера Земли. Л.: Гидрометеиздат, 351 с., 1976.
7. Могилевский Э.И., Фракталы на Солнце. М.:ФИЗМАТЛИТ, 152 с., 2001.
8. Обридко В.Н. Солнечные пятна и комплексы активности. М., Наука, 255 с., 1985.
9. Higuchi, T., Approach to an irregular time series on the basis of the fractal theory. Physica, D31, p.277-283, 1988.

THE TENDENCY TO ATMOSPHERE CIRCULATION EPOCH CHANGE IN THE BEGINNING OF XXI CENTURY

Val'chuk T.E.¹, Kononova N.K.²

¹*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation Russian Academy of Sciences, Troitsk of Moscow region, Russia, val@izmiran.troitsk.ru*

²*Institute of Geography Russian Academy of Sciences, Moscow, Staromonetny, 29, NinaKononova@yandex.ru*

Earth's circulation epochs

The atmosphere circulation is the main mechanism of climate change. In the work we use the classification of Northern Hemisphere atmospheric circulation developed by B.L. Dzerdzeevskii with collaborators. In this classification 41 elementary circulation mechanisms (ECM) reflect all variety of Northern Hemisphere atmospheric processes.

Analysis of the long-term series of annual duration of zonal, northern meridional and southern meridional circulation groups from 1899 to present, which has been carried out in Institute of Geography RAS, has shown presence of 3 circulation epochs: northern meridional (1899-1915), zonal (1916-1956) and southern meridional (1957-2009). However since 1998 duration of meridional southern processes began quickly to decrease, and meridional northern to increase, therefore by 2007 duration of both groups appeared above average. Such parity of circulation groups was marked in 1957-1969. This period is known for some downturn of average global air temperature. Not casually researches have been dated for this period under the program of the International Geophysical Year. Change of a ratio of meridional southern and northern groups is reflected in a parity of cyclonic and anti-cyclonic circulation in any region, in particular, in Arctic regions [1-3]. Recently duration of high pressure in North Pole increases.

Our results were considered in connection with solar cycle recurrence and geomagnetic activity. The solar cycles 20-23 (the last southern meridional epoch) demonstrate the different character of fluctuation of northern meridional and southern meridional circulation groups in even and odd cycles.

Conclusion

The duration of southern meridional circulation group growth in 19, 20, 21 and 22 cycle minima, the sharp decrease we look only in last years in 23-th deep solar minimum. Now solar and geomagnetic activities are very low. If the tendency will be steady – northern meridional epoch will be prevail.

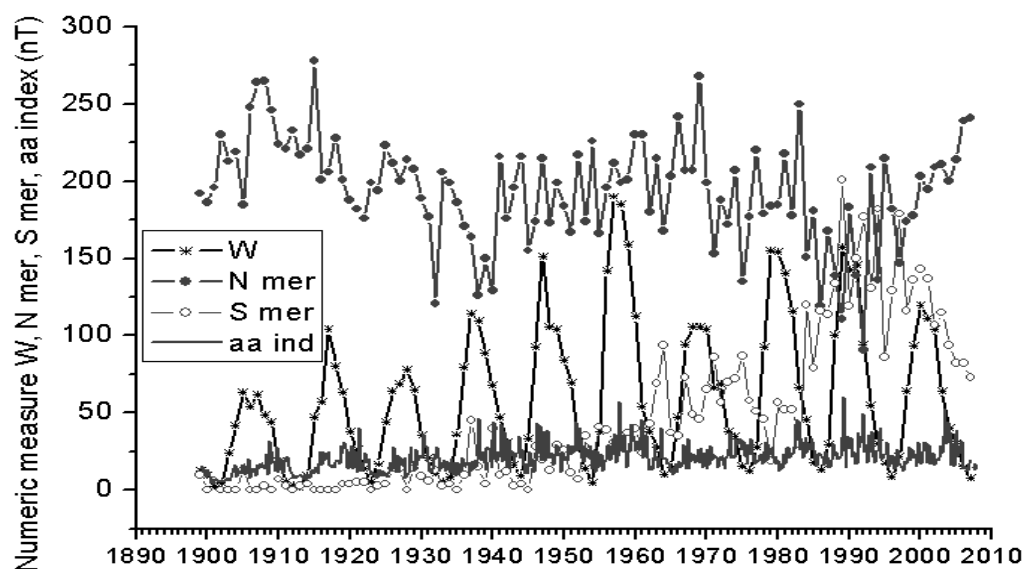


Figure shows the behavior of yearly Wolf's numbers, northern (N mer) and southern (S mer) circulation and aa-indices in all over period 1899-2008.

Работа поддержана РФФИ, грант НШ-4573.2008.2. и № 08-05-00475.

References

1. *Kononova N.K.*, Fluctuations of Northern Hemisphere atmospheric circulation in 1899-2002. Proceedings of the International Conference "Mathematical Methods in Geophysics", Novosibirsk, Inst. of Comp. Math. And Math. Geoph. Publ., Part II, p. 405-408, 2003.
2. *Val'chuk T.E., Kononova N.K., Chernavskaya M.M.*, Climatic changes over 102 years period: helio- and geomagnetic parameters in connection with the North Hemisphere tropospheric circulation. Proceedings of 4-th International Conference Problems of Geocosmos, p. 277-280, 2002.
3. *Chernavskaya M.M., Kononova N.K., Val'chuk T.E.*, Correlation between atmospheric circulation processes over the Northern Hemisphere and parameter of solar variability during 1899-2003. Advances in Space Research. Volume 37, Issue 8, p. 1640-1645, 2006.

ДОЛГОВРЕМЕННЫЕ ЦИКЛЫ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ПО ДАННЫМ О ^{10}Be ЗА ПОСЛЕДНИЕ 10 ТЫСЯЧ ЛЕТ

Васильев С.С., Дергачев В.А.

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

LONG-TERM CYCLES OF SOLAR ACTIVITY ACCORDING TO ^{10}Be DATA FOR THE LAST 10 THOUSAND YEARS

Vasiliev S.S., Dergachev V.A.

Ioffe Physical-Technical Institute, St. Petersburg, Russia

The radioisotope ^{10}Be is formed at interaction of cosmic rays with nuclides of atmosphere of the Earth. The data used in the work on ^{10}Be concentration are received at glacier drilling in the central part of Greenland (GRIP). The periodogram of data on ^{10}Be for project GRIP is revealed. On the periodogram there are lines which frequencies are described by a linear relation that specifies in their interdependence. As a result of the data analysis it is shown, that rate of ^{10}Be formation is cyclic. Average duration of the cycle for last 10 thousand years is estimated as 1000 years.

Введение

Радиоизотоп ^{10}Be образуется в результате взаимодействия космических лучей с нуклидами атмосферы Земли. Скорость образования изотопов зависит от потока космических лучей на границе атмосферы, изменяющегося под влиянием солнечной активности и магнитного поля Земли. Образовавшиеся атомы ^{10}Be захватываются аэрозолями, и после пребывания в атмосфере в течение 1-2 лет происходит их осаждение на поверхность Земли. Наибольшее значение для дальнейшего изучения имеет ^{10}Be , выпадающий на поверхность ледников Гренландии и Антарктиды. В результате сезонных климатических процессов формируются годовые слои ледников. Слоистая структура ледников позволяют рассматривать их как датированные природные архивы, содержащие важную информацию о скорости образования космогенных изотопов.

Анализ данных по ^{10}Be

Анализировались данные по концентрации ^{10}Be в слоях ледника Гренландии для проекта GRIP [1]. Данные датированы временным интервалом 316-9327 гг. ВР¹. Поскольку скорость накопления льда в леднике в течение Голоцена известна [2], легко осуществить переход от измеряемой концентрации ^{10}Be в керне к потоку ^{10}Be на поверхности Земли.

¹ Английская аббревиатура ВР (before present) применяется для указания даты, отсчитываемой в годах в прошлое. За начало отсчета принимают 1950 г.

Для Голоцена естественным является предположение о постоянстве переноса ^{10}Be в атмосфере [1]. Для стационарного переноса ^{10}Be справедливо простое соотношение между потоком ^{10}Be , обозначенным как F , и скоростью образования ^{10}Be в атмосфере, Q , а именно $F \propto Q$, где коэффициент пропорциональности несущественен для данной работы.

Важно то, что при измерении концентрации ^{10}Be толщина образцов анализируемого льда была непостоянна. Среднее значение толщины образца – 4,2 года. Разработано несколько подходов для спектрального анализа данных с переменным шагом. В данной работе использовался метод, авторами которого являются Lomb [3] и Scargle [4], усовершенствованный далее в работе [5].

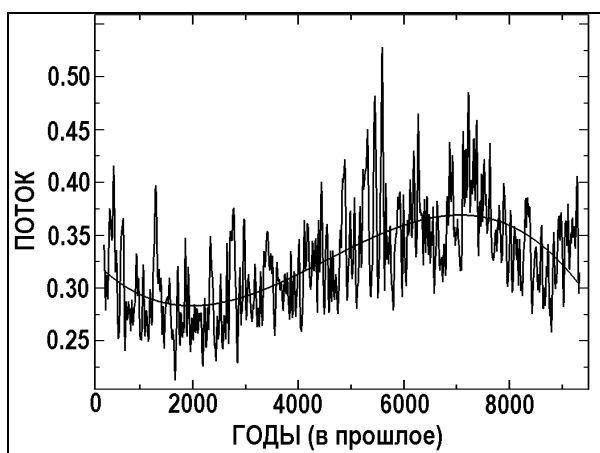


Рис. 1.

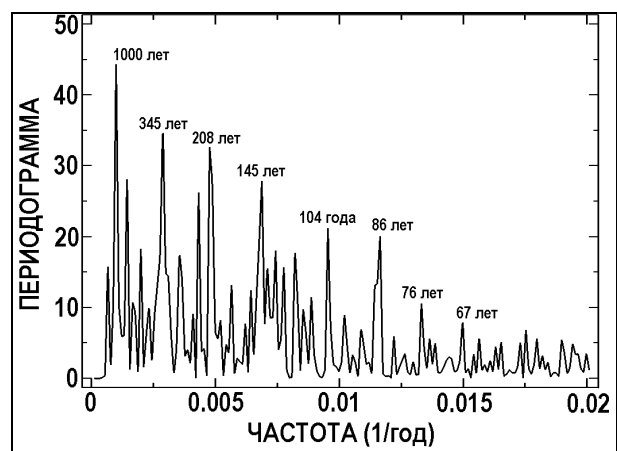


Рис. 2.

На рис. 1 показан поток ^{10}Be в единицах $10^6 \text{ атом см}^{-2} \text{ год}^{-1}$ за последние 9000 лет. Монотонная кривая – долговременная составляющая потока (тренд²), обусловленная изменением магнитного поля Земли [6, 7]. При подготовке данных для анализа тренд удалялся. Результаты периодограммного анализа представлены на рис. 2, где указаны периоды наиболее заметных линий.

Природа мощных линий, присутствующих на периодограмме, может быть солнечного, геомагнитного или климатического происхождения. В работе Васильева и Дергачева [8] показано, что рассматриваемые линии возникают, по-видимому, из-за ослабления солнечной активности в эпохи глубоких минимумов типа маундеровского.

Что касается периодограммы, следует заметить, что все мощные линии на рис. 2 расположены через примерно равный частотный промежуток. На рис. 3 показана зависимость частоты линии от ее номера, соответствующего положению на рис. 2. На рис. 3 проведена линия регрессии,

² Слово **тренд** происходит от английского слова trend (тенденция) и означает закономерность, характеризующую общую долгосрочную тенденцию в изменениях показателей временного ряда.

уравнение которой $\omega_k = 0.001 + (k-1) \cdot 0.002$, где k – номер периодической составляющей, а частота измеряется в единицах год^{-1} . Следовательно, можно ожидать, что изменение скорости образования ^{10}Be имеет циклический характер, а продолжительность цикла равна ~ 1000 лет.

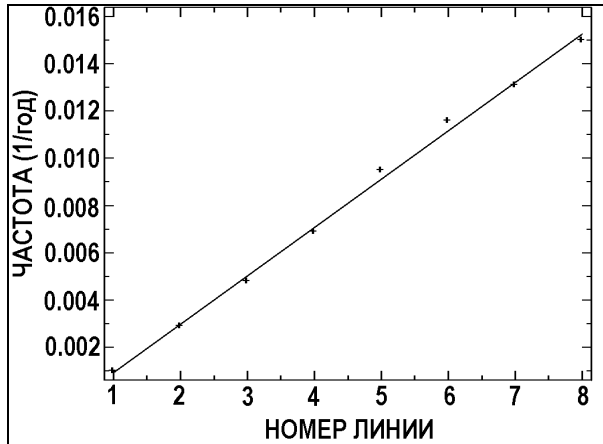


Рис. 3.

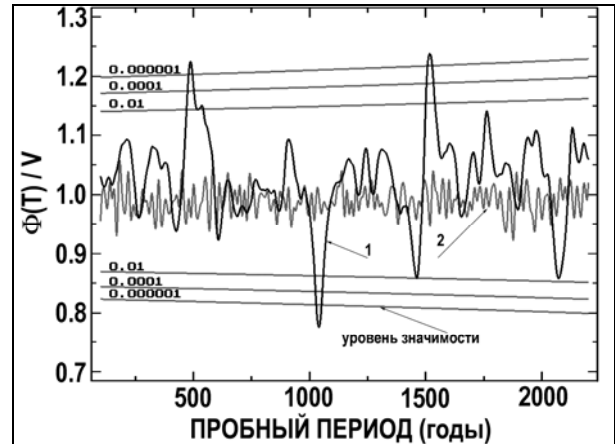


Рис. 4.

Присутствие циклов в данных можно проверить, исходя из определения понятия "период функции". Так функция $f(x)$ имеет период T , если для любого x выполняется соотношение: $f(x) = f(x+T)$. Для анализа цикличности следует рассмотреть выражение $\Phi(T) = \langle (f(x) - f(x+T))^2 \rangle$, где через скобки $\langle \dots \rangle$ обозначена операция усреднения по x . При поиске продолжительности цикла следует вычислить Φ для некоторого интервала значений T . Если пробное значение периода совпадет с продолжительностью цикла, то Φ примет минимальное значение. Это минимальное значение не обязательно равно нулю, т.к. реальные данные содержат шум.

На рис. 4 представлены результаты поиска циклов в данных по ^{10}Be . По вертикальной оси отложена величина $\Phi(T)$, деленная на дисперсию данных V , по горизонтальной оси – пробный период T . Кривая, соответствующая анализируемым данным, помечена индексом 1. Из рис. 4 видно, что кривая 1 имеет единственный минимум, положение которого указывает на возможность существования цикла в скорости образования ^{10}Be продолжительностью ~ 1000 лет.

В работе уделено внимание изучению значимости полученного результата по анализу цикличности. Как это принято при статистическом анализе, реальные данные сравнивались с гауссовским шумом. Для шума, так же как для реальных данных, рассматривается функция $\Phi(T)$ (см. кривую 2), которую обозначим здесь через $\tilde{\Phi}(T)$. Поскольку функция распределения отклонений от среднего для $\tilde{\Phi}(T)$ представляет собой χ_n^2 (хи-квадрат) с n степенями свободы, где n – число точек усреднения, можно

вычислить вероятности отклонения. На рис. 4 эти вероятности обозначены как уровни значимости. Сравнивая ход кривой I с уровнями значимости (см. рис. 4), видим, что отклонение кривой I от среднего уровня в области пробного периода ~ 1000 лет может быть с ничтожно малой вероятностью обусловлено флуктуациями шума. Таким образом, существование цикла в скорости образования ^{10}Be продолжительностью ~ 1000 лет статистически значимо.

Заключение

Проведен спектральный анализ данных GRIP по скорости образования ^{10}Be за последние 10 тыс. лет. В спектре обнаружены гармонические компоненты, периоды которых занимают диапазон от 1000 лет до нескольких десятков лет, и которые расположены на периодограмме примерно через равный частотный промежуток. Ранее было показано [8], что рассматриваемые линии возникают, по-видимому, из-за ослабления солнечной активности в эпохи глубоких минимумов типа маундеровского. В результате проведенного исследования показано, что скорость образования ^{10}Be циклична, а продолжительность цикла составляет ~ 1000 лет.

Литература

1. *Vonmoos M., Beer J., Muscheler R.* Large variations in Holocene solar activity: Constraints from ^{10}Be in the Greenland Ice Core Project ice core. // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 111. A10105. doi:10.1029/2005JA011500.
2. *Dahl-Jensen D., Johnsen S.J., Hammer C.U., Clausen H.B., Jouzel J.* Past accumulation rates derived from observed annual layers in the GRIP ice core from Summit, central Greenland. // W.R. Peltier, editor. *Ice in the Climate System*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, Germany, 1993, P. 517-532.
3. *Lomb N.R.* Least-squares frequency analysis of unequally spaced data. // *Astrophysics and Space Science*. 1976. V. 39. P. 447.
4. *Scargle J.D.* Studies in astronomical time series analysis. II. Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data. // *Astrophys. J.* 1982. V. 263. P. 835.
5. *Press W.H., G.B. Rybicky.* Fast algorithm for spectral analysis of unevenly sampled data. // *Astrophys. J.* 1989. V. 338. P. 277.
6. *Yang S., Odah H., Shaw J.* Variations in geomagnetic dipole moment over the last 12000 years. // *Geophys. J. Intern.* 2000. V. 140. P. 158.
7. *Korte, M., Constable, C.G.* The geomagnetic dipole moment over the last 7000 years -- new results from a global model. // *Earth and Planetary Science Letters* 2005. V. 236. P. 348-358. doi:10.1016/j.epsl.2004.12.031
8. *Васильев С.С., Дергачев В.А.* Солнечная активность за прошедшие 10 тыс. лет по данным о космогенных изотопах ^{10}Be и ^{14}C . // *Известия РАН, сер. физ.* 2009. Т. 73 (3). С. 396.

ВЛИЯНИЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ НА ИОНИЗАЦИЮ АТМОСФЕРЫ

Васильев Г.И.¹, Остряков В.М.², Павлов А.К.¹

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

²*Государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия*

GAMMA-RAY INFLUENCE ON THE ATMOSPHERIC IONIZATION

Vasilyev G.I.¹, Ostryakov V.M.², Pavlov A.K.¹

¹*Ioffe Physical Technical Institute, St. Petersburg, Russia*

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

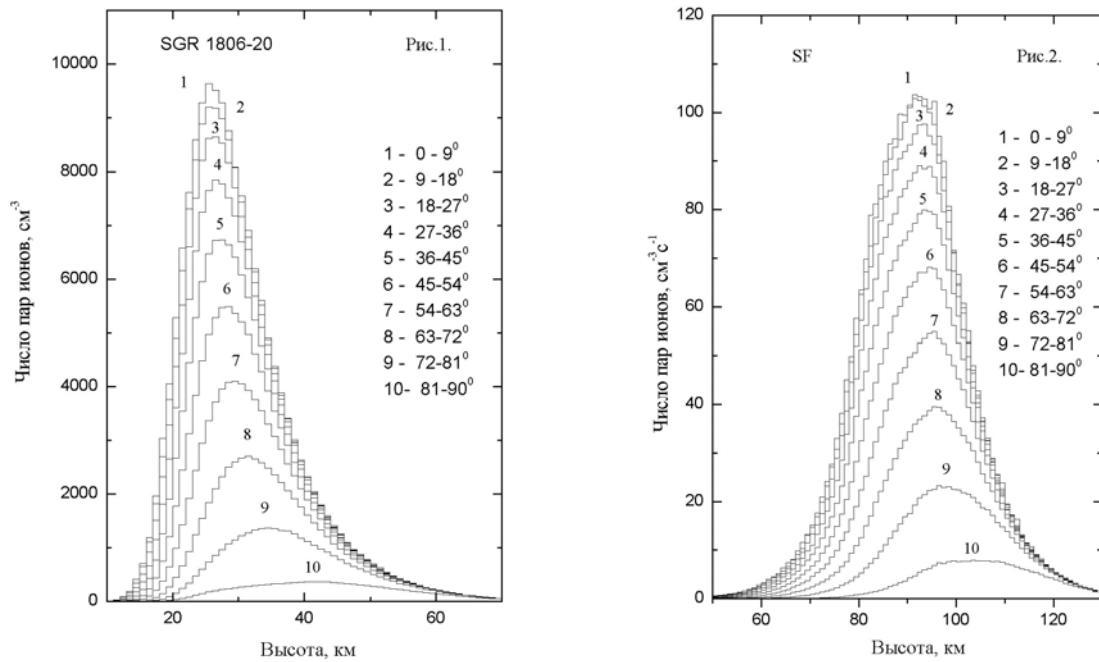
On the basis of the standard GEANT4 code we carry out the simulations of the ion production rate in the Earth's atmosphere caused by gamma-ray sources such as powerful gamma-ray burst and solar flare. At rather high energies of gamma-quanta the maximum of the ion production rate is located at altitudes 25-30 km. It is just the region of significant influence on the cloud formation and, hence, on climate as large.

Среди “внешних факторов” воздействия на степень ионообразования в земной атмосфере обычно рассматривают как постоянно действующие (например, галактические космические лучи), так и случайно распределённые во времени потоки частиц и излучений (солнечные вспышки, галактические гамма-всплески, взрывы близких сверхновых звёзд и др.). Скорость ионообразования, вероятно, связана со скоростью конденсации воды в воздухе и, следовательно, с образованием облаков [1]. Облачность, в свою очередь, определяет альбедо нашей планеты и поэтому может значительно сказываться на земной погоде и климате в целом.

В настоящей работе с помощью стандартного кода GEANT4, применявшегося ранее в задаче с падающими на атмосферу электронами и более тяжёлыми частицами [4], мы рассмотрим влияние потоков жёсткого электромагнитного излучения на скорость генерации ионов. При этом проанализировано влияние гигантского гамма-всплеска 27 декабря 2004 года [2] и мощной солнечной вспышки [3]. Для γ -излучения рассмотрение должно включать, помимо высоты h в атмосфере, также и угол θ , отсчитываемый от зенитного направления на источник.

Мощный гамма-всплеск SGR 1806-20 имел длительность 0.18 с и общую энергетiku ~ 0.87 эрг/см² в начальном импульсе. На Рис. 1 приведены кривые полученной общей атмосферной ионизации для различных углов θ . Из этого рисунка видно, что максимальная амплитуда ионизации (для $\theta = 0$) примерно на 2-3 порядка превышает аналогичный вклад от постоянно действующих галактических космических лучей [4].

Форма входного энергетического спектра для γ -всплеска была близка



к зависимости $\sim 1/E$, поэтому максимумы кривых пришлись на высоты 25-30 км. Это как раз те области в атмосфере, которые наиболее чувствительны к фотохимическим изменениям и, следовательно, к изменениям в концентрации озона. Спектр излучения от солнечной вспышки был выбран гораздо более мягким: в области энергий от 20 кэВ до 1 ГэВ он хорошо описывался законом E^{-a} ($a \sim 2.5$). Для области малых энергий от 1 кэВ до 20 кэВ излучение, имеющее тепловое происхождение, экспоненциально по форме; общий поток и энергетика анализируемой вспышки составляют соответственно, $\sim 4.1 \times 10^6$ фотон $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ и $\sim 8.5 \times 10^6$ кэВ $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$. Максимум ионизации попал в верхние слои атмосферы $h \sim 90-100$ км (Рис. 2), слабо влияя на облачность. Безусловно, эти оценки зависят от показателя степени a , который меняется от вспышки к вспышке ($a \sim 2 \div 7$), но его величина никогда не наблюдалась меньше 1.5.

Итак, в настоящей работе с помощью стандартного кода GEANT4 просчитана атмосферная ионизация, вызванная реальными источниками гамма-излучения со спектрами, взятыми из наблюдений. Эта процедура была проделана нами для гамма-всплеска и солнечной вспышки. Полученные высотные профили ионизации планируется ввести в фотохимическую модель атмосферы в качестве источника N, O, NO_x и HO_x для расчёта отклика атмосферы на такое внешнее воздействие.

Работа поддержана грантом РФФИ-CRDF № 09-02-92501-ИК_a.

Литература

1. Svensmark H., 1998, Phys. Rev. Lett., **81**, 5027.
2. Фредерикс Д.Д. и др., 2007, Письма в Астрон. Журнал, **33**, 3.
3. Aschwanden M.J., 2002, Space Sci. Rev., **101**, 1.
4. Vasilyev G.I. et al., 2008, J. Atmosph. Solar-Terr. Phys., **70**, 2000.

ДОЛГОПЕРИОДНЫЕ ВАРИАЦИИ ЭФФЕКТОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В АТМОСФЕРНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ УМЕРЕННЫХ И ВЫСОКИХ ШИРОТ

Веретененко С.В.

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

LONG-PERIOD VARIATIONS OF SOLAR ACTIVITY EFFECTS ON THE ATMOSPHERE CIRCULATION AT MIDDLE AND HIGH LATITUDES

Veretenenko S.V.

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

Effects of solar activity and galactic cosmic rays (GCR) on the atmosphere circulation were studied, the NCEP/NCAR ‘reanalysis’ data for the period 1948-2006 being used. It was shown that the spatial distribution of the correlation coefficients between the pressure in the troposphere and GCR intensity is defined by the climatic position of the main atmospheric fronts. The long-term variations of the correlation coefficients were found, with the change of the correlation sign over all the regions being observed in the early 1980s.

В работе исследованы эффекты солнечной активности и потоков ГКЛ в вариациях атмосферного давления (геопотенциальной высоты (GPH) изобарического уровня 700 гПа) с использованием архивов ‘реанализа’ [1]. На рис. 1 представлена карта коэффициентов корреляции между среднегодовыми значениями GPH700 и скорости счета нейтронного монитора (Клаймакс) для периода 1982-2000 гг., а также климатическое положение основных атмосферных фронтов согласно [2].

Приведенные данные показывают региональный характер вариаций давления при изменении потока ГКЛ. Можно выделить следующие области: 1) высокоширотную область положительной корреляции в северном полушарии, границы которой совпадают с климатическим положением арктического фронта (в высоких широтах южного полушария, наоборот, наблюдается отрицательная корреляция); 2) области отрицательной корреляции в умеренных широтах северного и южного полушарий, совпадающие с климатическим положением полярных фронтов (областями внетропического циклогенеза); 3) область положительной корреляции в районе экваториальной ложбины. Обнаружены также долгопериодные изменения эффектов ГКЛ в вариациях давления. Так, для периода 1953-1981 гг. распределение коэффициентов корреляции имеет ту же региональную структуру, что и для периода 1982-2000 гг., но при этом знак корреляции в выделенных регионах меняется на противоположный. Временной ход скользящих коэффициентов корреляции ($T = 11$ лет) между среднегодовыми зональными значениями GPH700 и потоками ГКЛ показан на рис. 2.

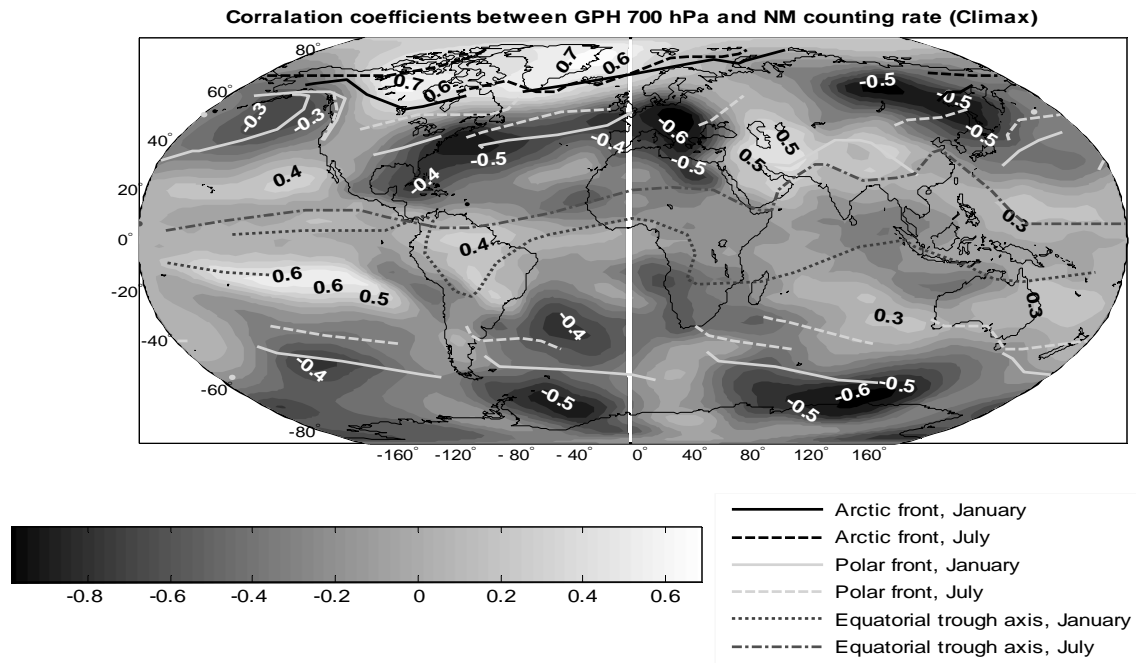


Рис. 1.

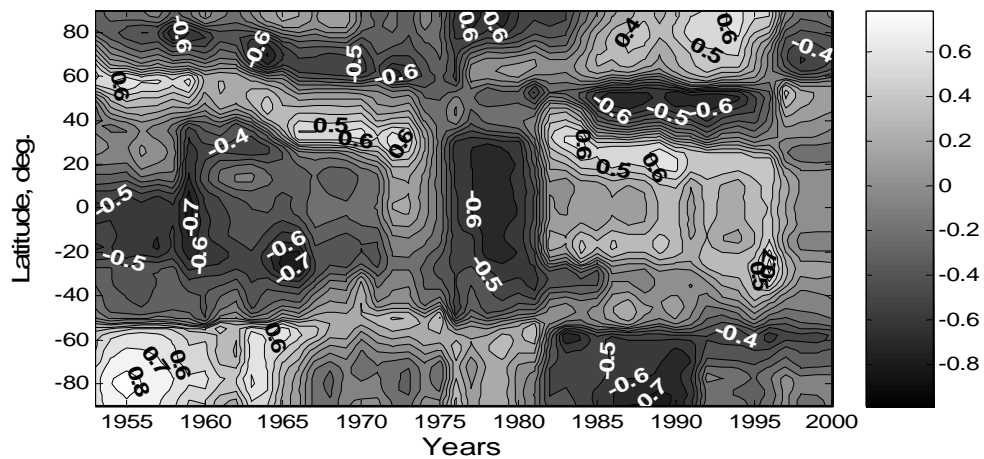


Рис. 2.

Таким образом, результаты данной работы показали, что эффекты ГКЛ в вариациях давления имеют ярко выраженный региональный характер, определяемый особенностями тропосферной циркуляции в исследуемых регионах. При этом в различные временные периоды увеличение потока ГКЛ может как способствовать развитию барических систем, характерных для данного региона, так и ослаблять их. Знак эффектов ГКЛ в развитии барических образований умеренных и низких широт определяется, по-видимому, характером отклика на изменение интенсивности ГКЛ высокоширотной атмосферы.

Литература

1. Kalnay, E. et al. // Bull. Amer. Meteorol. Soc., 1996, 77, 437-472.
2. Хромов С.П., Петросяня М.А. Метеорология и климатология. М.: Изд. МГУ, 1994.

ИЗМЕНЕНИЕ ПОЛЯРНОСТИ ФОТОСФЕРНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В СОЛНЕЧНОМ ЦИКЛЕ

Вернова Е.С.¹, Тясто М.И.¹, Данилова О.А.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*

CHANGE OF THE PHOTOSPHERIC MAGNETIC FIELD POLARITY DURING SOLAR CYCLE

Vernova E.S.¹, Tyasto M.I.¹, Danilova O.A.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*

Changes of the photospheric magnetic field are studied using Kitt Peak synoptic maps for 1976-2003. Though fluxes of magnetic field with positive and negative polarities are closely correlated, difference between these fluxes shows systematic changes connected to the phase of the solar cycle. Drastic changes both of longitudinal distribution and of temporal behavior are observed for periods ascent-maximum and decrease-minimum of the solar cycle.

Временные и пространственные изменения положительного и отрицательного потоков фотосферного магнитного поля рассмотрены на основе синоптических карт Китт Пик, 1976-2003 гг. Можно ожидать, что в области низких широт, где определяющий вклад вносят поля пятен, положительные и отрицательные поля развиваются синхронно – как во времени, так и в пространстве. Для высоких широт определяющим является глобальное поле, для которого характерна противоположная картина – усиление поля одной полярности в одном из полушарий сопровождается усилением противоположной полярности в другом полушарии.

Ранее мы показали [1], что долготное распределение магнитного поля зависит от фазы 11-летнего цикла: для фазы подъем-максимум активная долгота близка к 180° , для фазы спад-минимум – к 0° . Объединение фазы подъема с максимумом и фазы спада с минимумом оправдано тем, что внутри этих интервалов сохраняется определенное соотношение полярностей глобального и локальных полей Солнца. Границы интервалов – смена полярности ведущего пятна в минимуме цикла, либо смена знака общего магнитного поля Солнца (ОМПС) вблизи максимума. Магнитный цикл Солнца состоит из четырех таких интервалов, внутри которых сохраняется полярность глобального и локальных магнитных полей.

Для оценки долготного распределения фотосферного магнитного поля использовалась методика векторного суммирования [2]. Распределение доминирующих долгот положительных и отрицательных полей дано на

рис. 1. Для двух частей 11-летнего цикла наблюдаются два противоположных типа долготного распределения фотосферного поля: выпуклое – для фазы подъема и максимума с максимумом долготного распределения на 180° (рис. 1а, в), и вогнутое – для спада и минимума с максимумом на $0^\circ/360^\circ$ (рис. 1б, г). Пространственные распределения положительных и отрицательных магнитных полей не проявляют существенных отличий.

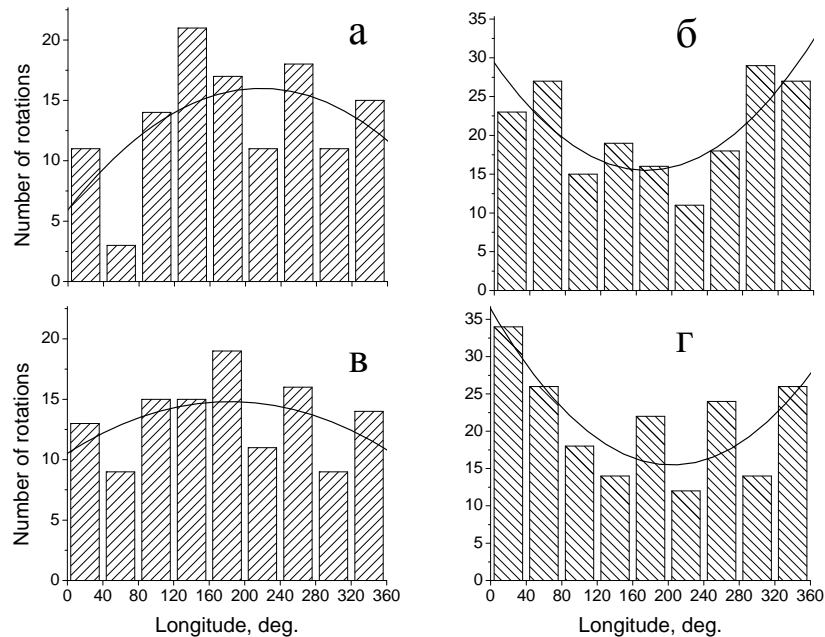


Рис. 1. Долготное распределение сильных магнитных полей $|B| > 100$ Гс за 1976-2003 гг. для интервала гелиоширот от -40° до $+40^\circ$: а) и б) положительная полярность; в) и г) отрицательная полярность; периоды подъем-максимум (а, в) и спад-минимум (б, г). Огибающие – аппроксимация полиномом 2-й степени.

Напротив, временной ход сильных приэкваториальных полей обнаруживает разницу в поведении полей разной полярности. На первый взгляд, временные ходы положительных и отрицательных потоков говорят только о тесной корреляции друг с другом и общей связи с солнечным циклом (рис. 2а). Однако разность между этими потоками показывает систематические изменения в связи с фазами солнечного цикла (рис. 2б). Можно видеть, что знак разности изменяется вблизи от времени переполюсовки ОМПС. Разность близка к 0 при низких значениях чисел Вольфа. При числах Вольфа больше 40 наблюдается связь знака разности со знаком полярного поля. Для тех лет, когда полярность северного полушария была отрицательна, разность также всюду отрицательна. Но, когда северное полушарие меняет знак на положительный, разность также становится положительна. Так же как и для долготного распределения магнитного поля, разность положительного и отрицательного потоков оказывается связанной с четвертью магнитного цикла. Действительно, для нечетных циклов разность положительна для периодов подъем-максимум, в то время как для спада-

минимума разность отрицательна. В 22-м цикле картина противоположна: разность отрицательна для подъема-максимума и положительна для периодов спад-минимум. Таким образом, для периода 1976-1996 гг. знак разности сохранялся в течение каждой четверти 22-летнего магнитного цикла.

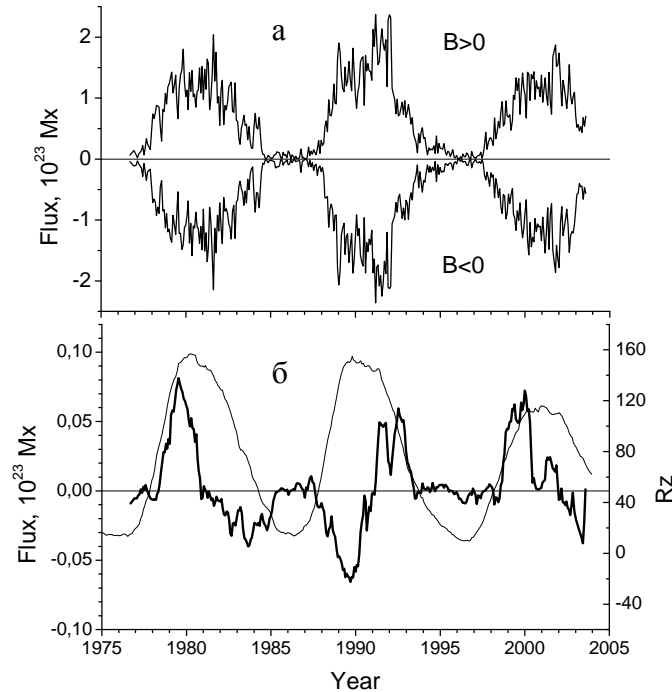


Рис. 2. Потоки сильных магнитных полей $|B| > 100$ Гс от $+40^\circ$ до -40° гелиошироты: а) потоки положительных и отрицательных полей; б) сглаженная разность потоков (жирная линия), числа Вольфа (тонкая линия)

До сих пор мы рассматривали магнитные поля разной полярности, учитывая их величину. При этом, естественно, определяющими для приэкваториальных областей были сильные поля. Существует другой подход: каждому пикселю синоптической карты присваивается значение $+1$ или -1 в зависимости от знака поля. В этом случае речь идет о площади, занятой полем определенной полярности. Для гелиоширот выше 40° (N полушарие, рис. 3а) доля пикселей со знаком плюс изменяется так, как можно ожидать для глобального магнитного поля в 22-летнем цикле: экстремумы наблюдаются в минимумах солнечной активности. Соответственно, почти синхронно изменяются поля отрицательной полярности в противоположном, S полушарии (рис. 3б). Однако полной синхронности в их изменении нет (рис. 3в). Более того, рассогласование полей разной полярности обладает рядом особенностей, регулярно повторяющихся и, по-видимому, связанных с 22-летним циклом.

Прежде всего, обращает на себя внимание общая симметрия картины, состоящей из двух зеркально отраженных частей, продолжительностью около 12,5 лет каждая. Точка, разделяющая эти 2 части, приходится на 1990 год – период реполюсовки ОМПС. Внутри каждой части можно

видеть два периода доминирования одной полярности, разделенных интервалом с разностью, близкой к нулю. Примечательно, что в период доминирования определенной полярности кривая разности имеет двугорбый вид. Эти детали можно было бы отнести к случайным флуктуациям, если бы они не повторялись буквально в мелочах во второй, зеркально симметричной части.

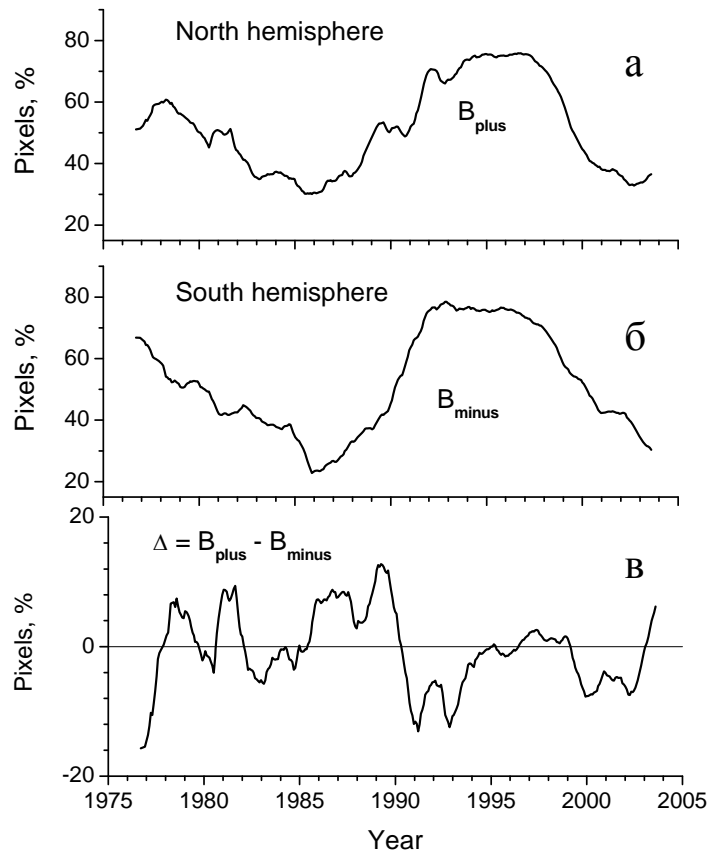


Рис. 3. Доля поверхности Солнца, занятая магнитными полями положительной (а) и отрицательной (б) полярности: гелиошироты от $+40^\circ$ до $+90^\circ$ (а) и от -40° до -90° (б). в) – разность между положительным потоком N полушеры и отрицательным потоком S полушеры. Кривые сглажены по 15 солнечным оборотам.

Таким образом, как долготное распределение, так и временной ход фотосферных магнитных полей в ходе солнечного цикла проявляют определенные повторяющиеся особенности. Магнитные поля разной полярности развиваются асинхронно, причем временное рассогласование тесно связано с фазой солнечного цикла. Регулярность в проявлениях рассогласования говорит о том, что они возникают закономерно и являются частью магнитного цикла Солнца.

Работа получила поддержку РФФИ (грант № 07-02-00920).

Литература

1. Vernova E.S., Mursula K., Tyasto M.I., Baranov D.G.: 2004, Solar Phys., **221**, 151.
2. Vernova E.S., Tyasto M.I., Baranov D.G.: 2007, Solar Phys., **245**, 177.

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ ДЛЯ ВРЕМЕНИ ОЖИДАНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ВСПЫШЕК НА СОЛНЦЕ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ИХ МОЩНОСТИ

Веселовский И.С.^{1,2}, Прохоров А.В.¹

¹НИИЯФ МГУ, Москва

²ИКИ РАН, Москва

STATISTICAL ESTIMATION OF SOLAR X-RAY FLARES WAITING TIMES IN DEPENDENCE ON THEIR POWER

Veselovsky I.S.^{1,2}, Prokhorov A.V.¹

¹SINP MSU, Moscow

²IKI RAS, Moscow

There is a relation between the power of the flare and its waiting time but it is not well-studied. Some authors fit waiting time distribution of flare events with given power by power law function and extrapolate it to low and high flare energies. In the report the limitations of GOES X-Ray experimental equipment in detecting low-power (C1 and less) and high-power (X5 and more) flares and their influence at flare statistics are studied. The impossibility of single power-law function fitting of flare waiting time distribution in the whole energy range and the impossibility of reliable statistical forecast of solar extreme events is proved.

Чем мощнее солнечная вспышка, тем меньше ее вероятность. Эта общая закономерность для достаточно сильных событий хорошо известна и подтверждается нами в данном сообщении на основе данных, полученных на ИСЗ серии GOES за последние 30 лет. Однако, несмотря на существующую взаимосвязь между мощностью вспышки и её временем ожидания, она не является простой и полностью изученной. В литературе на этот счет иногда встречаются не вполне достоверные экстраполяции для вероятности событий в виде степенных функций мощности как в область малых, так и больших вспышек. Следствием первого обстоятельства явилась широко известная концепция «нановспышек» как основного механизма нагрева солнечной короны. Эта теория подвергается сомнению в первую очередь в силу своей недостаточной наблюдательной обоснованности. По-видимому, она в целом переоценивает число мелких событий, трудно отличимых от постоянного фона. Остается открытым ряд вопросов, касающихся выбора аппроксимаций для гистограмм времён ожидания вспышек и трактовки природы процессов, приводящих к наблюдаемым закономерностям. В некоторых работах [1-3] проводился анализ статистики исключительно по времени ожидания без учёта мощности произошедшей вспышки и на основании получаемых результатов делались мало обоснованные выводы [3-4] о справедливости тех или иных моделей развития отдельного вспышечного процесса и вспышечной активности в целом.

Для выделения вспыхечных событий на ИСЗ GOES используется интегральный рентгеновский спектр. Критерием вспышки является непрерывное повышение интенсивности рентгеновского излучения на протяжении 4-х минут с дополнительными ограничениями на скорость роста. Таким образом, часть реально произошедших вспышек отсеивается. Также не может быть обнаружена вспышка, произошедшая одновременно с более мощной или на спаде более мощной. В периоды максимума солнечной активности, когда среднестатистическая мощность и частота вспышек растёт, по этой причине могут отбрасываться события класса C4 и ниже [1], в то время как в периоды минимума активности они хорошо различимы на уровне фона. Потеря событий класса C1 может достигать 52% [2].

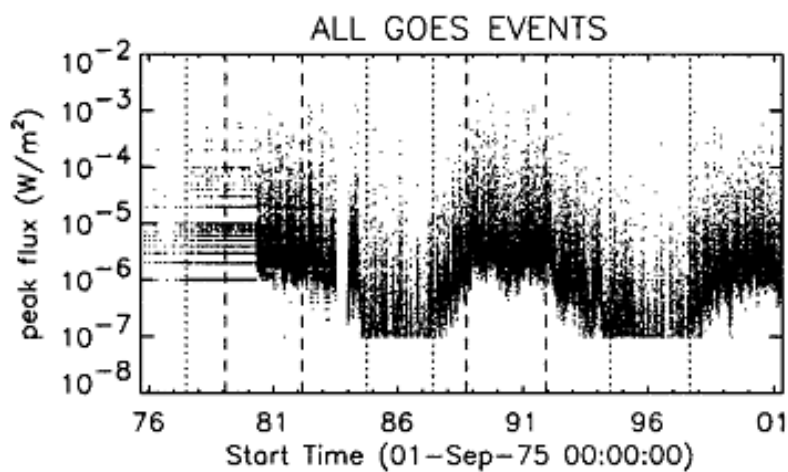


Рис. 1. Полная статистика по рентгеновским вспышкам с 1976 по 2001 год [1].

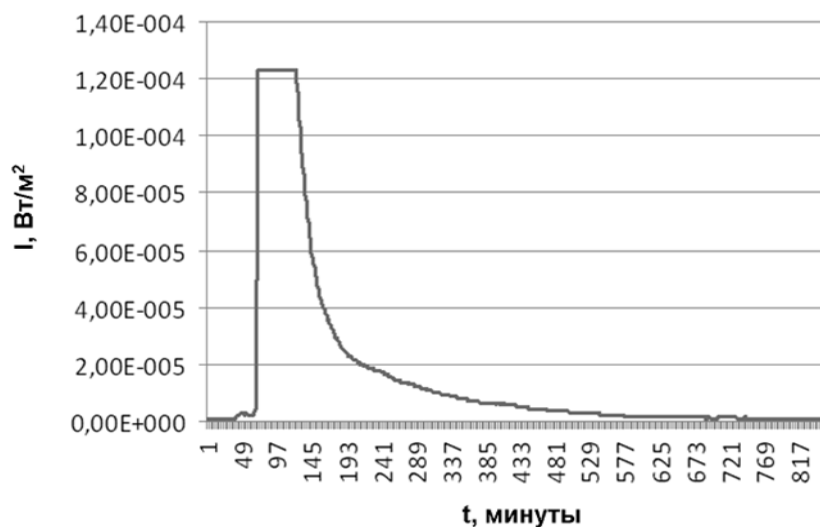


Рис. 2. Пример перехода прибора в режим насыщения.

В области мощных событий класса X и выше основную сложность для статистического анализа составляют малое число событий и невозможность достоверно определить пиковое энерговыделение некоторых особо

мощных вспышек. Последняя проблема связана с переходом детектора в режим насыщения при достижении некоторой пороговой интенсивности излучения. Определение энергии по косвенным критериям и экстраполяция приводят в данных случаях к существенным неточностям. С каждым новым поколением спутников GOES этот порог увеличивается, однако часть событий остаются упущенными, что, учитывая их редкость, сильно искажает статистику.

Для проведения экстраполяций в области высоких и низких энергий была взята предполагаемая связь между временем ожидания события и его энергией [1-2]:

$$E = Q \left(\frac{V_A t_b}{q_b} \right)^2 \sim (\Delta t)^2$$

В предложенной этими авторами модели не указаны границы её применимости. Для проверки достоверности получаемых экстраполяций было использовано найденное таким путем значение времени ожидания вспышки класса X1000. Последствия подобного события могли бы быть катастрофическими для биосферы и должны были бы оставить свой след и память на Земле.

Различные способы подобной экстраполяции, учитывающие или не учитывающие заведомо искажённую статистику в области малых и сверхмалых (С4 и ниже), мощных и сверхмощных (X1 и выше) вспышек, приводят к выводу, что время ожидания вспышки класса X1000 должно было бы находиться в пределах от 700 до 10000 лет. Попытки экстраполяции другими функциями приводят к временам ожидания до $17 \cdot 10^6$ лет.

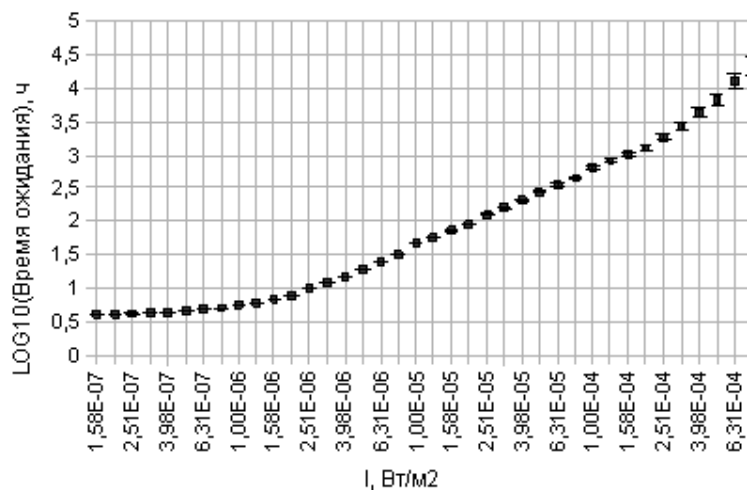


Рис. 3. Экспериментальный график зависимости времени ожидания вспышки от её мощности.

Таким образом, достоверный статистический прогноз для времени ожидания солнечных вспышек, в десятки и сотни раз превосходящих по мощности те, которые наблюдались до сих пор, на основе экстраполяций

статистических данных в настоящее время сделать нельзя. Экстраполяция единым степенным законом во всем интервале мощности в принципе невозможна из-за расходимости нормировочного интеграла по энергии на нижнем или верхнем пределе для слишком крутых или пологих спектров, соответственно. Рис. 3 иллюстрирует наблюдаемую ситуацию.

Литература

1. *Wheatland M.S. and Litvinenko Y.E.* Understanding Solar Flare Waiting-Time Distributions, *Solar Phys.* Vol. 211, Numbers 1-2, 255-274, 2002.
2. *Wheatland M.S.* Rates of flaring in individual active regions, *Solar Phys.* Vol. 203, 87-106, 2001.
3. *Grigolini P., Leddon D., and Scafetta N.* Diffusion entropy and waiting time statistics of hard-x-ray solar flares, *Phys. Rev. E* 65, 046203, 2002.
4. *Scafetta N. and West B.J.* Solar Flare Intermittency and the Earth's Temperature Anomalies, *Phys. Rev. Lett.* 90, 248701 2003.

ПРОГНОЗ МИНИМУМА И ЕГО РОЛЬ В ПРОГНОЗЕ ФОРМЫ 11-ЛЕТНЕГО ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Волобуев Д.М.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург

THE FORECAST OF THE MINIMUM EPOCH AND ITS CONSEQUENCE TO FORECAST OF THE SHAPE OF THE SUNSPOT CYCLE

Volobuev D.M.

Central astronomical observatory at Pulkovo

Minimum epoch and the moment of the minimum are poorly defined for solar cycles because of coexistence of the magnetic fields and sunspots which belong both to old and new cycle. This moment is accurately defined only after 1-2 years of new cycle pass away and smooth curve of the sunspot numbers is available for the minimum with a definite growth tendency.

If we need to forecast the shape of the future cycle when staying near the minimum first we need to start from the forecast of the definite moment of the minimum. Here we extend the statistics gathered by Wilson about the time delay between first appearance of the new cycle sunspot and definite moment of the minimum of the cycle.

On extended statistics we found a tendency for decreasing of this time delay for both high and low cycles whereas for medium cycles time delay is higher (2 years for the cycle with maximum Wolf number about 90).

Момент минимума цикла определяется более или менее однозначно по сглаженному среднемесячному числу пятен лишь спустя 1.5-2 года после того, как он уже прошел. Таким образом, находясь в минимуме, мы не знаем этого точно, и вынуждены вычислять момент минимума по косвенным признакам для того, чтобы сделать какой-либо прогноз фазы следующего цикла. Мы столкнулись с этой проблемой при попытке сделать прогноз формы 24 цикла [1]. Задача о нахождении момента минимума была подробно рассмотрена Вильсоном [2], и мы следовали, в основном, идеям этой работы. Вильсон полагал, в частности, что существует некоторое среднее время задержки между моментом появления первого пятна нового цикла. Мы добавили в его статистику данные последних трех циклов и построили время задержки как функцию корня квадратного из амплитуды цикла (Рис. 1). Рассуждая на уровне грубых аналогий, можно считать, что число пятен пропорционально магнитной энергии, тогда квадратный корень, соответственно, пропорционален величине магнитного поля. Хотя разброс задержек в среднем весьма велик (Рис. 1), мы полагаем, что существует нелинейная зависимость, показанная на рисунке жирными прямыми линиями. Таким образом, задержка уменьшается для экстремальных, как низких, так и высоких циклов, и максимальна для средних циклов.

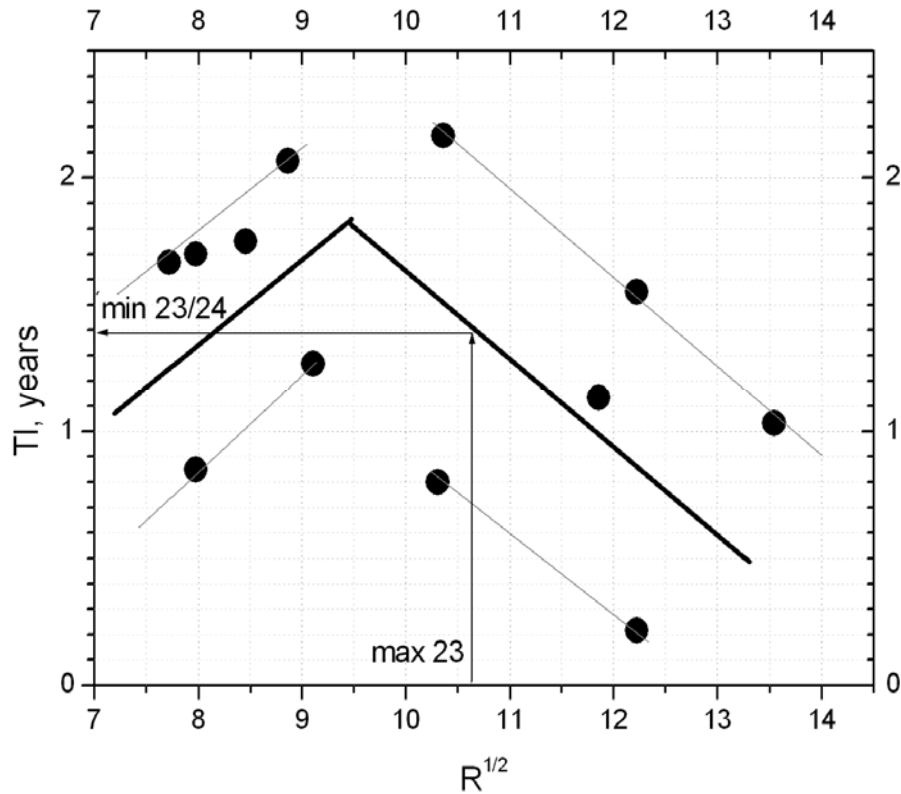


Рис. 1. Задержка момента минимума после появления первых пятен нового цикла как функция корня квадратного из максимального числа Вольфа $R^{1/2}$ в предыдущем цикле.

Первое пятно цикла 24 появилось 4 января 2008, следовательно, минимум должен иметь место в окрестности мая 2009 \pm 1.1 год.

Работа выполнена при поддержке следующих грантов: Фонд поддержки отечественной науки, Программа Президиума РАН «Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля», РФФИ 07-02-00379, 05-07-90107 и НШ 6110.208.2

Литература

1. *Volobuev, D.*: 2009, *Solar Phys.*, 258, 319.
2. *Wilson, R.M.*: 1987, *Solar Phys.*, 111, 255.

СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ В «МИРЕ МАРГАРИТОК»

Волобуев Д.М.

ГАО РАН

SOLAR ACTIVITY IN THE “DAISYWORLD”

Volobuev D.M.

Pulkovo Observatory

"Daisyworld" – is a widely known computer model which principally describes the possibility of ecology/climate link via albedo change with vegetation growth or decay. We discuss here the regimes of the model with extremely small/high incoming solar irradiance (insolation). These regimes disturb the homeostasis sustained with vegetation. This disturbance is highly nonlinear and leads to considerable amplifying of the small changes in the insolation. Specifically, 0.1% changes of insolation which is typical for 11-year solar cycle leads to ~0.2°C local temperature changes. We propose that these regimes should be actual for the equatorial deserts. To verify our hypothesis we calculated the perimeter of the deserts via satellite data on NDVI index. The perimeter changes are found to be significantly correlated with total solar irradiance within 11-year cycle.

Введение

Нелинейное моделирование в экологии началось с известных работ Лотки и Вольтерра (см. напр. [1]), где описана динамика популяций в системе хищник-жертва. В существенной степени этот подход был расширен известным русским математиком-эмигрантом В.А. Костицыным [2] для более широкого круга систем, включая связи между динамикой экологических популяций и климатом. Известно, что растительность в значительной степени способна изменять микроклимат, в частности локальное альbedo, а через посредство альbedo и температуру. При этом конкуренция между видами, в общем случае, поддерживает гомеостаз. Среди современных разработок этого подхода наиболее интересной абстрактной моделью является «Daisyworld» [3]. Модель описывает вариации альbedo и температуры на планете, заселенной двумя видами растительности – черными и белыми «маргаритками». При этом черные «маргаритки» поглощают солнечное излучение и, следовательно, подогревают планету, в то время как белые «маргаритки», наоборот, отражают излучение и охлаждают планету. Конкуренция между «маргаритками» стабилизирует температуру в довольно широких пределах (десятки процентов) изменения инсоляции. Выход за эти пределы, связанный с гибелью сначала одного из видов, а затем и второго, довольно резко приводит температуру ранее заселенной планеты к температуре пустой планеты.

Существуют ли реальные «маргаритки» на Земле? В действительности «маргаритки» являются некоторым обобщением довольно сложных

взаимодействующих процессов, приводящих к понижению (черная «маргаритка»), либо к повышению (белая «маргаритка») альбедо при увеличении инсоляции. Такие процессы анализируются, в частности, в работах [4, 5]. Например, расширение бореальных лесов при возрастании инсоляции приводит к уменьшению альбедо, в то время как увеличение количества фитопланктона через образование диметилсульфида (DMS) приводит к увеличению количества диоксида серы в составе атмосферы и к возрастанию альбедо. Существенная нелинейность, вызванная конкуренцией биологических видов, различным образом влияющих на альбедо, может привести к глобальным изменениям климата и к катастрофическому расширению полярных либо экваториальных пустынь [6]. В данной работе мы пытаемся связать «маргаритки» с переходом от большого биоразнообразия растений к единичным видам, выживающим в экстремальных областях приэкваториальных пустынь. Кроме того, мы полагаем, что эта нелинейность делает модель экстремально чувствительной к малым вариациям инсоляции в пограничных к пустыням областях, и пытаемся найти этому подтверждение в настоящей работе, анализируя фактические данные.

Данные и их обработка

Мы проанализируем в данной работе спутниковые данные о растительном покрове (индекс NDVI) в поисках локального отклика на вариацию инсоляции в 11-летнем цикле в пограничных областях пустынь. Индекс NDVI (Normalized Difference Vegetation Index) вычисляется как $NDVI = (NIR - VIS) / (NIR + VIS)$, где NIR и VIS – интенсивности отраженного излучения в ближней инфракрасной и в видимой областях спектра. Хлорофилл в листьях растений поглощает видимый (зеленый) свет (400-700) нм и отражает почти весь ближний инфракрасный (700-1100) нм, таким образом, NDVI показывает нормализованное “количество зеленого”. Для наших предварительных оценок мы использовали среднемесячные (осреднение по безоблачным дням) карты NDVI с сайта http://islscp2.sesda.com/ISLSCP2_1/data/vegetation/ с разрешением в 1 градус как по широте так и по долготе. Чтобы ограничить приэкваториальные области, мы выбрали широтную полосу $\varphi = \pm 40^\circ$. С другой стороны, отбросив высокие значения $NDVI > 0.07$, мы выбрали только пустынные области и вычислили их периметр P (Рис. 1), через который нетрудно оценить фрактальную размерность, характеризующую разнообразие ландшафта [7]

$$D = 2 \ln(P/4) / \ln(A) \quad (1)$$

Здесь A – площадь пустынь. Затем мы сравнили вариации фрактальной размерности с вариациями полного потока солнечного излучения в 11-летнем цикле по версии композитного ряда ACRIM <http://www.acrim.com> (Рис. 2).

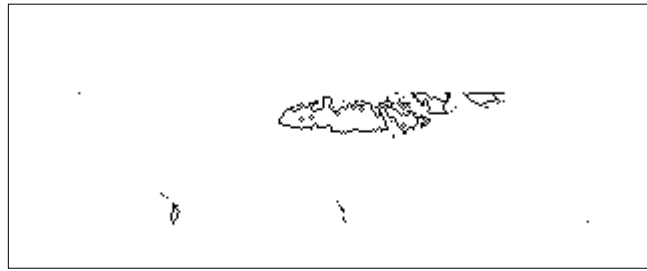


Рис. 1. Периметр приэкваториальных пустынь, контур наибольшей площади соответствует пустыне Сахара.

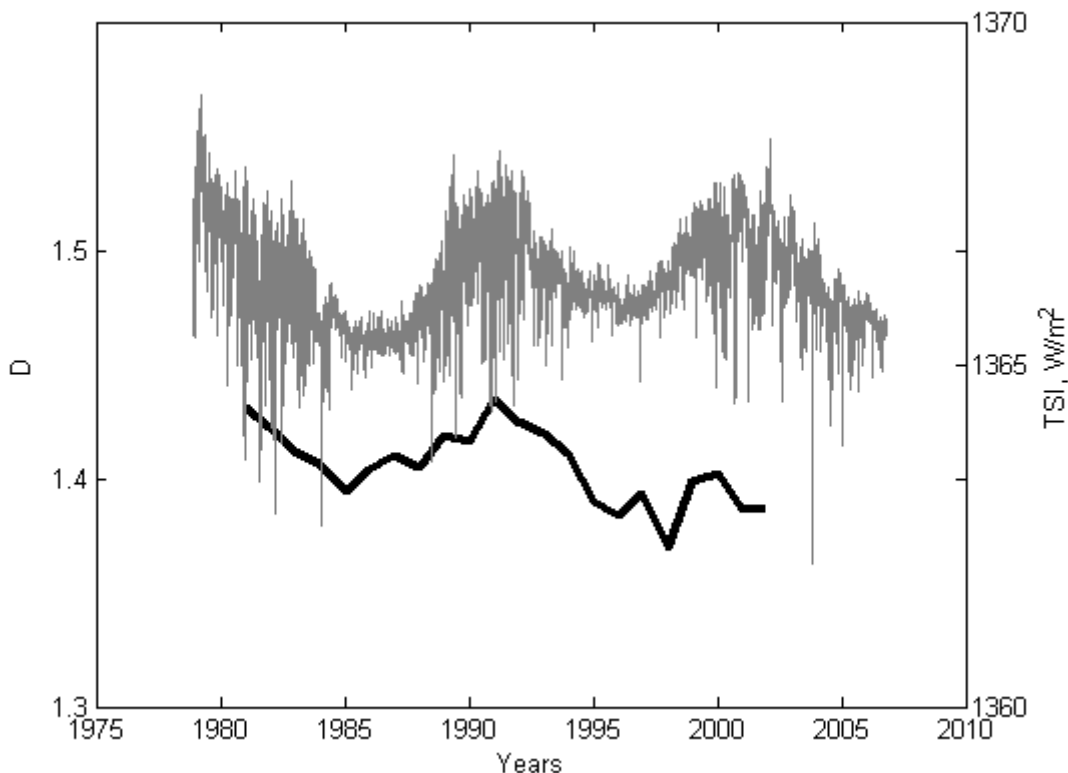


Рис. 2. Фрактальная размерность приэкваториальных пустынь (D , толстая черная линия) по сравнению с вариацией солнечной постоянной (TSI , тонкая серая линия).

Корреляция временных рядов, показанных на Рис. 2 невысока, тем не менее, имеется очевидная согласованность по фазе, которая требует проверки на большем объеме данных. Это позволяет нам заключить, что вариации границ приэкваториальных пустынь, возможно, обладают экстремальной чувствительностью к вариациям солнечной светимости и могут являться одним из ключевых посредников в цепочке связей Солнце-климат.

Вместе с тем, очевидно, необходима проверка данного вывода как при помощи детализации модели «Daisyworld», так и посредством рассмотрения более подробных данных по вариациям альбедо, индекса NDVI и температуры.

Работа выполнена при поддержке следующих грантов: Фонд поддержки отечественной науки, Программа Президиума РАН «Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля», РФФИ 07-02-00379, 05-07-90107 и НШ 6110.208.2

Литература

1. *V. Volterra*. Variations and fluctuations of the number of individuals in animal species living together. In *Animal Ecology*. McGraw–Hill, 1931. Translated from 1928 edition by R.N. Chapman.
2. *В.А. Костицын*. Эволюция атмосферы, биосферы и климата. М.: Наука, 1984.
3. *Lenton, T.M.; J.E. Lovelock* (2001). "Daisyworld revisited: quantifying biological effects on planetary self-regulation". *Tellus B - Chemical and Physical Meteorology* 53 (3): 288-305.
4. *Lenton, T.M.* (1998). Gaia and natural selection. *Nature*, 394 439-447.
5. *Adams, B., A. White and T.M. Lenton* (2004). An analysis of some diverse approaches to modelling terrestrial net primary productivity. *Ecological Modelling*, 177, 353-391
6. *Ackland, G., M. Clark and T.M. Lenton* (2003). Catastrophic desert formation on Daisyworld. *Journal of Theoretical Biology*, 223(1), 39-44.
7. *Olsen, E.R, Ramsey, R.D., Winn, D.S.* (1993). A modified fractal dimension as a measure of landscape diversity. *Photogrammetric engineering and remote sensing*, 59 (10), 1517-1520.

PLANETARY TIDAL EFFECTS ON SOLAR ACTIVITY

Georgieva K.¹, Semi P.A.², Kirov B.¹, Obridko V.N.³, Shelting B.D.³

¹*STIL-BAS, Sofia, Bulgaria*

²*private programmer, Prague, Czech Republic*

³*IZMIRAN, Troitsk, Russian Federation*

The most prominent solar variability is the ~11-year cycle of the number of sunspots. Neither the amplitude nor the period of the sunspot cycle are constant. Some solar dynamo models mimic this variability by introducing stochastic fluctuation (e.g. Charbonneau and Dikpati, 2000; Bushby and Tobias, 2007). However, the parameters of the sunspot cycle seem to vary in a quasi-periodic way implying that this cycle may be modulated by a longer-term phenomenon.

The existence of magnetic activity of the Sun and Sun-like stars is believed to be due to the presence of a convective envelope where the turbulent motions of conducting matter generate a dipolar magnetic field [1]. The mechanism responsible for the solar activity is the solar dynamo transforming this poloidal field into toroidal field and again into poloidal field with the opposite polarity. Recently, substantial progress has been achieved in solar dynamo theory, and especially in the so-called “flux-transport” dynamo mechanism which includes a large-scale meridional circulation in the solar convection zone. This circulation carries the remnants of sunspot pairs poleward at the surface to form the poloidal field of the next solar cycle, and carries the poloidal field equatorward at the base of the convection zone to transform it into toroidal field which emerges as the sunspots of the next cycle [2]. Our previous studies [3] have demonstrated that the speeds of the surface and the deep circulation determine the amplitude and period of the sunspot cycle which is a confirmation of the flux-transport dynamo theory.

The sequence of correlations is the following: the higher the speed of the surface poleward circulation V_{surf} , the lower the speed of the deep equatorward circulation V_{deep} following it (Fig. 1). The correlation is $r = -0.79$ and highly statistically ($p = 0.002$), and is a possible manifestation of the Malkus-Proctor mechanism [4]. Further, the higher the speed of the deep equatorward circulation V_{deep} , the higher the sunspot maximum following it (Fig. 2). This correlation is also highly statistically significant ($r = 0.79$ with $p = 0.001$) and indicates that solar dynamo operates in diffusion-dominated regime [5]. However, there is no correlation at all between the sunspot maximum and the speed of the surface poleward circulation V_{surf} following it (Fig.3). We can therefore conclude that a factor important for the amplitude of the sunspot cycle is the speed of the surface poleward meridional circulation. The question is what factor modulates V_{surf} .

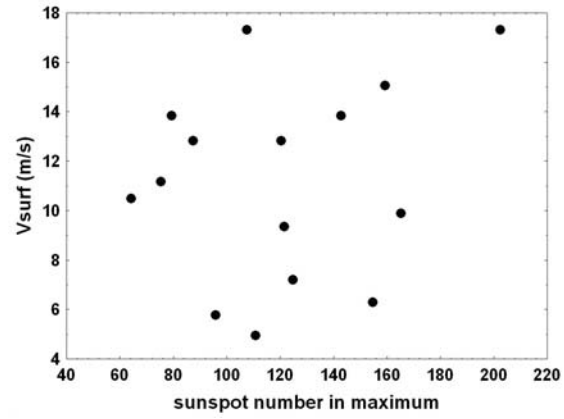
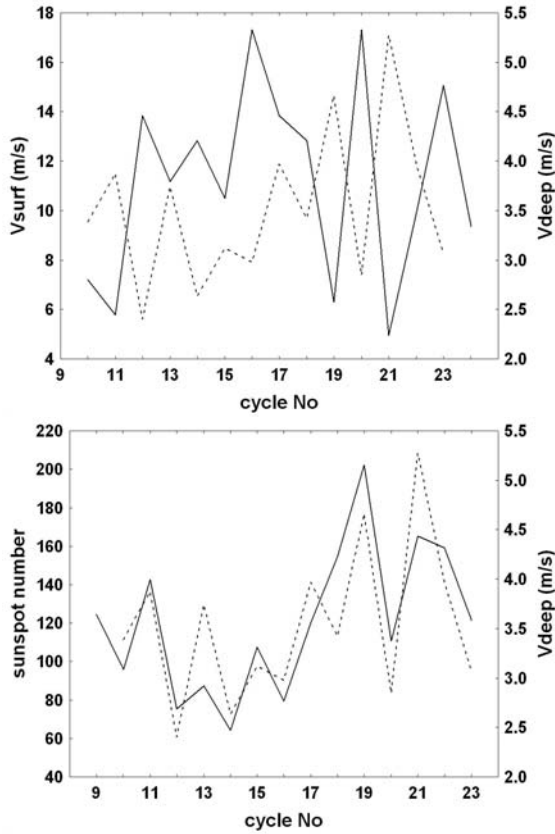


Fig. 1. (upper left panel) Surface meridional circulation V_{surf} (solid line) and deep meridional circulation V_{deep} following it (dashed line).

Fig. 2. (lower left panel) Deep meridional circulation V_{deep} (dashed line) and maximum sunspot number following it (solid line).

Fig. 3. (upper right panel) Dependence of the surface meridional circulation V_{surf} on the maximum sunspot number preceding it.

The dynamo theory explaining solar and stellar magnetic activity works without any planets. If the star has planets, tidal effects exerted by the planets on the surface of the star can be described by the classical tidal theory. The tidal driving force is the gradient of the gravity field of the planets. In the simplest case of only one planet orbiting in the solar equatorial plane, the tide generating potential V is

$$V = -\frac{\gamma MR^2}{2R^3}(3\cos^2\varphi - 1) \quad (1)$$

where γ is the gravitational constant, M is the planet's mass, R is the distance between the centers of the Sun and the planet, and φ is the heliolatitude. The tide generating force has components perpendicular and parallel to the solar surface. The horizontal component is

$$H = -\frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \varphi} = \frac{2G}{r} \sin 2\varphi, \quad (2)$$

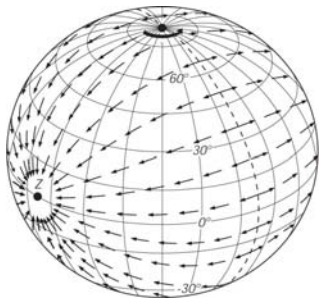


Fig. 4.

where $G = \frac{3}{4}\gamma M \left(\frac{r^2}{R^3}\right)$, and r is the distance from the center of the star [6]. Fig. 4 from [7] illustrates the distribution of the horizontal component of the tidal force on the surface of the star when the tide-generating planet is above the equator at Z .

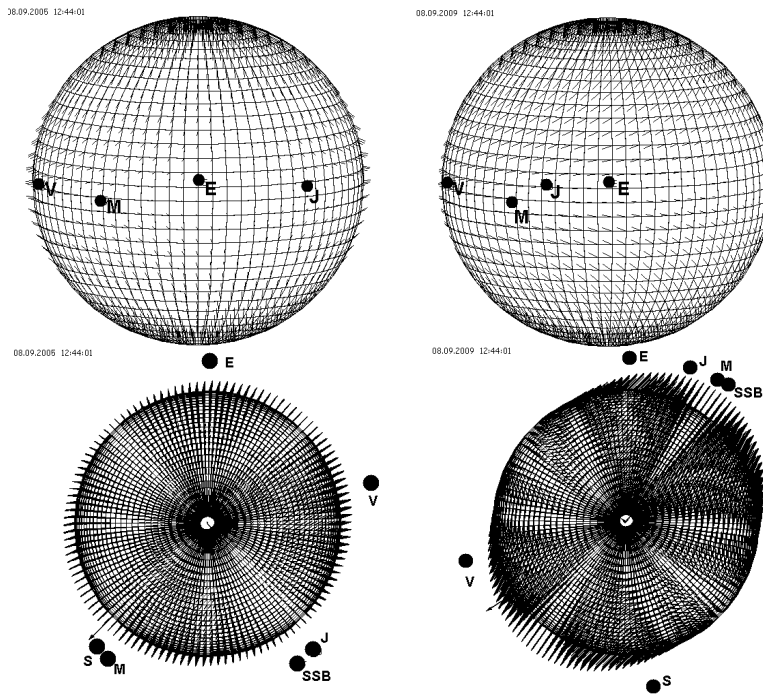


Fig. 5.

In the case of the Sun with a number of planets, the tidal forces depend on the distance and relative positions of the planets which change with time. Fig.5 shows the horizontal (upper panels) and the vertical (lower panels) tidal forces calculated from the positions of Mercury (M), Venus (V), the Earth-Moon system (E), Jupiter (J), Saturn (S), and the Solar system barycenter (SSB) in two periods: September 2005 (left) and September 2009 (right).

To calculate tidal force of planets onto the Solar surface, we use JPL planetary and lunar ephemerides, version DE406 [8], which specify planet positions at any time covered by their time-span, in ICRS Earth-centered reference frame. We first rotate the reference frame to transfer it into Sun-centered. We use all 9 planets including Pluto (as specified in the Ephemerides, excluding only the Asteroids). Instead of Earth alone, the Earth-Moon Barycenter is used, with the combined mass of Earth and Moon. On the solar surface, the mesh of points are set up with 5° spacing and the tidal force of each planet is evaluated at each mesh point, which are then summed over the latitude to get per-latitude average of tidal force. The daily values are calculated at midnight UTC in 1 earth day steps, which are then averaged either to monthly or yearly averages.

Fig. 5 shows that the tidal forces, both horizontal and vertical, vary strongly depending on the positions of the planets. The speed of the surface poleward meridional circulation is modulated by the meridional tidal force which is always directed equatorward and its effect is to slow down V_{surf} . The meridional tidal force varies periodically and its average value does not change much (Fig. 6). However, what is important for the modulation of the solar cycle is its average magnitude during the period when the surface meridional circulation carries the flux from sunspot latitudes to the poles – that is, from sunspot maximum to the geomagnetic activity maximum on the sunspot decline phase. These periods, marked with thicker lines in Fig. 6 which covers the period 1750-2005, have different duration and come on different parts of the tidal force sinusoid. In Fig. 7 the average meridional tidal force acting on V_{surf} during the poleward transport of the flux is compared to the maximum number of sunspots in the following solar cycle.

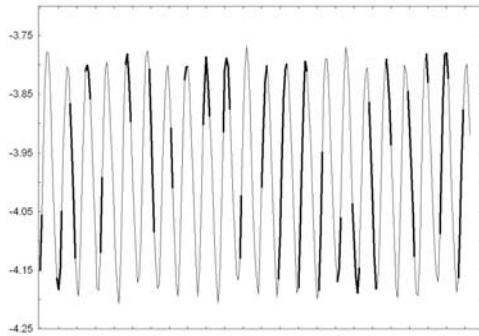


Fig. 6.

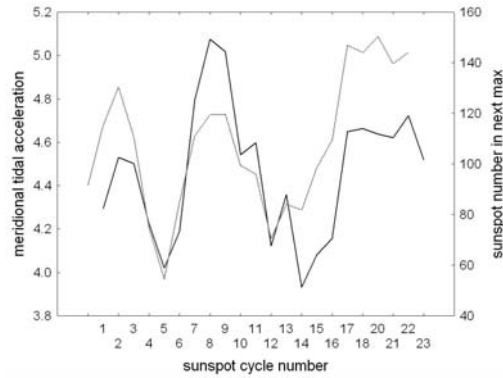


Fig. 7.

Fig.7 demonstrated a very good correspondence between the planetary tidal force (solid line) and the amplitude of the sunspot cycle (dash-ed line), with the Dalton minimum (the beginning of 19th century) and Gleissberg minimum (end of 19th and beginning of 20th century) coinciding with low tidal forces during the surface flux transport, and the secular solar maxima in the 18th, 19th and 20th centuries – with maxima in the tidal forces during these periods.

We can make a rough estimation of the magnitude of the effect of the planetary induced tidal forces. The calculated magnitude of the tidal force is of order $F \sim 10^{-10}$ N/kg. The acceleration caused by this force is $a = F/\rho$ where the density ρ in the surface layer of the Sun is $\sim 10^{-5}$ gr/cm³ = 10^{-2} kg/m³. During the time when the flux is carried poleward (of order 10^8 sec), this acceleration can change the speed of the surface meridional circulation with a few m/s, which corresponds to the observed variations in V_{surf} .

As seen from Fig.7, the next 24 sunspot cycle is expected to be lower than cycle 23. Longer forecasts are difficult because we need to calculate the tidal force in the period between the next sunspot maximum and the geomagnetic activity maximum following it, and these times are not known. If the next sunspot maximum is in 2012, and the following geomagnetic activity maximum is in 2014, cycle 25 will be even lower than cycle 24. The result is not much different if the periods of the maxima are shifted by ± 1 year.

References

1. Parker, E., *Astrophys.J.*, 122, 293-314, 1955.
2. Wang Y.-M., Sheeley N.R. Jr., Nash, A.G., *ApJ*, Part 1, 383, p. 431-442, 1991.
3. Georgieva K., Kirov B., Obridko V.N., Shelting B.D., Труды конф. „Солнечная и солнечно-земная физика – 2008”, СПб, ГАО РАН, с.53-56.
4. Malkus, W.V.R., Proctor, M.R.E., *J. Fl. Mech.* 67, p. 417-443, 1975.
5. Yeates A.R., Nandy D., Mackay D.H., *Astrophys. J.*, 673 (1), 544-556, 2008.
6. Cartwright D.E., *Tides: A Scientific History*. Cambridge, University Press, 1999.
7. Dietrich G., Kalle K., Krauss W., Siedler G., *General Oceanography*, 2nd ed. John Wiley and Sons (Wiley-Interscience). 1980.
8. Standish E.M., JPL planetary and lunar ephemerides, [FTP://SSD.JPL.NASA.GOV/PUB/EPH/EXPORT](ftp://SSD.JPL.NASA.GOV/PUB/EPH/EXPORT)

О СТРУКТУРЕ ПОЛЯ ФОТОСФЕРНЫХ СКОРОСТЕЙ

Гетлинг А.В.¹, Бучнев А.А.²

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

²*Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН,
Новосибирск, baa@ooi.sccc.ru*

ON THE STRUCTURE OF THE PHOTOSPHERIC-VELOCITY FIELD

Getling A.V.¹, Buchnev A.A.²

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

²*Institute of Computational Mathematics and Mathematical Geophysics,
Novosibirsk, Russia, baa@ooi.sccc.ru*

A technique of measuring horizontal velocities in the photosphere previously used to process aerospace images is adapted for problems of solar physics and implemented in a computer code. It differs from the standard local-correlation-tracking procedure by a special choice of the trial areas (“targets”) whose displacements are determined by maximizing the correlation between the original and displaced positions of each area. Specifically, as a target, in a certain neighbourhood of each node of the given grid, we choose the area in which either the contrast or the entropy of the brightness distribution reaches its maximum. The horizontal velocities thus obtained are then interpolated to the required points using the Delaunay triangulation and affine transformations specified by the deformation of the obtained triangles at the time step considered. The motion of corks is represented in the form of their trajectories. A superposition of cellular flows differing in their scale can clearly be seen. “Large mesogranules” of sizes of order 15 Mm are revealed. In many cases, they are stellate in their shape. Areas of strong convergence, sometimes with spiraling, are revealed. Evidence for the coexistence of so-called l-type and g-type convection cells is found.

Введение

Магнитные поля, ответственные за весь комплекс активных явлений, зарождаются в плотных слоях Солнца, где течения играют важную роль в формировании магнитных полей. Структура этих полей в большой мере является отпечатком структуры течений, и изучение морфологии течений, таким образом, важно для понимания процессов солнечной активности.

Наблюдаемые в фотосфере гранулы переносятся конвективными течениями более крупных масштабов и поэтому могут служить трассерами для выявления структуры этих течений [1-4]. Это обстоятельство (и вообще перенос неоднородностей яркости течениями вещества) лежит в основе известного метода *локального корреляционного трассирования* (ЛКТ; в литературе на английском языке *local correlation tracking*, LCT) для определения скоростей перемещения деталей поля яркости [5]. Найденные этим методом скорости в некотором приближении соответствуют скоростям течения вещества и часто используются вместо последних при анализе фото-

сферной динамики (так приходится поступать из-за отсутствия метода прямого измерения скоростей, нормальных к лучу зрения, хотя, конечно, движение яркостных неоднородностей – не то же, что движение вещества).

Метод исследования

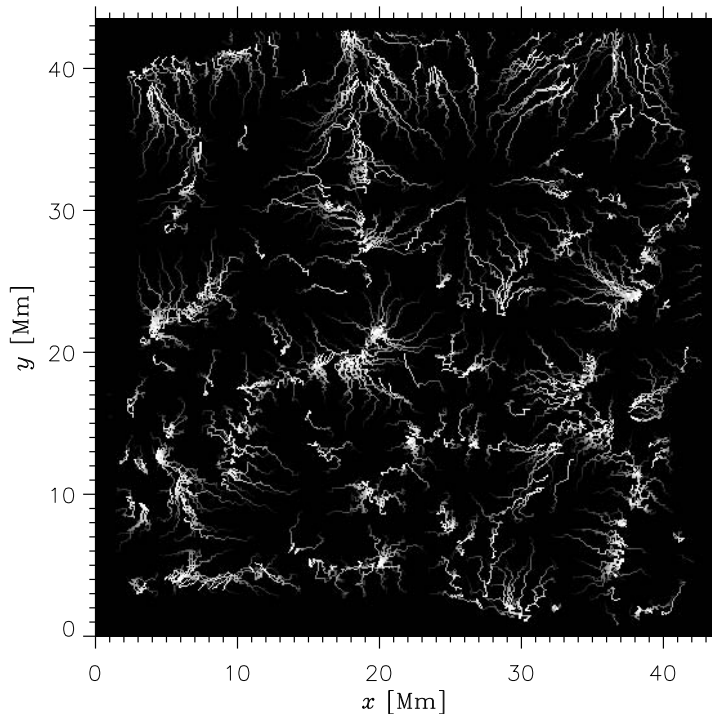
Идея метода ЛКТ состоит в следующем. На изображении солнечной поверхности выделяется некоторая площадка. Затем берется изображение, полученное в следующий, близкий момент времени, и в некоторой окрестности исходного положения площадки просматриваются ее всевозможные сдвинутые положения. Для каждого из них вычисляется корреляция между распределением яркости в исходной площадке на первом изображении и в сдвинутой площадке на втором изображении. Вектор сдвига, при котором эта корреляция максимальна, поделенный на временной интервал между моментами получения двух изображений, принимается в качестве вектора локальной скорости.

Процедура, используемая нами, отличается от стандартной процедуры ЛКТ выбором пробных площадок («эталонов»), используемых при вычислении корреляций. Если в стандартном методе эталоны привязываются к узлам специально заданной равномерной сетки, то в нашей работе выбор эталонов представляет собой отдельную задачу: в окрестности каждого узла выбранной сетки в качестве эталона выбирается та площадка, на которой достигает максимума, либо контраст $C = I_{\max} - I_{\min}$ (где I_{\max} и I_{\min} – соответственно наибольшее и наименьшее значение яркости на площадке), либо энтропия распределения яркости $E = -\sum_i p_i \log p_i$ (где p_i – вероятность пикселя со значением яркости i ; суммирование ведется по всем пикселям площадки с различными i).

На наш взгляд, наиболее информативное представление полей скорости, полученных методом ЛКТ, достигается, если строить семейства траекторий воображаемых «пробных частиц», которые в начальный момент считаются равномерно распределенными по полю изображения, и дальнейшее движение которых в каждый момент времени определяется найденными локальными значениями скоростями. Для этого нужно знать скорости в начальных точках расположения пробных частиц и в точках, где оканчиваются уже построенные участки траекторий. Наша же процедура дает значения скорости в точках, определяемых выбором эталонов, и точки эти свои для каждого момента. Поэтому чтобы получить значения скорости в требуемых точках, мы интерполируем на эти точки горизонтальные скорости, найденные описанным методом. Для этого используется триангуляция Делоне [6] и аффинные преобразования, задаваемые деформацией найденных треугольников на рассматриваемом временном шаге.

Наблюдательные данные

Мы анализируем серию изображений солнечной грануляции, полученную 5 июня 1993 г. Брандтом, Шармером и Саймоном с помощью Шведского вакуумного солнечного телескопа на острове Ла Пальма Канарского архипелага [7]. Эта серия, примечательная своей длительностью (11 ч) в сочетании с непрерывностью (постоянный интервал между кадрами, составляющий 21.03 с) и качеством (среднеквадратичный контраст, варьирующий от 6 до 10.6%), до сих пор остается одной из лучших. Наблюдения велись с 08:07 до 19:07 UT вблизи центра солнечного диска в спектральной полосе шириной 10 нм с центром на длине волны 468 нм. Разрешение изображений было, как правило, не хуже 0.5''.



Дрейф пробных частиц за двухчасовой интервал.

Предварительная обработка данных включала в себя совмещение каждого следующего кадра с предыдущим, компенсацию искажений, вносимых атмосферой и устранение быстрых (пятиминутных) колебаний яркости путем дозвуковой фильтрации [8].

Мы представим здесь результаты построения траекторий пробных частиц, пройденных за интервалы длительностью около двух часов.

Результаты

Пример картины траекторий на двухчасовом интервале показан на рисунке. Движение от начала к концу каждой траектории показано нарастанием яркости линии. Концы траекторий четко обрисовывают границы ячеек, причем обращает на себя внимание отчетливое разделение масштабов течений. На самые крупные, супергрануляционные, ячейки накладываются меньшие, уверенно отождествляемые с мезогранулами. Форма границ ячеек оказывается гораздо ближе к многоугольной, чем, если эти границы определять по концентрации пробных частиц на некоторый момент времени.

Нетрудно заметить, что в правом верхнем квадранте изображения на ячейку с характерным размером, лежащем в супергрануляционном масштабном диапазоне, наложилась ячейка размера меньшего (около 15 Мм), но превышающего значения, типичные для мезогранул. Такие ячейки, ко-

торым мы дали предварительное название «большие мезогранулы», обнаруживаются в разные времена и не выглядят явлением исключительным. Если супергранулы похожи на выпуклые многоугольники (обычно неправильные), то для больших мезогранул часто бывает характерна звездчатая форма. Она может свидетельствовать о том, что течение в таких ячейках дальше от режима установления, чем течение в супергранулах. Обращает на себя внимание область сильной конвергенции чуть левее и ниже центра изображения. Конвергенция в некоторых случаях сопровождается закрученностью сходящегося потока и иногда наблюдается в центре ячейке; вещество к этому центру стекается – такая картина типична для газов (так называемые ячейки *g*-типа; для конвекции в жидкостях характерны ячейки *l*-типа, в которых циркуляция имеет обратное направление).

Выводы

Мы видим, что процедура трассирования пробных частиц отчетливо выявляет суперпозицию ячеечных течений разных масштабов, которые сохраняют некоторые наблюдаемые в эксперименте черты упорядоченной ячеечной конвекции. Кроме ячеек супергрануляции и мезогрануляции с характерными размерами соответственно 20 (или более) и 5-10 Мм, выявляются «большие мезогранулы», которые имеют размеры порядка 15 Мм. Последние нередко имеют звездчатую структуру, что возможно, является эффектом нестационарности. Характерная черта структуры течения — участки сильной конвергенции, иногда с закрученностью. Есть указания на сосуществование ячеек *l*- и *g*-типа.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 07-02-01094).

Литература

1. Title A.M., Tarbell T.D., Simon G.W., et al. Adv. Space Res., **8**, 253, 1986.
2. Muller, R., Auffret, H., Roudier, T., et al. Nature, **356**, 322, 1992.
3. Shine R.A., Simon G.W., Hurlburt N.E. Sol. Phys., **193**, 313, 2000.
4. Rieutord M., Roudier T., Ludwig H.-G., Nordlund Å., Stein R. Astron. Astrophys. **377**, L14, 2001
5. November L.J. Appl. Opt., **25**, 392, 1986.
6. Preparata F.P., Shamos M.I. Computational geometry: an introduction, Springer, New York, 1985. Русский перевод: Препарата Ф., Шеймос М. Вычислительная геометрия. Введение, 1989 (М.: Мир).
7. Simon G.W., Brandt P.N., November L.J., Scharmer G.B., Shine R.A. In Solar Surface Magnetism, ed. Rutten R.J., Schrijver C.J., NATO Adv. Sci. Inst., 1994, Vol. 433 (Kluwer), p. 261.
8. Title A.M., Tarbell T.D., Topka, K.P., et al. Astrophys J., **336**, 475, 1989.

ФРАКТАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА НОВОГО МАГНИТНОГО ПОТОКА

Головко А.А., Салахутдинова И.И.

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

FRactal Properties of Emerging Flux Regions

Golovko A.A., Salakhutdinova I.I.

Institute of Solar-Terrestrial Physics SD RAS, Irkutsk, Russia

Analysis of images of solar active regions in H-alpha line, done by multifractal segmentation technique, exhibits presence of the specific patches, where the singularity index takes maximum values, and the fractal dimension by Hausdorff takes the minimum ones. The analytical technique was applied to the photospheric longitudinal magnetic field maps. It was found, that the emerging flux regions are revealed in the segmented images, corresponding to the fractal dimension less 0.4. The high spatial and amplitude (bitness of digitizing) resolution of the original data are of primary significance for the efficiency of the analysis.

Явление нового магнитного потока (Emerging Flux Region, EFR) связано с рождением новой активной области или активизацией уже существующей. Оно изучено многими наблюдателями; последние результаты касаются подъёма вещества вместе с новым поднимающимся из конвективной зоны магнитным полем [1] и мелкомасштабной динамики тонких магнитных структур по данным Hinode [2]. Важной задачей мы считаем диагностику EFR по мгновенному узкополосному снимку участка Солнца, или по магнитограмме. Такая возможность открывается с развитием методов фрактального анализа изображений.

Математические фракталы [3] легко моделируются с помощью компьютера; их структура сохраняется в бесконечном диапазоне масштабов. В отличие от них, природные квазифрактальные структуры, или физические фракталы – порождения сложных процессов – прослеживаются на ограниченном диапазоне масштабов и не достигают строгого самоподобия. Vak et al. [4] предложили рассматривать природные фрактальные структуры как мгновенные «срезы» самоорганизующихся процессов и назвали это явление «самоорганизованной критичностью». Такие природные структуры наилучшим образом моделируются мультифракталами.

В то время как скейлинговые свойства простого монофрактала описываются одним числом – его фрактальной размерностью D , структура мультифрактала характеризуется обобщенными размерностями Реньи D_q . Одной из первых областей применения фрактального подхода в физике Солнца стало описание распределения фотосферного магнитного поля в виде фрактальной картины с размерностью $D = 1.4 \div 1.7$ [5]. В последующем, Lawrence et al. [6] успешно привлекли мультифрактальный подход к описанию распределения магнитного поля.

Мы используем микроканонический формализм мультифрактального анализа, развитого первоначально для описания турбулентности в жидкости [7] и описывающего локальное сингулярное поведение мер или функций. Методика соответствующих расчетов описана в статьях [8-10].

Наблюдательные данные с ПЗС-камеры представляют собой распределения интенсивности в долях «уровня серого» на прямоугольной матрице с одинаковым шагом по координатам. Для анализа изображения в качестве меры была выбрана суммарная мера μ_{sum} , определяемая как сумма интенсивностей пикселей изображения в окрестности текущей точки. Кроме того, использовалась ёмкость Шоке μ_{max} , равная максимуму значения интенсивности в окрестности текущей точки. Емкости Шоке – простейшее обобщение меры, свободное от требования аддитивности, с сохранением требования монотонности [9]. В изображении, имеющем мультифрактальные свойства, существование Гельдеровской экспоненты (или показателя сингулярности) α означает свойство самоподобия меры, описываемое степенной зависимостью, при различной величине пространственного разрешения ε : $\mu(\varepsilon) \sim \varepsilon^\alpha$. Используя μ_{sum} и μ_{max} , получены прямые оценки Гельдеровских экспонент α_{sum} , α_{max} через наклоны прямолинейного участка графиков $\log \mu(V_i)$ от $\log(i)$. Здесь V_i – квадрат $i \times i$ пикселей, $i = 2n+1$, $n = 0, 1, 2 \dots$. Для каждого α , заданного в пределах $(\alpha_k, \alpha_{k+\delta})$, можно выделить в исходном изображении некоторую фигуру – скопление соответствующих точек – и определить её фрактальную размерность f . При $\delta \rightarrow \delta_{\text{min}}$ получается мультифрактальный спектр $f(\alpha)$.

Следующий шаг – построение сегментированных изображений, относящихся к некоторому диапазону f . В результате проведённой обработки мы смогли получить ответ на вопрос: в каких особенностях структуры хромосферы проявляются изменения, выявляемые кривыми на временных реализациях параметров скейлинга структурной функции [11] и коррелирующих с ними кривых верхней границы спектра α_{max} [10]. Поскольку максимальные значения α_{max} соответствуют минимальным значениям f , мы выбрали диапазон $f = 0 \div 0.4$ для сегментированных изображений.

В работе [10] мы обнаружили на построенных вышеописанным способом сегментированных картинах, полученных из Н-альфа фильтрограмм, скопления точек, располагавшихся близко к узлам эмиссии вспышек, происходивших в то же время. Совмещение с магнитограммами MDI SOHO показало, что данные кластеры точек совпадают с участками наиболее интенсивных временных изменений магнитного поля в окрестности линии раздела полярностей с сильными градиентами поля. Такие изменения ассоциируются с областями нового магнитного потока.

В данной работе выполнена обработка методом сегментации магнитограмм полного диска Солнца инструмента SOLIS [12] за 2006-2007 гг. и некоторых магнитограмм, полученных с помощью SOT HINODE [13]. Получено, что кластеры точек с минимальными фрактальными размерностями

ми ($f = 0 \div 0.4$) хорошо совпадают с областями нового магнитного потока (EFR). На рис. 1 приведены сегментированные изображения для магнитограммы SOLIS с разрешением $1''$ (верхний рисунок) и магнитограммы SOT HINODE с разрешением $0''.3$ за ту же дату (нижний рисунок). Выявленные области нового магнитного потока совпадают с EFR, описанными в работе [14]. Следует отметить, что данный метод даёт хорошие результаты при достаточно высоком пространственном и амплитудном (битность оцифровки) разрешении исходной карты. Хорошим критерием отбора карт может служить интервал масштабов, на котором проявляется самоподобие.

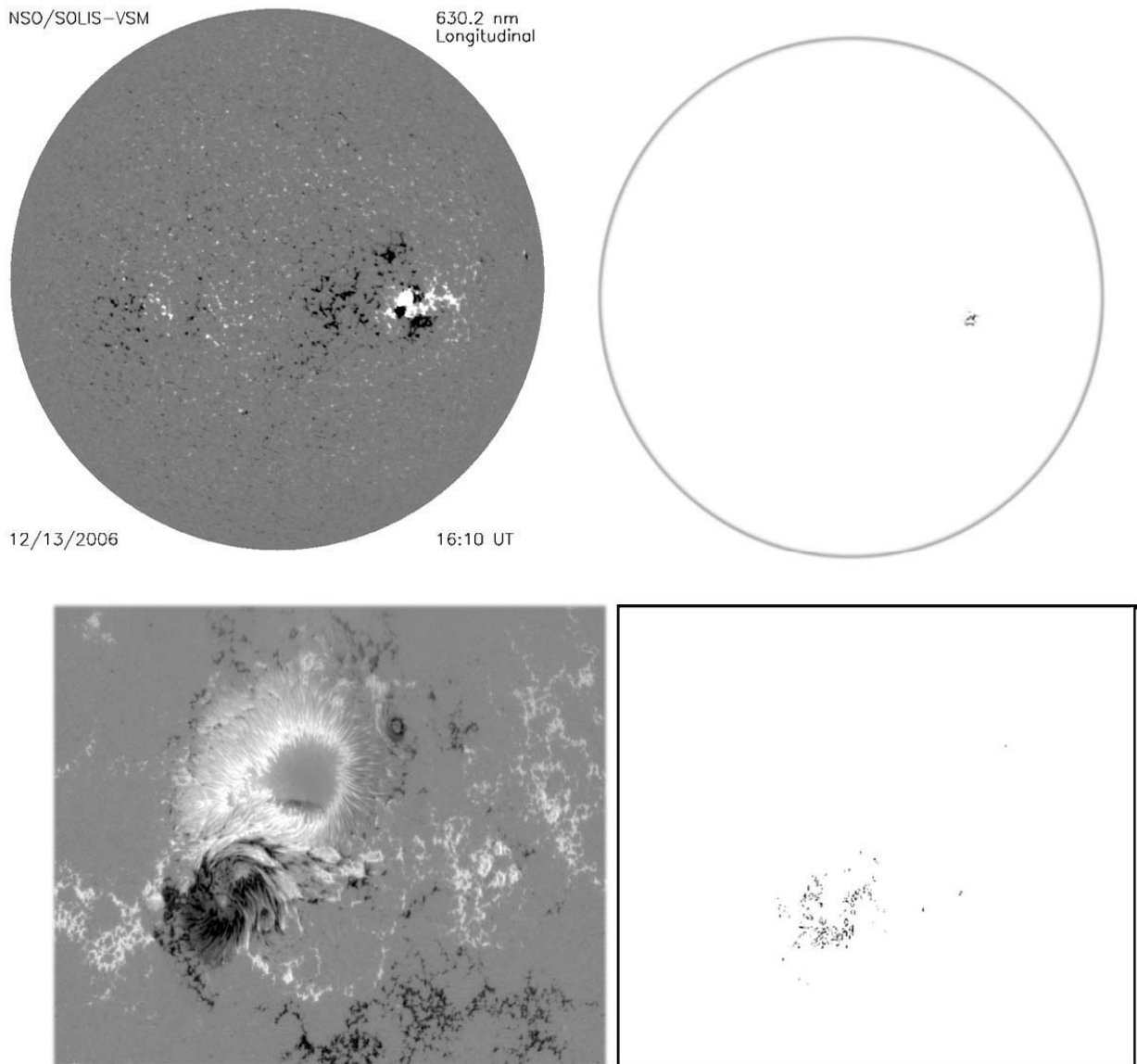


Рис. 1. Магнитограммы SOLIS (верхний рисунок) и SOT HINODE (нижний рисунок) за 13 декабря 2006 г. Справа приведены изображения, полученные методом мультифрактальной сегментации для диапазона фрактальной размерности $f = 0 \div 0.4$. Они выявляют области нового магнитного потока, существующие в текущий момент.

Примененный здесь метод открывает возможность получать картину расположения на Солнце и мощность (охватываемую площадь) новых магнитных потоков на каждый день, исследовать их связь с другими проявлениями солнечной активности.

Авторы выражают благодарность д-ру Дж. Харви за любезное предложение использовать магнитограммы SOLIS для выявления областей нового магнитного потока на регулярной основе, а также группе Hinode за предоставление магнитограмм SOT научному сообществу через сервер сети.

Работа поддержана грантами РФФИ №№ 07-02-90101, 08-02-00027.

Литература

1. Григорьев В.М., Ермакова Л.В., Хлыстова А.И. // Письма в АЖ. 2007. Т.33. С.858.
2. Magara T. // *Astrophys. J.* 2008. V.685. L.91.
3. Кроновер Р.М. Фракталы и хаос в динамических системах. // М. Техносфера. 2006. 488 С.
4. Bak P., Tang C., Wiesenfeld K. // *Physical Review A.* 1988. V. 38. P. 364.
5. Spruit H.C., Nordlund A., Title A. // *Ann. Rev. Astron. Astroph.* 1990. V. 28. P. 263.
6. Lawrence J.K., Ruzmaikin A.A., Cadavid A.C. // *Astroph. J.* 1993. V. 417. P. 805.
7. Manelbrot B.B. // *J. Fluid Mech.* 1974. V. 62. P. 331.
8. Levi-Vehel J., Vojak R. // *Advances in Applied Mathematics.* 1998. V. 20. P.1.
9. Круглун О.А., Каримова Л.М., Мухамеджанова С.А., Макаренко Н.Г. // Солнечно-земная физика. 2007. Вып. 10. С. 31.
10. Головки А.А., Салахутдинова И.И. // Солнечно-земная физика. 2008. Вып. 12. Т.1. С. 25.
11. Salakhutdinova I.I., Golovko A.A. // *Solar Physics.* 2005. V. 225. P.59.
12. Henney C.J., Keller C.U., Harvey J.W. // *Solar Polarization 4, ASP Conference Series.* 2006. V. 358. P. 92.
13. Kosugi T. et al. // *Solar Physics.* 2007. V. 243. P.3.
14. Guo Y., Ding M.D., Wiegmann T.L., Li H. // *Astroph. J.* 2008. V. 679. P. 1629.

АНАЛИЗ ОДНОВРЕМЕННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ СОЛНЕЧНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В РАЗНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЯХ

Голубева Е.М.

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

ANALYSIS OF SOLAR MAGNETIC FIELDS MEASURED SIMULTANEOUSLY WITH VARIOUS SPECTRAL LINES

Golubeva E.M.

Institute of Solar-Terrestrial Physics, SB of RAS, Irkutsk, Russia

The subject of this study is comparative analysis of solar magnetograms obtained simultaneously with FeI 5250 Å and NaI 5896 Å lines on Mt. Wilson Observatory (MWO) during 2000-2008 years (1962-2076 Crs). Evident decrease of the linear correlation between these data is noted. Some possible reasons of the decrease are under consideration.

1. Введение

Круг задач, связанных с необходимостью сопоставления измерений магнитного поля Солнца в разных спектральных линиях, довольно широко известен. Прежде всего, эти исследования необходимы для калибровки таких систем, как многоканальный 150-футовый башенный телескоп обсерватории Маунт Вилсон (MWO) [1] и для кросс-калибровки различных инструментов между собой [2, 3]. Актуальность подобных задач очень рельефно отображена в недавней публикации [4].

Цель данной работы: используя сопоставление магнитограмм, полученных одновременно на одном и том же инструменте в разных спектральных линиях в разные фазы цикла солнечной активности, попытаться оценить некоторые циклические закономерности в динамике солнечной атмосферы.

Для решения такой задачи довольно перспективным представляется использование базы данных MWO. Фактически, измерения MWO служат репером для калибровки измерений SoHO/MDI [2, 4]. В работе [5] ранее было выполнено сопоставление магнитограмм MWO в двух спектральных линиях как между собой, так и с данными SoHO/MDI в максимуме и минимуме последнего цикла. На основании анализа изменения картин распределения коэффициентов корреляции и регрессии по диску Солнца был сделан вывод об их непостоянстве и вероятной связи с циклом активности.

2. Данные и подход

В работе рассмотрены одновременные магнитограммы MWO в линиях FeI 5250 Å и NaI 5896 Å с сайта <http://www.astro.ucla.edu/~obs/intro/html>. Апертура составляет 12.5":12.5", размер изображения – 512:512 пикселей,

размер пиксела – 3.7":3.7". Имеющиеся данные позволили исследовать интервалы времени с 03.07.2000 по 24.12.2004 (1962–2024 CRs), с 01.07.2005 по 07.08.2005 (2031–2032 Crs), с 08.10.2007 по 19.11.2008 (2062–2076 Crs). Первая из трёх указанных серий данных соответствует максимуму и спаду 23-го цикла, последняя – фазе минимума. Периоды 1962-2024 и 2062-2076 CRs были разбиты на короткие промежутки по 3 Crs. Таким образом, данные были распределены по 27-ми временным интервалам. В 2062-2064 CRs число сопоставляемых пар магнитограмм составило 6. В остальных случаях оно менялось от 25 до 78, в среднем составляя около 51 ± 2 .

В простейшем варианте стандартная процедура сопоставления магнитограмм предполагает оценку коэффициента регрессии b во всём диапазоне измеренных значений магнитного поля. В данной работе с этой целью использовались два алгоритма: стандартная функция regress языка IDL и алгоритм определения параметров приведённой главной оси. Далее в тексте эти оценки коэффициента регрессии обозначены как b_1 и b_2 , соответственно.

Также в дополнительном анализе были использованы значения ежедневных чисел солнечных пятен, представляемые центром анализа солнечных данных SIDC на сайте <http://sidc.oma.be>.

3. Результаты

На рис. 1 приведены результаты общего сопоставления магнитограмм. Слева показано изменение коэффициента линейной корреляции r , справа – коэффициента регрессии b в рассматриваемый период времени. Точки в непрерывных сериях измерений соединены линиями. Зависимость коэффициента b_1 от времени представлена незаштрихованными окружностями, соединёнными сплошными линиями. Соответствующий график для коэффициента b_2 представлен чёрными кружками, соединёнными пунктиром. Во всём рассматриваемом периоде $\langle r \rangle = 0.913 \pm 0.015$. В максимуме и на спаде цикла r изменяется от 0.96 до 0.93, $\langle r \rangle = 0.947 \pm 0.001$. При этом графики регрессии показывают согласованное изменение, $\langle b_1 \rangle = 1.94 \pm 0.01$, $\langle b_2 \rangle = 2.05 \pm 0.01$. В серии измерений, соответствующих минимуму активности, r меняется в пределах 0.86-0.66, $\langle r \rangle = 0.77 \pm 0.04$. Обращает на себя

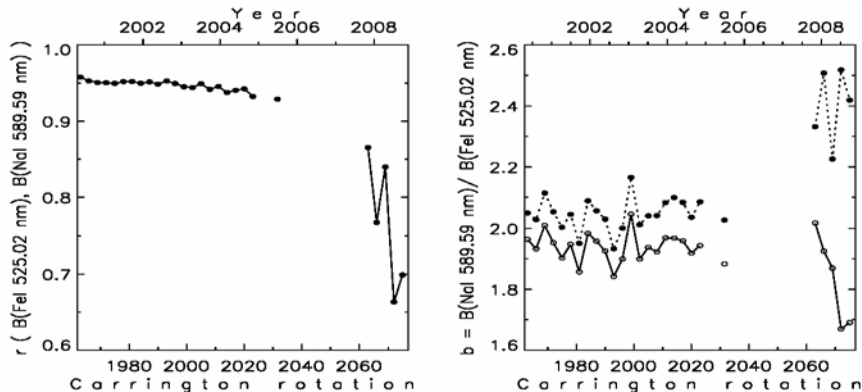


Рис. 1.

внимание тот факт, что при указанных значениях r имеет место значительное расхождение между оценками b_1 и b_2 , так что однозначный вывод об изменении коэффициента регрессии в минимуме цикла становится совершенно невозможным. В связи с этим возникают вопросы: что явилось причиной уменьшения коэффициента r , и какой из рассматриваемых алгоритмов оценки коэффициента регрессии в данном случае заслуживает большего доверия?

С целью прояснить эти вопросы был проведён подробный анализ изменения параметров r , b_1 и b_2 в рассматриваемый период в разных диапазонах абсолютных значений напряжённости $|B(\text{FeI } 5250 \text{ \AA})|$. Отмечено ожидаемое отсутствие корреляции для измерений слабых магнитных полей, статистический вес которых, во-первых, всегда доминирует и, во-вторых, меняется с циклом активности, принимая наибольшие значения в минимуме. В предположении, что для однозначной оценки коэффициента регрессии достаточно рассмотреть область пространства данных, в которой $r \geq 0.9$, был определён нижний порог значений $|B(\text{FeI } 5250 \text{ \AA})| = 7 \text{ G}$. При исключении из рассмотрения значений ниже порогового $\langle r \rangle = 0.958 \pm 0.001$. В максимуме и на спаде активности $\langle b_1 \rangle = 1.94 \pm 0.01$, $\langle b_2 \rangle = 2.02 \pm 0.01$. В минимуме $\langle b_1 \rangle = 2.26 \pm 0.09$, $\langle b_2 \rangle = 2.35 \pm 0.09$. Отсюда можно утверждать, что использование стандартной функции regress (IDL) применительно к данным, в которых сильно зашумлённые измерения имеют значительный статистический вес, может приводить к неадекватным результатам.

Для детального анализа циклических вариаций дополнительно был установлен верхний порог: $|B(\text{FeI } 5250 \text{ \AA})| = 90 \text{ G}$. С одной стороны, это позволило сфокусировать внимание на диапазоне значений напряжённости, наблюдаемых на протяжении всего цикла активности. С другой – исключить из рассмотрения сильные поля, при измерении которых возникает эффект насыщения. На рис. 2 приведены результаты сопоставления рассматриваемых данных при $7 \leq |B(\text{FeI } 5250 \text{ \AA})| < 90 \text{ G}$. Обозначения такие же, как на рис. 1. Можно видеть отчётливый тренд в изменении оценок b_1 и b_2 в цикле, при этом $\langle r \rangle = 0.9601 \pm 0.0005$. Безусловно, технические характеристики магнитографа не могут быть идеально стабильными на протяжении рассматриваемого периода времени. Тем не менее, очевидный тренд наво-

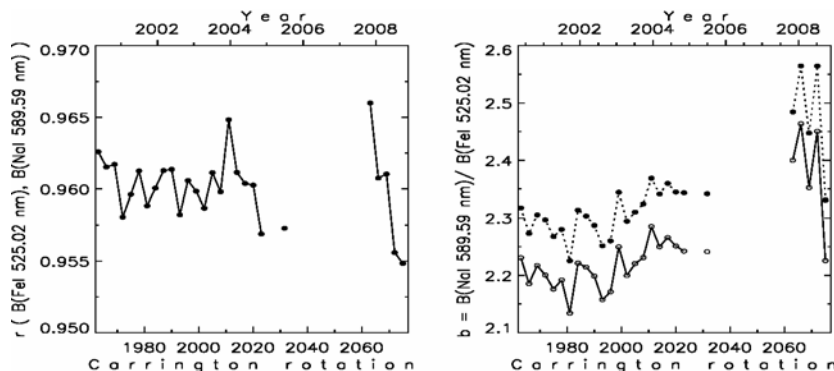


Рис. 2.

дит на мысль, что вариации коэффициента регрессии в большей степени обусловлены изменениями уровня солнечной активности.

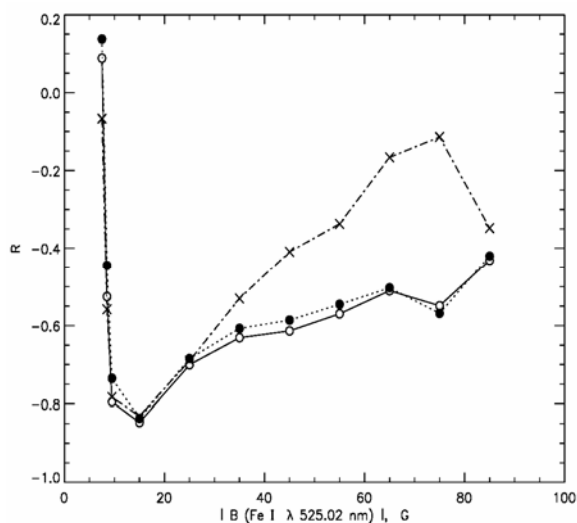


Рис. 3.

Рис. 3 показывает линейную корреляцию R параметров r (крестики), $b1$ (открытые окружности) и $b2$ (черные окружности) с числом пятен в различных диапазонах $|B(\text{FeI } 5250 \text{ \AA})|$. Здесь аргумент меняется с шагом 1 Г в диапазоне 7-10 Г и с шагом 10 Г далее. При 9-40 Г отмечается антикорреляция $R \leq -0.6$ оценок $b1$ и $b2$ с числом пятен (экстремум: $R \approx -0.85$ при 10-20 Г). Коэффициент r и число пятен также находятся в антикорреляции $R \leq -0.6$ при 9-30 Г ($R \approx -0.83$ при 10-20 Г).

4. Заключение

Показано изменение корреляции и регрессии измерений MWO в линиях FeI 5250 Å и NaI 5896 Å в 23 цикле, которое может быть связано как с циклическим изменением вертикальных градиентов магнитного поля, так и с изменением расстояния между высотами формирования рассматриваемых линий. Приведённые результаты могут быть приняты во внимание при исследовании воспроизводимости измерений солнечных магнитных полей в разных спектральных линиях. Выводы о связи параметров r и b с числом пятен для полей 10-20 Г требуют дальнейших уточнений и обоснования.

Автор выражает благодарность В.В. Гречневу за замечания по использованию IDL и Д.Ю. Колобову за обеспечение стабильности работы необходимых компьютерных приложений. Авторские программы содержат обращения к процедурам, написанным В.В. Гречневым и Н.С. Мешалкиной. Работа выполнена при поддержке НШ-2258.2008.2.

Литература

1. Ulrich R.K., Evans S., Boyden J.E., Webster L.: 2002, *Astrophys. J. Suppl.* 139, 259.
2. Tran T., Bertello L., Ulrich R.K., Evans S.: 2005, *Astrophys. J. Suppl.* 156, 295.
3. Demidov M.L., Golubeva E.M., Balthasar H., Staude J., Grigoriev V.M.: 2008, *Sol. Phys.*, 250, 279.
4. Ulrich R.K., Bertello L., Boyden J.E., Webster L.: 2009, *Sol. Phys.* 255, 53.
5. Демидов М.Л., Голубева Е.М.: 2008, Сб. Тр. Всеросс. Конф. пам. Г.Ф. Крымского, Якутск, 26-28 ноября 2007 г., 58.

МЕЖПЛАНЕТНЫЕ РАЗРЫВЫ КАК ОДИН ИЗ ГЛАВНЫХ ФАКТОРОВ ДИНАМИКИ СОЛНЕЧНО-ЗЕМНЫХ СВЯЗЕЙ

Гриб С.А.

ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

THE INTERPLANETARY DISCONTINUITIES AS ONE OF THE MAIN FACTORS OF THE SOLAR-TERRESTRIAL INTERRELATIONS

Grib S.A.

Pulkovo Observatory, Saint-Petersburg, Russia

The specific features of the solar wind shock waves interactions with the magnetic clouds and the pressure balanced structures are described. The appearance of the dissipative shock wave in the solar corona due to the refraction of the rotational discontinuity is shown.

Введение

В настоящее время накопилось огромное количество данных, говорящих о наличии различного типа межпланетных магнитогидродинамических (МГД) разрывов в потоке солнечного ветра и вообще во всей гелиосфере. При этом часто не обращается внимание на возможный переход одного вида разрыва в другой и на влияние догонного взаимодействия бегущих по потоку нестационарных сильных разрывов. Относительно недавно стали наблюдать и изучать [1-4] поведение в солнечном ветре стационарных магнитных облаков и структур с постоянным давлением.

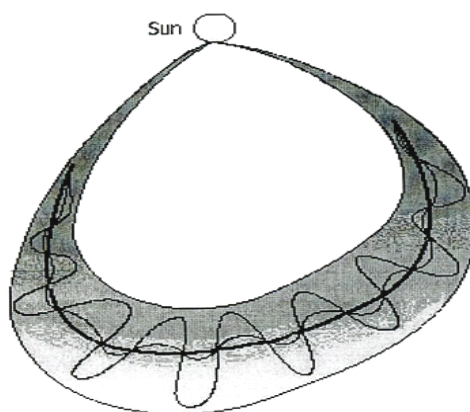


Рис. 1. Магнитное облако в потоке солнечного ветра.

Границы магнитного облака (рис. 1) можно представить в виде стационарного МГД тангенциального разрыва (рис. 2), при переходе через который скачком меняется величина магнитного поля и величина плотности заряженных частиц при отсутствии компоненты магнитного поля, нормальной к поверхности разрыва [1, 5].

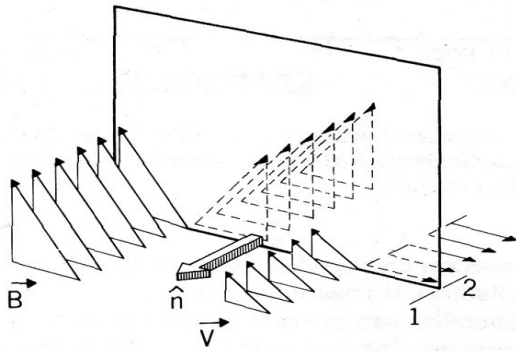


Рис. 2. Тангенциальный разрыв.

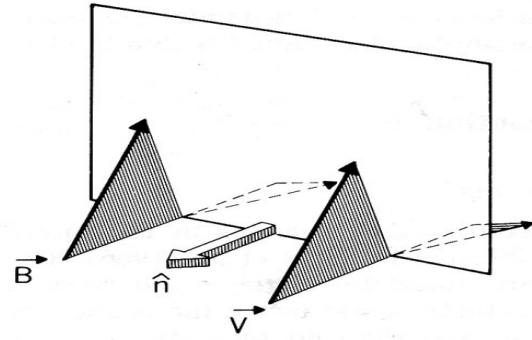


Рис. 3. Вращательный разрыв.

В потоке солнечного ветра менее часто, чем тангенциальные разрывы, наблюдаются вращательные разрывы, или разрывы Альфвена, бегущие по потоку солнечного ветра и резко изменяющие направление магнитного поля [1, 5] (рис. 3).

Постановка задачи и метод расчёта

Представляет значительный интерес рассмотреть особенности взаимодействия бегущих по потоку солнечного ветра быстрых ударных волн с границами магнитного облака и столкновение солнечного вращательного разрыва с контактным разрывом плотности в солнечной переходной области.

Для фронта ударной волны считаем выполненными магнитогидродинамические уравнения Рэнкина-Гюгонио. Тогда параметры потока за набегающей волной солнечного ветра и за головной ударной волной могут быть найдены по методу и формулам, приведенным в [5]. Для быстрых S_+ и медленных ударных волн S_- имеем:

$$\begin{aligned} S_+ : \quad \Delta u &= u_2 - u_1 = \pm f_+, & \Delta v &= v_2 - v_1 = \pm \varphi_+ \operatorname{sign} h \\ S_- : \quad \Delta u &= u_2 - u_1 = \pm f_-, & \Delta v &= v_2 - v_1 = \pm \varphi_- \operatorname{sign} h \end{aligned} \quad (1)$$

где
$$f_{\pm} = \frac{h_2 - h_1}{\sqrt{1 + h_2 z}} z v_A, \quad \varphi_{\pm} = \left| \frac{h_2 - h_1}{\sqrt{1 + h_2 z}} v_{A1} \right|, \quad z = \frac{\rho_2 - \rho_1}{h_2 - h_1} + \frac{1}{2}(h_2 + h_1),$$

$h_i = \frac{B_y}{B_x}$, u , v – компоненты вектора скорости. Верхний знак в формулах соответствует волне, идущей вверх, нижний – вниз по потоку.

Для быстрой (R_+) или медленной (R_-) волны разрежения будем иметь другие соотношения:

$$\begin{aligned}
 R_+ : \quad u_2 - u_1 &= \mp \psi_+, \quad v_2 - v_1 = \pm \chi + \text{sign } h, \\
 R_- : \quad u_2 - u_1 &= \mp \psi_-, \quad v_2 - v_1 = \mp \chi - \text{sign } h, \\
 \psi_{\pm} &= \left(\frac{v_{A1}}{\gamma p_1^{1/2}} \right) \int_{p_2}^{p_1} (p / p_1)^{-\frac{(\gamma+1)}{2\gamma}} q_{\pm}^{1/2} dp, \\
 \chi_{\pm} &= \left(\frac{v_{A1}}{\gamma p_1^{1/2}} \right) \int_{p_2}^{p_1} (p / p_1)^{-\frac{(\gamma+1)}{2\gamma}} \left[(1 - q_{\pm}) / (1 - pq_{\pm}) \right]^{1/2} dp
 \end{aligned} \tag{2}$$

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

$$\frac{dp}{dq} + \frac{\theta p}{1 - q} \frac{\theta}{q^2(1 - q)} = 0, \quad \theta = \gamma / (r - \gamma). \tag{3}$$

Метод решения задачи заключается в следующем. По начальным условиям на произвольном разрыве определяем, какому неравенству удовлетворяют условия: или $p_0 > p_{st}(h_0, h'_0, p'_0)$ ($p_{st} < p_c$), или $p'_0 < p_{R+}(h'_c, h_c, p_0)$. Тогда ясно, уравнения каких линий нужно писать для волн, чтобы воспользоваться плоскостью значений компонент $(\Delta u, \Delta v)$ [6]. Далее узнаем комбинации волн и разрывов, на которые распадается первоначальный разрыв. Затем получаем систему алгебраических уравнений, которую численно решаем.

Численное решение задачи о взаимодействии солнечного вращательного разрыва A с контактными разрывом $CD = C$ в переходной области можно осуществить на основе законов сохранения (условий динамической совместности) аналогично методике, предложенной в [6], используемой при изучении наклонных взаимодействий МГД сильных разрывов [7].

При плазменном параметре $\beta = 8\pi r / B^2$, угле $\psi = B_0 C = 30^\circ$ и угле между C и осью $X = 175^\circ$ получаем изложенным ранее методом [8]:

$$AC \rightarrow \underset{\rightarrow}{R_+} A \underset{\leftarrow}{S} C' \underset{\rightarrow}{S} A R_+ ,$$

где R_+ – быстрая волна разрежения, S – медленная ударная волна.

Представляется важным отметить тот факт, что в результате взаимодействия вращательного разрыва с переходной зоной может возникнуть медленная ударная волна, идущая вверх в корону Солнца.

При $\psi = 15^\circ$ можно получить преломленную быструю ударную волну.

Эти волны могут влиять на спикюлы и создавать так называемые взрывные или взрывоподобные события [9].

Кроме того, решая задачу Римана, взаимодействия быстрых ударных волн со структурами с постоянным давлением (pbs), границами неодно-

родности или облака T'_p , T''_p и головной ударной волной перед облаком схематически можно представить в виде:

$$\underline{S}_+ p b s \rightarrow R_+ T'_p \underline{S}_+, \quad \underline{S}_+ T''_p \rightarrow \underline{S}_+ T''_p \underline{S}_+, \quad \underline{S}_+ \underline{S}_b \rightarrow R_+ \underline{S}_b$$

Таким образом, взаимодействие солнечной бегущей ударной волны с задней границей облака аналогично взаимодействию с магнитопаузой, за исключением более сильного сдувания отраженных волн разрежения потоком солнечного ветра.

Заключение

1. На основе МГД рассмотрения впервые доказано возникновение обратных быстрых волн разрежения в солнечном ветре.

2. Доказана возможность преломления солнечного вращательного разрыва при взаимодействии с контактными разрывом в переходной от хромосферы к короне области в виде диссипативной (быстрой или медленной) ударной волны.

3. Указывается на сдувание быстрой волны разрежения, возникающей при взаимодействии межпланетной ударной волны со структурой с постоянным давлением и с магнитным облаком в потоке солнечного ветра.

Работа осуществлялась в рамках программы ОФН-15 и гранта РФФИ 08-01-00-191.

Литература

1. *Burlaga L.F.*, Interplanetary Magnetohydrodynamics, NY, Oxford Univ.Press, 1993.
2. *Vandas M., and Fischer S., Dryer M., Smith Z. and Detman T., Geranios A.* // J.Geophys.Res., 1997, V.102, A10, pp.22.295-22.300, October 1.
3. *Wu Ch.-Ch., and Lepping R.P.* // Adv. Space Sci., 41, pp.335-338, 2008.
4. *Collier M.R., Lepping R.P., and Berdichevsky D.B.* // J. Geophys.Res., 2007, V.112, A06102, doi: 10.1029/2006 JA 011714.
5. *Куликовский А.Г., Любимов Г.А.* Магнитная гидродинамика. М., Логос, 2005.
6. *Grib S.A., Koutchmy S., Sazonova V.N.* // Solar Physics, 1996, v.169, p.151-166.
7. *Бармин А.А., Пушкарь Е.А.* // Изв. РАН МЖГ, 1990, N1, с.131-142.
8. *Grib S.A.* // Astron. and Astrophys. Trans., V.22, Nos.4-5, pp.607-610, 2003.
9. *Perez M.E., Doyle J.G., Evelelyi R., Sarro L.M.* Explosive events in solar atmosphere. // Astron. and Astrophys., 1999, v.342, pp.279-284.

**ФОРМИРОВАНИЕ ПОСТЭРУПТИВНОЙ АРКАДЫ
В АКТИВНОМ СОБЫТИИ НА ЛИМБЕ 31 ИЮЛЯ 2004 г.
ПО МИКРОВОЛНОВЫМ НАБЛЮДЕНИЯМ НА РАТАН-600**

Григорьева И.Ю.¹, Боровик В.Н.¹, Кашапова Л.К.²

¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург
irina19752004@mail.ru

²Институт солнечно-земной физики, Иркутск, *lkk@iszf.irk.ru*

**THE POST-ERUPTIVE ARCADE FORMATION IN THE LIMB EVENT
ON JULY 31, 2004 FROM MICROWAVE SOLAR OBSERVATIONS
WITH THE RATAN-600 RADIO TELESCOPE**

Grigoryeva I.Yu.¹, Borovik V.N.¹, Kashapova L.K.²

¹Central (Pulkovo) astronomical observatory of RAS, St.-Petersburg, Russia,
irina19752004@mail.ru

²Institute of Solar-Terrestrial Physics, Irkutsk, Russia, *lkk@iszf.irk.ru*

A CME/flare event occurred at the western limb on 31 July 2004. Five successive multi-wavelength scans in centimeter range were obtained with the RATAN-600 radio telescope starting at the early stage of post-eruptive arcade formation (24 min after a C8.3 flare peak) and lasting for 4 hours. Microwave radio emission of the arcade was rather intense at initial stage indicating a predominant contribution of thermal emission and then considerably decreased during the decay phase. Its maximum was co-spatial with the 195 Å Fe XII loop tops. At the end of microwave observations the contribution of the emission from accelerated particles became significant. The similarity of microwave characteristics of two eruptive events (on 31 July 2004 at the western limb and on 25 January 2007 at the eastern limb) is shown.

Многоазимутальные наблюдения Солнца на радиотелескопе РАТАН-600 позволяют исследовать эволюцию микроволновых характеристик формирующихся постэруптивных аркад.

В данной работе приводятся результаты наблюдения эруптивного события на западном лимбе Солнца, которое произошло 31 июля 2004 г. в зашедшей активной области AR 10652. Корональный выброс массы (СМЕ), двигавшийся со скоростью 1190 км/сек, был зарегистрирован на LASCO/C2 в 05:54UT. По данным GOES в 05:16-09:14UT наблюдалась вспышка C8.4 с пиком в 06:57UT. Следующая вспышка C5.3 в той же активной области произошла в 10:35-11:49UT на фазе затухания первой вспышки (пик в 11:01UT). По данным SOHO/EIT (195Å) до 20 UT прослеживался подъем петель постэруптивной аркады. По данным RHESSI в ходе эруптивного события отмечено возрастание рентгеновского потока в каналах 3-6, 6-12, 12-25 кэВ, максимум которого совпал с импульсной фазой вспышки.

Наблюдения Солнца на РАТАН-600 в этот день проводились в период с 07:21 до 11:18UT с использованием панорамного анализатора спектра,

разработанного в САО РАН [1]. Интенсивность и поляризованная по кругу составляющая радиоизлучения Солнца (параметры Стокса "I" и "V") регистрировались одновременно на ряде волн сантиметрового диапазона при прохождении Солнца через неподвижную диаграмму антенны в пяти азимутах с интервалом в 1 час. Первое наблюдение было выполнено через 24 мин после пика первой вспышки C8.4. Анализировались данные РАТАН-600 в диапазоне 1.8-5.0 см совместно с данными других энергетических диапазонов.

На одномерных радиосканах Солнца на всех волнах используемого диапазона регистрировался за западным солнечным диском интенсивный радиоисточник, отождествляемый с вершиной развивающейся постэруптивной аркады. Пример совмещения радиоисточника, выделенного на скане над уровнем излучения спокойного Солнца на волне 3.2 см, с изображением постэруптивной аркады в линии 195Å (SOHO/EIT) представлен на рис. 1. Здесь же показано положение источника рентгеновского излучения в канале 6-12 кэВ (данные RHESSI) относительно аркады.

На рис. 2а приведены спектры полных потоков микроволнового излучения аркады, полученные из пяти последовательных наблюдений в разных азимутах на РАТАН-600 (справа от спектров указано время наблюдения). Погрешность вычисления потоков определялась точностью выделения источника на скане и составила (3-10)%.

Приведенные спектры для 31 июля 2004 г. показывают, что в первом наблюдении (через 24 мин после импульсной фазы вспышки) в микроволновом излучении аркады преобладало тепловое–тормозное излучение оптически тонкой плазмы – наблюдаемый микроволновый спектр потоков близок к плоскому, степень круговой поляризации не превышает 5%. Параметры плазмы (определенные в однотемпературном приближении): $T = 1.5 \times 10^6$ (К), $EM = 2.9 \times 10^{48}$ см⁻³, $N_e = 5.1 \times 10^9$ см⁻³. В дальнейшем интенсивность радиоизлучения аркады и доля тепловой компоненты в излучении падала.

По данным RHESSI, начиная с 06 UT часов, регистрировался источник рентгеновского излучения в каналах 3-6, 6-12, 12-25 кэВ на высоте около 50 тыс. км над фотосферой. Его спектры (рис. 3), измеренные в разные моменты времени, показывают, что рентгеновское излучение аркады на ранней стадии эруптивного процесса хорошо описывается тепловой моделью с параметрами плазмы $EM = 1.4 \times 10^{48}$ см⁻³, $Te(K) = 12.5 \times 10^6$ (07:15UT) и $EM = 1.6 \times 10^{48}$ см⁻³, $Te(K) = 11.2 \times 10^6$ (08:20UT). На более поздней стадии (10:19 UT) рентгеновские данные описываются моделью с небольшим вкладом нетеплового излучения с параметрами $EM = 1.0 \times 10^{47}$ см⁻³ и $Te(K) = 8.9 \times 10^6$.

В данной работе сравниваются микроволновые характеристики развивающихся постэруптивных аркад в двух активных событиях – 31.07.04 на западном лимбе и 25.01.07 на восточном лимбе [2, 3]. На рис. 2б приведе-

ны спектры полных потоков источника микроволнового излучения, отождествленного с аркадой 25.01.07. Здесь первое наблюдение на РАТАН-600 выполнено через 30 мин после пика вспышки С6.3. И так же, как 31.07.04, микроволновые спектры на ранней стадии развития аркады свидетельствуют о преобладании теплового излучения плазмы и последующем возрастании нетепловой компоненты, возможно, обусловленной ускоренными частицами.

Параметры плазмы постэруптивной аркады 25.01.07, оцененные на основе микроволнового спектра, полученного через 30 мин после пика вспышки, оказались близкими к тем, что были получены на раннем этапе развития аркады в событии 31.07.04, а именно: $T = 5.2 \times 10^6$ (К), $EM = 14.6 \times 10^{48} \text{ см}^{-3}$, $N_e = 2.3 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$ [3].

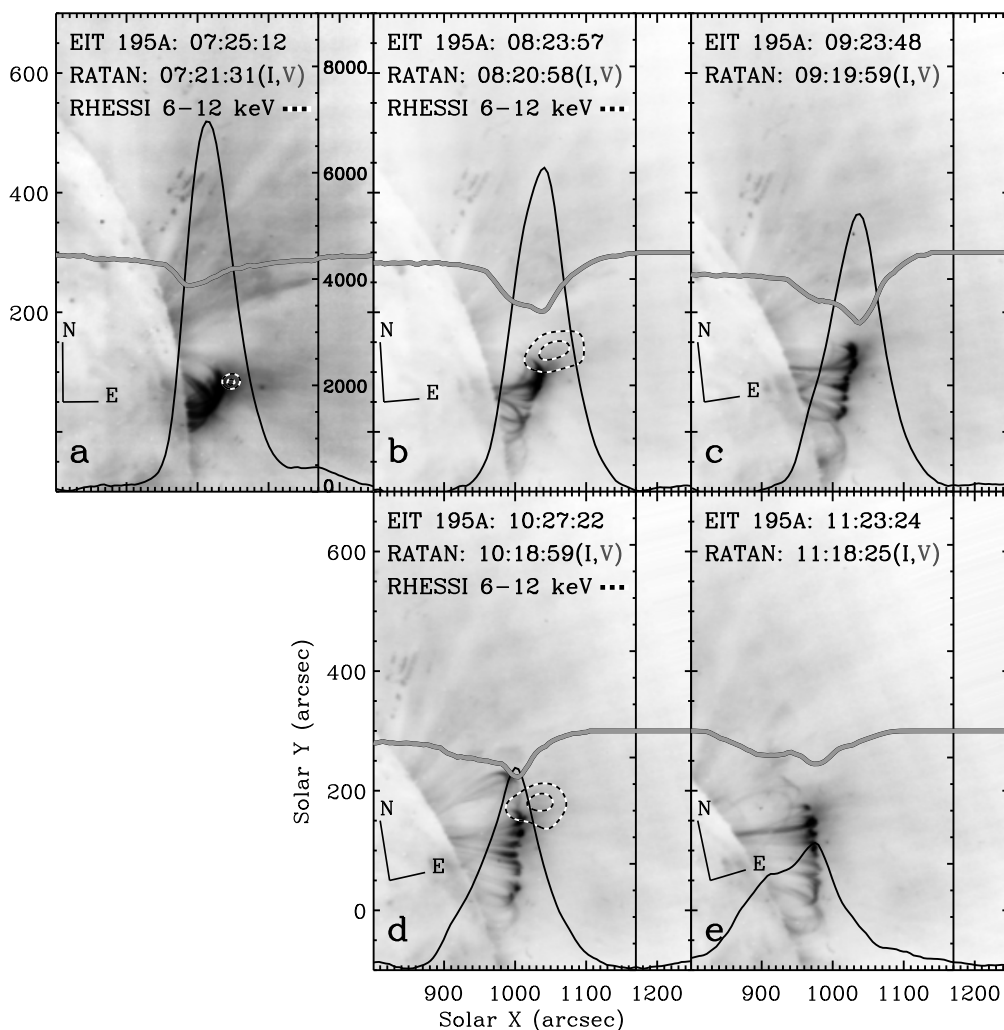


Рис. 1. Отождествление локального источника радиоизлучения над лимбом на волне 3.21 см (параметры Стокса “Т” и “V” изображены сплошными черной и серой линиями), с изображением постэруптивной аркады в линии 195Å (SOHO/EIT) (негатив). Рентгеновский источник (6-12 кэВ) показан контурами 90% и 60% от пика излучения (штриховая линия).

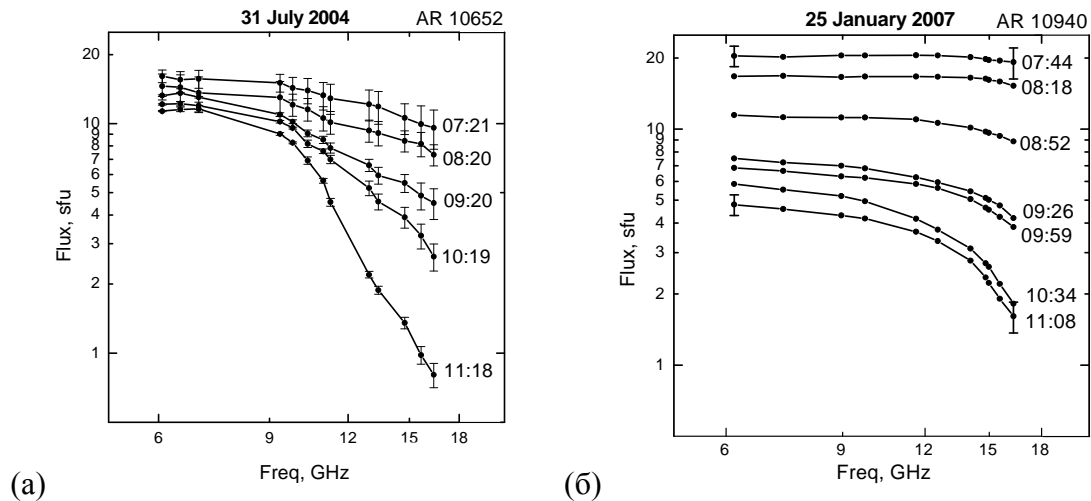


Рис. 2. Эволюция спектров потоков микроволновых источников, отождествленных с развивающимися постэруптивными аркадами, в событиях 31.07.04 (а) и 25.01.07 (б). Справа от спектров указано время наблюдений Солнца на РАТАН-600.

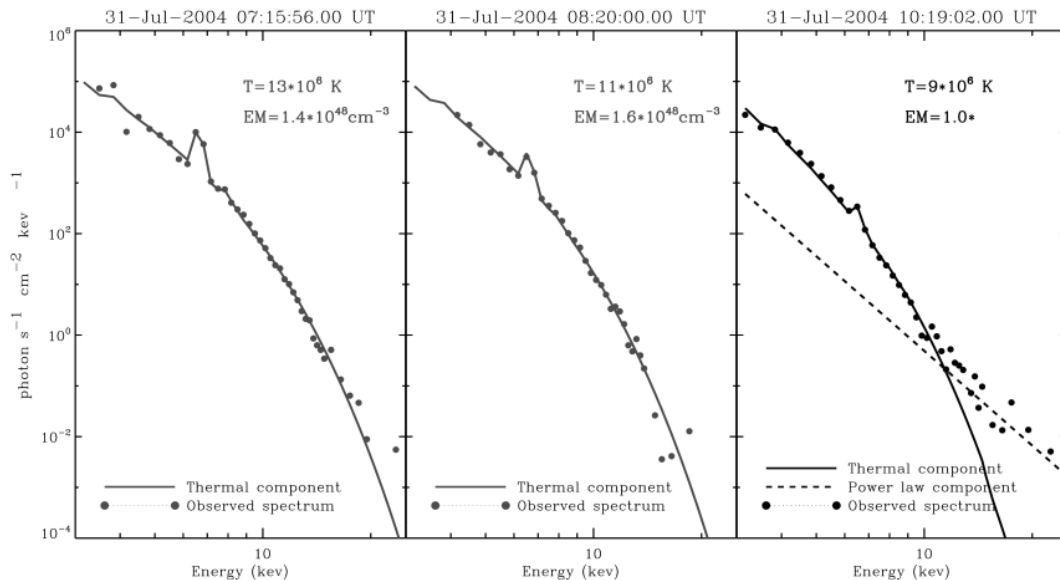


Рис. 3. Рентгеновские спектры постэруптивной аркады по данным RHESSI 31.07.04.

Авторы благодарят коллектив CAO РАН за проведение наблюдений Солнца на РАТАН-600 и признательны М.А. Лившицу за полезную дискуссию.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты 09-02-92610-КО, 08-02-00872), гранта НШ – 6110.2008.2 и программы ОФН-15.

Литература

1. *V.M. Bogod, S.M. Vatrushin et al.*, 1993, ASP Conference Series, v.46, pp. 306-309.
2. *I.Yu. Grigoryeva, L.K. Kashapova, M.A. Livshits, V.N. Borovik*, 2009, Proc. IAU Symp. 257 “Universal Heliophysical processes”. Sept.15-19, 2008, Ioannina, Greece, p.177.
3. *I.Yu. Grigorieva, V.N. Borovik. M.A. Livshits et al.*, Sol. Phys., 2009, v.258 (2), in press.

СОЛНЕЧНЫЕ СТРИМЕРЫ В ТРЕХМЕРНОМ КИНЕТИЧЕСКОМ РАССМОТРЕНИИ

Губченко В.М., Смирнов А.В.

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

SOLAR STREAMERS UNDER THREE DIMENSIONAL KINETIC CONSIDERATION

Gubchenko V.M., Smirnov A.V.

Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia

We give examples of self-consistent analysis of a separate solar streamer and a streamer with the belt formation in terms of the Vlasov and Maxwell equations considering the solar corona as a hot collisionless plasma forming solar wind. The wind has a prescribed outside shape of the velocity distribution function (VDF) and interacts with magnetization. The active region magnetization formed by magnetodipole and toroid components models a helmet-like initial structure. Plasma flow is characterized by the parameters of the “momentum” and “energy” anisotropy defined by the shape of the isotropic VDF and their ratio G_v is new plasma parameter. Parameter G_v defines plasma as a conductor or a diamagnetic. The resulting 3D large-scale kinetic (LSK) structure can be elongated with fine ray structures for a conductive flow or transforms to a compact state with CME when the flow is diamagnetic. The LS are defined via new plasma dispersion scales: anomalous skin and magnetic Debye scales. The streamer belt is formed by interacting streamers. The belt is considered a result of diamagnetic perturbation of the diamagnetic heliospheric current sheet. The sheet is self-consistent with plasma flows and has an anisotropic VDF. The scale of structures is defined via magnetic Debye scale. The scale is expressed via the VDF “energy” anisotropy parameter.

Введение

Корональные стримеры – составляющая солнечной короны, характеризуют корону как неоднородное динамическое образование с квазирадиальными структурами. С наблюдением солнечных стримеров связаны представления о короне в двух предельных состояниях: «максимума» и «минимума» (Рис. 1, Рис. 2). В «минимуме» стримеры образуют стримерный пояс, состоящий из коллектива взаимодействующих между собой стримеров, а в «максимуме» солнечные стримеры – это отдельные выделенные невзаимодействующие квазирадиальные структуры.

Образование стримеров связано с индукционным электромагнитным взаимодействием (э.м.) расширяющейся со скоростью v' солнечной короны – солнечного ветра – с магнитоактивными областями Солнца. В результате такого взаимодействия образуется квазирадиальный трехмерный след активной области в виде магнитного хвоста – стримера с индукционным током. В составе стримера в различных сочетаниях присутствуют неоднородности: магнитные острова, токовые слои и магнитные жгуты, соответ-

ствующие разным топологическим структурам. В области корональных стримеров, находящейся внутри токового диска, скорость солнечного ветра понижена, а вне этой области повышена, что соответствует наблюдениям низкоскоростного и высокоскоростного солнечного ветра.

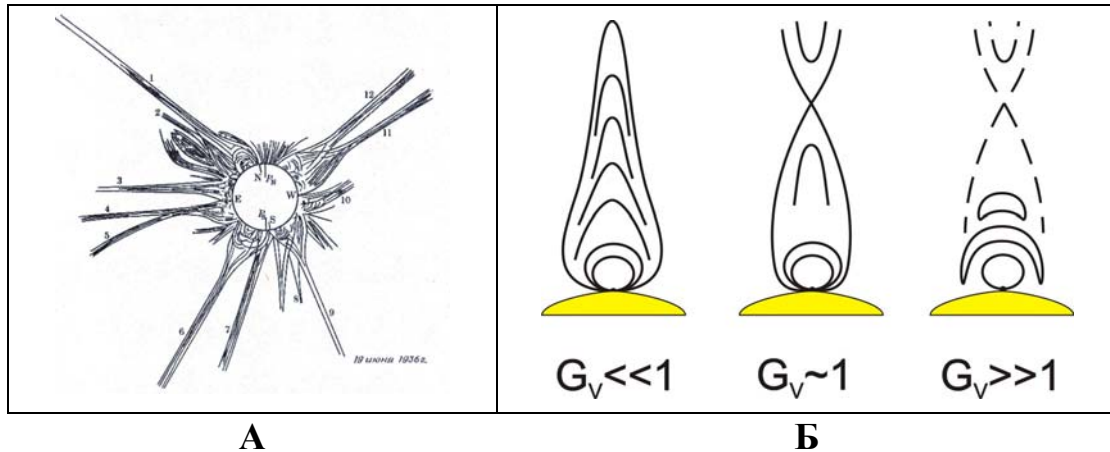


Рис. 1. Солнечная корона в состоянии «максимума» (А). Отдельный стационарный корональный стример при трех характерных значениях параметра G_V , характеризующего «добротность» потока плазмы (Б). Резистивное состояние при $G_V \ll 1$ и диамагнитное компактное («диполизованное») состояние при $G_V \gg 1$.

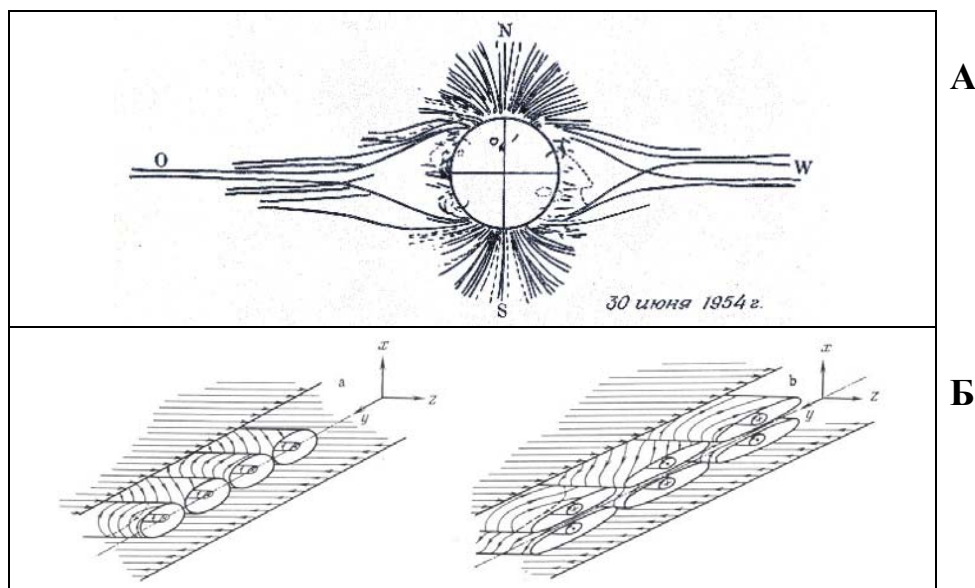


Рис. 2. Солнечная корона в состоянии «минимума» со стримерным поясом (А). Нейтральный токовый слой с возбужденными радиальными стратификационными модами, описывающими взаимодействующие между собой лучевые структуры (Б).

Радиальные магнитные жгуты определяют лучевую структуру. Токосые слои формируют тонкую структуру тока гелиосферного токового диска. Магнитные острова формируют замкнутые шлемовидные структуры. В динамических режимах формирования и разрушения стримеров и их пере-

стройки в компактное «диполизированное» состояние наблюдаются эффект выброса корональной массы (КВМ).

Анализ формирования стримеров связан с решением классической задачи о разлете плазмы поперек магнитного поля, создаваемого источником намагниченности $\vec{\mu}(\vec{X})$. При этом ставится задача установления связи структур стримера с параметрами потока плазмы и параметрами источника намагниченности и выяснения причин формирования КВМ внутри стримера.

В решении данной задачи преобладают методы МГД описания. В условиях сильной разреженности плазмы солнечной короны в МГД описании эффективная частота столкновений, обуславливающая проводимость и вязкостные свойства плазмы, связываются только с мелкомасштабными кинетическими процессами и турбулентностью, что требует дополнительных обоснований и решения задач кинетики плазмы.

В кинетическом приближении Власова плазма представляется как бесстолкновительная горячая среда, характеризующаяся анизотропными ФРЧ $f(\vec{v})$. Корональный стример – ламинарная э.м. структура; результат крупномасштабного кинетического (КМК) рассмотрения задачи в рамках уравнений Власова и Максвелла. В кинетическом рассмотрении свойства среды и масштабы структур определяются из формы ФРЧ $f(\vec{v})$ внешнего потока плазмы и управляются безразмерным параметром G_V , выражаемым через эту форму. Среда может проявлять себя проводящей $G_V \ll 1$ или диамагнитной $G_V \gg 1$, что качественно меняет результат взаимодействия и объясняет появление КВМ (Рис. 1). КВМ здесь – это результат неадиабатически быстрых изменений параметра G_V .

В работе мы представляем результаты кинетического рассмотрения проблемы. Методы решения задачи при определении структуры отдельного стримера и стримерного пояса качественно отличаются и представлены ниже.

Отдельный корональный стример

Рассмотрение типологически подобных коронального стримера и хвоста магнитосферы Земли, сформированных потоками солнечного ветра, мы проводим на основе решения одной глобальной задачи о возбуждении индукционного электромагнитного поля в однородной плазме движущимся источником намагниченности [1]. Наше рассмотрение данной сложной нелинейной проблемы основано на упрощении в подходе к решению уравнений Власова, при этом не делается предположение о структуре стримера. Физически оправдано разделение частиц плазмы на частицы, захваченные полем магнитоактивной области и формирующие намагниченность $\vec{\mu}(\vec{X})$, и пролетные частицы, формирующие стример. Прямолинейное движение та-

ких частиц слабо возмущено самосогласованными э.м. полями \vec{A} , что позволяет решить задачу.

Распределенная намагниченность $\vec{\mu}(\vec{X}) = \vec{\mu}_d(\vec{X}) + \vec{\mu}_\tau(\vec{X})$ магнитоактивной области на масштабе r_0 включает в себя токи захваченных частиц и постулируется как сумма магнитодипольной намагниченности $\vec{\mu}_d(\vec{X})$ и тороидальной намагниченности $\vec{\mu}_\tau(\vec{X}) = \nabla \times \vec{\tau}(\vec{X})$. Вес тороидальной компоненты в конфигурации магнитоактивной области определяется параметром $\Gamma_{\tau\mu} = I_\tau / I_\mu$, который характеризует отношение полного тока в тороиде I_τ к полному I_μ току в магнитном диполе. Векторы дипольного $\mu_0 = \pi r_0^2 I_\mu$ и тороидального моментов $\tau_0 = (4/3)\pi r_0^3 I_\tau$ намагниченностей перпендикулярны друг к другу и перпендикулярны к вектору скорости потока солнечного ветра v' . Данная конфигурация соответствует магнитоактивной области со шлемовидной структурой. При $\Gamma_{\tau\mu} \ll 1$ возбуждается “магнитодипольный” стример, а при $\Gamma_{\tau\mu} \gg 1$ возбуждается “тороидальный” стример.

Решение уравнения Власова для пролетных частиц, формирующих поток плазмы, выражается в терминах тензора диэлектрической проницаемости. Для потока плазмы с изотропной ФРЧ $f(|\vec{v}|)$ этот тензор имеет известный диагональный вид. Из решений уравнений Максвелла в режиме дозвукового течения магнитное поле $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$ над шлемовидной структурой представляется следующими формулами:

$$\vec{A} = \vec{A}_\mu + \vec{A}_\tau,$$

$$\text{где } \vec{A}_\mu = \mu_0 \left(\frac{\partial M_G}{\partial Y} \vec{x}_0 - \frac{\partial M_G}{\partial X} \vec{y}_0 \right), \quad \vec{A}_\tau = \tau_0 \left(\frac{\partial^2 M_G}{\partial X \partial Y} \vec{x}_0 + \left(\frac{\partial^2 M_G}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 M_G}{\partial Z^2} \right) \vec{y}_0 - \frac{\partial^2 M_G}{\partial Z \partial Y} \vec{z}_0 \right)$$

В этих выражениях

$$M_G(\chi, \rho_\perp, \text{Re}_m, G_V) = \frac{1}{\pi r_G} \int_0^\infty d\xi_\perp \xi_\perp J_0(\xi_\perp \rho_\perp) \exp\left(-\frac{\xi_\perp^2 \text{Re}_m^2}{2}\right) I_x(\xi_\perp, \chi, \text{Re}_m),$$

$$\text{где } I_x(\xi_\perp, \chi, \text{Re}_m, G_V) = 2 \text{Re} \int_0^\infty d\xi_x \exp\left(i\xi_x \chi - \frac{\xi_x^2 \text{Re}_m^2}{2}\right) \frac{(\xi_\perp^2 + \xi_x^2)}{(\xi_\perp^2 + \xi_x^2)^2 - i|\xi| \xi_x + G_V \xi_x^2}.$$

Здесь $\chi = x/r_G$, $\rho_\perp = r_\perp/r_G$ – безразмерные магнитосферные цилиндрические координаты и $\vec{\xi} = \vec{k}r_G$ – безразмерный волновой вектор с цилиндрическими компонентами ξ_\perp и ξ_x . Здесь $\text{Re}_m = r_0/r_G$ – магнитное число Рейнольдса, r_G – масштаб аномального скин-слоя. Знаменатель в интеграле I_x выражен через э.м. компоненту тензора. Параметр «добротность» $G_V \approx \kappa_D / \kappa_G$ выражается через анизотропию потока по «импульсу» $\kappa_G \approx v' \pi f(v')$ и анизотропию потока по «энергии» $\kappa_D \approx -2v'^2 \int du (\partial f / \partial u^2)$. В КМК приближении $\kappa_G, \kappa_D \ll 1$ и анизотропия слабая. В потоке с максвелловской ФРЧ $f = f_M$ получаем $G_V = G_{VM} = v'/v_e \ll 1$ – поток является проводящей средой. Изме-

няя быстро форму $f(|\vec{v}|)$, получим переход в диамагнитный режим $G_V \gg 1$ с компактным состоянием активной области и КВМ (Рис. 1).

Через параметры анизотропии выражается масштаб аномального скин-слоя $r_G^{-2} \approx (\omega_p^2 / c^2) \kappa_G$ и магнитный радиус Дебая $r_{DM}^{-2} \approx (\omega_p^2 / c^2) \kappa_D$. Через эти масштабы и расстояние до источника определяются масштабы тонкой лучевой структуры стримера $L_G(X, r_G)$ и $L_{DM}(X, r_{DM})$. В частности, $L_G \approx 3r_G^{2/3} (|\vec{X}|/2)^{1/3}$ при потоках с $G_V \ll 1$.

Пояс корональных стримеров

Рассмотрение структуры пояса коллективно взаимодействующих стримеров строится на основе представления конфигурации одномерным токовым слоем [2], такой слой локально аппроксимирует гелиосферный токовый диск. В этом случае пояс корональных стримеров может рассматриваться как результат возбуждения э.м. мод в диске, соответствующих возбуждению индукционных электромагнитных полей. Рассматриваемые в кинетике стационарные одномерные токовые слои, самосогласованные с потоками, в зависимости от наличия работы электрического поля \vec{E} рассматриваются в двух состояниях: диамагнитном ($\vec{j}\vec{E} = 0$) и резистивном ($\vec{j}\vec{E} \neq 0$). ФРЧ $f(\vec{v})$ во всех случаях не является изотропной функцией и характеризует взаимопроникающие потоки и токи в плазме.

В обоих состояниях возможно возбуждение электромагнитных мод в слое. Моды описывают различные по топологии и ориентации КМК структуры в виде магнитных островов или магнитных жгутов. В диамагнитном слое при приближении $G_V > 1$ управляющим параметром является величина и знак у параметра обобщенной анизотропии по энергии плазмы κ_D , который определяется по форме обобщенной ФРЧ $f(\vec{v})$. По величине параметра вычисляется диамагнитный локальный магнитный масштаб Дебая плазмы $r_{DM}^{-2} \approx (\omega_p^2 / c^2) \kappa_D$, определяющий размер, ориентацию и тип крупномасштабных структур. В резистивном слое, где $G_V < 1$, ситуация более сложная, с учетом влияния потоков не рассматривалась.

Заключение

Предложенное выше кинетическое рассмотрение дает результаты, подобные результатам МГД рассмотрения, но с большей детализацией тонкой структуры стримера. Получаемые в наших приближениях размеры структур и их топология являются самосогласованными с параметрами ФРЧ, что соответствует кинетическому описанию разреженной плазмы короны. Для описания топологической перестройки стримерной структуры из состояния с вытянутым стримером в компактное состояние введён новый независимый от числа Маха M безразмерный параметр G_V , характеризующий э.м. свойства потока.

Работа выполнена по Госконтракту НОЦ № 02.740.11.0246 при поддержке грантов РФФИ №. 08-02-00119 и № 09-02-01330, при поддержке школы ВШШ-4485.2008.2 и в рамках программ Президиума РАН и ОФН РАН.

Литература

1. *Gubchenko V.M., et al.* (2006), On a 3D kinetic approach to solar streamer modeling. *Cent. Eur. Astrophys. Bull.*, 30(1), 113-130.
2. *Gubchenko V.M., et al.* (2004), On Plasma Kinetic Model of a 3D Solar Corona and Solar Wind at the Heliospheric Sheet. *Hvar Obs. Bull. (HOB)*, 28, (2004), 1, 127-138.

ИССЛЕДОВАНИЕ КОРОНАЛЬНОЙ ЛИНИИ 6374Å В ПЕРИОД МИНИМУМА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Гусева С.А., Шрамко А.Д.

*Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия;
svgual@yandex.ru, a_shramko@inbox.ru*

RESEARCH OF CORONAL LINES 6374Å DURING A MINIMUM OF SOLAR ACTIVITY

Guseva S.A., Shramko A. D.

*Kislovodsk Solar Station of the Pulkovo Astronomical Observatory of the Russian Academy of
Sciences, Kislovodsk, Russia*

Исследование интенсивности запрещённых эмиссионных корональных линий представляет большой интерес для изучения распределения температуры и концентрации в короне Солнца.

Ранее мы исследовали корональную линию $\lambda 5303\text{\AA}$ (FeXIV) и получили кривые изменения интенсивности зелёной линии на разной высоте от лимба Солнца для полярных и низкоширотных областей.

Цель данной работы – получить на большом материале зависимость изменения интенсивности корональной линии $\lambda 6374\text{\AA}$ (FeX) с высотой.

Инструменты

Для данной работы были сделаны снимки корональной линии $\lambda 6374\text{\AA}$ на внеатомном коронографе ГАС ГАО РАН. Наблюдательные данные позволяют получить распределение интенсивности корональной линии, выраженной в миллионных долях интенсивности центра Солнца до высоты над фотосферой - 6'.

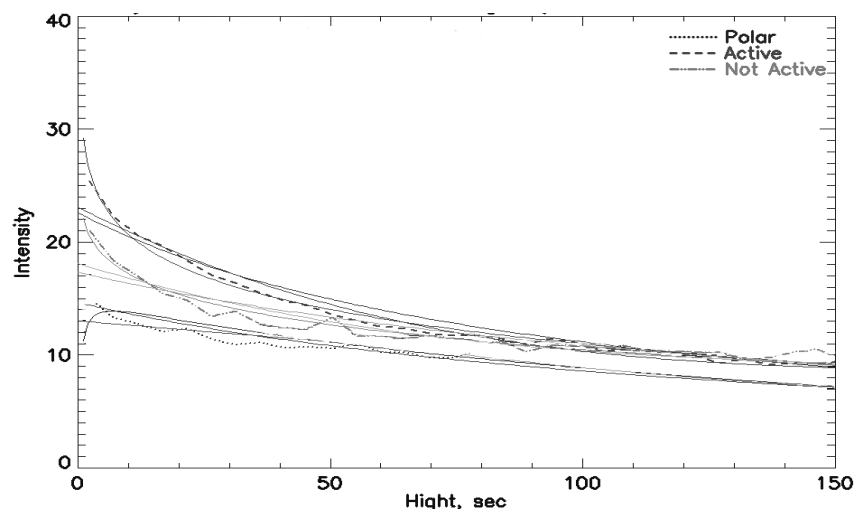


Рис. 1. Изменение с высотой интенсивности линии $\lambda 6374\text{\AA}$ для разных областей.

Методы обработки и результаты

В данной работе была проведена обработка интенсивности линии $\lambda 6374\text{\AA}$ на разных высотах от лимба Солнца. За 2009 год вычисления интенсивности эмиссионной красной линии проводились с шагом $5''$ вдоль линии и через 5° по лимбу Солнца. Для учета изменения интенсивности от степени активности данной области солнечный лимб был разбит на зоны. Отдельно для активных, спокойных и полярных областей Солнца были исследованы изменения интенсивности линии $\lambda 6374\text{\AA}$ с высотой. Усредненные за весь год эти кривые показаны на рис. 1.

В период минимума солнечного цикла, исследование по высоте от фотосферы Солнца интенсивности линии $\lambda 6374\text{\AA}$ в разных областях активности показало:

I. Аппроксимирующая кривая для экваториальных областей с факельными площадками около лимба имеет следующий вид:

$$I_{\text{акт}} = 29.2 - 7.9Lg(h) - 0.6Lg^2(h), \quad (1)$$

II. Аппроксимирующая кривая для спокойных (при отсутствии в этом районе лимба проявлений активности Солнца ближе, чем на 30°) областей имеет вид:

$$I_{\text{сп}} = 22.1 - 4Lg(h) - 0.9Lg^2(h), \quad (2)$$

III. Для полярных зон ($\pm 30^\circ$ от полюсов Солнца):

$$I_{\text{поляр}} = 12.9 - 0.04h + h^2 - 4.7 \cdot 10^{-8} h^3, \quad (3)$$

Уравнение средней аппроксимирующей кривой за весь год по всему лимбу следующее:

$$I_{\text{сп.}} = 18.4 + 1.8Lg(h) - 3.1Lg^2(h), \quad (4)$$

Рассматривалось временное распределение протяженности красной корональной линии с учетом ореола за данный день (рис. 2).

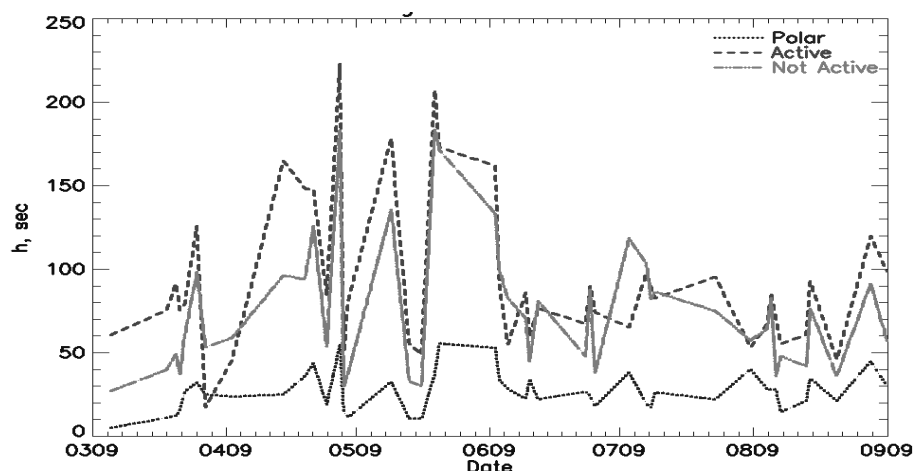


Рис. 2. Изменение средней протяженности линии $\lambda 6374\text{\AA}$ по всему лимбу.

Протяженности линии 6374\AA в средних и экваториальных зонах имеют похожие распределения и превышают высоту линии в полярных зонах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ программ РАН.

ИССЛЕДОВАНИЕ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТУБЕРАНЦЕВ В СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЯХ 6563Å, 5876Å, 4861Å

Гусева С.А., Шрамко А.Д.

*Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия
svgual@yandex.ru, a_shramko@inbox.ru*

RESEARCH SOLAR PROMINENCES IN SPECTRAL LINES 6563Å, 5876Å, 4861Å

Guseva S.A., Shramko A.D.

*Kislovodsk Solar Station of the Pulkovo Astronomical Observatory
of the Russian Academy of Sciences, Kislovodsk, Russia*

Цель данной работы – исследование изменения яркости, высоты, протяженности по лимбу Солнца хромосферных линий H α (λ 6563Å), D3 (λ 5876Å) и H β (λ 4861Å) в протуберанцах в течение минимума солнечной активности.

Данные наблюдений и результаты обработки

Наблюдения хромосферных линий были сделаны на внезатменном коронографе системы Лио Кисловодской ГАС. Спектральные линии наблюдались через 1° по лимбу Солнца, где были видны протуберанцы. Наблюдение одного и того же протуберанца в разных хромосферных линиях велось с небольшим временным интервалом, необходимым, чтобы перестроить спектрограф на другой участок спектра.

Сравнение свечения одного и того же протуберанца в хромосферных линиях H α (λ 6563Å), D3 (λ 5876Å) и H β (λ 4861Å) показало, что есть различия в протяженности по лимбу и в структуре линий. Примеры свечения протуберанцев в линиях H α , D3 и H β показаны на рис. 1-3, где представлены и фильтровые H α -изображения протуберанцев по данным коронографа Pic du Midi, а изолиниями показана структура данного протуберанца по изображениям EIT λ 304Å. На рис. 3 нанесены профили трех линий через 5" по высоте. В линии D3 мы видим более горячие слои протуберанцев по сравнению с водородными линиями. В протуберанцах наблюдаются большие доплеровские смещения в линиях H α и D3. Структура спектральных линий H α и D3 имеет часто разорванный, клочкообразный вид, чем H β .

Наблюдается различие в высоте хромосферных линий. Свечение в линии H β достигает меньшей высоты, чем в остальных хромосферных линиях. Проведенное исследование показало, что распределение хромосферных линий D3 по лимбу Солнца в большинстве случаев охватывает больший позиционный угол, чем линии H α и H β в зоне данного протуберанца.

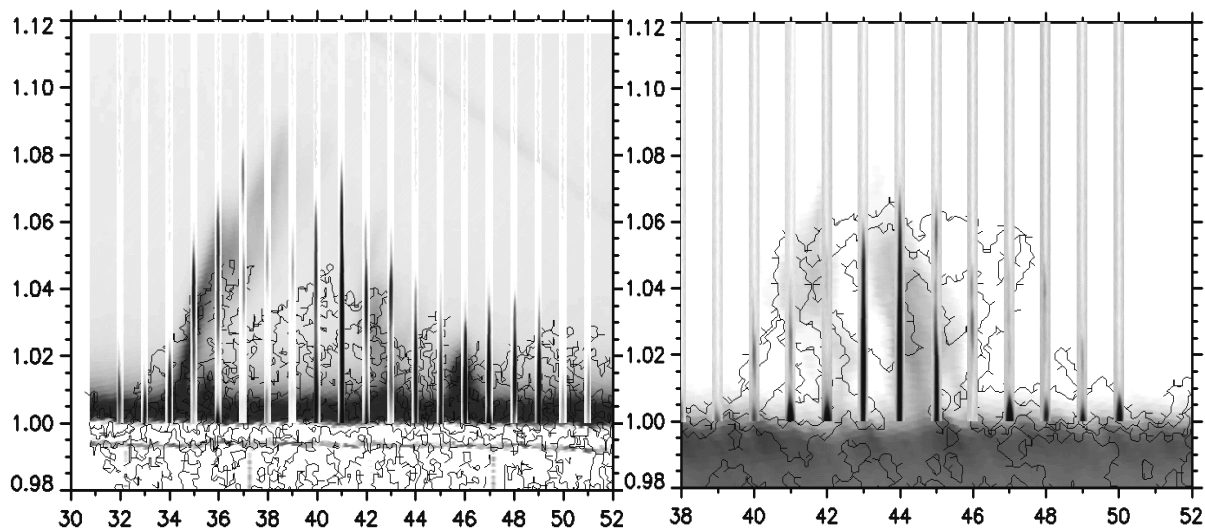


Рис. 1. Свечение протуберанцев в спектральной линии $\lambda 6563 \text{ \AA}$ (28/08/09; 25/06/09).

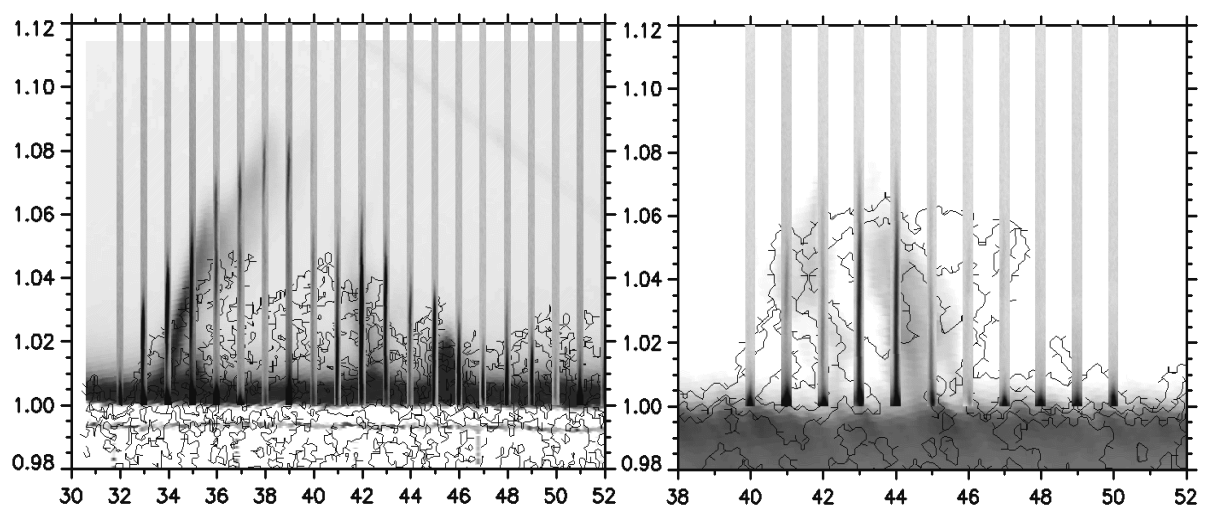


Рис. 2. Свечение протуберанцев в спектральной линии $\lambda 5876 \text{ \AA}$ (28/08/09; 25/06/09).

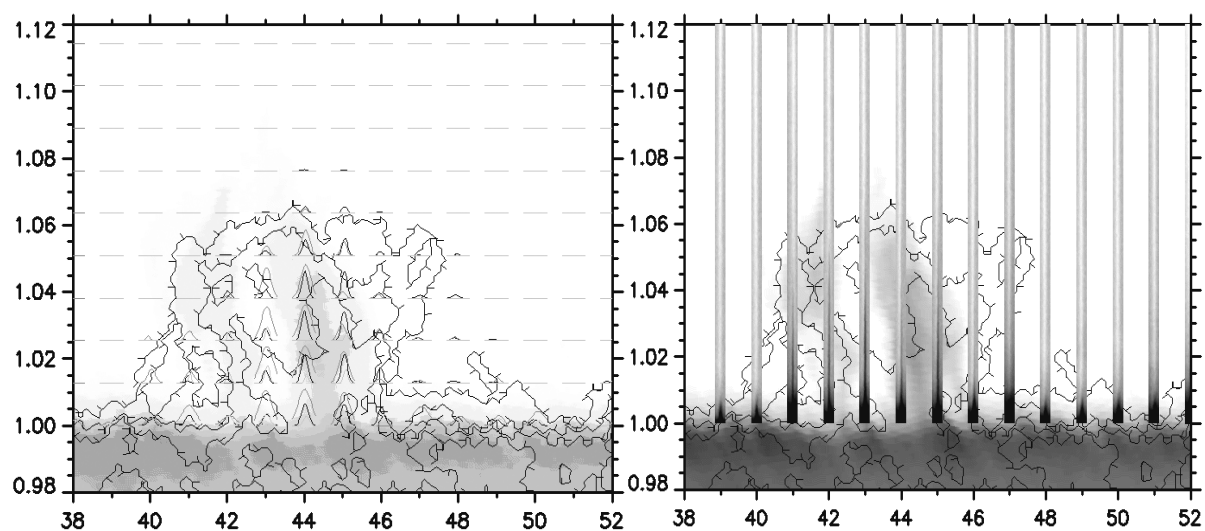


Рис. 3. Свечение протуберанца в спектральной линии $\lambda 4861 \text{ \AA}$ (25/06/09).

Работа выполнена при поддержке РФФИ программ РАН.

СРАВНЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ И ФИЛЬТРОВЫХ НАБЛЮДЕНИЙ СОЛНЦА В ЛИНИИ 6563Å

Гусева С.А., Шрамко А.Д.

*Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия;
svgual@yandex.ru, a_shramko@inbox.ru*

COMPARISON OF SPECTRAL AND FILTER OBSERVATIONS OF THE SUN IN THE LINE 6563Å

Guseva S.A., Shramko A. D.

*Kislovodsk Solar Station of the Pulkovo Astronomical Observatory of the Russian Academy of
Sciences, Kislovodsk, Russia*

Введение

Во внутренних слоях короны наблюдаются вырывающиеся из хромосферы гигантские «языки» протуберанцев. И хотя протуберанцы проникают далеко в корону, газ протуберанцев подобен газу хромосферы. Магнитное поле удерживает вещество протуберанца в короне и определяет его форму на лимбе Солнца. Одни протуберанцы спокойны, другие вечно полны движения и то и дело подвергаются всевозможным метаморфозам.

Цель работы – провести сравнение между фильтровыми $H\alpha$ -изображениями, которые получены на разных обсерваториях и спектральными наблюдениями на внеатмосферном коронографе ГАС.

Данные наблюдений и результаты обработки

В 2009 г. велись ежедневные наблюдения хромосферной $H\alpha$ линии через 1° по лимбу Солнца, на внеатмосферном коронографе системы Лио Кисловодской ГАС. Фильтровые изображения подбирались ближе к времени съемки спектра. Примеры наложения на фильтровые $H\alpha$ -изображения спектра линии (за 28/08, 13/08, 10/06, 01/09, 12/06) на рис. 1. Наложение выполнено в одном масштабе – высота $h(R_0)$ и значение позиционного угла.

Проведенное исследование показало, что распределение линии $\lambda 6563\text{Å}$ по лимбу Солнца больше протяженности изображения протуберанца и часто в областях, где не наблюдаются протуберанцы, существуют единичные хромосферные линии. $H\alpha$ линии с высотой до $1\text{--}2''$ в первую очередь объясняются свечением спикул. Образования высоких ($20\text{--}40''$) единичных линий на координатах, где не наблюдались протуберанцы на наш взгляд интересный факт. Продолжительность свечения некоторых $< 1^m$. Можно предположить, что протуберанцы существуют в этих областях, но очень малой яркости, что не фиксируют фильтровые наблюдения. Или мы зафиксировали быстро протекающие одиночные всплески в $H\alpha$.

Спектральные наблюдения протуберанцев являются хорошим допол-

нением к патрульным фильтровым H α -наблюдениям. Они позволяют под-

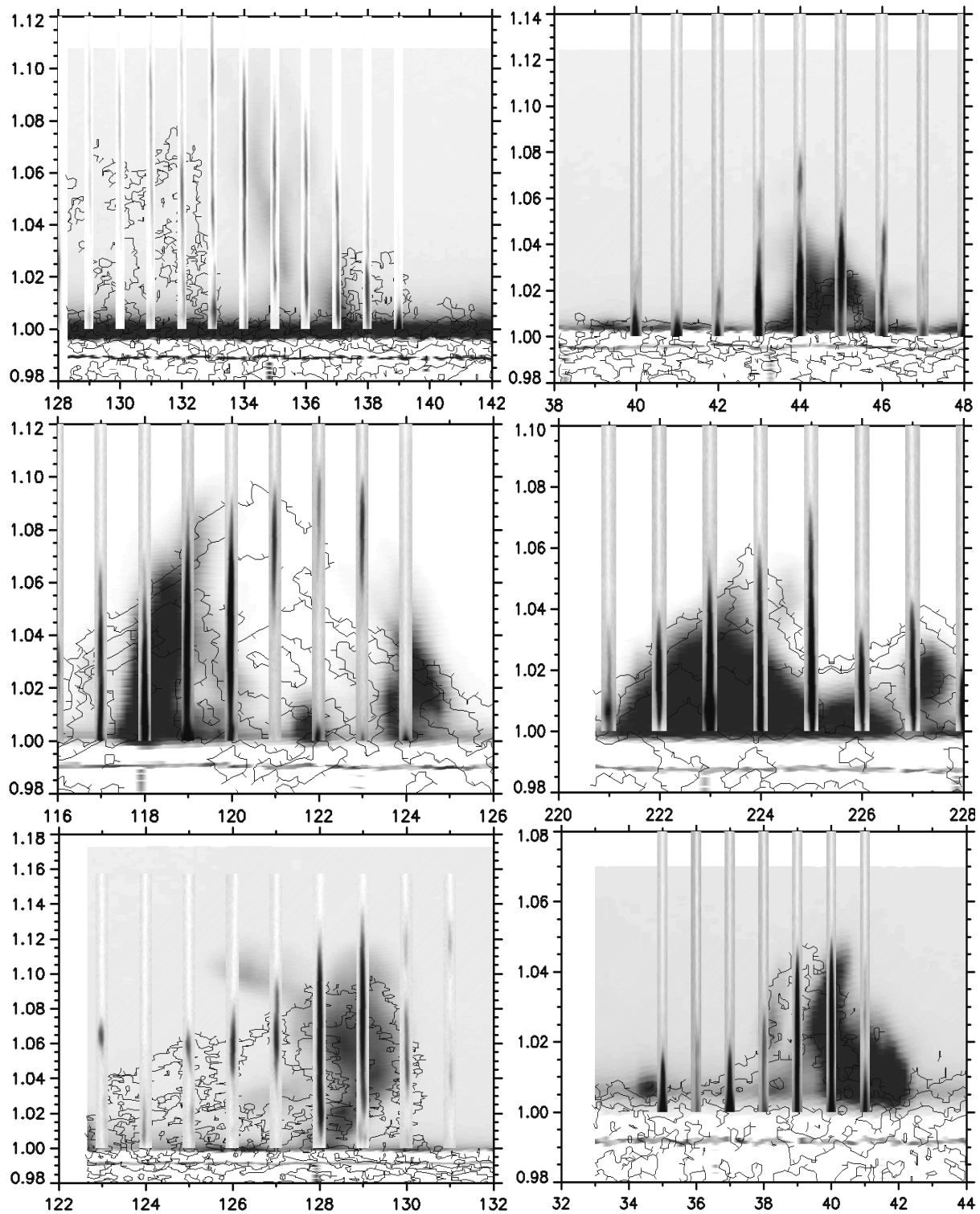


Рис. 1. Наложение спектра $\lambda 6563\text{\AA}$ на фильтровые изображения протуберанцев.

корректировать некоторые параметры протуберанца – высоту, протяженность. Также определить их физические параметры: температуру и скорости движения разных слоев протуберанца.

Работа выполнена при поддержке РФФИ программ РАН.

КОРРЕЛЯЦИИ МЕТЕОДАНЫХ С ЧИСЛАМИ ВОЛЬФА ДЛЯ ЛОКАЛЬНЫХ ТОЧЕК ЗЕМЛИ

Давыдов В.В.

Горная астрономическая станция Пулковской обсерватории, Россия

CORRELATIONS OF THE METEODATA WITH WOLF'S NUMBERS FOR LOCAL POINTS OF THE EARTH

Davidov V. V.

Kislovodsk Solar Station of the Pulkovo Observatory, davale@rambler.ru

Variations of meteoroparameters (the annual data on temperature and relative humidity for three cities) depending on a region latitude and their possible correlations with solar activity indices are considered. Change of relationships between temperature and Wolf's number depending on latitude around the period in 11 years is revealed. The conclusion becomes that changes solar–terrestrial relationships have not casual character with the tendency of their stabilization at latitude decrease.

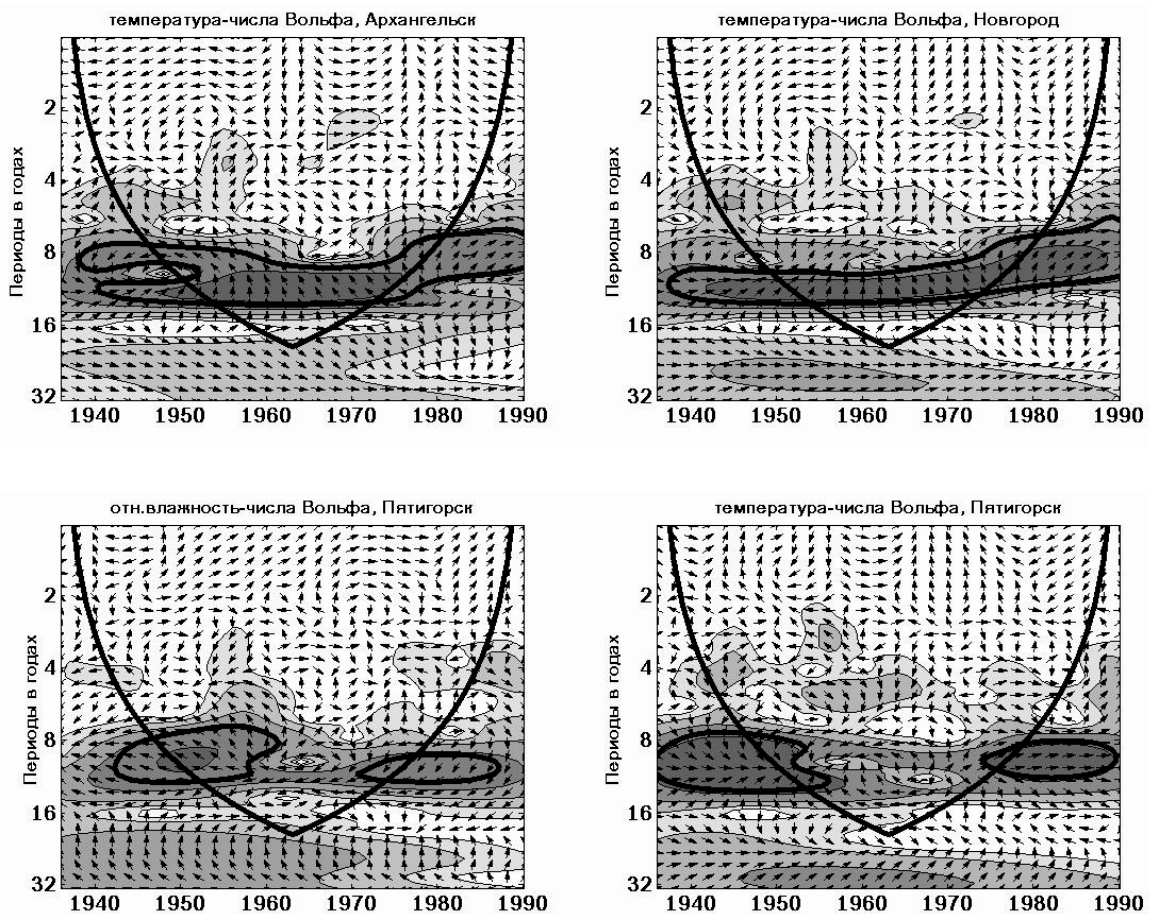
Ниже мы приводим результаты рассмотрения долговременных изменений метеопараметров в зависимости от географической широты места в связи с их возможными корреляциями с солнечной активностью. С этой целью были выбраны среднегодовые данные по трём метеостанциям – Архангельск, Новгород, Пятигорск – за 55 лет (1936-1991 гг.). Формирование местных метеоусловий существенно различается: близость северных водоёмов, равнинной местности – с одной стороны, и горы, черноморский и средиземноморский бассейны – с другой. Нами не рассматривались значения атмосферного давления, относящиеся в большей степени к глобальным процессам в атмосфере; изучались данные об относительной влажности и температуре. В качестве индекса солнечной активности было взято число Вольфа – среднегодовые значения.

В 50-60 годах прошлого века была установлена нестабильность подобных корреляций, так же как и их зависимость от широты и долготы места, что вообще характерно не только для метеорологических рядов. Заметим, что применяемые в то время методы спектрального анализа не давали временного разрешения в изменении периодов рассматриваемых данных. Вейвлет-анализ, а теперь и кросс-вейвлетные преобразования позволяют получать более конкретные результаты по частотно-временной локализации предполагаемых взаимодействий.

Результаты

Для корреляций параметра относительной влажности с числами Вольфа, наряду с выраженными полосами спектральной мощности в области периодов около 11 лет, также реализуем диапазон от 2 до 6 лет, од-

нако здесь фазы в значительной степени хаотичны, сохраняясь на протяжении не более нескольких лет. На представленных рисунках (вейвлет Морле) отчётливо видно изменение связей между температурой и числами Вольфа в зависимости от широты в области периода 11 лет. При наличии значимой взаимной спектральной мощности стабильность фазовой характеристики растёт с уменьшением широты, при этом фазовый угол – для температур по Архангельску и Новгороду примерно в 90 градусов – близок к нулю для Пятигорска (то есть вариации солнечного индекса и температуры для периода в 11 лет происходят синхронно, в фазе). Во всех трёх городах в 1957-1971 годах характер связей с числами Вольфа существенно отличается от предыдущего и последующих времён.



Таким образом, мы делаем вывод, что изменения солнечно-земных связей имеют неслучайный характер с возможной тенденцией их фазовой стабилизации при уменьшении широты.

**ПОИСКИ СВЕЧЕНИЯ ЛИНИЙ Na I (D1 и D2)
В ОБЛАСТИ СУБЛИМАЦИИ ОКОЛОСОЛНЕЧНОЙ ПЫЛИ**

**Делоне А.Б.¹, Якунина Г.В.¹, Горшков А.Б.¹, Дивлекеев М.И.¹,
Порфирьева Г.А.¹, Суханов Е.А.², Суханов А.Е.²**

¹*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, МГУ, Москва,
Россия*

²*Физический институт им. П.Н. Лебедева Академии наук, ФИАН, Москва*

**A SEARCH OF THE Na I (D1 и D2) EMISSION IN THE REGION OF
CIRCUMSOLAR SUBLIMATION OF INTERPLANETARY DUST**

**Delone A.B.¹, Yakunina G.V.¹, Gorshkov A.B.¹, Divlekeev M.I.¹,
Porfir'eva G.A.¹, Suhanov E.A.², Suhanov A.E.²**

¹*Sternberg Astronomical Institute, Moscow state University, Russia*

²*Physical Institute im.P.N. Lebedeva Academy of Sciences, Moscow, Russia*

During the total solar eclipse of August 1, 2008 a search of the Na I emission in the sublimation zone of the near-sun dust was carried out. We estimated the distances, velocities and mass of the Na I in two regions. We believe that this is the light of the rest of a comet.

На маленькой интерферометрической установке конструкции П.В. Щеглова мы вновь [1] пытались обнаружить смещенные скоростями кольца излучения линии Na I [2], рассчитывая на большое количество околосолнечной пыли в связи с прохождением метеорного потока Персеид. ИФ фильтр-предмонокроматор имеет ширину 25 Å. Эталон собран на разделителях в 0,06 мм. Область дисперсии для 5890 Å равна 38 Å. Интерференционная картина состоит из колец – участков спектра рассеянного солнечного света в области сильных линий D1 и D2 Na I. Интенсивные линии поглощения отсутствуют на кольцах, очевидно, они залиты светом линий атмосферного натрия. В дальнейшем мы принимаем их интенсивность равной интенсивности непрерывного участка фраунгоферового спектра Солнца, рассеянного атмосферой.

На полученной интерферограмме (рис. 1а) на юго-западе от Солнца на расстояниях 4°,7 и 7°,5 от него есть два дополнительных участка колец (около 5 и 6 кольца от Солнца). Один участок смещен скоростью примерно –640 км/с и другой – +780 км/с. Почернение в них мало отличается от основного кольца. Фотометрические разрезы, проведенные через них, в ряде мест показывают фрагментарность этих участков (рис. 1б). Мы считаем, что это свечение Na I в двух областях: в хвосте и распавшейся головной части кометы, открытой накануне на снимках SOHO и пропавшей за час до полной фазы затмения в Новосибирске. По расчету она должна была в момент затмения находиться на 2° к западу от Солнца. Мы сравниваем почернения на негативе с почернением, создаваемым свечением атмосферно-

го Na I, количество атомов которого с точностью до множителя 5 всегда постоянно и равно $5 \cdot 10^9$ атомов.

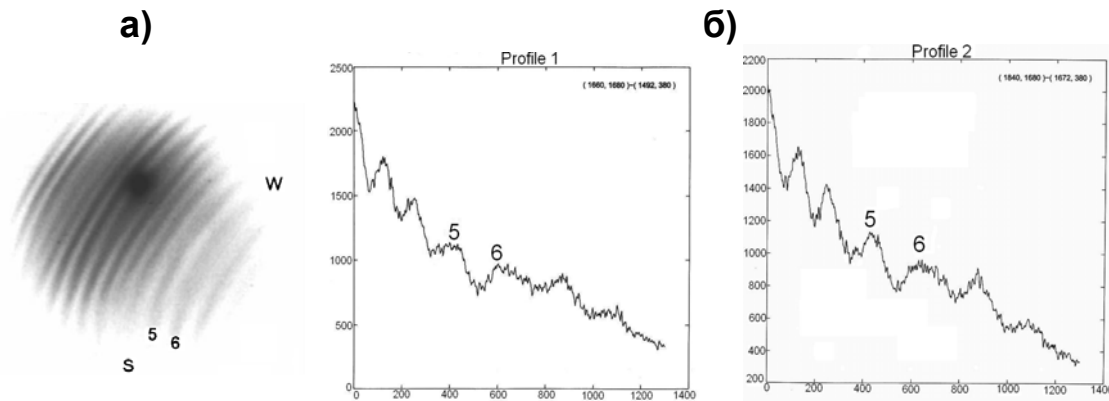


Рис. 1. а) интерферограмма в линии Na I; б) примеры фотометрических разрезов.

Атмосферный натрий находится в слое на высоте 90 км, а солнечный – на расстоянии $150 \cdot 10^6$ км от наблюдателя. Чтобы создать равные освещенности на пленке, около Солнца его должно быть в $2.25 \cdot 10^{12}$ раз больше, т.е. не $5 \cdot 10^9$, а порядка 10^{22} атомов. Площадь, занимаемая дополнительными участками колец на негативе, равна 10 мм^2 . Пространственное разрешение – $(0,03)^2 \approx 10^{-3} \text{ мм}^2$. Независимых элементов углового разрешения, от которых приходит свет солнечного натрия, на негативе $10 \text{ мм}^2 / 10^{-3} \text{ мм}^2 = 10^4$. В каждый из них приходит световой поток от $10^{22} \cdot 3,8 \cdot 10^{-23} \text{ г} = 0,4 \text{ г}$ натрия, т.к. один атом Na весит $3,8 \cdot 10^{-23} \text{ г}$. Таким образом, эти дополнительные кольца создаются светом от 4 кг натрия, находящегося в окрестности Солнца. У Аллена [3] приводится средняя масса кометы $M = 2,5 \cdot 10^{10}$ тонн (для звездной величины $m_0 = 6^m, 5$). Принимая среднее количество натрия в метеорной пыли как 0,5% [4] по весу, в комете могло быть до 10^8 т Na I! Это верхняя оценка, так как большую часть кометного вещества составляет лед, т.е. в действительности Na I в комете существенно меньше. Но все равно контраст разителен.

Вероятно основная масса Na I с момента исчезновения кометы до момента наблюдения (~20 мин) успела ионизоваться. По расчету Шестаковой на $6 R_{\odot}$ от Солнца Na I ионизуется за 30 сек (частное сообщение), а ионы Na излучают уже совсем в другой области спектра.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ №08-02-1033.

Литература

1. Делоне А.Б. и др., АЖ, 2008, т. 52, N2, с.152-156.
2. Шестакова Л. Астроном. Вестник, 2004, Т.38, N 1, с. 82.
3. Аллен К.У. Астрофизические величины, 1960, Изд. Иностран. лит., с.197.
4. Кринов Е.Л. Основы метеоритики, 1955, М., Гостехтеориздат, с.208.

О ПОЛУШИРИНАХ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ И НИЖНЕЙ КОРОНЕ И МЕХАНИЗМЕ НАГРЕВА КОРОНЫ

Делоне А.Б., Якунина Г.В., Порфирьева Г.А.

*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, МГУ, Москва,
Россия*

ABOUT HALFWIDTH EMISSION LINES IN THE TRANSITION RE- GION AND LOW CORONA AND CORONAL HEATING MECHANISM

Delone A.B., Yakunina G.V., Porfir'eva G.A.

Sternberg Astronomical Institute, Moscow state University, Moscow, Russia

The nature of nonthermal motions is not yet quite (fully) clear. Turbulent velocities in morphologically different areas of the solar corona are to be various. The different behavior of turbulent velocities calculated from Doppler widths of the coronal lines 5303 Å and 6374 Å in loops and diffuse corona contradicts idea of the coronal heat by Alfen waves. Heating of the corona can be created by the nanoflares.

В последнее время получены новые наблюдательные данные о профилях корональных линий в УФ (SOHO) и в видимой области.

Полуширины исследуемых линий значительно превышают величины, соответствующие тепловому уширению этих линий. Турбулентные скорости ξ определяются в предположении максвелловского распределения скоростей по формуле:

$$\Delta\lambda_D = \lambda / c \sqrt{2kT_i / \mu_i + \xi_i^2} \quad (1)$$

Многие авторы, приводящие величины нетепловых скоростей ξ , пользуются вышеприведенной формулой (1). В ряде работ обсуждается отклонение от максвелловского распределения, особенно в переходной области с резким ростом в ней температуры с высотой. McNiese [1] рассмотрел 4 модели переходной области: над темными точками внутри ячеек сетки, спокойным Солнцем, яркими элементами сетки и над факелом. Главное различие между переходными областями в этих моделях состоит в возрастании яркости, коррелирующей с величиной давления и крутизной температурного градиента. В результате ионизационный баланс для O, Ne, Si в модели спокойной области практически совпадает с полученным при максвелловском распределении скоростей. При большинстве T максвелловские и нематвелловские результаты практически неразличимы.

Мы проанализировали нетепловые скорости, полученные по новым наблюдательным данным в разных структурах. Оказалось, что нетепловые скорости: 1) ξ больше в КД, чем на спокойном Солнце; 2) ξ меньше в замкнутых структурах, чем в диффузной окружающей короне [2]; 3) ξ на лимбе

больше, чем на диске; 4) по UV линиям ξ растут с температурой из переходной области в корону и от холодных петель к горячим.

В нашей работе [3] исследовались изменения ξ в областях с различным поведением магнитного поля. Турбулентная скорость ξ в полости вокруг спокойного протуберанца получилась меньше, чем в спокойной короне и меньше турбулентной скорости в корональной дыре.

Мы пересмотрели результаты наших наблюдений в линии 5303 Å для затмений 1968 г. и 1981 г. и определили нетепловые скорости в конкретных областях короны (Таблица 1), приведшие к таким же результатам.

Таблица 1.

Дата	Область	ξ , км/с	Дата	Область	ξ , км/с
1968 г.	над протуберанцем	27	1981 г.	яркая структура	19.5
	«пустой» луч	33.4		область вокруг яркой структуры	29.5
	остальные области	33.0			

Singh et al. [4] пришли к выводу, что различное поведение ξ в линиях λ 5303 Å и λ 6374 Å в петлях (x) и диффузной короне (⊙) противоречит идее нагрева короны альфвеновскими или звуковыми волнами, поскольку в случае волн ξ должна всюду расти с высотой. А между тем, на рис. 1 (зависимости, полученные нами по данным работы [4]) это не так.

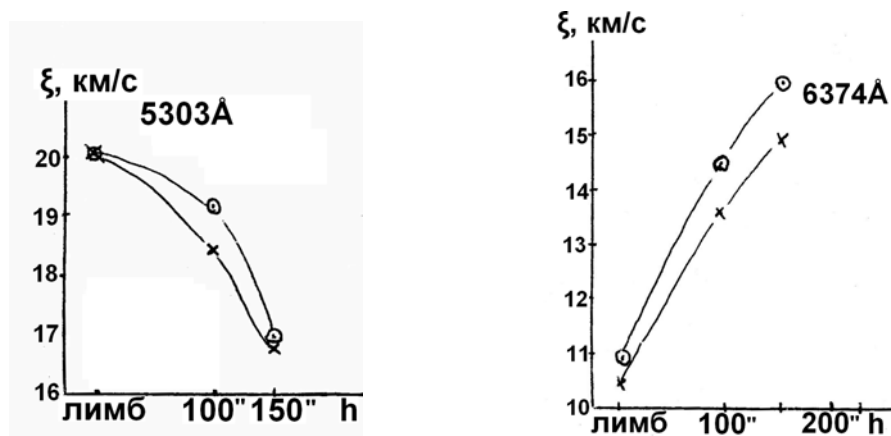


Рис. 1. Изменение турбулентной скорости ξ в петлях (x) и диффузной короне (⊙).

В переходной области и нижней короне ($h \sim 300''$ над лимбом) разнообразие величин и знаков нетепловых скоростей связано с петельными структурами. Наблюдаются как горячие, так и холодные петли, фон между ними. Они связаны с электрическими токами и магнитными полями различной напряженности. На высотах $h > 300''$ отношение интенсивностей линий 5303 и 6374 соответствует единой $T = 1.5 \cdot 10^5$ К [4], а нетепловые скорости при этом соответственно 16.7 км/с и 17.2 км/с, что подтверждает однородность короны на этой h и выше.

Kano et al. [5] по наблюдениям на Hinode/XRT выявили температурные отличия разных структур: в радиальных (типа перьев) T растет с высотой до 100 Мм, а выше постоянна; в диффузных спокойных областях Солнца (на средних широтах) температура спадает от лимба с ростом высоты. Это поддерживает вывод Singh [4]. В работе Raju [6] приводятся наблюдения полных полуширин FWHM в разных образованиях от хромосферы до короны для следующих УФ линий с $\lambda < 600 \text{ \AA}$ (см. табл. 2). Полуширина меньше в спокойных областях, чем в КД (см. рис. 6 из [6]). Это согласуется с результатами, полученными нами ранее [3].

Таблица 2 (Raju, [6]).

No	Ион	$\lambda, \text{\AA}$	T, MK	No	Ион	$\lambda, \text{\AA}$	T, MK
1	He II(2)	303,78	0,083	4	Ne VI	562,80	0,43
2	OIII	599,59	0,11	5	Mg IX	368,06	0,95
3	O V	629,73	0,25				

Что же существенное следует из наблюдений Singh [4] и Raju [6]?

Во-первых, *отказ от передачи энергии из фотосферы в корону волнами*, приводящей к ее нагреву.

Во-вторых, *это подтверждение, что турбулентные скорости больше в областях, связанных с изменениями магнитного поля, чем в замкнутых структурах*. В полярных КД линии переходной области шире, чем в экваториальных КД, и лишь в нижней короне ширина линии Mg IX больше в экваториальной КД [6]. Смещение в синюю сторону больше в полярных (из них – быстрый солнечный ветер), чем в экваториальных КД.

В-третьих, подтверждено, что *КД имеют отличия от спокойной области и в нижней переходной области, следы КД видны на уровне хромосферы* (линии He II и O III).

Результаты исследования нетепловых скоростей в нижней части короны ($300'' \pm 100''$) приводят к старой проблеме: как над фотосферой с $T = 5800 \text{ K}$ образуется корона с $T = 10^6 \text{ K}$? Если поведение ξ в нижней части переходной области противоречит идее нагрева короны волнами, несущими энергию из конвективной зоны через фотосферу, то что же греет корону? Предложенные еще Паркером нановспышки?

Ryutova et al. [7] полагают источником энергии «магнитный ковер», и надо лишь перевести магнитную энергию в кинетическую. А это задача для магнитных пересоединений (= нановспышкам), которые должны массово происходить на уровне верха фотосферы, создавая поток частиц, покидающих поверхность и несущих энергию для нагрева короны.

Еще в 1998 г. Judje et al. [9], обсуждая идею о механизме нагрева короны нановспышками, объясняли очевидность такой модели по данным SUMER: они обнаружили прерывистость излучения линии O IV. Gomez et al. [8] отмечали, что прерывистая природа диссипации энергии указывает на то, что механизм нагрева можно интерпретировать как стохастическое переналожение дискретных явлений или нановспышек.

Исследуя линии переходной области, возникающие при $3 \cdot 10^4 < T < 2.5 \cdot 10^5$ К (OII, OIII, OIV, SiIV, OV, NV), Akiyama et al. [10] нашли пространственную корреляцию ξ и ярких областей на спокойном Солнце. Приняв, что нетепловые движения вызваны нановспышками, они считают, что, возможно, причиной мелкомасштабных магнитных пересоединений могут быть вращения петель и движения их ног. Это приводит к наблюдаемой корреляции.

Patsouracos и Vial [11] отметили, что нагрев короны имеет импульсную природу во времени и пространстве и, вероятно, создается множеством нановспышек. Поэтому очень важно найти перемежающиеся сигналы из переходной области. По наблюдениям на спектрометре SUMER линий O IV и Ne VIII они нашли, что перемежающаяся активность существует повсюду в переходной области, что видно по записям зависимости интенсивности линий от времени.

Так наблюдения Singh [4], результатом которых явился отказ от нагрева короны волнами, привели к мысли о нагреве слабыми пересоединениями линий магнитного ковра на верху фотосферы. Tomchuk et al. [12], используя многоканальный корональный поляриметр на телескопе Сакроменто Пик, измерили доплеровские сдвиги корональных линий ионов железа и выявили изменения скорости < 300 м/с. Если эти изменения вызваны прохождением альфвеновских волн, то обнаруженные ими волны по амплитуде в 10^4 раз слабее, чем надо для нагрева короны. Однако если авторам удастся резко повысить разрешающую способность поляриметра, вопрос: волны или нановспышки нагревают корону, вновь возникнет. А может быть не «или», а «и»? Как же тогда аргумент Singh [4] о разнообразии турбулентных скоростей в переходной области и нижней короне, заполненных различными петлями и диффузной средой? Возможно, волны поднимаются лишь в областях с открытым магнитным полем и отсутствием петель? Тогда в основном нановспышки и лишь кое-где – волны.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ №08-02-1033.

Литература

1. McNiece P. et al., Ap.J., 1991, **369**, 544.
2. Singh J. et al., PASJ, 2002, **54**, 793.
3. Делоне А.Б. и др. Изв. РАН, 2006, сер. физическая, **70**, N 1, 68.
4. Singh J. et al., Solar Phys., 2006, **236**, 245.
5. Kano R. et al., PASJ, 2008, **60**, 827.
6. Raju K.P., Solar Phys., 2009, **255**, 119.
7. Ryutova M. et al., Solar Phys., 2001, **200**, 213.
8. Gomes D. et al., Solar Phys., 2000, **195/2**, 299.
9. Judge P.G. et al., Ap.J., 1998, **502**, 981.
10. Akiyama S., Doschek G.A., Mariska J.T., Ap.J., 2005, **623**, N2, 540.
11. Patsouracos S., Vial J.-C., A&A, 2002, **385**, 1073.
12. Tomchuk S. et al., Science, 2007, **317**, 1192.

СТОКСОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СОЛНЦА В ЛИНИЯХ FeI 525.0 нм И FeI 523.3 нм И ПРОБЛЕМА КАЛИБРОВКИ ДАННЫХ SOHO/MDI

Демидов М.Л.

Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск

STOKES-METER OBSERVATIONS OF SOLAR MAGNETIC FIELDS IN SPECTRAL LINES FeI 525.0 nm AND FeI 523.3 nm AND SOHO/MDI CALIBRATION ISSUE

Demidov M.L.

Institute of solar-terrestrial physics SB RAS, Irkutsk

Recalibration of SOHO/MDI full-disk magnetograms, recently declared, is based on the comparison of observations made at the Mount Wilson observatory (MWO) magnetograph in two spectral lines, indicated in the title of paper. In this study the analogous comparison is made using Stokes-meter observation on the STOP telescope at the Sayan observatory. A two-fold difference with MWO results is obtained and a conclusion that from comparison of observations in this combination of spectral lines there are no reasons for recalibration of SOHO/MDI measurement, is made.

Сопоставление измерений солнечных магнитных полей, выполненных в различных спектральных линиях, является важным средством изучения магнитогидродинамических условий в чрезвычайно неоднородной атмосфере Солнца. Поэтому таким исследованиям уделялось и уделяется значительное внимание. Ограничусь упоминанием только нескольких публикаций по этой проблематике, имеющих непосредственное отношение к результатам данного исследования [1-8]. Несколько лет тому назад у таких исследований появился новый, космический, аспект [4]. Речь идёт о недавно предложенной довольно значительной (увеличение до 1.7 раза, в зависимости от положения на диске Солнца) перекалибровке магнитограмм полного диска, регулярно получаемых (и широко используемых научной общественностью) на приборе MDI космической обсерватории SOHO.

Основанием для такой перекалибровки послужили результаты сопоставления: во-первых, наблюдений на SOHO/MDI в линии NiI 676.8 нм и в обсерватории Маунт Вилсон (MWO) в линии FeI 525.02 нм; во-вторых, наблюдений в MWO в линиях FeI 525.0 нм и FeI 523.3 нм. При этом результаты наблюдений в FeI 525.0 нм при первом указанном сопоставлении были соответствующим образом изменены на основании результатов второго сопоставления. Ключевым моментом, таким образом, являются наблюдения в линиях FeI 525.0 нм и FeI 523.3 нм. Результаты последнего сопоставления (которые по непонятным пока причинам существенно отличаются от

старых, полученных в МВО же более 30 лет назад) опубликованы совсем недавно [8].

Основной итог этой статьи заключается в следующем (цитирую): “Using ρ as the center-to-limb angle (CLA), a fit to this scale factor is $\delta^{-1} = 4.15 - 2.82 \sin^2(\rho)$. Previously $\delta^{-1} = 4.5 - 2.5 \sin^2(\rho)$ had been used. The new calibration shows that magnetic fields measured by the MDI system on the SOHO spacecraft are equal to 0.619 ± 0.018 times the true value at a center-to-limb position 30° ”. Символом δ^{-1} обозначается отношение напряженностей $R = B(523.3)/B(525.0)$, а под предыдущей работой имеется ввиду [4].

Естественно, представляет интерес проверить полученный в МВО результат, используя независимые, желательнее более совершенные (напомню, наблюдения в МВО проводятся в магнитографическом режиме с использованием нескольких комплектов ФЭУ) измерения. С этой целью на телескопе СТОП Саянской обсерватории автором были выполнены специальные эксперименты. Чтобы «захватить» обе обсуждаемые линии, порядок дифракции спектра был уменьшен с 5-го, используемого при регулярных наблюдениях, на 4-й. При этом количество пикселей ССД линейки, приходящихся на одну линию, хотя и уменьшилось, оказалось вполне достаточным даже для слабых линий. Во-вторых, чтобы приблизиться к условиям наблюдений на МВО (и увеличить амплитуду регистрируемых сигналов напряженности), угловое разрешение было увеличено до $10''$ (регулярные измерения магнитограмм на СТОП производятся с разрешением $100''$).

При таких условиях регистрируемая область длин волн составляет более 2.5 нм, и в итоге более 10 спектральных линий могут быть использованы в обработке. Результаты регрессионного анализа (относительно линии FeI 525.0 нм) для 13 наиболее сильных линий рассматриваемого диапазона приведены на Рис. 1 (три дня наблюдений 1, 2, 3 февраля 2009 г., усреднение по диску). Основные сведения об используемых линиях приведены в Таблице 1. Центр-лимбовые вариации отношения напряженностей $R = B(523.3)/B(525.0)$ показаны на Рис. 2. По аналогии с [7], расчёты были выполнены сначала с разбивкой данных на экваторальный и полярный сектора, а затем итоговый параболический тренд вычислялся уже по массивам без разделения на сектора.

Из рассмотрения Рис. 1 видно, что различие в напряженностях магнитного поля, измеренных в линиях FeI 525.0 нм и FeI 523.3 нм, не является чем-то особенным. Есть линии, для которых различие больше, а есть такие, для которых оно меньше.

Аналогично Рис. 2 были построены кривые центр-лимбовых вариаций отношений напряженности для всех спектральных линий из Таблицы 1. Оказалось, что для комбинации линий FeI 525.0 - FeI 523.3 такие вариации наибольшие.

Таким образом, при практически одинаковом характере вариаций $R = B(523.3)/B(525.0)$ от центра к лимбу, имеет место приблизительно 2-х кратное различие между Рис. 2 и результатами [8]. Причина этого пока не ясна. Получается, что наши данные ближе к старым результатам МВО [1]. Следует отметить, что согласно [7], наблюдения в МВО и на СТОП, выполненные в одной и той же линии FeI 525.0 нм, показывают очень хорошее соответствие.

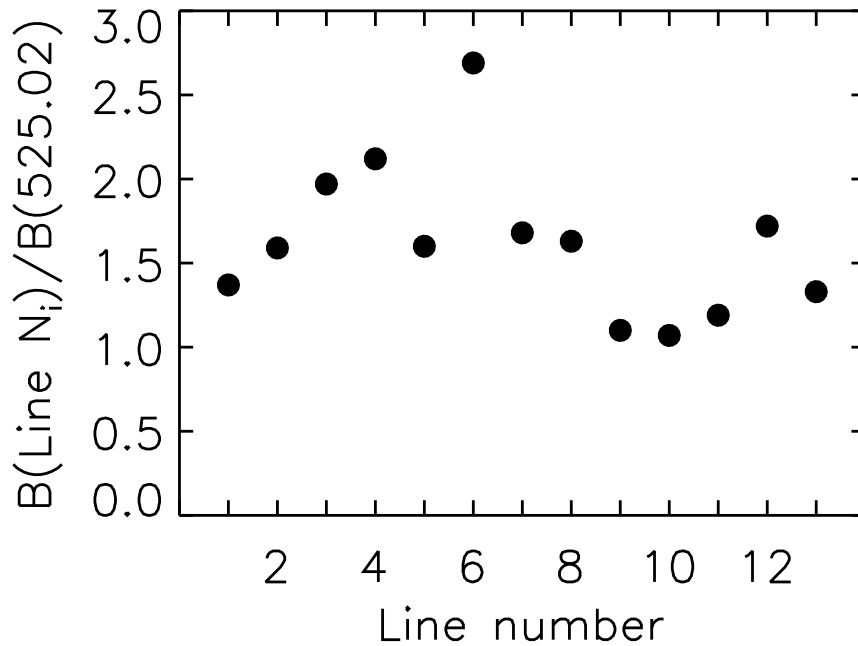


Рис. 1.

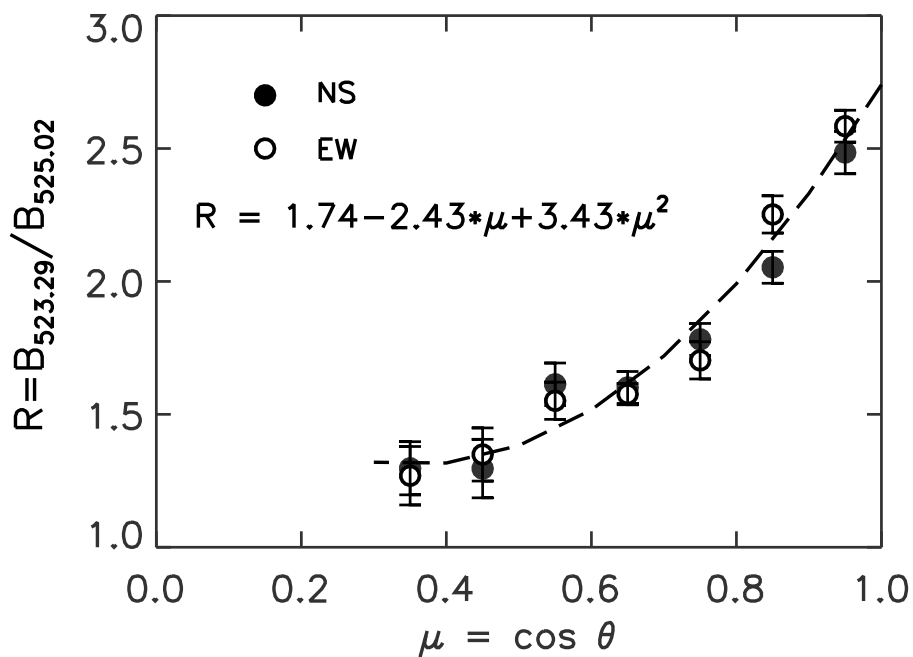


Рис. 2.

Таблица 1

N	λ	El	EP	g	N	λ	El	EP	g
1	522.84	FeI	4.22	0.97	8	524.25	FeI	3.63	1.00
2	522.99	FeI	3.28	1.50	9	524.38	FeI	4.26	1.50
3	523.29	FeI	2.94	1.30	10	524.70	FeI	0.09	2.00
4	523.46	FeII	3.22	0.87	11	524.76	CrI	0.96	2.50
5	523.54	FeI	4.08	1.20	R	525.02	FeI	0.12	3.00
6	523.73	CrI	4.07	0.82	12	525.06	FeI	2.20	1.50
7	523.98	ScII	1.45	1.00	13	525.35	FeI	3.28	1.50

Можно сделать вывод, что, исходя из новых стоксометрических результатов сопоставления напряженностей в линиях FeI 525.0 нм и FeI 523.3 нм, оснований для предложенной в [4, 8] перекалибровки магнитограмм полного диска, получаемых на SOHO/MDI, нет. Если за основу взять напряженности в линии FeI 523.3 нм, то данные SOHO/MDI следует даже несколько уменьшить (приблизительно в 1.3 раза). Последнее следует из коэффициента регрессии ≈ 2.75 между данными SOHO/MDI и наблюдениями в линии 525.02 нм на СТОП [7].

Литература

1. Howard, R., and Stenflo, J.O.: 1972, Solar Phys. **22**, 402.
2. Ulrich, R.K.: 1992, Astron. Soc. Pac. Conf. Ser. **26**, 265.
3. Ulrich, R.K., et al.: 2002, Astroph. J. Suppl. **139**, 259.
4. Tran, T., et al.: 2005, Astroph. J. Suppl. **156**, 295.
5. Martinez Gonzalez, M.J., et al.: 2006, Astron. Astroph. **456**, 1159.
6. Socas-Navarro, H., et al.: 2008, Astroph. J. **674**, 596.
7. Demidov, M.L., et al.: 2008, Solar Phys. **250**, 279.
8. Ulrich, R.K., et al.: 2009, Solar Phys. **255**, 53.

ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ ПРИБОРА ПИНГВИН-М НА БОРТУ КА КОРОНАС-ФОТОН

**Дергачев В.А.¹, Круглов Е.М.¹, Лазутков В.П.¹, Матвеев Г.А.¹,
Пятигорский А.Г.¹, Савченко М.И.¹, Скородумов Д.В.¹, Котов Ю.Д.²,
Глянченко А.С.², Архангельский А.И.², Бессонов М.В.²,
Буслов А.С.², Юров В.Н.²**

¹*Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе РАН (ФТИ им. А.Ф. Иоффе), Санкт-Петербург, Россия*

²*Государственное образовательное учреждение высшего профессионального
образования «Московский инженерно-физический институт
(государственный университет)» (МИФИ), г. Москва, Россия*

FIRST RESULTS WITH PENGUIN-M DEVICE ONBOARD THE KORONAS-FOTON SPACECRAFT

**Dergachev V.A.¹, Kruglov E.M.¹, Lazutkov V.P.¹, Matveev G.A.¹,
Pyatigorskiy A.G.¹, Savchenko M.I.¹, Skorodumov D.V.¹, Kotov Yu.D.²,
Glyanenko A.S.², Arkhangel'skiy A.I.², Bessonov M.V.²,
Buslov A.S.², Yurov V.N.²**

¹*Institution of the Russian Academy of sciences A.F. Ioffe Physical-Technical Institute
(Ioffe Institute), St-Petersburg, Russia*

²*State educational institution of higher vocational education Moscow Engineering
Physics Institute (State University), Moscow, Russia*

The operation of the PENGUIN-M device on board the KORONAS-FOTON spacecraft during first months in orbit is described. Characteristics of the device are given as well as general description of software for experimental data processing and analysis. The progress of in-flight adjustment of the PENGUIN-MD detector unit in actual background conditions is described. Observation results are reported for soft X-ray solar flare emission and hard X-rays from cosmic gamma-ray bursts. The registered events were used for estimating the sensitivity of the device.

Прибор ПИНГВИН-М [1, 2] предназначен для измерения степени линейной поляризации жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек в диапазоне энергий 20-150 кэВ. Кроме того, прибор может измерять спектральные и временные характеристики жесткого (20-450 кэВ) и мягкого (2-20 кэВ) рентгеновского излучения солнечных вспышек.

Степень линейной поляризации в приборе ПИНГВИН-М определяется по асимметрии поля рассеянного излучения при комптоновском рассеянии. Поляриметрический блок содержит активный рассеиватель, состоящий из четырех кристаллов паратерфенила, и шесть детекторов рассеянного излучения на основе кристаллов NaI, собранных по схеме фосвич. Для целей поляриметрии регистрируются совпадения импульсов от электронов отдачи в паратерфениле и от рассеянных фотонов, регистрируемых в детекто-

рах-фосвичах, расположенных вокруг рассеивателя. Сцинтилляционные детекторы прибора, кроме того, могут измерять временные и спектральные характеристики прямого солнечного излучения в диапазоне от 20 до 450 кэВ.

Для измерения характеристик мягкого рентгеновского излучения Солнца в приборе установлены два пропорциональных счетчика, каждый из которых состоит из четырех секций (секции с большим окном S10, секции с малым окном S01, фоновой и калибровочной секций). Секции пропорционального счетчика расположены друг под другом и предназначены для расширения динамического диапазона детектора.

Для контроля энергетической шкалы прибора в него встроены калибровочные источники. Источник на основе изотопа Ba-133 – для сцинтилляционной части, источник на основе изотопа Fe-55 – для пропорциональных детекторов. При наземных калибровках была выставлена энергетическая шкала прибора и произведена его калибровка с помощью внешних источников.

Кроме того, прибор имеет активную защиту от фона заряженных частиц и может работать в патрульном и всплесковом режимах.

Функционирование прибора ПИНГВИН-М на околоземной орбите

В конце января 2009 года в составе КНА «КОРОНАС-ФОТОН» прибор был выведен на околоземную орбиту и 19 февраля включен.

Информация, поступающая с прибора, имеет довольно сложную структуру. Для работы с ней нами были созданы специальные программы – PMD_DSKAN и SNIDEC, позволяющие визуализировать информацию и создавать текстовые файлы с числовыми данными по различным каналам, удобные для дальнейшей обработки.

Анализ поступающей информации показал, что прибор включился в полном объеме и сцинтилляционные детекторы сохранили хорошую идентичность. При подробном анализе переданных с борта калибровочных спектров оказалось, что энергетические шкалы детекторов немного разошлись (в пределах 10%), поэтому первой задачей была подстройка усиления детекторов с помощью команд, подаваемых на борт, и приведение таким образом энергетической шкалы прибора к состоянию, которое она имела при наземных настройках и калибровках. На рисунке 1 приведены для примера калибровочные спектры в детекторах-рассеивателях до и после подстройки усиления.

Учитывая чрезвычайно низкую активность Солнца, сцинтилляционными детекторами, кроме радиационных поясов Земли, регистрировались только гамма-всплески несолнечного происхождения. Наиболее мощный гамма-всплеск произошёл 08.04.09. Этот гамма-всплеск дал вполне измеримый сигнал в двойных совпадениях – около полутора тысяч импульсов в интеграле для одного из четырех детекторов-рассеивателей. С учетом из-

мерения прямого потока от гамма-всплеска по одиночным импульсам в детекторах-фосвичах это дало возможность оценить эффективную площадь прибора в двойных совпадениях (для поляриметрического сигнала), которая составила 5 см^2 .

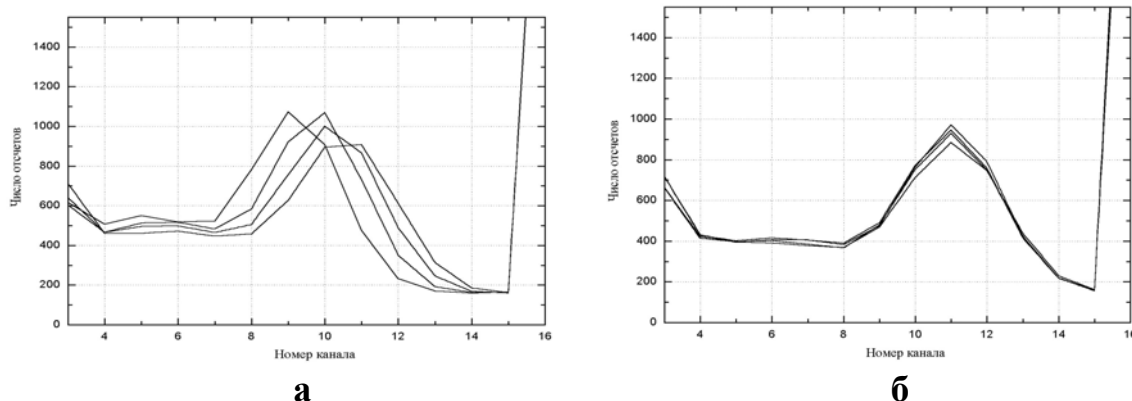


Рис. 1. Спектр калибровочного источника (^{133}Ba) в четырех детекторах-рассеивателях до (а) и после (б) подстройки усиления детекторов.

Единственное излучение солнечного происхождения, зарегистрированное прибором ПИНГВИН-М за первые месяцы, было мягкое рентгеновское излучение. За время с февраля по июнь включительно прибором зарегистрировано в мягком рентгеновском излучении около 10 вспышек различной мощности.

Поскольку заметная эффективность регистрации секции S01 начинается с 8 кэВ, то при регистрации излучения с мягким спектром эта секция может быть использована как фоновая.

На рисунке 2 представлен временной ход скорости счета в шести энергетических каналах (от 2,1 до 12,4 кэВ) для наиболее мощной из зарегистрированных нами за указанный период вспышек, произошедшей 06.06.09.

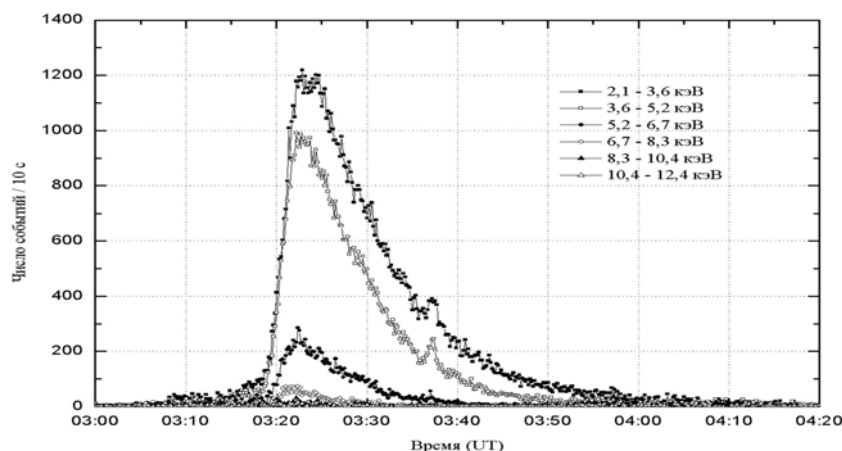


Рис. 2. Мягкое рентгеновское излучение вспышки рентгеновского класса В2.6, произошедшей 06.06.09, в шести энергетических каналах в диапазоне энергий 2,1-12,4 кэВ.

Кроме рентгеновских вспышек нами в некоторые периоды регистрировалось непрерывное рентгеновское излучение с энергией больше 2 кэВ (см. рис. 3). Такое излучение регистрировалось в первом или в первых двух каналах (2,1-3,6; 3,6-5,2 кэВ) детектора мягкого рентгеновского излучения с 1 по 17 мая и с 1 по 6 июня 2009 г. По этим данным чувствительность прибора ПИНГВИН-М к мягкому рентгеновскому излучению для первых двух каналов с учетом реальной фоновой обстановки можно оценить как $3,5 \cdot 10^{-10} - 1 \cdot 10^{-9}$ Вт/м².

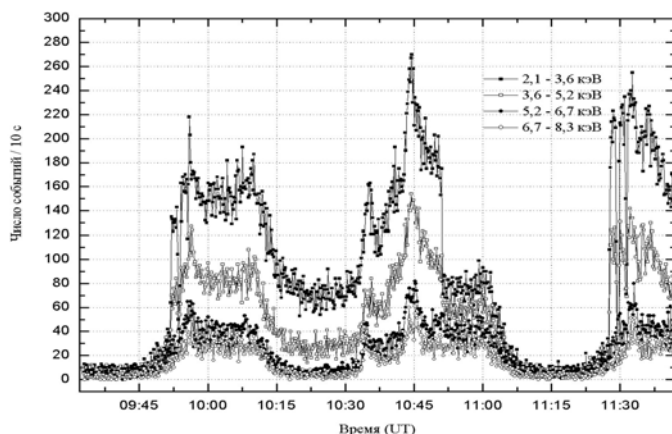


Рис. 3. Фрагмент записи интенсивности мягкого рентгеновского излучения Солнца 06.06.09 в четырех энергетических каналах, иллюстрирующий регистрацию непрерывного излучения Солнца в первых двух каналах (2,1-3,6 кэВ, 3,6-5,2 кэВ) секции S10 детектора мягкого рентгеновского излучения. На графике представлены данные теневого и освещенного участков.

С 04.07.2009 г. по 08.07.2009 г. наблюдался всплеск активности Солнца в рентгеновском диапазоне: так, за 4-5.07.09 произошло около 30 вспышек рентгеновского класса В и выше. 05.07.09. произошла вспышка класса С2.7. Эта вспышка была зарегистрирована в детекторах-рассеивателях в энергетических каналах от 6 до 25 кэВ, и по ней выработалась команда ВСПЛЕСК.

Таким образом, в первые месяцы работы произведена проверка работы систем прибора, выставлена его энергетическая шкала, производится накопление фоновой информации поляриметрической части прибора и регистрация характеристик мягкого рентгеновского излучения Солнца.

Литература

1. В.А. Дергачев, Г.А. Матвеев, Е.М. Круглов, В.П. Лазутков, М.И. Савченко, Д.В. Скородумов, Г.А. Пятигорский, Ю.А. Чичикалюк, И.И. Шишов, В.В. Хмылко, Г.И. Васильев, В.А. Драневич, С.Ю. Крутьков, С.В. Степанов, Ю.Д. Котов, В.Н. Юров, А.С. Глянченко, А.И. Архангельский, Ю.А. Горелый, И.В. Рубцов. Поляриметрия жесткого рентгеновского излучения прибором ПИНГВИН-М, основанном на эффекте комптоновского рассеяния, в космическом эксперименте КОРОНАС-ФОТОН, Известия РАН, Серия физическая, 2009, том 73, №3, с. 437-438.
2. Kotov Yu., Dergachev V., Kruglov E., Khmylko V., Chichikaluk Yu. Compton scattering polarimeter "PENGUIN" for solar flares polarimetry. Proceedings of ICRC 2001: 2822. Copernicus Gesellschaft 2001.

ПУЛЬСАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ В ЛИНИИ Ca II 8498 Å

Дивлекеев М.И.

Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, МГУ, Москва

PULSATIONS OF INTENSITY OF Ca II 8498 Å LINE IN ACTIVE REGIONS

Divlekeev M. I.

Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, Russia

Quasi-periodic pulsations of radiation in the Ca II 8498 Å line of the magnetic flux rope in active regions are reported. The Ca II 8498 Å line intensity fluctuations are found to oscillate with period of 3 and 5 minutes in different flares. Periods are equal to 10 min in the decay phase of flares. The periods of the oscillations in the lack of flare change in the range from 5 to 30 min. The amplitude varies with activity of the Sun.

Пульсации излучения Солнца возбуждаются физическими процессами, происходящими в его атмосфере. Они наблюдаются в широком диапазоне длин волн и несут информацию об излучающих магнитных структурах. Изучая амплитуду пульсаций в спокойных и активных областях, возможно установить механизмы, приводящие к изменениям амплитуды. Их можно наблюдать по профилю спектральной линии в виде эффекта Доплера или колебания интенсивности излучения из-за изменения параметров плазмы. В работе [1] показано влияние волн, проходящих через спокойную область формирования линий инфракрасного триплета Ca II 8498 Å, на их профили.

В данной работе приводятся результаты наблюдений квазипериодических пульсаций интенсивности излучения в жгуте магнитных трубок с током в ядре линии Ca II 8498 Å в разных активных областях (АО) на Солнце. Жгут ориентирован почти горизонтально, расположен вдоль нейтральной линии магнитного поля и имеет вид волокна (см. [2] вспышка 10.06 2007 г.).

Спектрометрические наблюдения Солнца выполнены в Москве на Башенном солнечном телескопе АТБ-1 ГАИШ в июле 2003 г. и в июле – августе 2005 г. Параметры телескопа приведены в работе [3]. Спектры регистрировались, главным образом, в одном месте АО. В июле 2003 г. наблюдались АО NOAA 10409, 10410 и 10417. На рис. 1 представлены временные изменения интенсивности излучения в центре линии Ca II 8498 Å в АО 10409, 10410. На рис. 1а показаны вариации интенсивности в центре линии со временем в АО 10409 и АО 10410 по наблюдениям 19 июля 2003 г. В АО 10409 в 07:23 UT начинается вспыхивающее увеличение интенсивности линии, и в 07:31 UT она достигает максимального значения в девять

раз превосходящее начальный уровень. На графике измеренные величины отмечены крестиками. В 07:32:30 UT интенсивность линии уменьшается на ~20 %, а в 07:33:30 образуется второй максимум такой же величины, что и первый. После этого она падает на ~50%, а в 07:38 UT растёт до максимума 70% от значений первых двух максимумов. В 07:40 UT она уменьшается до первоначального значения. Следующий максимум происходит в 07:47 UT на 20% выше значений первых двух, затем пульсации совершаются с периодом ~5 мин. Амплитуда пульсаций колеблется в пределах 370-900 отн. ед.

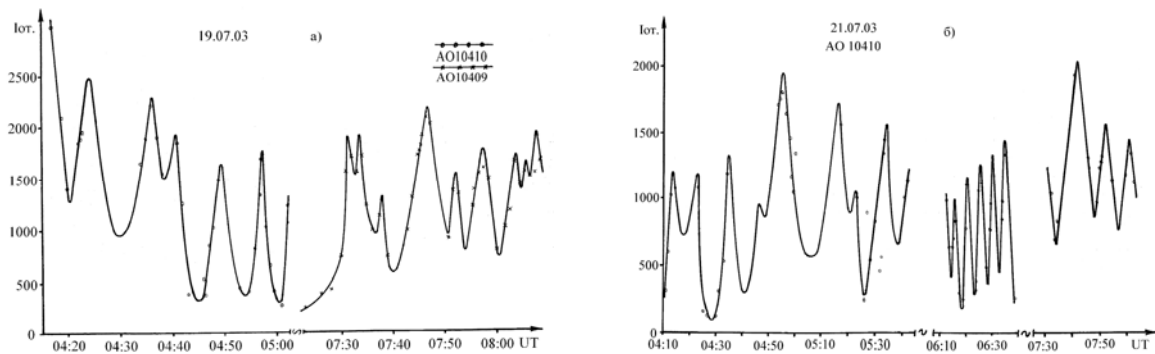


Рис. 1. Вариации интенсивности излучения жгута магнитных трубок в центре линии Ca II 8498 Å со временем.

19 июля АО 10410 наблюдалась в интервале с 04:17 UT до 05:02 UT. На рис. 1а измеренные величины отмечены кружочками. Наши наблюдения, вероятно, включают фазу спада H α вспышки, начавшейся в 03:20 UT (по SGD), т. к. наблюдается уменьшение минимального значения интенсивности линии. В таком случае можно предположить, что на фазе спада вспышки пульсации происходили с периодом ~10 мин. После достижения минимума интенсивности излучения пульсации имели период ~5 мин. Амплитуда в среднем была ~1000 отн. ед. Эта АО наблюдалась также 21 и 22 июля.

На рис. 1б показано изменение интенсивности линии со временем в АО 10410 21 июля 2003 г., кружочками отмечены измеренные по спектрам величины. В этой области, по данным SGD, во время наших наблюдений (с 04:10 до 08:03) зарегистрированы одна вспышка в H α в интервале 04:54 – 05:00 UT и три в рентгене в 03:39 – 03:53 UT, 07:24 – 07:31 UT и 07:36 – 07:41 UT. В конце первой рентгеновской вспышки с 04:10 UT до 04:40 UT пульсации интенсивности линии Ca II 8498 Å происходили с периодом ~10 мин. Вспышка, соответствующая H α вспышке, началась в 04:41 UT, имела первый маленький максимум в ~04:46 UT и второй максимум в 04:55 UT. После этой вспышки наблюдались два всплеска яркости с периодом 20 мин. В интервале от 06:14 UT до 06:39 UT колебания происходили с периодом 5 мин, при этом минимальное значение интенсивности постепенно росло. Последний отрезок наблюдений охватывает конец второй рентге-

новской вспышки и третью вспышку с последующими за ней 10-минутными пульсациями. Амплитуда пульсаций колебалась в пределах от 500 до 900 отн. ед.

22 июля 2003 г. наблюдения проведены в АО 10410 и 10417. В АО 10410 пульсации интенсивности линии Ca II 8498 Å имели период ~7 мин, а амплитуда равнялась ~700 отн. ед. АО 10417 наблюдалась в конце вспышки, которая произошла по данным GOES в интервале от 03:45 UT до 04:20 UT, и в начале вспышки происшедшей в 06:05 UT. В ней обнаружены пульсации только с периодом 3 мин, по-видимому, из-за короткого интервала времени регистраций. Вероятная амплитуда пульсаций равнялась 800 отн. ед.

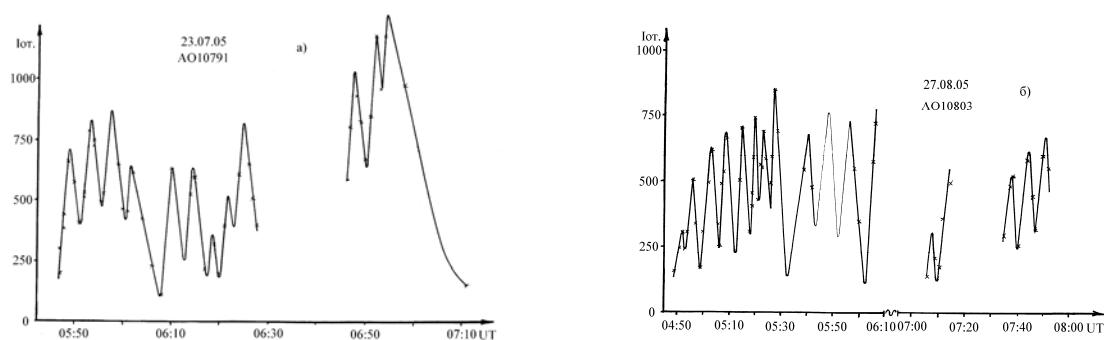


Рис. 2. Изменение интенсивности излучения жгута магнитных трубок в АО 10791 и 10803 в центре линии Ca II 8498 Å.

На рис. 2 приведены вариации интенсивности в центре линии Ca II 8498 Å в двух АО по спектрограммам 2005 г. На рис. 2а показаны временные изменения излучения в линии Ca II 8498 Å по наблюдениям АО 10791 23 июля 2005 г. На графике полученные данные отмечены крестиком. По GOES за время наших наблюдений в ней произошла одна рентгеновская вспышка с 06:20 UT до 06:27 UT. В линии Ca II 8498 Å в 04:47 UT происходит рост интенсивности излучения до первого максимума в 04:49 UT примерно в семь раз превышающей минимальное значение. Затем возникают ещё три всплеска с амплитудами 35-40% от первого максимума с периодом 4 мин, после чего интенсивность падает до минимума в 06:08 UT. До начала рентгеновской вспышки наблюдаются ещё три пульсации с периодом 4 мин разной амплитуды. Средняя величина амплитуды составляла ~380 отн. ед. Вспышка началась в 06:20 UT и имела максимумы в 06:22 UT и 06:25 UT. Максимум очередной пульсации (выше интенсивности первых) происходит в ~06:47:30 UT, и через 4 мин появляется второй пик выше первого на 15%, а ещё через 2,5 мин – третий пик на ~20% выше первого. В 07:11 UT интенсивность излучения падает до начального значения. Амплитуда пульсаций в среднем составляла 350 отн. ед. На рис. 2б показаны изменения в ядре линии Ca II 8498 Å в АО 10803, которая, возможно, является повторно вернувшейся группой 10791. Наблюдения проведены 27 августа 2005 г. с 04:49 UT до 07:52 UT. В отличие от 23 июля здесь пульсации имеют, период ~6 мин (вместо 4 мин), и примерно через каждые 30

мин интенсивность излучения уменьшается до минимального значения 120 отн. ед. Амплитуда пульсаций в среднем была ~ 350 отн. ед.

В максимуме вспышек полуширина линии Ca II 8498 Å равняется $\sim 0,34$ Å, а в отсутствии вспышек она изменяется синхронно с амплитудой в пределах 0,20 Å - 0,24 Å и, вероятно, от общей активности Солнца не зависит. Если предположить, что изменение полуширины вызвано только колебаниями температуры, то она менялась бы от 14000К до 39000К при “турбулентной” скорости $V_{\text{тур}} = 3,5$ км/с, а температура в максимуме вспышки составляла бы 10^5 К.

В работе [4] показано, что во вспышке 22 августа 2005 г. колебания, регистрируемые в излучении жёсткого рентгена и радио в диапазонах 17 и 34 ГГц, в изменениях температуры не наблюдались. Они соответствовали осцилляциям потока нетепловых электронов с периодом около 4 мин. При этом глубина модуляции жёсткого рентгена нетепловыми электронами доходила до 90%. Следовательно, наблюдаемые в линии Ca II 8498 Å пульсации не вызваны изменением тепловой энергии плазмы, а увеличение минимального значения интенсивности, возможно, указывает на повышение температуры плазмы в жгуте. Причиной образования пульсаций в линии Ca II 8498 Å могут быть осцилляции скорости фотосферной конвекции. В работе [5] показано, что эти вариации могут модулировать ток, текущий вдоль петли, вследствие “зацепления” конвективного потока плазмы и магнитного поля в основаниях петли. Колебание электрического тока приводит к периодическому изменению напряжённости электрического поля в петле, что в свою очередь ускоряет или замедляет нетепловые электроны. По-видимому, такой процесс может иметь место и в жгуте магнитных трубок с током.

Выводы

1. Пульсации излучения жгута магнитных трубок с током в линии Ca II 8498 Å во вспышках имеют период ~ 3 мин, если одно из оснований находится в области пятна, и ~ 5 мин, когда основания находятся в области факела. На фазе спада вспышки период составляет 10 мин.

2. В отсутствие вспышек пульсации излучения жгута в основном происходят с периодом ~ 5 мин, но наблюдаются ~ 30 мин пульсации, когда интенсивность падает до начального уровня фона.

3. С ростом активности Солнца амплитуда пульсаций в линии Ca II 8498 Å увеличивается, так как наблюдения 2003 г. выполнены вблизи максимума цикла активности Солнца, а 2005 г. – вблизи минимума.

Литература

1. Pietarila A., Socas-Navarro H., Bogdan T., et al. 2006. ApJ. V. 640. P.1142.
2. Aschwanden M.J., Wuelser J.P., Nitta N.V., Lemen J.R. 2009. Solar Phys. V. 256. P.3.
3. Дивлекеев М.И. Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца, “Солнечная и солнечно-земная физика - 2008”. Пулковское. 2008. С.155.
4. Li Y.P., Gan W.Q. 2008. Solar Phys. V. 247. P. 77.
5. Зайцев В.В., Кисляков А.Г. 2006. Астрон. журн. Т. 83. С.921.

АНИЗОТРОПИЯ ФЛУКТУАЦИЙ ММП ЧАСОВОГО ДИАПАЗОНА: ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ГЕЛИОШИРОТЫ И ФАЗЫ СОЛНЕЧНОГО ЦИКЛА

Ерофеев Д.В.

*Уссурийская астрофизическая обсерватория ДВО РАН, с. Горнотаежное, Россия
erofeev@utl.ru*

ANISOTROPY OF THE IMF HOURLY FLUCTUATION : HELIOLATITUDE AND CYCLE PHASE DEPENDENCY

Erofeev D.V.

Ussuriysk Astrophysical Observatory, Gornotaeznoe, Russia

Mesurements of the Ulysses magnetometer is used to investigate heliolatitude dependency of the hourly diapazone IMF fluctuations. The data obtained near minimum phases of two solar cycles show that transverse (with respect to the mean magnetic field) fluctuations reveal significant anisotropy only within the low-latitude zone where sector structure of IMF is observed. The ratio of variances of longitudinal and transverse fluctuations (longitudinal anisotropy), on the contrary, is low near the equatorial plane and show maximum values at high latitudes. Orientation of the transverse fluctuations anisotropy reveal difference between sectors of IMF and dependency on the solar large-scale magnetic field orientation.

В настоящей работе продолжено исследование анизотропии низкочастотных флуктуаций межпланетного магнитного поля (ММП). Ранее [1, 2] для этого использовались измерения ММП на околоземных орбитах, при этом были обнаружены интересные особенности в поведении ориентации анизотропии в связи с магнитным циклом Солнца. Для исследования гелиоширотной зависимости анизотропии флуктуаций ММП на разных фазах солнечного цикла в настоящей работе анализируются среднечасовые значения вектора ММП \mathbf{V} , полученные по данным магнитометра КА *Ulysses* [6] в ходе трех быстрых широтных сканов гелиосферы: сентябрь 1994 г. – июль 1995 г. и февраль 2007 г. – январь 2008 г. – около минимумов солнечной активности; ноябрь 2000 г. – октябрь 2001 г. – при высокой активности, в период смены знака полярных магнитных полей Солнца.

Обоснование и подробное изложение методики исследования даны в [2], здесь приведем ее краткое описание. Флуктуации магнитного поля $\delta\mathbf{V}(t)$ выделялись из исходного временного ряда $\mathbf{V}(t)$ с помощью нерекурсивного цифрового фильтра, пропускающего колебания с периодами 2-5 ч. Затем данные разделялись на две выборки, соответствующие положительному и отрицательному секторам ММП. Принадлежность к секторам определялась по знаку радиальной компоненты среднего за сутки магнитного поля \mathbf{V}_0 . После этого определялись компоненты флуктуаций δV_i в направ-

лении среднего поля $\mathbf{V}_0(t)$ и поперечные к нему. Затем определялась анизотропия поперечных флуктуаций ММП:

$$S = \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2}$$

где λ_i – собственные значения 2-мерной ковариационной матрицы, и ориентация поперечной анизотропии, которая описывается позиционным углом P . Угол P отсчитывался от северного конца оси \mathbf{X} , в интервале от -90° до 90° . Продольная анизотропия флуктуаций определялась в виде

$$A = \frac{D_\perp}{2D_\parallel},$$

где D_\parallel и D_\perp – дисперсии параллельной и ортогональной по отношению к \mathbf{V}_0 составляющих флуктуаций. Расчеты были проделаны с разрешением по широте $\approx 15^\circ$.

На рис. 1 показаны параметры анизотропии флуктуаций ММП в зависимости от гелиошироты, для периодов времени около минимумов солнечного цикла. В эти периоды ММП в высокоширотных областях гелиосферы было практически униполярным, а секторная структура наблюдалась только на низких широтах. Это видно по поведению показанного на рис. 1 параметра q , который представляет собой долю времени, в течение которого регистрировалось магнитное поле данной полярности ($q = 1$ соответствует униполярному полю). Как можно видеть на рис. 1, анизотропия поперечных флуктуаций S была значительной только в той области гелиоширот, где наблюдалась секторная структура ММП. При этом ориентация поперечной анизотропии была различной в секторах ММП разного знака, и в каждом из секторов знак позиционного угла P был разным в минимумах двух последовательных циклов активности. Это согласуется с результатами обработки измерений на околоземных орбитах [1, 2], которые демонстрируют 22-летнюю вариацию углов P в каждом из секторов ММП, а также с результатами корреляционного анализа компонент ММП [4]. Графики рис. 1 показывают, что ориентация анизотропии в каждом из секторов ММП примерно постоянна на широтах до $20-30^\circ$. Исключение составляет отрицательный сектор ММП в период 2007-08 гг., когда имело место изменение параметра P в низкоширотной зоне. Продольная анизотропия флуктуаций (параметр A) изменяется с гелиоширотой обратным по сравнению с S образом, имея наименьшие значения в приэкваториальной зоне, и значительно большие – в областях униполярного поля.

На рис. 2 представлены результаты, полученные по данным КА *Ulysses* для широтного скана 2000-2001 гг., который пришелся на период высокой солнечной активности и смены знака полярного магнитного поля Солнца. В это время степень анизотропии поперечных флуктуаций ММП в приполярных зонах гелиосферы (на широтах выше $50-60^\circ$) была низкой, также как и на фазе минимума солнечной активности. При этом в южной

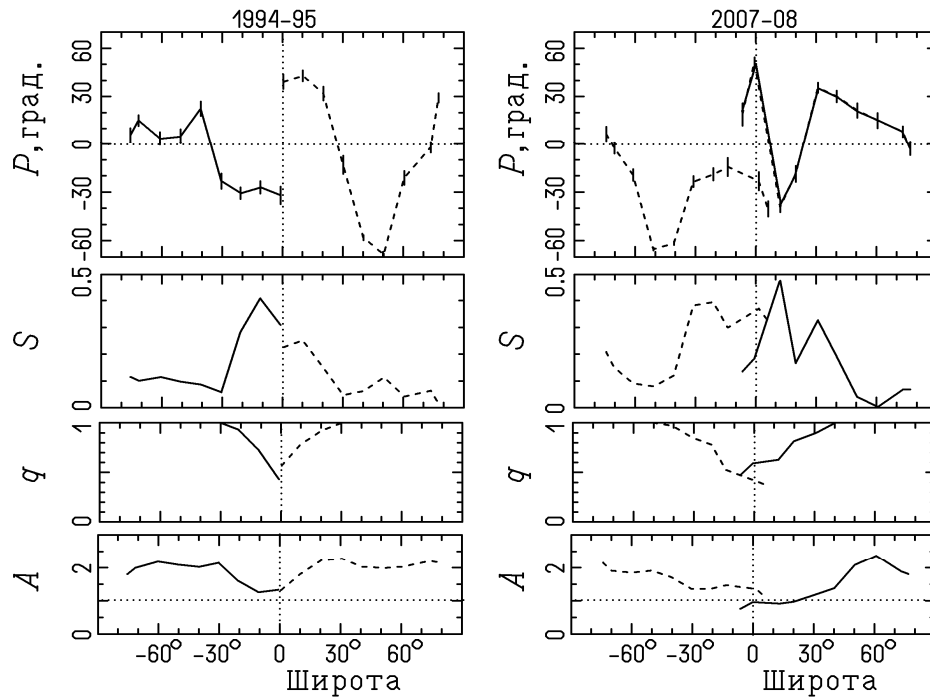


Рис. 1. Параметры анизотропии флуктуаций ММП часового диапазона в зависимости от гелиографической широты, для минимумов солнечной активности (1994-95 гг. и 2007-08 гг.). Сплошная и штриховая линии соответствуют отрицательному и положительному секторам ММП

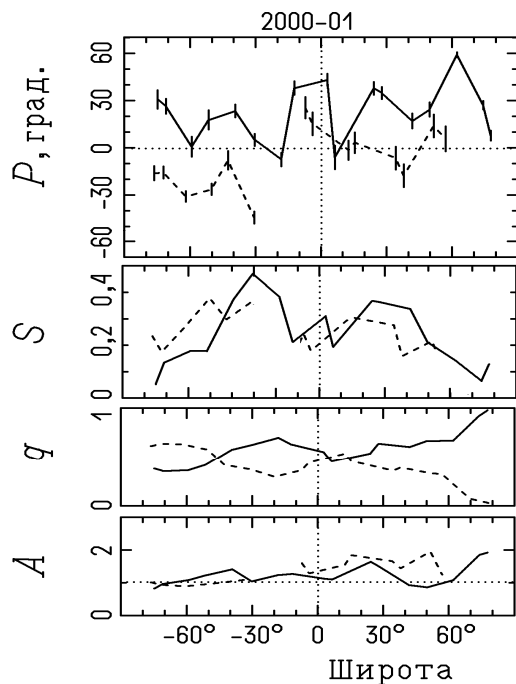


Рис. 2. То же что на рис. 1, но для периода смены знака полярного магнитного поля Солнца (2000-01 гг.).

приполярной зоне, где наблюдалась секторная структура, параметр продольной анизотропии A практически не отличался от 1, т.е. в этой зоне анизотропия флуктуаций вообще была весьма слабой. Высокая степень анизотропии поперечных флуктуаций имела место на низких и средних широтах, причем наибольшие значения S наблюдались не у экватора, а на

широтах 20-40° в обоих полушариях гелиосферы. Судя по поведению S и позиционного угла P , в каждом секторе ММП имелось две или больше широтных зон, различающихся ориентацией поперечной анизотропии флуктуаций; при этом наблюдалось систематическое различие $\approx 40^\circ$ между позиционными углами P в секторах ММП разного знака, что напоминает ситуацию в периоды низкой активности. Однако состояние гелиосферы при высокой активности может быстро изменяться, поэтому вариации параметров, которые на рис. 2 выглядят как гелиоширотные, возможно, отчасти являются временными вариациями.

Выводы

В периоды низкой солнечной активности значительная анизотропия поперечных флуктуаций ММП часового диапазона имела место в пределах зон, где наблюдалась секторная структура ММП (на широтах ниже 30-40°). Продольная анизотропия флуктуаций, напротив, была высокой в приполярных областях гелиосферы и сравнительно низкой у экватора. Вблизи экватора величина и ориентация анизотропии поперечной компоненты флуктуаций по данным *Ulysses* и по измерениям на околоземных орбитах хорошо согласуются. Поведение поперечной анизотропии, вероятно, связано с поляризацией альвеновских волн, вклад которых во флуктуации ММП значителен [3, 5].

В период высокой активности и смены знака полярного магнитного поля Солнца зона с существенной анизотропией поперечных флуктуаций ММП охватывала больший интервал гелиоширот, чем в минимумах активности. Однако в приполярных областях гелиосферы поперечная анизотропия была незначительной, даже при наличии там выраженной секторной структуры. Величина продольной анизотропии изменялась с широтой довольно нерегулярным образом.

Литература

1. *Ерофеев Д.В.* 22-летняя и 11-летняя вариации анизотропии колебаний ММП // Физическая природа солнечной активности и прогнозирование ее геофизических проявлений (Тр. XI Пулковской междунар. конф. по физике Солнца), СПб, ГАО РАН, 2007. С. 165-168.
2. *Ерофеев Д.В.* Поляризация низкочастотных альвеновских волн в межпланетном пространстве // Солнечная активность и ее влияние на Землю, вып. 11. Владивосток: Дальнаука, 2008. С. 36-51.
3. *Bruno R., Carbone V.* The solar wind as a turbulence laboratory // Living Reviews in Solar Physics (<http://solarphysics.livingreviews.org/articles/lrsp-2005-4>). 2005.
4. *Lyatsky W., Tan A., Lyatskaya S.* Effect of Sun's magnetic field polarity on interplanetary magnetic field B_z // Geophys. Res. Lett. V. 30. No 24. 2003. P. 2258.
5. *Tu C.-Y., Marsch E.* MHD structures, waves, and turbulence in solar wind: observations and theories. // Space Sci. Rev. V. 73. 1995. P. 1-210.
6. <http://helio.estec.esa.nl/ulysses/>

**ОБ АРТЕФАКТЕ, ВОЗНИКАЮЩЕМ ПРИ СПЕКТРАЛЬНОЙ
ОБРАБОТКЕ СЕРИЙ ЦИФРОВЫХ СНИМКОВ
СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН, ПОЛУЧАЕМЫХ НА MDI (SOHO)**

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

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

**ON ARTIFACT ORIGINATED AT SPECTRAL
PROCESSING OF SERIES OF DIGITAL SUNSPOT IMAGES OB-
TAINED AT MDI (SOHO)**

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

Central (Pulkovo) Astronomical observatory, St-Petersburg, Russia

We study the time-sequence of magnetic field strength in its maximum in the umbra of a sunspot. The high-frequency artificial harmonic, whose period depends on the position of the sunspot on the solar disc, has been revealed. Most likely, this artifact arises when the information is read, due to the discrete structure of FITS magnetograms or, to be precise, the matrix nature of MDI/SOHO instrument. As result of the low-resolution, the image of sunspot core is covered entirely by 4-5 pixels only. Normally, the strength of magnetic field drops abruptly to 100-300 G, when we pass to the neighbouring pixel. Due to the Sun rotation, the sunspot moves to the next pixel of matrix and is projected for a while onto the border of two neighboring pixels. Meanwhile in pixel, where the maximum of strength was registered, the region of high strength is still presented partially. At the same time, the information of maximal strength is still read and still has the meaning 100-300 G less. As soon as the core of sunspot moves to the next pixel entirely, the magnitude of magnetic field strength restores, abruptly, to its maximum and will preserve until the sunspot moves to the other pixel. This leads to the registration of false periodical signal in time sequence of magnetic field strength in a sunspot.

В качестве исходного материала исследования были взяты магнитограммы, полученные на MDI(SOHO) и представленные в спецификации FITS. В соответствие с этим методика, разработанная нами ранее – например, [1, 2] для выявления низкочастотных колебаний солнечных пятен по временным последовательностям доплерограмм частично модифицирована. Полностью методика изложена в работе [3].

Присутствующая в спектрах мощности высокочастотная мода “Artifact” (рис. 1) является артефактом и, как оказалось, значение ее периода определяется положением пятна на диске Солнца (скорость перемещения пятна пропорциональна $\cos(\theta)$, где θ – гелиографическая долгота). Мы изучаем временную последовательность изменения максимальной напряженности магнитного поля в ядре пятна. Данный артефакт возникает при съеме информации из-за дискретной структуры FITS магнитограмм, а точнее матрицы инструмента MDI/SOHO. Из-за малого масштаба изображения в небольших пятнах на все ядро пятна приходится всего 4-5 пикселей изо-

бражения. Обычно уже в соседнем пикселе напряженность падает скачком на 100-300 Гс.

На рис. 1 для примера приведен исходный спектр мощности, где видны три низкочастотные компоненты и артефакт. Из-за вращения Солнца ядро пятна постепенно перемещается на соседний пиксель матрицы приемника, и некоторое время проектируется на границу двух пикселей. При этом в пикселе, где недавно был максимум напряженности B_{\max} , теперь частично присутствует и область ядра пятна с меньшей напряженностью магнитного поля. Но информация о максимальной напряженности еще продолжает некоторое время считываться с этого же пикселя и имеет, естественно, меньшее на 100-300 Гс значение. Как только точка с B_{\max} полностью

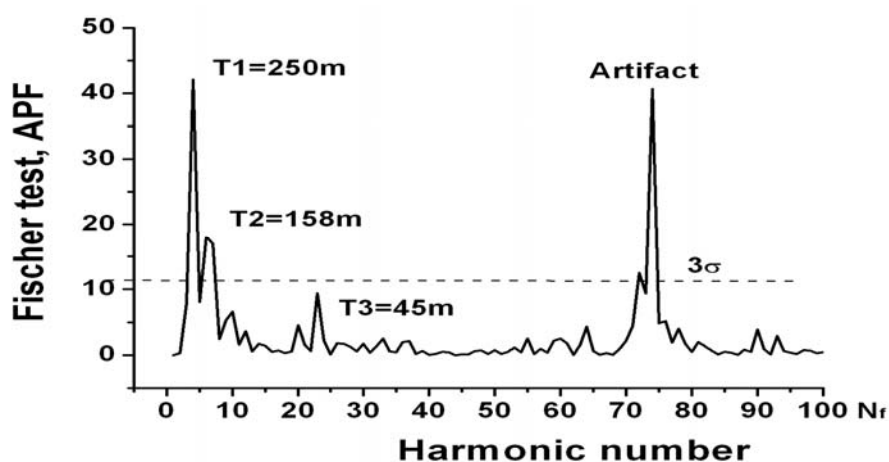


Рис. 1.

перейдет на следующий пиксель, значение максимальной напряженности скачком снова восстановится до перехода ядра пятна на следующий пиксель и т.д. Это приводит к появлению ложного периодического сигнала во временной последовательности B_{\max} магнитного поля в пятне. Для каждого пятна, зная его положение на диске, можно заранее рассчитать период гармоники артефакта в спектре мощности. Этот эффект исчезает, если предварительно центральную область пятна (окрестность максимального отсчета) сгладить диффузионным гауссовским фильтром (пространственное усреднение).

Литература

1. В.И. Ефремов, Л.Д. Парфиненко, А.А. Соловьев. Исследование долгопериодических колебаний лучевых скоростей в пятне и вблизи солнечного пятна на разных уровнях фотосферы. // Астрон. журнал, 2007, т. 84, №5, с. 450-460.
2. В.И. Ефремов, Л.Д. Парфиненко, А.А. Соловьев. Высотная зависимость мощности коротко- и долгопериодических колебаний в солнечном пятне и его окрестностях, // Космические исследования, т.47. №4, 2009, С. 311-319.
3. В.И. Ефремов, Л.Д. Парфиненко, А.А. Соловьев. Метод прямого измерения доплеровских смещений и эффекта Зеемана по оптическим цифровым спектрограммам Солнца и долгопериодические колебания солнечных пятен, // Оптический журнал, т. 75, №3, 2008, С. 9-17.

РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ ДЛИННЫХ СЕРИЙ МАГНИТОГРАММ MDI(SOHO)

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

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

RESULTS OF PROCESSING OF LONG SERIES MAGNITOGAMM MDI(SOHO)

Efremov V.I., Parfinenko L.D., Soloviev A.A., Kirichek E.A.

Central (Pulkovo) Astronomical observatory, St-Petersburg, Russia

Both the ground-based and space observations have been revealed the evident presence of long-period modes of oscillations (the spectral bands with periods about 40-45, 60-80 and 160-180 minutes) in power spectrum of sunspots and surrounding magnetic structures. Using the MDI (SOHO) data, one can study the observed data for the lower periodicities. We have obtained two new significant periods ($>3\sigma$) in the power spectra of sunspots, around 250 and 480 min. The power of oscillations on the lower frequencies is always larger than on the higher ones. The amplitude of long-term modes of magnetic field shows the magnitudes of about 200-250G. The amplitude of the line-of-sight velocity periodicities occurred to be of about 60-110 m/s.

Принципиально новые возможности, недоступные земным наблюдателям, открывают солнечные космические обсерватории. Так, SOHO (Solar and Heliospheric Observatory) [1], находящаяся на гелиосинхронной орбите вблизи точки Лагранжа L_1 между Землей и Солнцем (на расстоянии примерно 1.5 млн. км от Земли), позволяет непрерывно следить за физическими процессами, происходящими в той или иной активной области в течение всего времени ее прохождения по диску Солнца, т.е. почти две недели.

Нами были обработаны следующие серии FITS магнитограмм Lev1.8 full-disk:

- 15-часовые серии магнитограмм со скважностью 1 минута,
- 34-часовые серии магнитограмм со скважностью 1 минута,
- 200-часовые серии магнитограмм со скважностью 96 минут.

Используя данные MDI/SOHO о временных вариациях магнитного поля в тени отдельных крупных пятен (а также ряд данных о лучевых скоростях), мы, во-первых, получили возможность еще раз убедиться в реальности и солнечном происхождении исследуемых колебаний на независимом материале, полученном вне земной атмосферы, и тем самым окончательно решить проблему возможного влияния атмосферных эффектов на спектр изучаемых осцилляций.

Во-вторых, нам впервые удалось установить, что основной модой собственных магнитогравитационных колебаний пятна как целого является вертикальная мода с периодом около 8-15 часов. Период колебаний

пятна зависит от напряженности его магнитного поля, поэтому и разброс в значениях указанного периода достаточно велик. Более низкочастотных колебаний во временных рядах длительностью до 10 дней (14400 минут) нам обнаружить не удалось (рис. 1), при этом, амплитуды более высоких мод (4-х, 2-3-х и 1,5-часовые) всегда оказываются существенно, в несколько раз более низкими. По-видимому, такие более высокочастотные колебания следует рассматривать как обертоны основной 8-15-ти часовой моды.

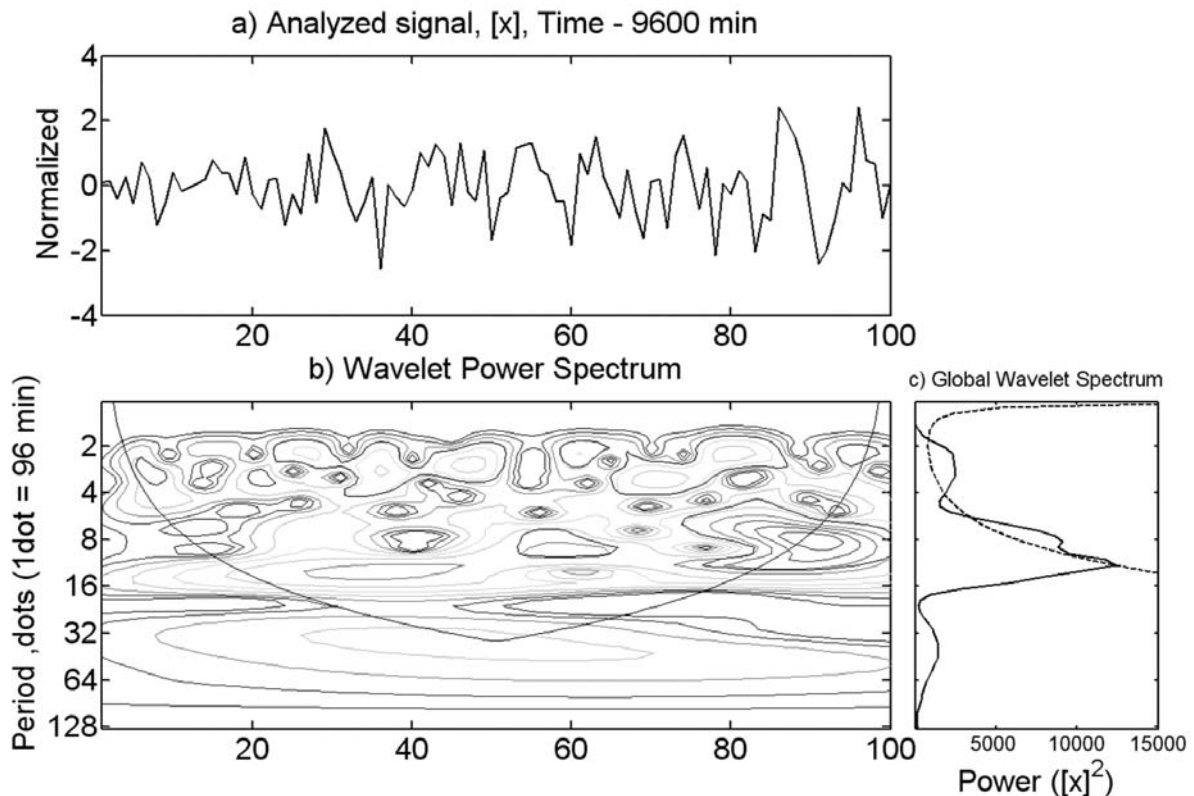


Рис. 1. Вверху – исходный ряд максимальной напряженности магнитного поля в ядре пятна, скважность 96 минут.

Внизу – соответствующий вейвлет (Morle 5), из которого видно, что колебаний магнитного поля с периодом длиннее, чем 700-900 минут не обнаруживается.

Это – новый и весьма важный для понимания природы солнечного пятна результат, поскольку раньше, до обращения к материалу SOHO, мы располагали только полученными в наземных наблюдениях временными рядами вариаций лучевой скорости и магнитного поля пятен длительностью не более 10 часов. В этих рядах мы обнаруживали наибольшие амплитуды колебаний для мод с периодом около 3-4 часов [2-4], и именно эти колебания принимали за основную моду. Очевидно, что выявить моду с периодом около 8-15 часов на временных рядах длительностью до 10 часов, в принципе, было невозможно. Сейчас, когда выяснилось, что максимальный и основной период глобальных колебаний пятна составляет при-

мерно втрое-вчетверо большую величину, чем нам представлялось из наземных наблюдений, необходимо будет произвести дальнейшее уточнение теоретической модели «мелкого» солнечного пятна [5] (в частности, учесть неоднородность распределения магнитного поля по сечению пятна), и, соответственно, уточнить оценку глубины нижней «магнитной границы» пятна, получаемую из данной модели.

Следует отметить три новых интересных эффекта, обнаруженных нами при исследовании долгопериодических колебаний пятен на материале SOHO.

Первый из них состоит в том, что в тех случаях, когда «фоновое» равновесное значение напряженности поля в пятне (т.е. значение поля, соответствующее тому равновесию, относительно которого совершаются колебания пятна) начинает меняться достаточно быстро, на временах близких к периоду собственных колебаний, наблюдается резкое уменьшение амплитуды этих колебаний. Фактически, имеет место срыв колебательного процесса, переход системы из режима осцилляций в режим аperiодический (рис. 2).

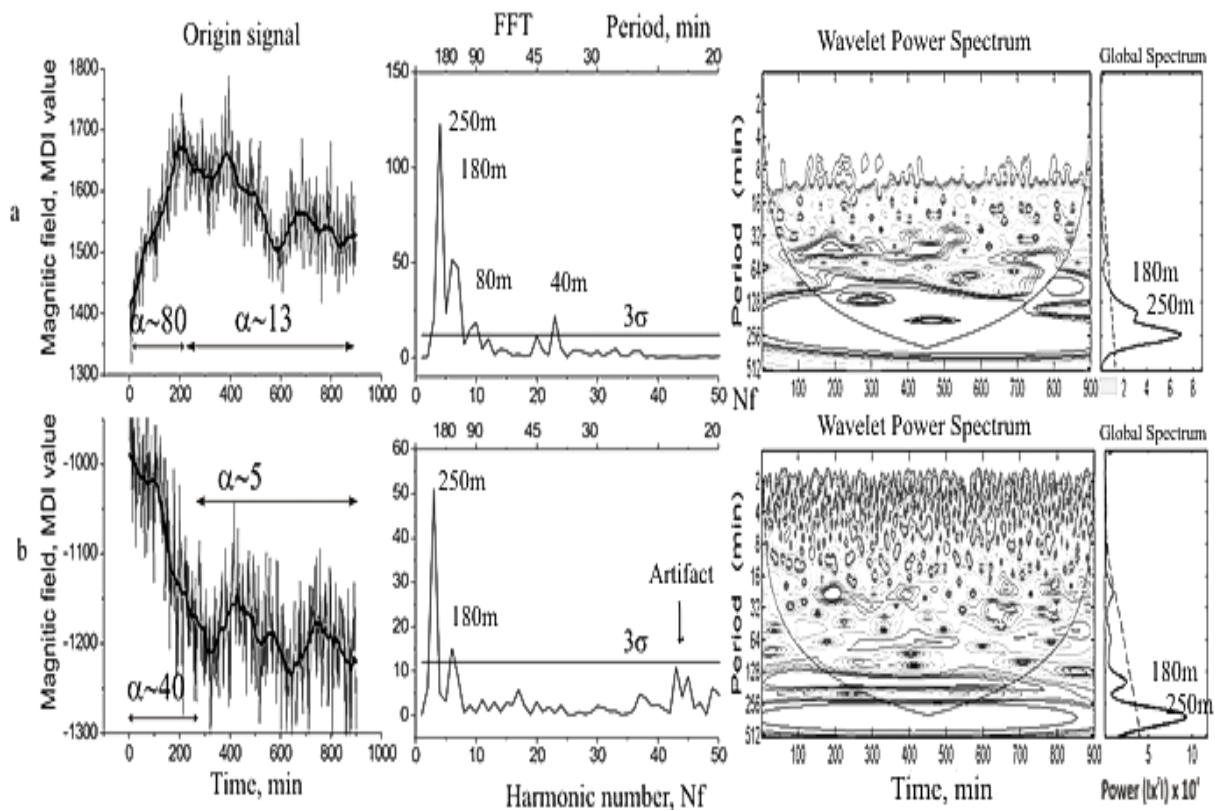


Рис. 2. Примеры (слева) срыва колебательного процесса в пятнах, на участках сильного изменения магнитного поля.

Второй важный эффект связан с тем, что по данным SOHO и в поле лучевых скоростей, и в магнитном поле становится заметным фрагментация колебательного процесса в тени солнечного пятна, т.е. выявляются

участки (зоны возбуждения), где колебания выражены сильно, имеют большую амплитуду, а есть участки, где эти же колебания ослаблены. Очевидно, в этом явлении отражается фрагментированный характер самого магнитного поля пятна, состоящего, по-видимому, из отдельных магнитных жгутов, тесно сжатых в единую магнитную силовую трубку, чем и обеспечивается целостность и структурная обособленность всего солнечного пятна. Наши исследования показали, что в зонах возбуждения низкочастотные колебания хорошо синхронизированы между собой с коэффициентом корреляции 0.9, в то время как вне этих зон корреляция практически отсутствует. Это говорит о том, что магнитные структуры пятна и связанные с ним околопятенные магнитные элементы колеблются как единое целое образование.

Третий эффект связан с тем, что при исследовании долгопериодических колебаний в биполярных группах пятен обнаруживается, что эти колебания возбуждаются синхронно в головном и в хвостовом пятне группы. Этот факт свидетельствует о том, что связь пятен в группе через связывающую их корональную магнитную силовую трубку потока является достаточно сильной, чтобы обеспечить синхронизацию колебаний больших масс пятен на уровне фотосферы и конвективной зоны.

Литература

1. Scherrer, P.H., Bogart, R.S., Bush, R.I., Hoeksema, J.T., Kosovichev, A.G., and Schou, J., *Solar Phys.* **162**, 129. (1995).
2. Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А., Исследование долгопериодических колебаний лучевых скоростей в пятне и вблизи солнечного пятна на разных уровнях фотосферы. *Астрон. журнал.* **83**, № 5. С. 450-460. 2007.
3. Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А. Особенности высотного распределения мощности коротко- и долгопериодических колебаний в пятне и в окружающих магнитных элементах // *Космические исследования.* **47**. №4, 311-319. 2009
4. Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А. Метод прямого измерения доплеровских смещений и эффекта Зеемана по оптическим цифровым спектрограммам Солнца и долгопериодические колебания солнечных пятен. *Оптический журнал.* **5**, №3. с. 9-17. 2008.
5. Соловьев А.А., Киричек Е.А. Подфотосферная структура солнечных пятен. *Астрон. журнал.* **86**. № 7. С. 727-736. 2009.

СВЕЧЕНИЕ He II 304 Å НАД ТЕНЬЮ ПЯТЕН

Загайнова Ю.С.

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

He II 304 Å RADIATION FLUX ABOVE SUNSPOT UMBRAE

Zagaaynova Y.S.

Institute of solar-terrestrial physics SB RAS, Irkutsk

Observation results in line He I 10830 were compared with data observation in He II 304 above sunspots. Contrast in line He II 304 was used as XUV-coronal radiation flux indicator. Umbrae area dependencies of the contrast in line He II 304 and IR-triplet He I 10830 parameters were received. Image-to-spectrum sunspots identification and umbrae area determination were done from white-light images. Total umbra area was evaluated in millionths (mSH). Two separate dependencies of the line with λ 304 Å and with λ 10830 Å parameters were received for umbra area more then 10 mSH for leader and following spots. Probable reasons of such dependencies are discussed in this Paper.

1. Введение

Ионизационно-рекомбинационный механизм образования триплета He I 10830 включает ионизацию нейтрального гелия потоком коронального УФ-излучения с последующей рекомбинацией с задержкой части атомов на метастабильном уровне 2^3S и последующим поглощением с этого уровня фотосферного излучения континуума [1, 2]. Потенциал ионизации нейтрального гелия требует присутствия потока излучения в области длин волн $\lambda < 504$ Å. В данной работе в качестве индикатора коронального УФ-излучения выбрана эмиссионная линия He II 304.

В работах, выполненных с низким пространственным разрешением ~ 5 угл. сек, указывалось, что изображения в λ 304 Å и λ 10830 Å совпадают как позитив и негатив [3]. В ряде случаев отмечается ослабление He I 10830 и He II 304 над тенью пятен и спокойными областями в сравнении с солнечными волокнами и флоккулами [4]. Однако количественной оценки светимости He II 304 над тенью пятен не приводится. В данной работе выполнено количественное сопоставление значений параметров ИК-триплета He I 10830 и свечения в He II 304 над пятнами различной площади.

2. Описание данных и методов их обработки

Обработаны данные по активным областям (АО) с солнечными пятнами, наблюдаемые в He I 10830 и He II 304 за период 2002÷2005 гг. Из них отобраны АО, видимые вблизи центра солнечного диска $\sim[-200:200,-200:200]''$ и включающие пятна правильной формы с круговой и близкой к ней симметрией. При этом в интервале ± 2 часа в АО не должно наблюдаться вспышек, эрупции солнечных волокон и т.д. Такие требования объ-

ясняются особенностью метода исправления за рассеянный свет [5] и большой точностью в определении площади пятен вблизи центра диска. Обработка данных выполнена в среде IDL 6.1, Origin 6.1, Astroart 3.0.

На большом внеатмосферном коронографе (БК) ИСЗФ СО РАН с помощью горизонтального спектрографа и интерференционно-поляризационного фильтра [6], запитываемого в отраженном от спектральной щели пучке света, получены спектры и изображения в He I 10830. Из изображений исключен темновой ток, выполнено исправление за плоское поле [7]. Обработка спектров включала вычитание темнового тока, исправление за непрерывный спектр и за рассеянный свет [5]. Для идентификации пор и пятен на спектре осуществлялась привязка спектров и изображений [8]. На спектрах тени пятен аппроксимацией функцией Гаусса профилей основного и слабого компонентов определены их параметры.

Для оценки УФ-потока из короны взяты изображения внеатмосферных наблюдений в He II 304 с обсерваторий SOHO EIT и CORONAS-F. По данным CORONAS-F обработано 5 АО, которым соответствуют наблюдения с БК в He I 10830. Из данных EIT за 2002÷2007 гг. отобрано 60 АО; выполнена предварительная их обработка, которая включала: исключение темнового тока, поворот изображений относительно центра диска. Значения интенсивности на изображении делилось на среднее значение для спокойных областей вблизи центра солнечного диска. По аналогии работы со спектрами это позволило выполнить нормировку изображений, и на выходе получить двумерное распределение контраста в λ 304 Å. Также с учетом пространственного разрешения телескопов – 2.63 угл. сек. для EIT и 5.47 угл. сек. для CORONAS-F – «отброшены» поры диаметром $D < 3$ угл. сек.

Далее выполнено совмещение изображений в λ 304 Å и континууме. В качестве последних взяты изображения в белом свете с MDI Continuum (или в области УФ-континуума TRACE). Отобраны изображения, близкие по времени наблюдений ± 20 мин к данным в λ 304 Å, приведены их масштабы, исключен вклад вращения Солнца вследствие разницы во времени наблюдения двух изображений. По изображениям в белом свете определялась граница «тень-полутень» и площадь тени пятен S , выраженная в единицах миллионных долей полусферы (МДП). Граница «тень-полутень» проецировалась на изображение в λ 304 Å, что позволило определить среднее значение контраста $C_{\lambda 304}$ в пределах тени пятен. Поскольку выполняется усреднение в пределах тени, то величина $C_{\lambda 304}$ будет пропорциональна потоку УФ-излучения из короны в λ 304 Å.

3. Результаты сопоставления параметров He I 10830 и He II 304

По данным спектральных наблюдений хромосферы над пятнами получены зависимости параметров ИК-триплета He I 10830 от площади пятен [5, 8]. Выявлено, что параметры эквивалентная ширина W , полуширина H и глубина компонентов триплета He I 10830 зависят от площади S . Так, для

пятен площадью $S > 20$ МДП наблюдается увеличение параметра W от площади S и разделение зависимости $W(S)$ на отдельные ветви для ведущих и хвостовых пятен. В случае основного компонента поведение эквивалентной ширины можно выразить для ведущих и одиночных пятен $W_{10830}^l = 0.09 + 5.93S$ (коэффициент корреляции $R^2 = 0.97$), для хвостовых – $W_{10830}^f = 0.05 + 0.004S$ ($R^2 = 0.94$). В случае слабого компонента для ведущих пятен $W_{10829}^l = 0.001 + 1.8S$ ($R^2 = 0.8$), для хвостовых – $W_{10829}^f = -0.008 + 0.001S$ ($R^2 = 0.92$). Для пор и малых солнечных пятен с вырожденной полутенью $S < 20$ МДП не удается выявить зависимость параметра W от площади S . Это можно объяснить несколькими причинами. Во-первых, погрешностью метода исправления за рассеянный свет. Во-вторых, поры и малые солнечные пятна всегда находятся в постоянном изменении: исчезают или, наоборот, развиваются до солнечных пятен.

Рассмотрим отдельно отношение эквивалентной ширины основного и слабого компонентов $\Gamma_{10830/10829}$. Параметр $\Gamma_{10830/10829}$ пропорционален отношению глубины основного и слабого компонентов и составил $\sim 8,0$ для пор. Это указывает на то, что хромосферу в He I 10830 над порами можно принять оптически тонкой. С увеличением площади пятен $S > 20$ МДП отношение $\Gamma_{10830/10829}$ уменьшается до 3,0 для хвостовых пятен и до 6,0 для ведущих пятен площадью $S \approx 60$ МДП. Это говорит об увеличении над пятнами оптической толщины слоя атомов He I, находящихся в состоянии 2^3S .

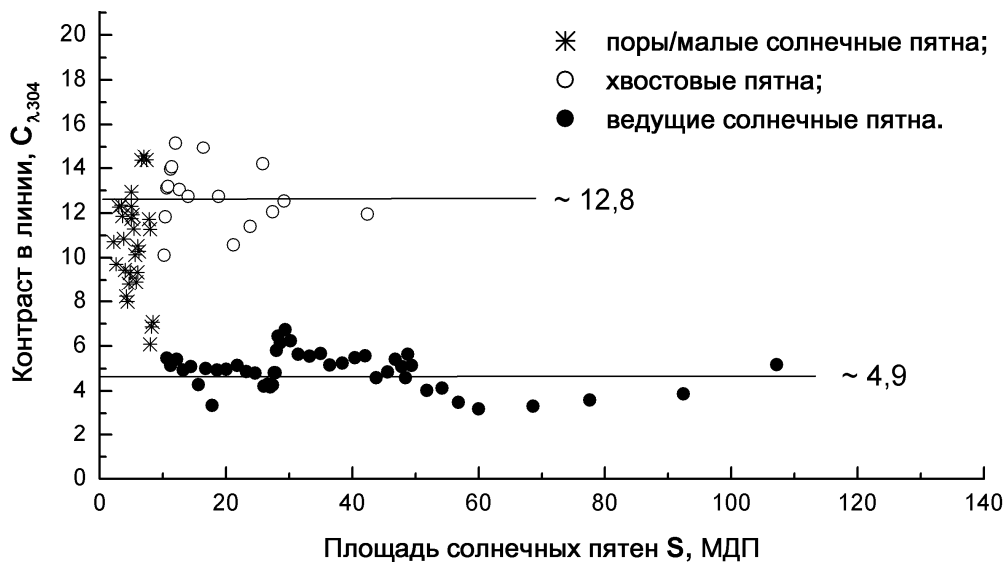


Рис. 1. Контраст в линии He II 304 от площади солнечных пятен. Выполнено скользящее среднее данных по пяти точкам отдельно для ведущих и хвостовых пятен.

Поскольку населенность уровня 2^3S напрямую зависит от УФ-потока из короны, то похожее поведение над тенью пятен должно прослеживаться и для ультрафиолетовых линий. На рисунке 1 представлен график зависимости контраста пятен в $\lambda 304 \text{ \AA}$ от их площади. Как и для случая $W_{10830}(S)$, выявлено разделение в поведении контраста $C_{\lambda 304}$ на две незави-

симые ветви: для ведущих и хвостовых пятен при $S > 10$ МДП. К сожалению, не удалось выявить роста контраста в линии $\lambda 304 \text{ \AA}$ от площади пятен, что, возможно, следует связывать с погрешностью методов обработки данных. С другой стороны, по изображениям обсерватории CORONAS-F контраст в $\lambda 304 \text{ \AA}$ для ведущих пятен составил 7,5. Здесь следует учесть, что в качестве данных выступают не спектральные, а фильтровые наблюдения, и они получены с разных космических аппаратов, поэтому можно считать, что параметр $C_{\lambda 304}$ для данных EIT и CORONAS-F принимает близкие значения. А это говорит в пользу методов обработки и нормировки данных, выполненных в данной работе.

Выводы

- Выявлено увеличение потока УФ-излучения в $\lambda 304 \text{ \AA}$ над тенью пятен в сравнении со спокойными областями.
- Получены зависимости контраста $C_{\lambda 304}$ пятен от их площади. Как и для случая эквивалентной ширины основного и слабого компонентов ИК-триплета He I 10830, выявлено разделение в поведении $C_{\lambda 304}$ на две отдельные ветви для замыкающих и одиночных/ведущих пятен. Однако роста значений $C_{\lambda 304}$ от площади S не выявлено.
- Данные результаты исследований параметров He I 10830 и He II 304 над тенью пятен следует связывать с особенностью магнитной топологии АО: системы петельных структур магнитного поля групп солнечных пятен не являются симметричными образованиями, а радиус их кривизны постепенно уменьшается от ведущей к замыкающей части АО.

Литература

1. *Пожалова Ж.А.* Изучение избранных линий гелия в спектре Солнца. // *Астрономический журнал*, Т. 65, 1988, Вып. 5, с. 1.
2. *Mauas P.J.D., Andretta V., Falchi A., Falciani R., Teriaca L. and Cauzzi G.* Helium line formation and abundance in a solar active region. // *The Astronomical Journal*, 619:604-612, 2005, January 20.
3. *Harvey J.W. and Sheeley JR.* A comparison of He II 304 and He I 10830 spectroheliograms // *Solar Physics* 54 (1977), p. 343-351.
4. *Лившиц М.А.* Фиксированность во флоккулах и свечение гелия в поле коротковолновой радиации. // *Астрономический журнал*, Т. 52, 1975, Вып. 5.
5. *Zagaynova Yu.S., Papushev P.G. and Chuprakov S.A.* // An investigation of the He I 10830 triplet profile in sunspot umbrae. // *IAU XXVIth General Assembly Prague 14-25 August 2006, JD-03, Abstract Book*, p. 278.
6. *Домышев Г.Н., Кушталь Г.Н., Садохин В.П., Скоморовский В.И.* ИПФ не сдаются (модернизация двухполосного фильтра He I 10830 \AA , H_{α}). // *Солнечно-земная физика*, Вып. 6, 2004, 156-160.
7. *Yang G., Xu Y., Wang H. and Denker C.* // *Astrorophys. J.*, 597, 2003, 1190.
8. *Chuprakov S.A., Kushtal G.I., Papushev P.G., Skomorovsky V.I., Zagaynova Yu.S.* // *Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity*, IAU Symp. 223, Cambridge University Press, 2004, p. 183.

НАГРЕВ ПЛАЗМЫ ПРИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ В КОРОНАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПЕТЛЯХ

Зайцев В.В.¹, Кислякова К.Г.²

¹*Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород*

²*Нижегородский государственный университет, г. Нижний Новгород*

PLASMA HEATING UNDER PARAMETRIC EXCITATION OF SOUND OSCILLATIONS IN CORONAL MAGNETIC LOOPS

Zaitsev V.V.¹, Kislyakova K.G.²

¹*Institute of Applied Physics of Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia*

²*Nizhny Novgorod State University, Nizhny Novgorod, Russia*

In this article is considered heating of the coronal magnetic loops plasma, caused by dissipation of sound oscillations, which are excited under parametric resonance with 5-min oscillations of the photospheric convection speed. The energy and speed of dissipation of sound oscillations in the coronal magnetic loop and corresponding heating function are determined. Maximal temperature in the top of the loop and his dependence on photospheric convection speed, length of the loop and value of current in the loop are evaluated. It is shown, that considered mechanism can explain existance of quasi-stationary X-ray loops with temperatures about 3-6 MK.

1. Одним из самых энергетически емких источников для нагрева корональной плазмы является фотосферная конвекция, которая может возбуждать в корональных магнитных петлях волны, диссипация которых приводит к нагреву. В применении к Солнцу и красным карликам эта возможность рассматривалась в [1, 2]. Для того чтобы конвекция эффективно возбуждала волны в корональных магнитных петлях, необходимо совпадение периода глобальной моды в петле с характерным временным масштабом τ_c фотосферной конвекции. В случае Солнца хорошо изучены так называемые 5-минутные осцилляции. Периоды этих осцилляций заключены в пределах $\tau_5 \approx 100 - 400c$ с максимумом спектра, приходящимся на период $300c$. Для звезд типа красных карликов временные масштабы фотосферной конвекции $\tau_c \approx 60 - 180c$ [3]. Глобальная альфвеновская мода в корональных магнитных петлях в солнечной короне имеет периоды $P_A \approx 0.5 - 5c$ [4], которые сильно отличаются от временных масштабов фотосферной конвекции. Поэтому фотосферная конвекция не может эффективно возбуждать альфвеновские волны. С другой стороны, медленные магнитозвуковые волны в корональных магнитных петлях могут иметь периоды, совпадающие с временными масштабами фотосферной конвекции, а также с периодами 5-минутных фотосферных осцилляций.

Причина возбуждения звука во всем объеме петли может быть обусловлена параметрическим резонансом между собственными звуковыми колебаниями корональной магнитной петли и 5-минутными фотосферными осцилляциями [5, 6]. Поскольку 5-минутные фотосферные колебания не могут непосредственно проникать в корону, параметрический резонанс может служить эффективным каналом передачи энергии фотосферных осцилляций в верхние слои солнечной атмосферы и открывает важные перспективы в понимании механизмов нагрева корональной плазмы.

2. Возможность возбуждения звуковых колебаний в токонесящих корональных магнитных петлях при параметрическом резонансе с 5-минутными осцилляциями скорости фотосферной конвекции была рассмотрена в работе [5]. Предположим, что скорость фотосферной конвекции колеблется около среднего значения (например, вследствие 5-мин фотосферных осцилляций) по закону $|V_r| = V_0 + V_{\approx} \sin \omega t$ при $|V_{\approx}| \ll V_0$. Тогда возникнут вынужденные осцилляции тока, текущего вдоль петли $I_z = I_0 + I_{\approx}$, относительная амплитуда которых дается формулой

$$\frac{I_{\approx}^m}{I_0} \approx \frac{hV_{\approx}}{\omega L r_0}, \quad (1)$$

где $h = 500-1000$ км – интервал высот, где действует ЭДС, r_0 – радиус магнитной трубки в основаниях, L – индуктивность петли как эквивалентного электрического контура [7]. Из условия равновесия трубки по радиальной переменной следует, что давление в трубке также будет периодически изменяться с амплитудой

$$p_{\approx} = \frac{4}{3} \frac{I_0 I_{\approx}}{\pi c^2 r^2}, \quad (2)$$

где c – скорость света, r – радиус трубки в ее корональной части, который считается постоянным. В результате скорость звука будет иметь периодическую модуляцию с периодом 5-минутных осцилляций и уравнение для звуковых колебаний принимает вид

$$\frac{\partial^2 V_z}{\partial t^2} + \omega_0^2 (1 + q \cos \omega t) V_z = 0, \quad (3)$$

$$\omega_0^2 = k_{\parallel}^2 c_{s0}^2, \quad k_{\parallel} = \frac{s \pi}{l}, \quad s = 1, 2, 3, \dots, \quad q = \frac{4}{3} \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{I_0 I_{\approx}}{\pi c^2 r^2 p_0} \quad (4)$$

В уравнениях (3), (4) $c_{s0} = (\gamma k_B T_0 / m_i)^{1/2}$ – скорость звука, $p_0 = 2n k_B T_0$ – давление, T_0 – невозмущенная температура, $\gamma = c_p / c_v$ – отношение теплоемкостей. Выражение (3) представляет собой уравнение Матье (см., например, [8]), описывающее параметрическую неустойчивость. Параметрическая неустойчивость возникает в узких зонах вблизи частот $\omega_n = \frac{n\omega}{2}$, $n = 1, 2, 3, \dots$. Это означает, что если, например, на КМП воздействуют 5-мин фотосферные колебания, то в петле возможно возбуждение акусти-

ческих колебаний с периодами 10, 5, 3.3 мин и т.д. Возбуждение, однако, будет иметь место лишь в том случае, когда собственная частота акустических колебаний петли ω_0 попадает в первую зону неустойчивости, т.е. она близка к $\omega/2$. Ширина этой зоны имеет величину порядка q , а именно $-\frac{q\omega_0}{2} < \frac{\omega}{2} - \omega_0 < \frac{q\omega_0}{2}$. Это означает, что корональная магнитная петля должна иметь подходящую длину, чтобы 5-минутные фотосферные осцилляции возбуждали в ней звуковые колебания. В этом случае энергия 5-минутных фотосферных колебаний, которые в обычных условиях отражаются от температурного минимума, будет проникать высоко в корону и может служить источником нагрева плазмы в корональной магнитной петле.

3. Амплитуда скорости в звуковых колебаниях v связана с амплитудой давления p_1 соотношением $v = p_1 / \rho_0 c_{s0}$, где ρ_0 – невозмущенное значение плотности плазмы. Тогда с учетом соотношения (2) получим следующую формулу для средней плотности энергии звуковых колебаний:

$$W_s = \frac{\rho_0 v^2}{2} = \frac{16}{18} \frac{1}{\rho_0 c_{s0}^2} \left(\frac{I_0^2}{\pi c^2 r^2} \right)^2 \left(\frac{I_{\approx}}{I_0} \right)^2, \quad (5)$$

из которой следует, что она зависит от амплитуды осцилляций электрического тока, модулируемого 5-минутными колебаниями скорости фотосферной конвекции. Амплитуду I_{\approx} можно определить из анализа низкочастотной модуляции микроволнового излучения корональных магнитных петель [9]. В микроволновом излучении всплеск довольно часто наблюдается узкополосная модуляция с частотой порядка долей герца, связанная с собственными колебаниями петли как эквивалентного электрического контура. В этом случае частота колебаний зависит от величины электрического тока в контуре через самосогласованное магнитное поле, а большая индуктивность петли обеспечивает высокую добротность колебаний. При достаточно больших значениях тока в петле ($I > cr B_z(0)/2$), где $B_z(0)$ – магнитное поле на оси петли) собственная частота эквивалентного электрического контура пропорциональна величине тока [10]:

$$\nu_{RLC} \approx \frac{I}{2\pi cr^2 \sqrt{2\pi\Lambda n_0 m_i}}, \quad \Lambda = \ln \frac{4l}{\pi r} - \frac{7}{4}, \quad (6)$$

где l – длина петли. Поэтому когда 5-минутные фотосферные колебания модулируют величину электрического тока в петле, собственная частота эквивалентного контура будет также промодулирована с периодом 5 минут, причем относительная глубина модуляции частоты будет совпадать с относительной глубиной модуляции электрического тока. Относительная глубина модуляции частоты ν_{LRC} составляет величину порядка одного или нескольких процентов. Поэтому для дальнейших оценок можно принять

$$\frac{I_{\approx}}{I_0} \approx \frac{\Delta \nu_{LRC}}{\nu_{LRC}} \approx 10^{-2}. \quad (7)$$

Из (5) и (7) следует, что при достаточно больших значениях электрического тока в корональной магнитной петле плотность энергии возбуждаемых звуковых колебаний может составлять заметную часть плотности тепловой энергии плазмы (до нескольких процентов).

4. Диссипативные эффекты, такие как проводимость, вязкость и теплопроводность, приводят к переходу энергии звуковых колебаний в тепло. Если декремент затухания энергии звуковых колебаний γ_s много меньше частоты, т.е. $\gamma_s \ll \omega$, тогда энергия, переходящая в тепло в единицу времени и в единице объема вследствие диссипации звуковых колебаний или «функция нагрева», будет равна $H = \gamma_s W_s$. Декремент γ_s в случае звуковых волн можно представить в виде [11] $\gamma_s = \gamma_{дж} + \gamma_{вязк} + \gamma_{тепл}$, где слагаемые, обусловленные проводимостью, вязкостью и теплопроводностью, равны

$$\gamma_{дж} = \frac{c}{4\pi\sigma} \frac{c_s^2}{c_A^2} k^2, \quad \gamma_{вязк} = 0,18 \omega^2 \tau_i, \quad \gamma_{тепл} = 0,12 \frac{m_i}{m_e} \omega^2 \tau_e, \quad (8)$$

где σ – проводимость, c_A – алфвеновская скорость, $\tau_{i,e}$ – характерные времена столкновений ионов с ионами и электронов с ионами соответственно. Оценка слагаемых в (8) показывает, что основной вклад в диссипацию ионного звука вносит электронная теплопроводность с декрементом $\gamma_{тепл} \sim 7 \times 10^{-2} \omega$ (для $n \sim 10^9 \text{ см}^{-3}$, $T \approx 10^6 \text{ K}$, $\omega \approx 0,02 \text{ с}$). Поэтому для функции нагрева можно записать следующую формулу:

$$H = b \frac{T^{1/2}}{n^2} \left(\frac{I_0^2}{c^2 r^2} \right)^2 \omega^2 \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1} \quad b = 1,5 \times 10^{15} \left(\frac{hV_{\approx}}{\omega L r_0} \right)^2 \quad (9)$$

Необходимое условие нагрева заключается, очевидно, в том, чтобы функция нагрева превышала радиационные потери, т.е. $H \geq H_R = n^2 \chi(T)$. Максимальное значение $\chi(T) = 10^{-21,2}$ имеет место при $T \approx 10^6 \text{ K}$ [12]. Полагая $n \approx 10^9 \text{ см}^{-3}$, $T \approx 10^6 \text{ K}$, $\omega \approx 2 \times 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ (что соответствует периоду колебаний 5 мин.), получим условие нагрева $B_\phi \approx (I_0 / cr) \geq 10 \text{ Гс}$. Здесь B_ϕ представляет собой непотенциальную часть магнитного поля, связанную с протеканием электрического тока вдоль корональной магнитной петли, и соответствует весьма слабой скрученности магнитного поля в реально наблюдаемых петлях с магнитным полем $10^2 - 10^3 \text{ Гс}$. Полученная оценка B_ϕ соответствует электрическому току через поперечное сечение петли $I_0 \geq 10^{10} \text{ а}$.

Таким образом, параметрический резонанс становится эффективным источником нагрева плазмы, если электрический ток в петле превышает некоторое критическое значение. Второе необходимое условие – петля должна иметь подходящую длину l , чтобы возник параметрический резонанс, а именно $l \approx \frac{2\pi c_{s0}}{\omega} \text{ см}$. Характерные частоты 5-минутных фотосферных осцилляций скорости заключены в интервале $1,5 \times 10^{-2} \text{ с}^{-1} < \omega < 6 \times 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ с максимумом спектра на частоте $\omega \approx 2 \times 10^{-2} \text{ с}^{-1}$. Поэтому «резонансными»

будут корональные магнитные петли с длинами $2 \times 10^9 \leq l \leq 2 \times 10^{10}$ см. Интересно заметить, что «теплые» магнитные петли с температурами $\sim 1,5 \times 10^6 K$, наблюдавшиеся спутником *TRACE* [13], имеют длины $l \approx (1,5 - 7) \times 10^{10}$ см, которые в целом находятся вне «резонансного» интервала, тогда как «горячие» рентгеновские петли с температурами $\sim (3-6) \times 10^6 K$, наблюдавшиеся спутником *Yohkoh* [14], имеют длины $l \approx (0,2 - 3) \times 10^{10}$ см, совпадающие с «резонансным» интервалом. Это может означать, что параметрический резонанс играет важную роль в происхождении горячих рентгеновских петель.

5. Из решения уравнения теплового баланса для стационарной трубки с соответствующими граничными условиями [15] получим соотношение между давлением, длиной петли и температурой [12]:

$$lp = A \left(\frac{8k_B^2 \kappa_e}{\chi_0} \right)^{1/2} T_1^3, \quad A = \int_0^1 x^2 (1-x^5)^{-1/2} dx \approx 1, \quad (10)$$

а также зависимость температуры в вершине петли от длины:

$$T_1 = \left(\frac{b\chi_0\omega^2}{24\kappa_e^2 A^4} \right)^{1/7} (B_\phi l)^{4/7} = 9,5 \left(\frac{hV_\approx}{Lr_0} \right)^{2/7} (B_\phi l)^{4/7} \approx 7 \left(\frac{h}{r_0} \right)^{2/7} V_\approx^{2/7} l^{2/7} B_\phi^{4/7} \quad (11)$$

где $B_\phi \approx (I_0 / cr)$ – среднее значение азимутальной компоненты электрического тока в корональной магнитной петле. При $l = 10^{10}$ см (характерная длина горячих рентгеновских петель) из (11) получим оценку типичных значений температуры горячих рентгеновских петель, наблюдавшихся спутником *Yohkoh*, $T_1 = (4 - 6) \times 10^6 K$, если положить значение азимутальной компоненты магнитного поля $B_\phi = 5 - 10$ Гс, что соответствует электрическому току $5 \times 10^9 - 10^{10} A$ через поперечное сечение корональной магнитной петли.

6. Таким образом, мы показали возможность возбуждения звуковых колебаний в корональных магнитных петлях и нагрева плазмы в корональных магнитных петлях за счет диссипации звуковых колебаний превышает потери на оптическое излучение, если величина электрического тока в магнитной петле больше порогового значения. Показано, что подходящие «резонансные» длины, необходимые для реализации параметрического возбуждения звука, имеют квазистационарные горячие рентгеновские петли с температурами $T = (4 - 6) \times 10^6 K$. Наблюдаемые значения температур возникают при токах $5 \times 10^9 - 10^{10} A$ в этих петлях.

Работа частично поддержана грантом РФФИ № 08-02-00119_a.

Литература

1. *J.A. Ionson*, *ApJ*, **254**, 318 (1982).
2. *D.J. Mullan and M. Johnson*, *ApJ*, **444**, 350 (1995).
3. *D.J. Mullan*, *ApJ*, **282**, 603 (1984).

4. *N. Nitta, et al.*, *ApJ*, **374**, 374 (1991).
5. *В.В. Зайцев, А.Г. Кисляков*, *Астрономический журнал*, **83**, 921 (2006).
6. *В.В. Зайцев, А.Г. Кисляков, К.Г. Кислякова*, *Космические исследования*, **46**, 310 (2008).
7. *Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц*, *Электродинамика сплошных сред*, М.: Наука, 1982, с.180 [*L.D. Landau, E.M. Lifshiz, Electrodynamics of Continuous Media (Oxford: Pergamon Press, 1984)*]
8. *Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц*, *Механика (Гос. изд. физ.-мат. лит-ры, 1958)*, с.103.
9. *В.В. Зайцев, А.Г. Кисляков, С. Урпо*, *Изв. Высш.уч.зав. Радиофизика*, **46**, 999 (2003).
10. *В.В. Зайцев, А.В. Степанов*, *Успехи физ. наук*, **178**, 1165 (2008).
11. *С.И. Брагинский*, *Вопросы теории плазмы*, под ред. М.А. Леонтовича, М.: Госатомиздат, 1963, вып.1, с.265.
12. *R. Rosner, W.H. Tucker, and G.S. Vaiana*, *ApJ*, **230**, 643 (1978).
13. *M.J. Aschwanden, et al.*, *ApJ*, **515**, 842 (1999).
14. *R. Kano and S. Tsuneta*, *ApJ*, 454, 934 (1995).
15. *Э. Прист*, *Солнечная магнитогидродинамика*, М.: Мир, 1985, с.303.

ДИАГНОСТИКА КОЛЕБАНИЙ МАГНИТНЫХ СИЛОВЫХ ТРУБОК НА СОЛНЦЕ ПО НАБЛЮДАЕМЫМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ ЗЕБРА-СТРУКТУРЫ

Злотник Е.Я., Зайцев В.В.
Институт прикладной физики РАН

DIAGNOSTICS OF SOLAR MAGNETIC FLUX TUBE OSCILLATIONS USING OBSERVATIONS OF ZEBRA-PATTERN

Zlotnik E.Ya., Zaitsev V.V.
Institute of Applied Physics RAS

An oscillating character of the zebra pattern frequency drift in the 25.10 1994 event recorded by Tromsø radio spectrograph is discussed. It is shown that the observed effect may be due to the fast magneto-sound mode of coronal loop oscillations.

Наша работа посвящена исследованию тонкой структуры на динамическом спектре метрового радиоизлучения Солнца, которая свидетельствует о колебаниях корональных магнитных трубок. Известно, что такие трубки иногда являются источником зебра-структуры, которая, согласно наиболее распространенной точке зрения, обусловлена кинетической неустойчивостью распространяющихся поперек магнитного поля плазменных волн, вызванной неравновесными по поперечным относительно магнитного поля скоростям энергичными электронами.

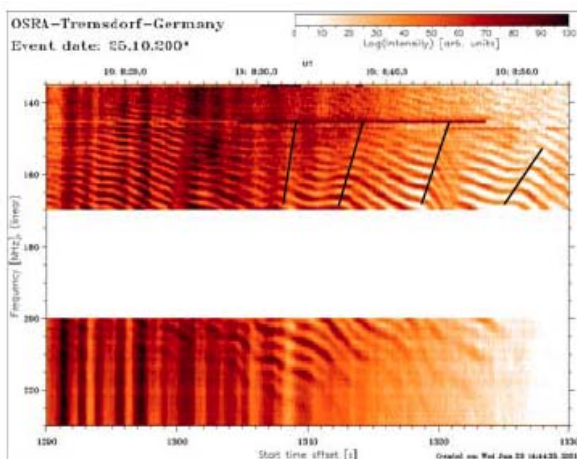


Рис. 1.

На рис. 1 приведен пример записи зебра-структуры с квазипериодическим изменением частоты эквидистантных полос. Динамический спектр этого события был получен спектрографом в обсерватории Тромсдорф Астрономического Института Потсдама, и источник радиоизлучения с тонкой структурой был тщательно изучен с разных точек зрения, в том числе, в разных диапазонах электромагнитного излучения [1-2]. На спектре отчетливо видны две составляющие частотного дрейфа: во-первых, общий положительный дрейф в сторону более высоких частот и, во-вторых, квазипериодическое изменение частоты полос. Период колебаний здесь составляет около 5 секунд, причем он увеличивается с уменьшением частоты.

ты. При этом можно проследить частотный дрейф максимумов и минимумов частоты: они достигаются не одновременно, а с некоторым запаздыванием на более низких частотах, причем запаздывание увеличивается со временем.

Мы исходим из схемы генерации зебра-структуры в рамках механизма двойного плазменного резонанса, когда повышенная генерация имеет место в областях, где локальная плазменная частота $f_p = (e^2 N / \pi m)^{1/2}$ совпадает с гармониками электронной гирочастоты $f_B = eB / 2\pi mc$: $f_p = s f_B$ (здесь N – концентрация электронов, B – магнитное поле, e и m – заряд и масса электрона, s – номер гармоники). На рис. 2, где показана зависимость плазменной частоты f_p и гармоник $s f_B$ от высоты h над фотосферой, эти области обозначены точками пересечения кривых. Известно, что именно в таких областях достигаются наибольшие значения инкремента плазменной неустойчивости, причем частотный интервал, в котором реализуется повышенная генерация, существенно меньше, чем гирочастота: $\delta f \ll f_B$. При этом расстояние между гармониками с разными номерами s , определяется не только гирочастотой, но и характерными масштабами изменения магнитного поля и электронной концентрации по высоте $\Delta f \approx f_B (L_B / L_N)$ (см. подробнее [3-4]).

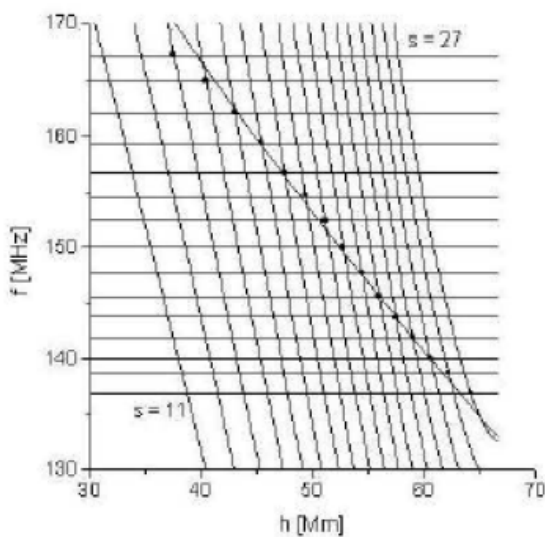


Рис. 2.

Частотный дрейф в рамках рассматриваемой схемы объясняется следующим образом. Для изменения частоты гармоники, т.е. для смещения уровней резонансов по высоте, необходимо, чтобы менялось относительное расположение кривых распределения электронной плотности или магнитного поля. Если, например, концентрация не меняется со временем, а магнитное поле уменьшается, т.е. система линий, обозначающих гармоники $s f_B$ на рис. 2, перемещается вниз, точки резонанса переходят на

более высокие частоты. В другом случае, когда магнитное поле постоянно, а распределение электронной концентрации по высоте изменяется со временем, наблюдаемый положительный частотный дрейф можно объяснить только увеличением электронной концентрации в области генерации. Кривая $f_p(h)$ на рис. 2 перемещается вверх, и точки резонанса смещаются в сторону более высоких частот. В рассматриваемом событии относительное изменение расстояния между гармониками значительно более сильное по сравнению с изменением самих частот гармоник. Анализ показывает, что в

этом случае увеличение расстояния между полосами зебра-структуры обусловлено, главным образом, изменением характерных масштабов L_B и L_N изменения магнитного поля и концентрации электронов в источнике.

Очевидно, что периодическое изменение частот гармоник свидетельствует о некотором осцилляторном процессе в трубке, который возникает на стадии завершения процесса. Дрейф указывает на периодическое изменения плазменной частоты относительно гармоник гирочастоты или наоборот. Поскольку в трубках с большим запасом давление магнитного поля превышает газокINETическое давление, то, вероятнее всего, волнообразный дрейф обусловлен осцилляторным изменением концентрации. Прежде чем говорить о том, что за волны или колебания ответственны за такую картину, надо обратить внимание на то, что максимумы и минимумы здесь запаздывают по времени по направлению к низким частотам, т.е. колебания на больших высотах (соответствующих более высоким номерам гармоник и более низким частотам) как будто отстают по фазе – отсюда появляется частотный дрейф максимумов и минимумов колебаний, отмеченный на рис. 1. При этом важно, что задержка увеличивается со временем (более сильный наклон прямых в конце события). Это объясняется довольно просто. Если измерить периоды колебаний, то оказывается, что с ростом номера гармоники (уменьшением частоты) период колебаний увеличивается. Измерения показывают, что, например, для гармоник с номерами 18, 19 и 20 периоды составляют 4.65 с, 4.90 с и 5,15 с, соответственно, т.е. период растет от гармоники к гармонике примерно на 5%. И именно это и объясняет наблюдаемый частотный дрейф максимумов.

Отметим, что период порядка 5 секунд – это довольно небольшая величина, которая свидетельствует о быстром волновом процессе. Наиболее подходящая мода для такого процесса – быстрая магнитозвуковая волна. Период колебаний БМЗ-моды $T \sim d/2V_A$ определяется диаметром трубки d и альвеновской скоростью $V_A = B/\sqrt{4\pi m_i N} = c\sqrt{m_e/m_i}(f_B/f_p)$. Поскольку альвеновская скорость зависит от отношения гирочастоты и плазменной частоты с некоторым коэффициентом, то в нашем случае она фактически определяется только номером гармоники и для фиксированной гармоники постоянна (независимо от изменения частоты): $V_A \approx (c/s)\sqrt{m_e/m_i}$. Если подставить скорость V_A в выражение для периода T , то получим, что период пропорционален номеру гармоники $T \sim s(d/c)\sqrt{m_e/m_i}$. Более того, для гармоник с номерами $s = 18 - 20$ изменение периода с номером гармоники составляет $\Delta T \approx \Delta s/s \approx (1/20) = 5\%$, и это именно та цифра, которую мы получили для изменения периода на динамическом спектре. Это означает, что волновой процесс, который происходит в трубке и определяет волнообразный частотный дрейф зебра-структуры, действительно определяется альвеновской скоростью.

Приведем некоторые численные оценки параметров излучающей области, основанные на наблюдаемых свойствах волнообразного частотного дрейфа зебра-структуры. На гармонике $s = 20$ альвеновская скорость составляет 350 км/с , что на полпорядка ниже обычно принимаемых значений 1000 км/с для альвеновской скорости в корональных петлях. Это связано с тем, что в нашей области генерации довольно мало магнитное поле: на частоте 160 МГц , соответствующей концентрации $N \approx 3.2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, и на гармониках s около 20 гирочастота составляет примерно 8 МГц , т.е. магнитное поле не должно превышать примерно 3 Гс. Зная альвеновскую скорость и период колебаний $T \sim 5 \text{ с}$, мы можем найти диаметр области, в которой имеет место генерация зебра-структуры с волнообразным частотным дрейфом: $d \sim 3.5 \cdot 10^8 \text{ см}$. Полученный размер – вполне реальное значение для типичной корональной петли.

Однако в модели, построенной для активной области, в которой происходило рассматриваемое событие, диаметр той части трубки, в которой генерировалась зебра, на порядок превышает полученный размер d [1-2]. Это может быть связано с тем, что, во-первых, из измерений нам неизвестен поперечный размер области генерации зебра-структуры внутри петли. Вполне вероятно, что электроны с неравновесными по поперечным относительно магнитного поля скоростями занимают лишь центральную часть петли, и в таком случае БМЗ колебания могут обеспечить осцилляции электронной плотности с измеренными значениями периода колебаний. Вторая возможная причина указанной разницы состоит в том, что структура магнитного поля активной области построена не для того периода времени на послевспышечной стадии, когда имели место колебания частоты дрейфа, а значительно раньше, ближе к вспышке. В то же время значительно более сильное изменение расстояния между полосами по сравнению с изменением самой частоты свидетельствует о существенном изменении конфигурации источника.

Литература

1. Aurass, H., Klein, K.-L., Zlotnik, E.Ya., and Zaitsev, V.V.: 2003, *Astron. Astrophys.* **410**, 1001.
2. Zlotnik, E.Ya., Zaitsev, V.V., Aurass, H., Mann, G., and Hofmann, A.: 2003, *Astron. Astrophys.* **410**, 1011.
3. Zheleznyakov, V.V., Zlotnik, E.Ya.: 1975, *Solar Phys.* **43**, 431; **44**, 447, 461.
4. Zlotnik, E.Ya.: 2009, *Cent. Eur. Astrophys. Bull.*, **33**, 281.

СВЯЗЬ МЕЖДУ ШИРОТНЫМИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯМИ ГРУПП ПЯТЕН И КРУПНОМАСШТАБНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СОЛНЦА

Иванов В.Г., Милецкий Е.В., Наговицын Ю.А.
Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

LINK BETWEEN LATITUDE DISTRIBUTIONS OF SUNSPOT GROUPS AND LARGE-SCALE SOLAR MAGNETIC FIELDS

Ivanov V.G., Miletsky E.V., Nagovitsyn Yu.A.
Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

Link between latitudinal distributions of sunspots and the large-scale solar magnetic field is studied. On the base of the extended Greenwich catalogue of sunspot groups a reconstruction of the large-scale magnetic field in 1874-2008 is obtained. It is shown that the reconstruction agrees with independent data on large-scale solar magnetic field in 20th century.

Хотя наличие связи между магнитными полями масштаба солнечных пятен и крупномасштабным («фоновым») фотосферным магнитным полем Солнца (КМП) подтверждается наблюдательными данными, а также очевидно из общих соображений, однако характер этой связи во многом ещё остаётся неясным. Так, различные модели генерации солнечных магнитных полей исходят из альтернативных картин подобной связи: крупномасштабные фотосферные магнитные поля могут рассматриваться либо как продукт диффузии полей пятен, либо, напротив, как отражение находящихся глубоко в конвективной зоне полей большого масштаба, являющихся основой для возникновения солнечных пятен. Таким образом, представляется весьма актуальным изучение связей между магнитными полями Солнца различного масштаба, которому и посвящена настоящая работа.

В качестве данных по КМП мы используем оборотные синоптические карты напряжённостей фотосферных магнитных полей B по наблюдениям обсерватории Вилкокса (1976-2008 гг.) с разрешением 72×30 пикселей [1]. Для данных расширенного Гринвичского каталога солнечных пятен (1874-2008 гг.) [2] мы строим аналогичные по разрешению карты распределения плотностей пятен. Оба типа карт усредняются по долготе, а затем плотности распределения пятен «модулируются»: им приписывается знак, соответствующий знаку полярности магнитного поля головных пятен групп в данном полушарии. Полученные «модулированные плотности» G рассматриваются как характеристика магнитных полей пятен. Распределения B и G изображены на рис. 1.

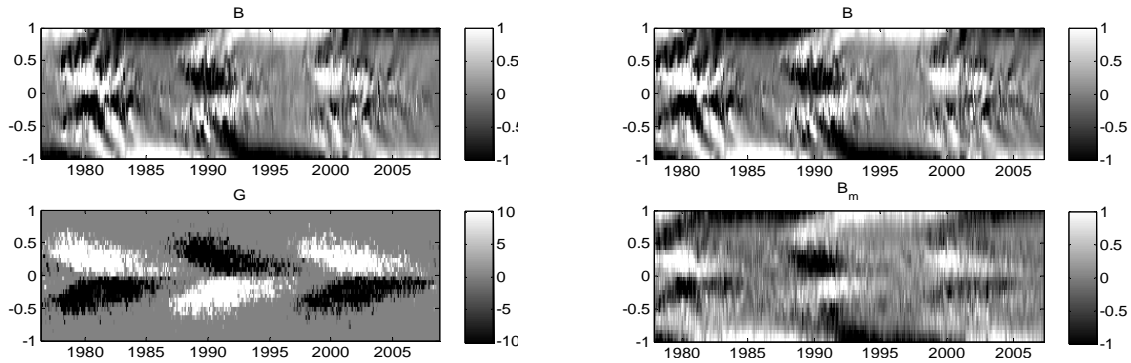


Рис. 1. Диаграммы широтно-временной зависимости напряжённости КМП Солнца (B) и плотности распределения солнечных пятен (G). По оси ординат – синус широты.

Рис. 2. То же, что на рис. 1, для наблюдаемого КМП (B) и его модельной реконструкции (B_m).

Поставим задачу найти модельную функцию, связывающую широтные распределения КМП и пятен. При поиске ограничимся линейными функциями вида

$$B_i(t_j) = \sum_{k=1}^{30} \sum_{s \in S} a_{iks} G_k(t_{j+s}),$$

где $B_i(t_j)$ – напряжённость фонового магнитного поля Солнца в i -м диапазоне широт в момент времени t_j , $G_k(t_{j+s})$ – «модулированные плотности» пятен в j -м диапазоне широт, а s принимает значения, соответствующие сдвигам по времени $S = [s_1, \dots, s_n]$. Коэффициенты регрессионной модели a_{iks} ищутся методом наименьших квадратов.

Исследование моделей с различными наборами сдвигов S показывает, что точность реконструкции зависит от величины сдвигов, но практически не зависит от их знака. Таким образом, подобные модели не указывают на наличие преимущественного направления причинно-следственной связи между КМП и полями пятен.

На рис. 2 изображена реконструкция КМП по распределению пятен для модели со сдвигами $S = [-20, 0, 20]$ солнечных оборотов. Можно видеть, что модельное распределение магнитного поля воспроизводит основные особенности наблюдаемого, отчасти включая и «тонкую структуру» последнего – широтные зоны КМП, распространяющиеся к полюсам в эпохи максимальной активности.

Пользуясь полученной моделью, мы получили реконструкцию КМП за полный диапазон времени, охваченный Гринвичским каталогом (рис. 3). Корректность полученной реконструкции может быть проверена с помощью некоторых косвенных данных по КМП Солнца. Так, сравнение положений нейтральной линии, полученных по нашей модели, с реконструкцией по $H\alpha$ -картам из работы [3] (рис. 4) показывает их хорошее согласие.

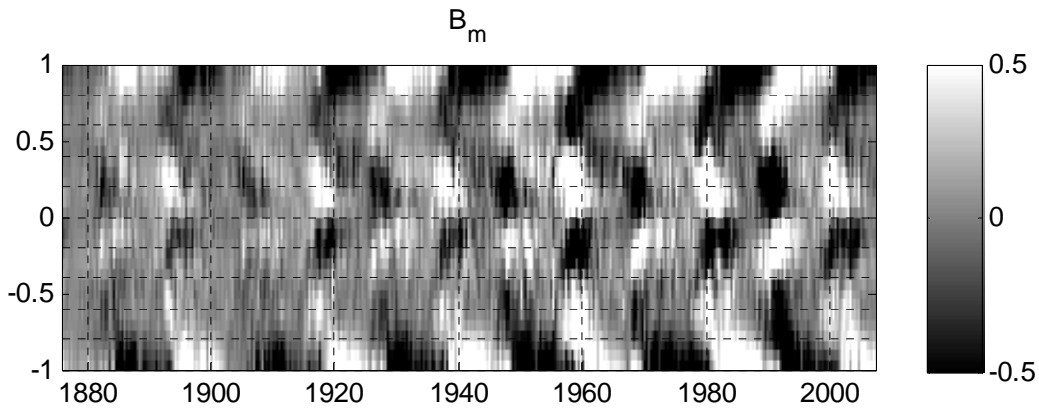


Рис. 3. Модельная реконструкция КМП за 1874-2008 годы.

Другая характеристика, позволяющая оценить правильность реконструкции – амплитуда аксиального диполя КМП. Для получения независимого ряда этой величины мы используем восстановленное по данным Нэ-карт [4] значение амплитуды аксиального диполя A_0 , введя при этом линейную коррекцию ($A = 1.67 A_0 - 0.1$) для максимального соответствия между восстановленным диполем и той же величиной A по наблюдениям [1]. Амплитуда A и соответствующая амплитуда, полученная по нашей модели, изображены на рис. 5. Как и следовало ожидать, модель хуже всего воспроизводит наблюдения вблизи минимумов циклов (максимумов A), так как в эти эпохи плотности пятен низки и наиболее подвержены случайным флуктуациям.

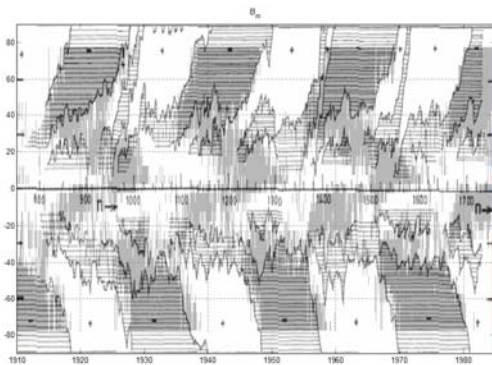


Рис. 4. Положения нейтральной линии КМП по данным [3] (линии и штриховка, соответствующая отрицательной напряжённости) и по модельной реконструкции (серая заливка – отрицательная напряжённость).

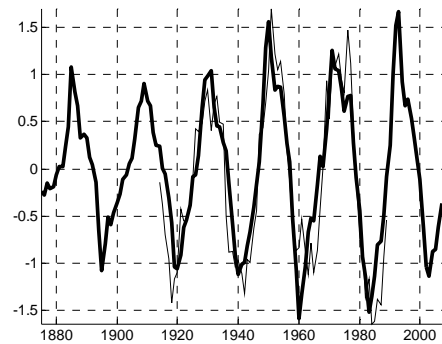


Рис. 5. Амплитуда аксиального диполя КМП по данным [4] (тонкая линия) и по модельной реконструкции (жирная линия). Коэффициент корреляции 0.90.

Наконец, ещё один способ контроля модели – сравнение полученных в ней моментов переполюсовок КМП с независимыми реконструкциями. Зависимость напряженности магнитного поля вблизи полюсов в модели и усреднённые времена переполюсовок по данным [5] изображены на рис. 6.

Так как КМП в ближайших к полюсу площадках в наблюдениях Стэнфорда и в модели соответствуют не полюсам, а средней широте около 75° , то моменты смены знака в модельном ряде систематически опережают данные [5]. На рис. 7 изображены положения относительных моментов переполюсовок пятен по модели (исправленные за систематический сдвиг 1.06 года) и по данным работы [5]. При этом средняя ошибка реконструкции момента переполюсовки по модели равна приблизительно 0.6 года. Заметим, что вековые изменения относительных моментов переполюсовок в нашей модели и независимой реконструкции [5] ведут себя схожим образом.

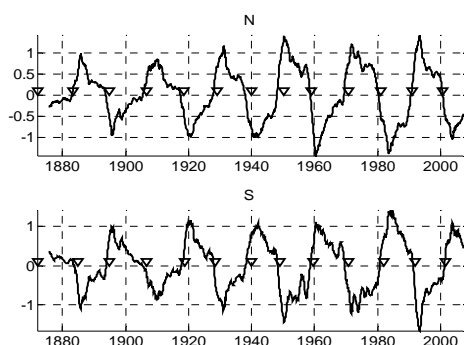


Рис. 6. Магнитное поле модельной реконструкции вблизи полюсов (верхняя панель – северное полушарие, нижнее – южное). Треугольниками отмечены времена переполюсовок по данным [5].

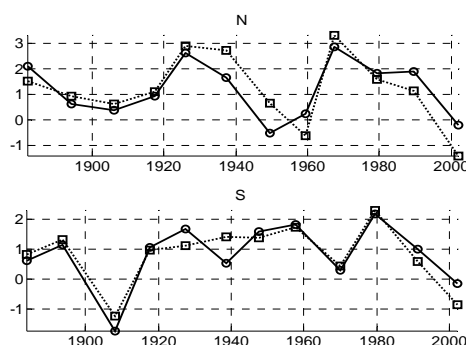


Рис. 7. Сдвиги моментов переполюсовок относительно максимумов циклов пятен по модельной реконструкции со сдвигом (сплошная линия) и по данным [5] (пунктир).

Таким образом, линейные модели позволяют восстанавливать картину широтного распределения крупномасштабных магнитных полей Солнца на основании широтного распределения групп пятен, причём точность моделей снижается в минимумах циклов. Исследованные модели не дают указаний на причинно-следственные связи между КМП и полями пятен. В то же время, эти модели позволяют приблизительно реконструировать амплитуду аксиального диполя ($r = 0.9$), а также моменты переполюсовок (с точностью около полугода).

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ 06-02-16268 и 07-02-00379, НШ-6110.2008.2 и программы ПРАН № 16.

Литература

1. Wilcox Solar Observatory Synoptic Charts (<http://wso.stanford.edu/synopticl.html>)
2. Royal Greenwich Observatory — USAF/NOAA Sunspot Data (<http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml>)
3. V.I. Makarov and K.R. Sivaraman, Sol. Phys., v.123, pp.367-380 (1989).
4. V.I. Makarov et al., Solar Phys, v.198, 409 (2001).
5. V.I. Makarov and V.V. Makarova, Solar Phys., v.163, 167 (1996).

ЭРУПТИВНЫЕ И ВСПЫШЕЧНЫЕ КОРОНАЛЬНЫЕ ВЫБРОСЫ МАССЫ И КРУПНОМАСШТАБНАЯ СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА

Иванов Е.В.

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

ERUPTIVE AND FLARE CMES AND LARGE-SCALE STRUCTURE OF SOLAR MAGNETIC FIELD

Ivanov E.V.

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences, Troitsk, Moscow Region, 142190, Russia.
E-mail: eivanov@izmiran.ru*

Relationship between parameters of eruptive and flare CMES and large-scale structure of solar magnetic field have been analyzed in the context of their position with respect to the coronal streamer belt or chains of streamers. The dependence of the flare CMES from position on a disk and a flare importance has been investigated. The deviation of the eruptive CME propagation trajectory from radial direction has been studied at different distances from the Sun.

Введение

В работе [1] была исследована связь параметров корональных выбросов массы (КВМ), сопровождавшихся наблюдавшимися на лимбе эруптивными протуберанцами (ЭП), с их расположением относительно элементов крупномасштабной структуры магнитного поля Солнца – пояса (ПКС) и цепочек (ЦКС) корональных стримеров, а также исследованы закономерности отклонения траекторий КВМ от радиального направления при их распространении от Солнца. В данной работе приводятся результаты дополнительных исследований для КВМ, источниками которых являются солнечные вспышки. Для исследований был использован Каталог КВМ типа гало Гопалсвами [2], содержащий данные о координатах и баллах вспышек ограниченного числа наиболее мощных КВМ.

Эруптивные корональные выбросы массы

В работе [1] было показано, что по мере удаления эруптивных КВМ от нейтральной линии магнитного поля на поверхности источника (ПКС) средняя скорость и кинетическая энергия эруптивных КВМ возрастают, достигая наибольших значений вблизи цепочек корональных стримеров. При этом угловые размеры КВМ практически не зависят от удаленности оси КВМ от ПКС, а средняя масса уменьшается, но весьма незначительно. Было показано также, что большая часть КВМ при своем распространении

от Солнца значительно отклоняется от радиального направления. Показано также, что КВМ, возникающие на низких широтах отклоняются в основном к полюсам, а затем по мере роста широты начинают преобладать отклонения к экватору (Рис. 1а).

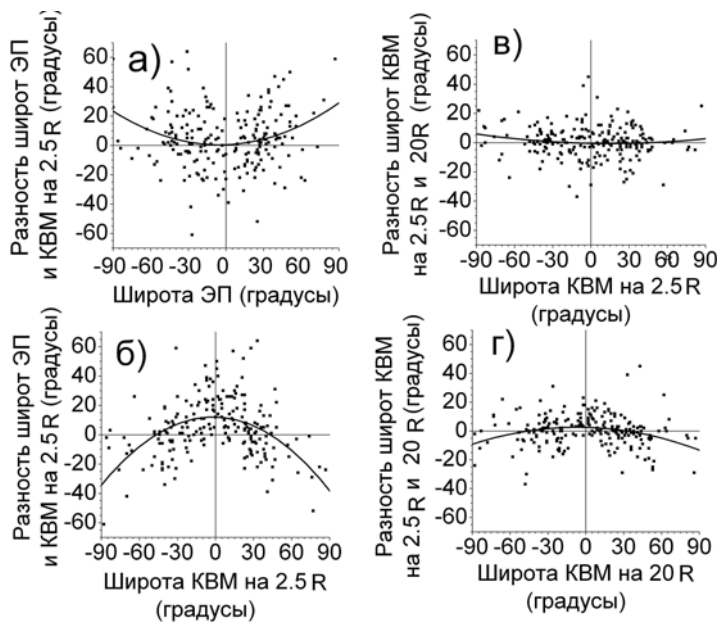


Рис. 1.

Вспышечные корональные выбросы массы

На Рис. 2а и 2г приведены графики зависимости измеренной скорости вспышечных КВМ от гелиодолготы и гелиошироты соответствующих вспышек на диске и непрерывными линиями – изменение средней скорости КВМ с изменением гелиодолготы и гелиошироты вспышек.

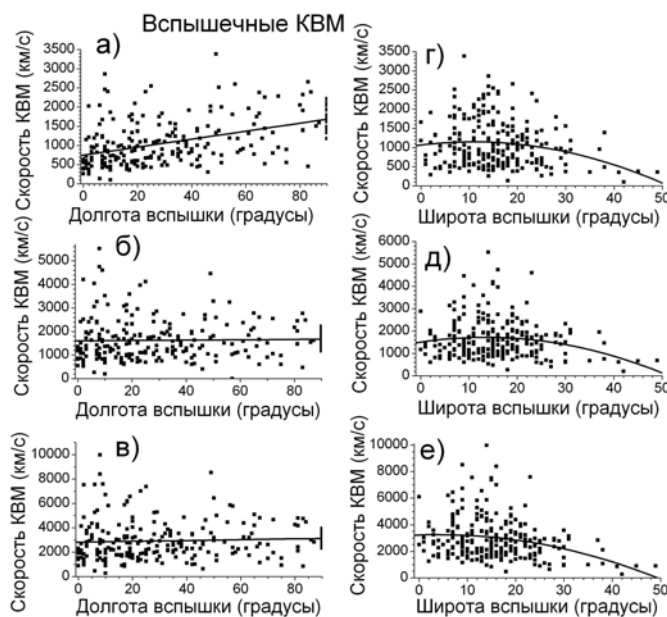


Рис. 2.

к экватору (Рис. 1а). С ростом широты ЭП до $\approx \pm 45^\circ$ отклонение КВМ от радиального направления в среднем возрастает. Наиболее отчетливо эта тенденция проявляется для КВМ, отклоняющихся к экватору.

На больших расстояниях от Солнца наибольшее отклонение траекторий КВМ наблюдается для низкоширотных КВМ, причем с ростом широты оно уменьшается.

Рост средней скорости КВМ с изменением гелиодолготы и гелиошироты вспышек.

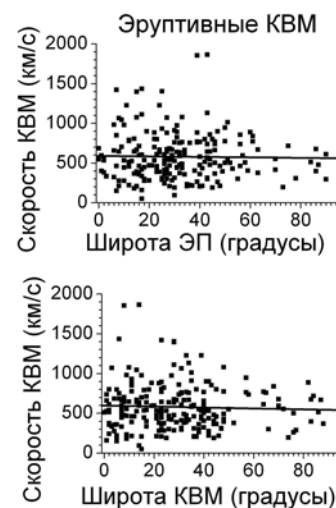


Рис. 3.

рости КВМ при смещении источника КВМ по долготе от центра диска к краю (Рис. 2а) свидетельствует о влиянии эффекта проекции на значения измеренной скорости КВМ. В изменении средней скорости КВМ при сме-

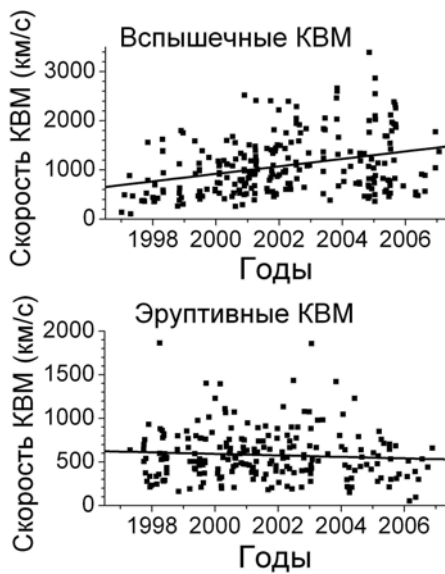


Рис. 4.

1997 по 2006 гг. средняя скорость вспышечных КВМ растет, в то время как средняя скорость эруптивных КВМ практически не меняется.

На Рис. 2б и 2д приведены графики зависимости скоростей вспышечных КВМ, пересчитанных с учетом тренда средней скорости КВМ по гелиошироте, от гелиодолготы (2б) и гелиошироты (2д) вспышки, а на Рис. 2в и 2е – аналогичные графики с учетом тренда средней скорости КВМ как по гелиодолготе, так и по гелиошироте. При этом считалось, что тренд средней скорости КВМ по гелиошироте равен тренду средней скорости КВМ по гелиодолготе.

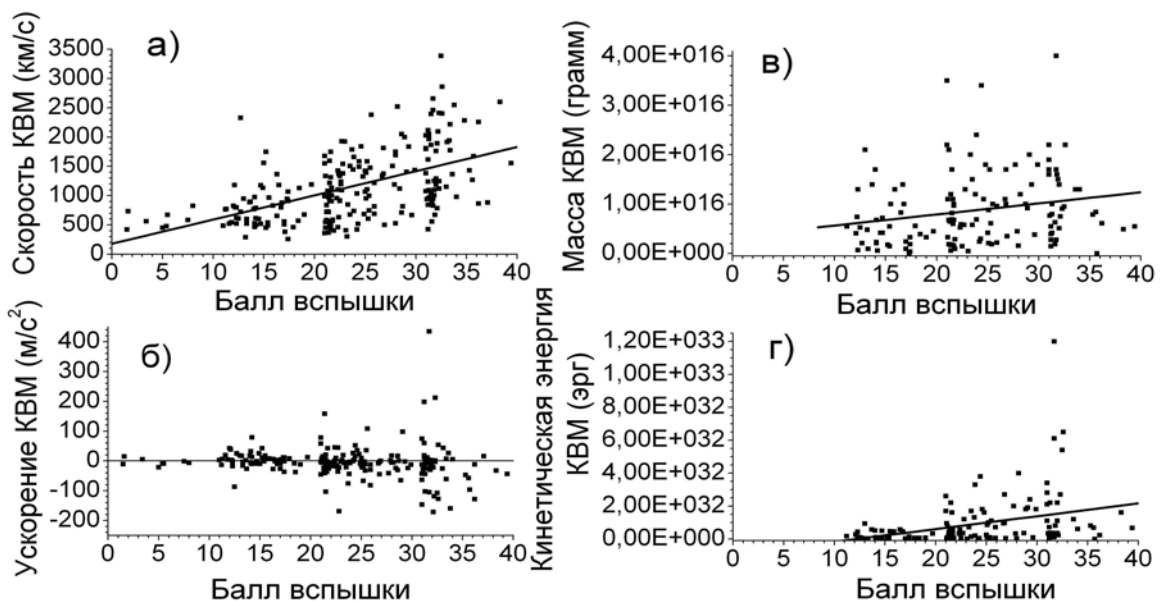


Рис. 5.

щении источника КВМ по широте (Рис. 2г) наряду с эффектом проекции значительно большую роль играет зависимость скорости КВМ от характера источника (балла вспышки). В то же время, как видно из Рис. 3, значения средней скорости КВМ для эруптивных вспышек с изменением гелиошироты практически не меняются. С этим же, по-видимому, связан и различный характер циклического поведения средней скорости КВМ для эруптивных и вспышечных КВМ. Рис. 4 иллюстрирует характер изменения средней скорости эруптивных и вспышечных КВМ с фазой цикла. В период с

Рис. 5 показывает зависимость измеренных параметров КВМ (скорости, ускорения на участке траектории от 2.5R до 20R Солнца, массы и кинетической энергии) от балла соответствующей вспышки. Исправление измеренных параметров за эффект проекции в целом хотя и меняет их значения в сторону увеличения, не меняет направления соответствующих трендов.

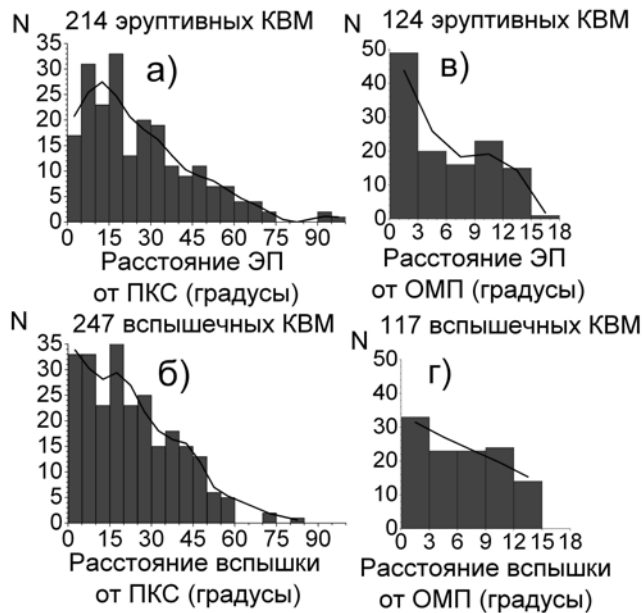


Рис. 6.

При рассмотрении распределения всех КВМ (без разделения их на вспышечные и эруптивные) относительно ПКС мы получаем заметную концентрацию КВМ с наибольшими скоростями именно к ПКС, а не к ЦКС как в случае рассмотрения только эруптивных КВМ.

Была также рассмотрена группа КВМ, эруптивные протуберанцы которых возникали не далее чем в 15° от границ открытых конфигураций магнитного поля (ОМП), являющихся индикаторами корональных дыр. Как видно из Рис. 6в и 6г, концентрация эруптивных протуберанцев к ОМП заметнее соответствующей концентрации вспышечных КВМ.

Выводы

Все вышеприведенное позволяет сделать вывод о безусловной зависимости параметров как эруптивных, так и вспышечных КВМ от положения КВМ относительно элементов крупномасштабной структуры магнитного поля Солнца (ПКС и ЦКС). Это же крупномасштабное магнитное поле, по-видимому, влияет и на траектории распространения КВМ.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № РФФИ - 08-02-00070-а.

Литература

1. Иванов Е.В., Файнштейн В.Г. Крупномасштабная структура магнитных полей в короне и корональные выбросы масс, Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2008», ГАО РАН, Санкт-Петербург, 2008, с.131-136.
2. http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/HALO/halo.html.

ЦИКЛИЧЕСКИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ВРАЩЕНИЯ СОЛНЦА, II

Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

CYCLIC VARIATIONS OF DIFFERENTIAL ROTATION OF THE SUN, II

Ikhsanov R.N., Ivanov V.G.,

Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

On the base of synoptic charts in line He I 10830Å by data of Kitt Peak Observatory (1975-2003) coronal holes rotation is studied. It is shown that in phase II, which corresponds to decreasing and minimum of the 11-year solar activity cycle, the differential rotation is essentially less pronounced than in phase I, corresponding to time of increasing and maximum of the cycle. It is found that the differential rotation in N- and S- hemispheres is notably different. It is confirmed that, as we demonstrated earlier, the speed of rotation of coronal holes in low latitudes in phase I during maximum of the cycle is close to speed of sunspots. It is shown that on the phase of increasing and maximum of the cycle in high latitudes ($\geq 50^\circ$) the speed of rotation is low, and on the phase of decreasing and minimum it grows distinctly. It is found that there are visible variations of the speed of rotation in low and middle latitude, which are related to properties of coronal holes evolution.

Для понимания природы солнечного магнетизма и солнечной активности фундаментальное значение имеет знание пространственных и временных свойств дифференциального вращения Солнца. Ранее нами [1, 2] на основе каталога рекуррентных корональных дыр (КД) за период 1970-1995 гг. [3] было показано, что экваториальные КД обладают дифференциальным вращением, подобным вращению групп пятен, а долгоживущие полярные КД имеют жёсткое вращение. Было также сделано заключение о существовании двух типов солнечных магнитных полей (МП) большой шкалы и о том, что наблюдаемая эволюция КД является результатом взаимодействия двух типов МП. Одно из этих полей относится к глубоким слоям, другое генерируется в верхних слоях конвективной зоны и связано с активными областями. В дальнейшем при исследовании синоптических карт зелёной короны (ЗК) и МП нами было показано [4, 5], что дифференциальность вращения Солнца существенно различается на разных фазах 11-летнего цикла и меняется от цикла к циклу определённым образом в зависимости от мощности цикла, в согласии с результатами для солнечных пятен [6].

В данной работе, в отличие от [1, 2] и подобно тому, как это сделано в [4, 5], исследование характеристик вращения КД проведено непосредст-

венно по синоптическим картам, полученным по материалам наблюдений на обсерватории Китт-Пик в линии He I 10830Å за 1975-2003 гг.

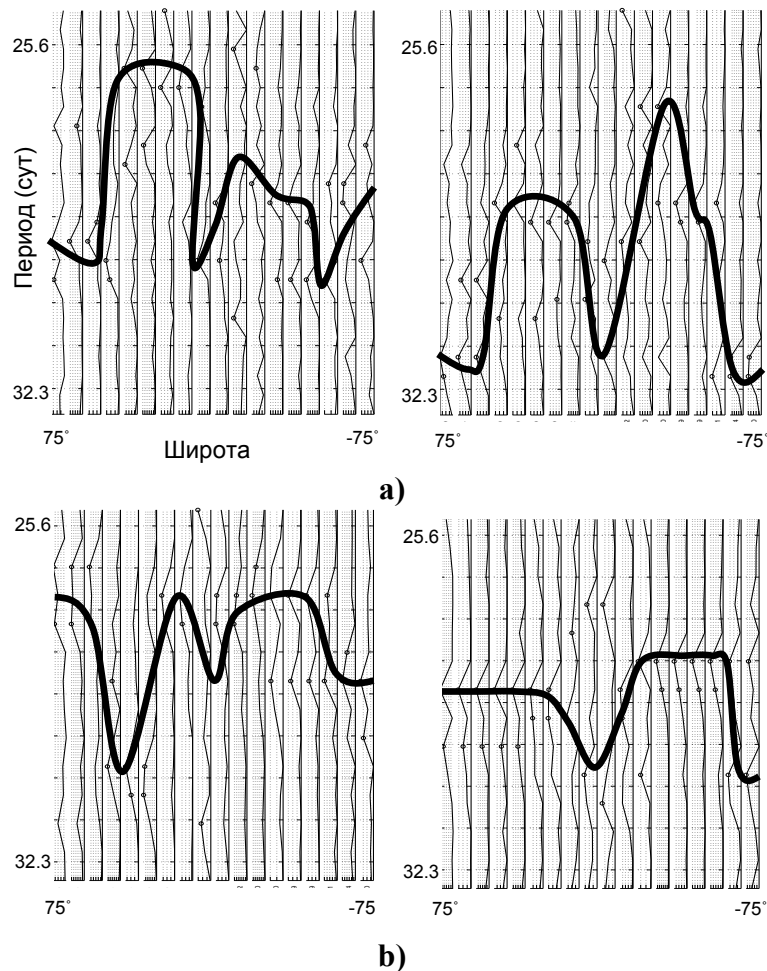


Рис. 1. Спектр Фурье вращения Солнца в линии He I 10830Å: а) на фазе I в 21 (слева) и 22 (справа) циклах; б) то же на фазе II. Жирная линия проведена по доминирующим модам.

Для выделения крупномасштабных образований карты сглаживались. Затем с помощью преобразования Фурье интенсивности линий в разных гелиоширотных диапазонах были получены все моды вращения в интервале периодов от 25 до 33 суток. Учитывая размеры КД, было решено выделить широтные полосы с шагом по 10°. В каждой такой полосе, как правило, преобладают две моды скорости вращения. Кривая хода скорости по всем гелиоширотам строилась по доминирующей моде. На рис. 1 представлен ход изменения скорости вращения с гелиоширотой для фазы I, охватывающей времена подъёма и максимума 11-летних циклов 21 и 22 (рис. 1а) и фазы II – времени спада и минимума этих циклов (рис. 1б). Как следует из рисунков, дифференциальное вращение трудно представить обычно применяемой аппроксимацией без сильных искажений. Однако здесь наблюдается много общего с характером вращения ЗК [4]. Так, на фазе I (рис. 1а):

- в области высоких широт минимум скорости наступает в интервале 55° – 65° , с последующим её увеличением;
- в 22-м цикле минимум наступает при значительно меньшей, чем в 21-м, скорости вращения: 31 – 32° /сут и 29.5 – 30° /сут соответственно;
- в N- и S-полушариях наблюдается заметное различие в скоростях вращения. При этом в 21-м цикле максимальный пик скорости смещён в северное полушарие ($+35^{\circ}$), а в 22-м — в южное (-35°), как и ЗК.

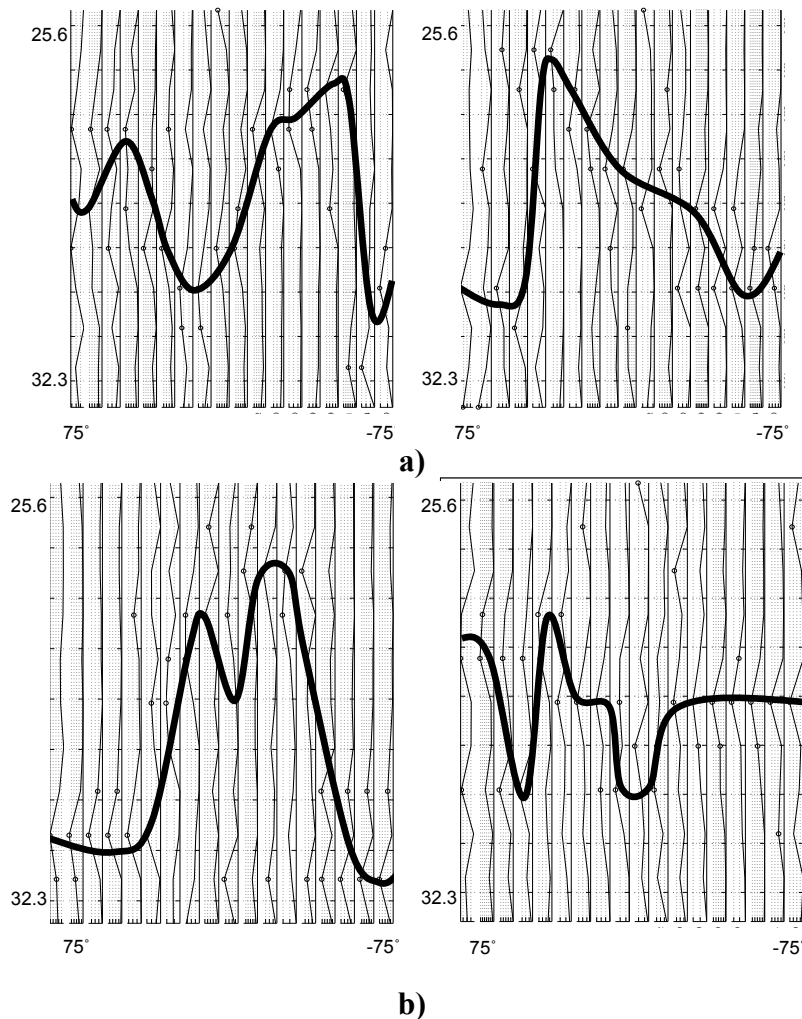


Рис. 2. Спектр Фурье вращения Солнца в линии He I 10830\AA для временных интервалов: а) 1975.0-1978.0 (слева) и 1978.0-1981.0; б) 1988.0-1991.0 (слева) и 1990.0-1993.0.

При общем сходстве между скоростями вращения в этих линиях у них есть и существенные отличия. Так, особенностью в линии He I является уменьшение скорости вращения в экваториальной области. На фазе II 11-летнего цикла активности в ходе изменения скорости вращения с широтой в 21-м и 22-м циклах (рис. 1b) также наблюдаются различия. Наряду с почти постоянной скоростью на большей части широт, в 21-м цикле выявляется значительное уменьшение скорости на $+(35^{\circ}$ – $55^{\circ})$ и ниже $+(0^{\circ}$ – $10^{\circ})$, тогда как в 22-м цикле намечается спад в экваториальной зоне широт.

Для более подробного изучения таких вариаций скорости был проведён анализ вращения за весь период времени «стоп-кадрами» с шагом в 1.5 года и длиной кадра в 3 года (всего 18 кадров). В качестве примеров на рис. 2 приведено по два стоп-кадра. На рис. 2а (слева) в конце 20-го и начале 21-го цикла в интервале 1975–1978 гг. наблюдается глубокий и широкий минимум скорости на широтах $+ (5^\circ - 35^\circ)$, а в S-полушарии, примерно на -55° , имеется максимум. В кадре с центром 1979.5, т.е. в максимуме цикла, кривая скорости приобретает асимметричную форму с высоким пиком в N-полушарии ($+35^\circ$). При этом минимум скорости в высоких широтах опускается до $31^\circ/\text{сут}$. Ещё большее понижение скорости вращения в высоких широтах наблюдается в максимуме 22-го цикла (1989.5), при этом максимум скорости несколько смещается к югу от экватора. Следующий кадр (1991.5) (справа) показывает, насколько быстро изменилась картина вращения сразу после максимума 22-го цикла. Если в N-полушарии и на экваторе наблюдаются два спада скорости (при $+(55^\circ - 65^\circ)$ и $+10^\circ - (-10^\circ)$), то в S-полушарии скорость на всех широтах примерно равна $28.5^\circ/\text{сут}$. и соответствует скорее фазе II.

Последовательный анализ всех кадров позволяет сделать следующие выводы. Исследование скорости вращения по картам интенсивности в линии He I 10830\AA за 1975–2003 гг. показывает, что имеется сходство со скоростью вращения в линии ЗК за тот же период. Так, на фазе II 11-летнего цикла дифференциальность вращения существенно ниже, чем на фазе I. Кроме того, на фазе I в 21-м и 22-м циклах основной пик максимума скорости располагается по разные стороны от солнечного экватора. Существует заметное различие в скорости вращения N- и S-полушарий. Скорость вращения на низких широтах на фазе I около максимума цикла близка к скорости вращения пятен [1, 3]. На фазе подъёма и максимума цикла в высоких гелиоширотах ($\geq 50^\circ$) скорость вращения понижена, в то время, как на спаде и в минимуме она существенно возрастает. Кроме этих общих свойств вращения ЗК и He I, в последнем случае проявляются заметные колебания скорости, связанные с особенностью вращения КД. Так, в экваториальной области как на фазе I, так и на фазе II часто наблюдается падение скорости вращения. Значительное падение скорости происходит и в средних широтах, особенно в 21-м и 23-м циклах. Таким образом, области с большими и малыми скоростями вращения чередуются, при этом одни со временем смещаются к экватору, а другие – к полюсу.

Литература

1. *Ikhsanov R.N., and Ivanov V.G.*, Solar Phys, 1999, v.188, p.245.
2. *Иванов В.Г., Ихсанов Р.Н.* Труды конференции «Современные проблемы солнечной цикличности», СПб, 1997, с.81.
3. *Sanchez-Ibarra A., and Barraza-Paredes M.*, Report UAG-102, 1997.
4. *Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.* Труды XI Пулковской конференции по физике Солнца, СПб, 2007, с.185.
5. *Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.* Труды XII Пулковской конференции по физике Солнца, СПб, 2008, с.145.
6. *Ихсанов Р.Н., Витинский Ю.И.* ДАН, 1980, т.245, с.577.

ОСОБЕННОСТИ ШИРОТНОЙ И ДОЛГОТНОЙ ЭВОЛЮЦИИ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР В 11-ЛЕТНИХ СОЛНЕЧНЫХ ЦИКЛАХ

Ихсанов Р.Н., Тавастшерна К.С.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

PECULIARITIES OF THE LATITUDINAL AND LONGITUDINAL EVOLUTION OF CORONAL HOLES IN 11-YEARS SOLAR CYCLES

Ikhsanov R.N., Tavastsherna K.S.

Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

The investigation of the cyclic evolution of the big and small coronal holes (CH) is conducted for the period 1975-2003. The peculiarities of the evolution in even and odd 11-year cycle are found.

Большую роль для исследования пространственных и временных свойств корональных дыр (КД) сыграл каталог Санчес-Ибарры и Барраза-Парадес [1], позволивший выявить ряд их новых свойств [2-4 и др.]. Однако ограничение этого каталога широтами $\pm 60^\circ$ не позволяло провести изучение эволюции КД в более высоких широтах. К тому же, в него вошли далеко не все КД средних и низких широтных областей. Появление каталога [5] позволило восполнить недостающие характеристики, в том числе точнее оценить площади КД [5-6].

В настоящей работе проводится исследование циклической эволюции КД на основе каталога [6], составленного по данным наблюдений обсерватории Китт-Пик в линии HeI 10830 Å за период 1975-2003 гг. В отличие от предыдущих наших работ [7, 8] наряду с площадями КД > 5000 мдп включены также яркие образования, наблюдаемые в линии HeI с площадями от 1500 мдп и выше. Если в первом случае эти области являются корональными дырами в большинстве своем долгоживущими, то при площадях 1500-3000 мдп могут присутствовать мелкие КД и фрагменты крупных, вызванные их дроблением, а также другие образования повышенной яркости, такие как, например, полости волокон [7]. Последние были из рассмотрения исключены. В большинстве случаев эти объекты являются короткоживущими КД.

В своей циклической эволюции малые КД проявляются заметно иначе, чем с площадями больше 5000 мдп. Так из рис. 1, представляющего долготно-широтное распределение КД за 1975-2003 гг., видно, что в областях гелиоширот пятенной активности $\pm(10^\circ-35^\circ)$ заполнение большими КД наблюдается, в основном, в двух долготных полосах с центрами около 0° и 180° . Между ними в каждом полушарии по 2 открытые области (кружки) слабо заполнены КД, т.е. крупные КД их избегают. В то же время малые

объекты (слева) заполняют эти области довольно густо. Если же рассматривать солнечные циклы отдельно, то популяции этих областей заметно отличаются. Так в 21-м цикле заполняемость слабая, и у малых КД примерно только вдвое больше, чем у больших, однако в 22-м она существенно выше. Тем самым можно предположить, что в четных циклах присутствие КД заметно выше, чем в нечетных. Такое различие наблюдается и на долготно-временном графике распределения малых и больших КД на широтах $\pm(0^\circ-40^\circ)$. Малые яркие объекты в отличие от КД с площадями 5000-10000 мдп присутствуют не только на фазе максимума [7], но и на других фазах цикла.

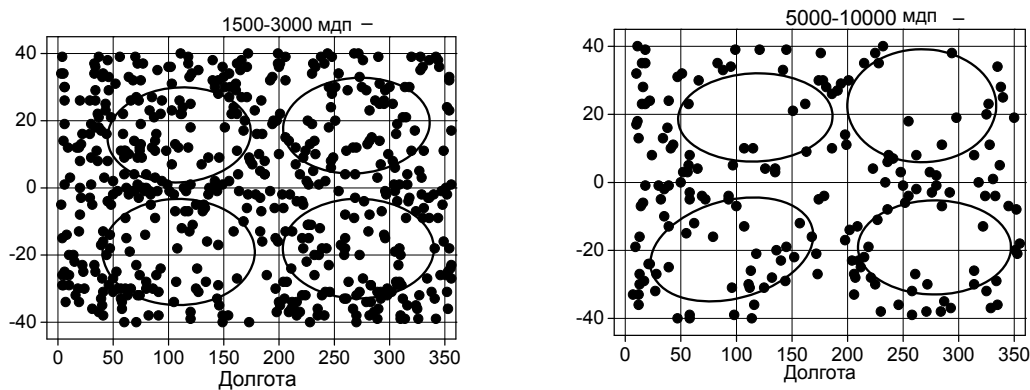


Рис. 1. Широтно-долготное распределение КД с площадями 1500-3000 мдп (слева) и 5000-10000 мдп (справа) за период 1975-2003 гг.

Особый интерес представляет исследование циклической эволюции КД в связи с возможностью учета их полярности. По существу, это единственный такой объект, включающий средние и высокие широты. На рис. 2 представлено широтно-временное распределение центров образова-

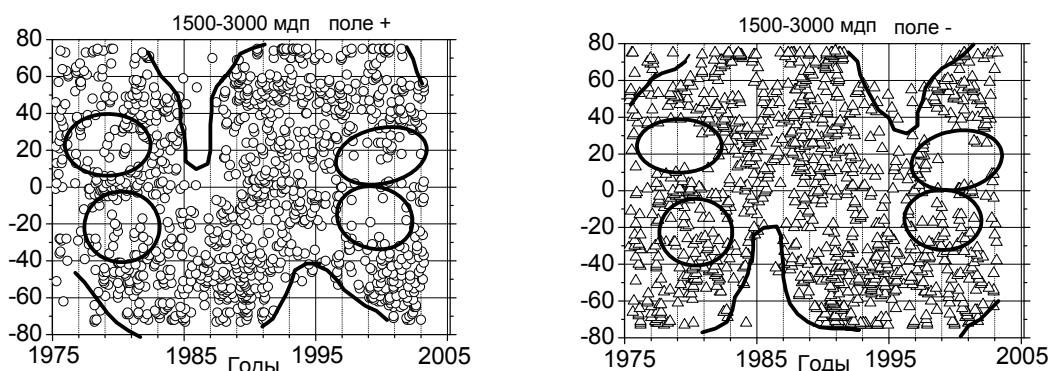


Рис. 2. Широтно-временное распределение КД положительной полярности МП (слева) и отрицательной (справа) с площадями 1500-3000 мдп.

ний в линии He I 10830 Å с площадями 1500-3000 мдп отдельно для положительной (слева) и отрицательной полярности МП: две широкие полосы КД в виде синусоид, сдвинутых относительно друг друга на один 11-

летний цикл. Таким образом, мелкие КД каждой полярности показывают дрейф от одного полюса к другому, находясь в противофазе.

При этом для каждой полярности МП не заполненными в каждом полушарии остаются два пространства: в высоких и средних широтах области образуют впадины с центром в минимуме цикла. На рисунке они отмечены непрерывными линиями, которые показывают места подъема новой полярности МП в высокие широты, приводящие к смене полярности в данном цикле и, соответственно, опусканию в низкие широты КД предыдущего цикла. Такая же картина происходит на фоне другой полярности. Например, в 22-м цикле в N-полушарии подъем к полюсу огибающей КД положительной полярности происходит с 1987 до 1990 года, начиная с широт $+50^\circ$ до 80° . В то же время центры КД отрицательной полярности начинают опускаться из высоких широт, что приводит к перемешиванию КД разных полярностей на гелиоширотах ниже $+60^\circ$.

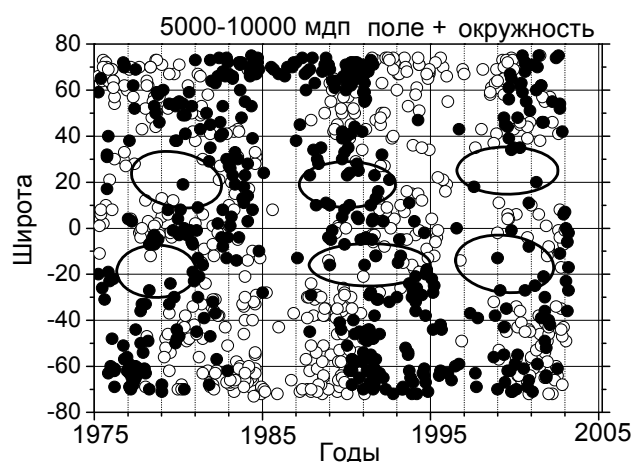


Рис. 3. Широтно-временное распределение КД с площадями 5000-10000 мдп.

Второй особенностью в циклической эволюции мелких КД является их поведение в районах пятенной активности (кружки). В 21-м и 23-м циклах внутри этих областей число КД невелико, тогда как в 22-м их количество незначительно отличается от такового в соседних участках. В случае же отрицательной полярности их мало только в N-полушарии. Это дает основание предположить о заметном различии в поведении малых КД в четных и нечетных циклах. На это же указывает и тот факт, что высокоширотные пустоты от КД на фазе минимума в 21-м цикле простираются значительно дальше в низкие широты, чем в 22-м.

В отличие от КД с малыми площадями в области пятенной активности КД с площадями 5000-10000 мдп (рис. 3) выделяются отчетливее и окружены в данном полушарии в основном КД ведущей полярности пятен. На средних широтах (40° - 60°) наблюдаются скопления КД обеих полярностей как для больших, так и для малых КД. Здесь зарождается и опускается в сторону экватора ветвь КД новой полярности, образуя, тем самым полосу

из двух потоков КД разных полярностей, опускающихся совместно до $\sim 35^\circ$ широты, а затем резко смещаясь к экватору. Особенно хорошо это выражено в 21-м цикле.

Еще нагляднее ход эволюции проявляется в крупных КД с площадями 10000-15000 мдп (рис. 4, слева) и больше 15000 мдп (справа).

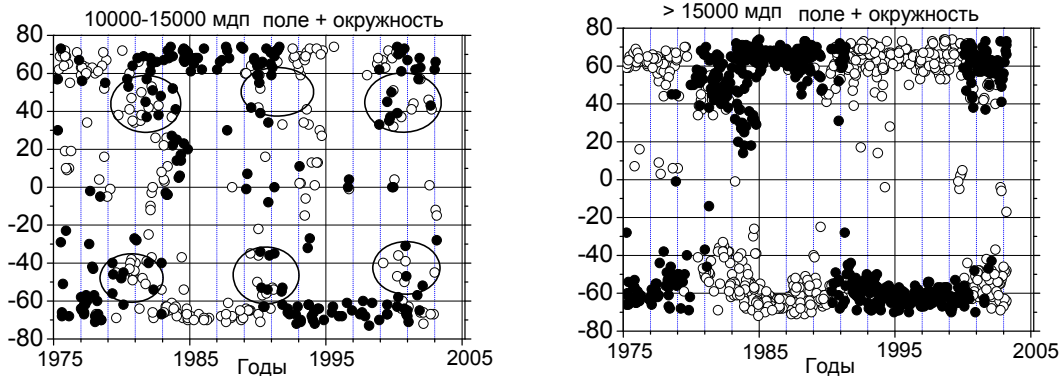


Рис. 4. Широтно-временное распределение КД с площадями 10000-15000 мдп (слева) и > 15000 мдп (справа).

В первом случае видно, как в 21-м цикле происходит выход КД новой полярности, их последовательное появление в высоких широтах и нисхождение КД старой полярности МП из полярных областей в узел их пересечения на средних широтах (кружки). Ниже $+40^\circ$ в северном полушарии полосы противоположных полярностей разделены и каждая из них имеет полосу существования продолжительностью в 1-2 года. Тем самым, в низких широтах образуется граница между старыми и новыми циклами.

Литература

1. *Sanches-Ibarra A. and Barrasa-Parades M.* 1992, Report UAG-102.
2. *Insley J.E., Moore V. and Harrison R.A.*, 1995, *Solar Phys.*, V.160, P.1.
3. *Ikhsanov R.N. and Ivanov V.G.*, 1999, *Solar Phys.*, V.188, P. 245.
4. *Иванов В.Г., Ихсанов Р.Н.* Тр. Конф. «Современные проблемы солнечной цикличности», СПб, 1977, С. 81.
5. *Тавастшерна К.С., Тлатов А.Г.* Каталог и атлас синоптических карт КД и полостей волокон в линии HeI 10830Å, СПб, 2006, 565 С.
6. *Тавастшерна К.С., Тлатов А.Г.* Тр. IX Пулковской конф. 2005, С.471.
7. *Ихсанов Р.Н., Тавастшерна К.С.* Тр. XI Пулк. конф. 2007, С.197.
8. *Ихсанов Р.Н., Тавастшерна К.С.* Тр. Всероссийской ежегодной конф. по физике Солнца, СПб, 2008, С. 149.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРА СОЛНЕЧНОГО ПРОТУБЕРАНЦА

Калинин А.А.

Уральский госуниверситет, Екатеринбург, Россия

SOLAR PROMINENCE SPECTRUM MODELLING

Kalinin A.A.

Ural State University, Ekaterinburg, Russia

The code RH [1] is applied to the solar prominence spectrum modelling in 1D geometry. The mutual irradiation of the solar atmosphere and prominence body was included by construction of the united model atmosphere for prominence and solar atmosphere model FALC. It is found that incoming in the prominence solar radiation is changed in comparison with the FALC, in the CaII H line core this change amounts to 100%.

Простой моделью, применяемой для описания образований, расположенных над хромосферой (узелки, фибриллы, волокна), является модель облака [2, 3]. В простейшей одномерной постановке плоский слой облака просвечивается хромосферой, что в сумме с собственным излучением дает спектр облака. В этой модели взаимодействие излучения хромосферы и облака не учитывается (в том числе и в многоуровневых неЛТР расчетах [3]). Такое взаимодействие исследовалось Костиком и Орловой [4] с целью объяснения каймы у волокон, но в сильно упрощенной модели (только линия $H\alpha$, отраженный свет). Нами рассчитана с помощью программы RH [1] модель поля излучения в атмосфере, составленной из модели FALC [5] с добавленным плоским изотермическим изобарическим слоем с параметрами из таблицы 1 работы [6]. Пример модели атмосферы для волокна с $n_e = 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $T = 8000 \text{ К}$, полной массой $8 \cdot 10^{-5} \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ приведен на рис. 1а.

Порядок расчета следующий. Для 4-уровневой (первые три уровня и континуум) модели атома водорода решается ограниченная неЛТР задача – населенности, интенсивности излучения для модели FALC. Затем с известными данными для водорода решается ограниченная неЛТР задача для 5-уровневой с континуумом модели атома ионизованного кальция. В результате получают интенсивности излучения в линиях и континуумах водорода и ионизованного кальция в верхней невозмущенной (без облака-волокна) точке атмосферы. Линии $L\alpha$, $L\beta$, а также линии H и K CaII рассчитываются с учетом PRD. Затем добавляется плоский слой волокна и решается аналогичная задача, при этом атмосфера содержит больше точек по высоте. Решение с волокном получается самосогласованным по водороду и кальцию.

Интенсивности излучения на границе невозмущенной модели FALC можно сравнить с решениями в присутствии волокна. На рис. 1б приведены профили линии H CaII в обоих случаях. Видно, что в возмущенной ат-

мосфере ярче крылья линий (увеличение порядка 10%), а в ядре линии в 2 раза интенсивнее невозмущенная атмосфера. Наличие волокна запирает излучение и увеличивается его доля, перераспределенная в крылья. Таким образом, на разных частотах излучение ведет себя по-разному.

Как видно из рис. 1а, в возмущенной атмосфере присутствуют большие градиенты параметров, что требует подгонки вычислительной сетки и применения многоступенчатой схемы инициализации решения (сгладить сетку, простой атом, добавить уровни и т.п.).

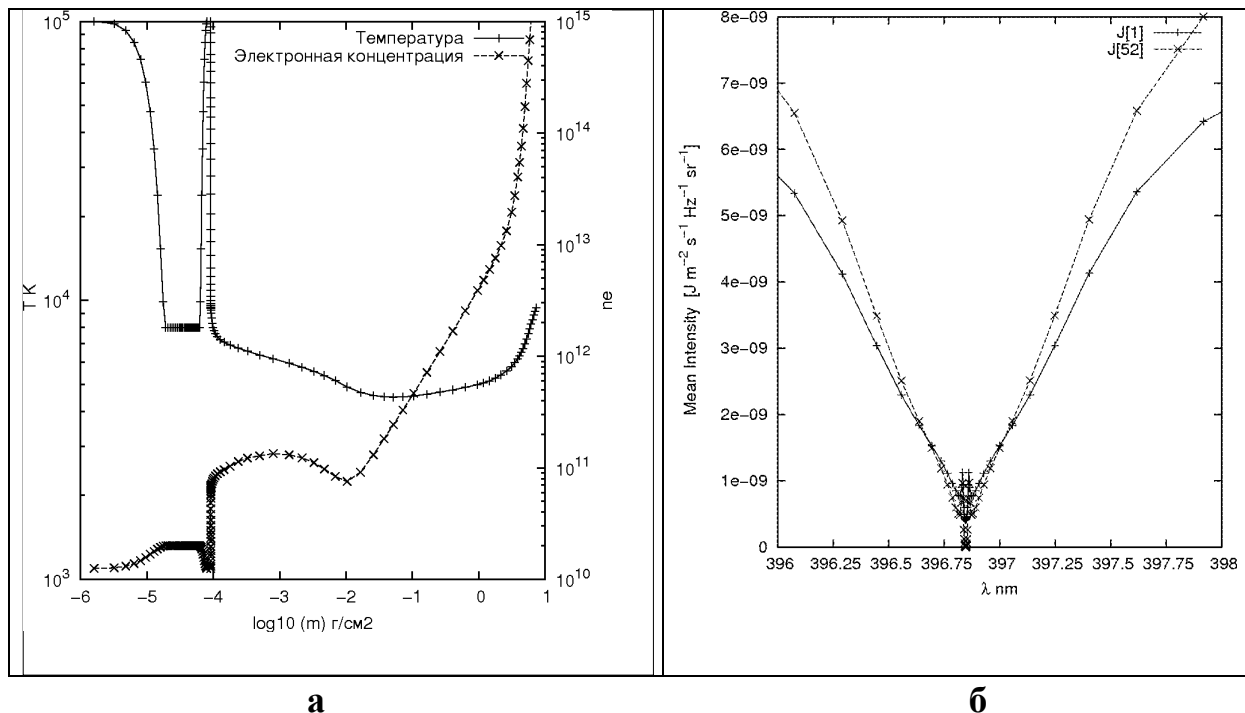


Рис. 1. а) Составная атмосфера: FALC + протуберанец модель 63 из [6]. **б)** Средние интенсивности излучения для составной атмосферы (FALC + протуберанец модель 63 [6]) - J[52] и невозмущенной атмосферы - J[1]

Выражаю глубокую благодарность Н. Uitenbroek за предоставление программы RH.

Литература

1. Uitenbroek H. // *Astrophys.J.*, 2001, v.557, p.389.
2. Tziotziou K. // *The Physics of Chromospheric Plasmas*, ASP Conf. Ser., 2007, v.368, p.217.
3. Molowny-Horas, R.; Heinzel, P.; Mein, P.; Mein, N. // *Astron. and Astrophys.*, 1999, v.345, p.618-628.
4. Kostik R.I., Orlova T.V. // *Solar Phys.*, 1975, v.45, p.119.
5. Fontenla, J.M., Avrett, E.H., Loeser, R. // *Astrophys. J.*, 1993, v.406, p.319
6. Heinzel P. // *Astron. Astrophys.*, 1995, v.299, p.563.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПЯТЕННОГО ИСТОЧНИКА В ПЕРЕХОДНОЙ ЗОНЕ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ АО 10935 НА РАТАН-600

Кальтман Т.И., Коржавин А.Н.

Специальная Астрофизическая обсерватория, Санкт-Петербург, Россия

MODELING OF SUNSPOT RADIO EMISSION IN TRANSITION RE- GION ON A BASE OF AR 10935 OBSERVATIONS WITH RATAN-600

Kaltman T.I., Korzhavin A.N.

Special Astrophysical observatory, Saint Petersburg, Russia

The method to plot a kinetic temperature distribution with height above a sunspot source in chromosphere-corona transition region on the basis of RATAN-600 observations is presented. The modeling of microwave emission from sunspot associated cyclotron source was done to refine this method. Some possible accuracies are investigated. The character of transition region temperature distribution is smooth and gradual, with a corona base at the height 4000-8000 km.

По данным наблюдений АО 10935 7 января 2007 в диапазоне 6.75-15.5 GHz восстановлено по новой предложенной методике [1] распределение температуры с высотой над пятненным источником в предположении о циклотронном механизме излучения. Для получения спектров использовались результаты наблюдений на радиотелескопе РАТАН-600, полученные на многоволновом поляризационном спектрографе с частотным разрешением до 1% в сантиметровом диапазоне радиоволн [2].

На рис. 1а показаны полученные из наблюдений на РАТАН-600 спектры значений температур обыкновенной и необыкновенной волн. В предположении о циклотронном механизме излучения пятненного источника и дипольном распределении магнитного поля, по наблюдаемым спектрам были рассчитаны распределения магнитного поля и кинетической электронной температуры с высотой (рис. 1б).

Для исследования погрешностей метода было промоделировано циклотронное излучение [3] пятненного источника в переходной области (от хромосферы к короне) с учетом вклада первых пяти гармоник. На рис. 2 приведен пример рассчитанных двумерных распределения яркостных температур по источнику в полной интенсивности и отдельно обыкновенной и необыкновенной мод излучения (длина волны 4 см, максимальное значение магнитного поля на фотосфере 3 000 Гс). К расчетным спектрам источника была применена та же методика обработки, что и к данным наблюдений.

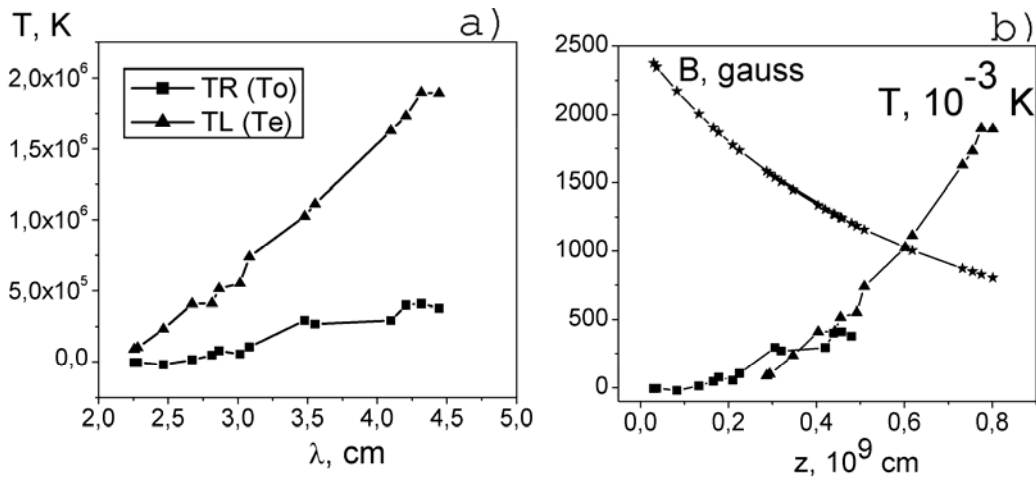


Рис. 1.

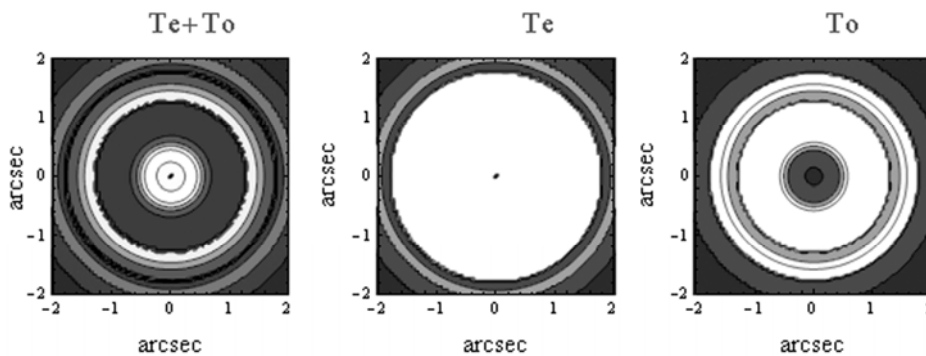


Рис. 2.

На рис. 3 показано распределение яркостных температур вдоль диаметра источника (сплошная линия соответствует необыкновенному излучению, штриховая линия – обыкновенному излучению), указан вклад отдельных гармоник со второй по пятую. В целом, обыкновенное излучение значительной части источника соответствует второй гармонике, необыкновенное – третьей, но на разных длинах волн соотношение вклада гармоник в переходной зоне меняется.

На рис. 4а показаны расчетные значения коэффициента циклотронного поглощения μ , оптической толщины τ и яркостной температуры T_b вдоль луча зрения. Согласно расчетам, зависящая от кинетической температуры толщина гирорезонансных уровней принимает значения примерно от 2 тыс. км при 2 млн К в короне (40% от общей протяженности переходной зоны 5 тыс км) до менее 30 км (менее 1%) в интересующей нас более холодной области переходной зоны. Значительно более существенную погрешность вносит отличие гирорезонансных уровней (толстые линии на рис.4б) от плоскопараллельных слоев, так, из примера на рис. 4б видно, что основная (отстоящая от центра примерно на половину радиуса) область излучения пятна с третьего гироуровня лежит на 2 тыс. км ниже центральной его части.

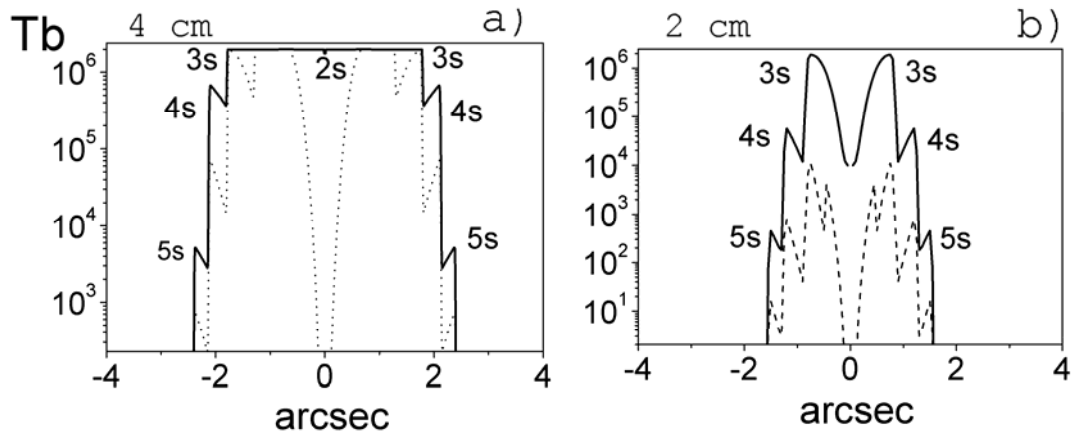


Рис. 3.

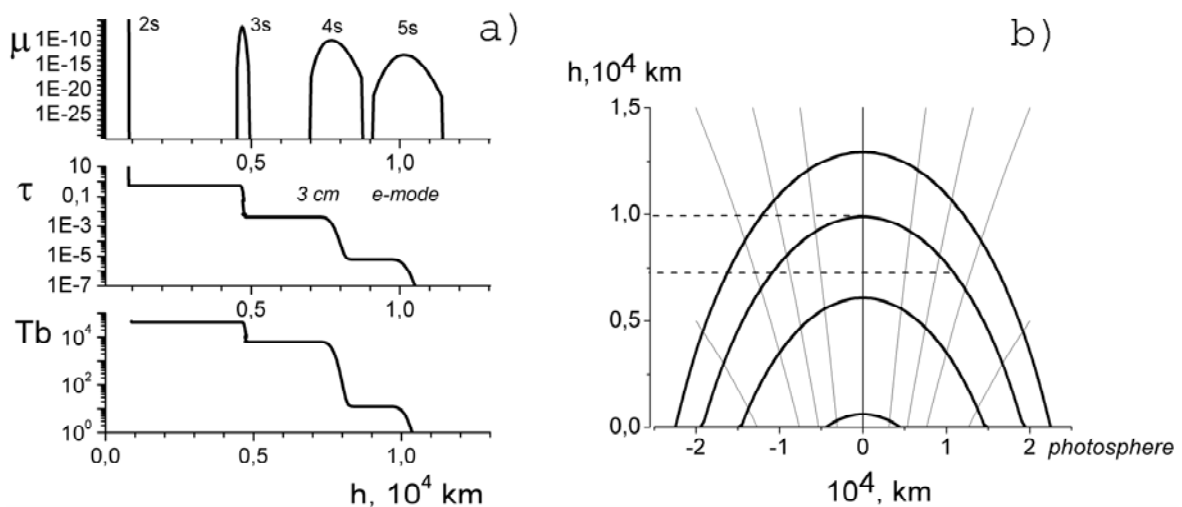


Рис. 4.

Расчеты также позволили оценить погрешность, связанную с негауссовым кольцеобразным распределением излучения пятенного источника, и предложить следующие уточнения к методике обработки данных: при оценке размера наблюдаемого на РАТАН-600 пятенного источника через аппроксимирование его одномерной гауссианой умножить полученный результат на коэффициент 1.3; а при пересчете яркостной температуры T_b из наблюдаемого потока излучения F по формуле [4]:

$$T_b = 1.356 \times 10^7 \lambda F \frac{1}{B_0^2}, \quad (1)$$

в качестве размера источника B_0 подставлять результат гаусс-анализа, умноженный на коэффициент 0.9.

Следует уточнить, что зависимость излучения и проекции источника от широты и долготы положения активной области на Солнце повлияет на все указанные выше погрешности и приведенные в настоящей работе оценки получены для источника, находящегося в центре диска.

Выводы

По наблюдениям пятенного источника АО 10935 на РАТАН-600 восстановлено распределение кинетической температуры электронов с высотой в переходной зоне в предположении о циклотронном механизме излучения и дипольном распределении магнитного поля (рис. 5а). Плавный характер восстановленного распределения температуры (кривые, отмеченные значками) в широкой переходной зоне противоречит простой двухступенчатой модели (толстая линия).

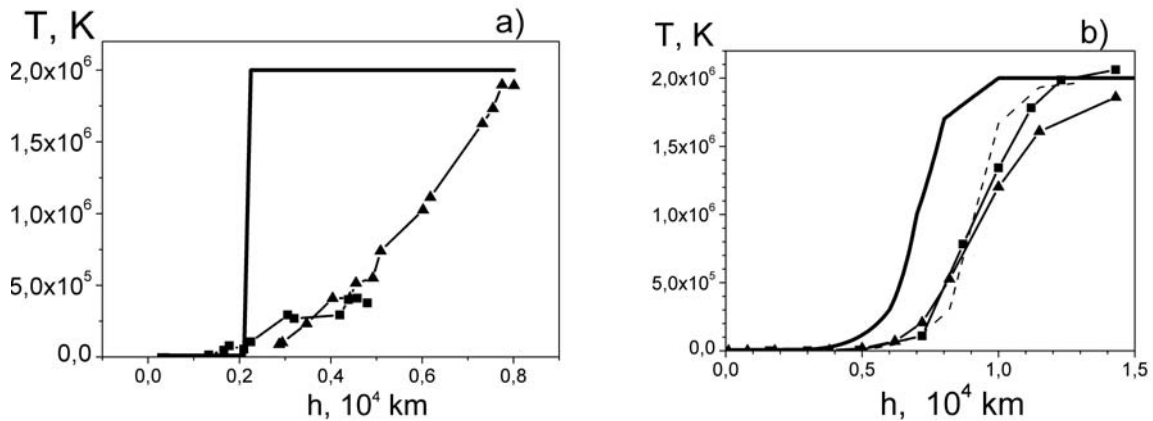


Рис. 5.

Моделирование метода восстановления температуры с высотой с использованием сглаженной модели распределения температуры (толстая линия на рис. 5b) подтвердило правомерность использования метода для пятенных источников и позволило оценить его возможные погрешности. Предложены корректирующие коэффициенты. При их учете смоделированные восстановленные распределения температуры (кривые со значками) отстают по высоте от заданных значений электронной температуры на оси источника примерно на 2 тыс. км и соответствуют основной области излучения (приходящейся примерно на половину радиуса пятна) с ходом температуры, показанным штриховой линией, как и следует из приведенных выше оценок.

Работа частично поддержана грантом РФФИ 06-02-17357.

Литература

- Коржавин А.Н., Опейкина Л.В., Петерова Н.Г., *Астрофизический бюллетень*, 2009 (принято в печать).
- Vogod V.M. et al., *Proceedings of ESA SP-600*, Leuven, Belgium, Published on CDROM, 2005, p.80.1.
- Железняков В.В., *Радиоизлучение Солнца и планет*, М., Наука, 1964.
- Ахмедов Ш.Б. и др., *Астрофизические исследования*, 1987, т. 25.

MODELING OF SOLAR ENERGETIC PARTICLES' PROPAGATION IN 3D SPACE

Kartavykh Y.Y.¹, Dröge W.², Klecker B.³, Kovaltsov G.A.¹

¹*Ioffe Physical-Technical Institute, St-Petersburg, Russia*

²*Institut für Theoretische Physik und Astrophysik, Universität Würzburg,
97074, Würzburg, Germany*

³*Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, Garching, Germany*

We investigate the combined effects of particle propagation parallel and perpendicular to the large-scale magnetic field in the solar wind. Numerical methods employing stochastic differential equations are used incorporating pitch angle diffusion, focusing and pitch-angle dependent diffusion perpendicular to the magnetic field. Spatial distributions of the particles for various combinations of values for the parallel and perpendicular mean free path are presented. Intensity-time histories at different angular distances with respect to the assumed injection region on the Sun are discussed and compared with results of spacecraft observations of solar particles.

1. Introduction

Interplanetary turbulence plays a crucial role in scattering charged particles, giving rise to transport or diffusion both perpendicular and parallel to the large scale or mean magnetic field, along with drift motions due to large scale gradients. Information about perpendicular diffusion of solar particles can be obtained from observations of cross field gradients which are observed as 'drop-outs', 'steps', and 'cutoffs' in the intensity profiles of low-energy ions and electrons in impulsive solar particle events and are believed to be caused by the convection of alternatively filled and empty flux tubes past the spacecraft. These observations indicate a rather small value of the ratio of the perpendicular to parallel diffusion coefficients ($K_{\perp} / K_{\parallel} \sim 10^{-4}$). The modulation of galactic cosmic rays and observations of Jovian electrons have suggested $K_{\perp} / K_{\parallel} \sim 10^{-2}$. Even values of $K_{\perp} / K_{\parallel} \sim 1$, deduced from anisotropy measurements during co-rotating interaction region events have been reported. In the present work we investigate how simulations of the three-dimensional transport of solar particles can be compared with multi-spacecraft observations in order to gain information about particle transport perpendicular to the magnetic field.

2. Interplanetary transport

It has become clear, that during most solar particle events interplanetary scattering is weak and a theory based on pitch angle scattering should be used to model particle observations. Here we consider only particles with sufficiently high energies and omit convection and adiabatic deceleration.

Instead of seeking numerical solutions of the Fokker-Planck equation, it is also possible to consider the corresponding Ito stochastic differential equations (SDE):

$$\begin{aligned} d\vec{r} &= \mu v dt \vec{e}_B + \sqrt{2\vec{K}_\perp} d\vec{W}_\perp(t) + \vec{\nabla} \vec{K}_\perp dt \\ d\mu(t) &= \sqrt{2D_{\mu\mu}} dW_\mu(t) + \left[\frac{v}{2L} (1 - \mu^2) + \frac{\partial D_{\mu\mu}}{\partial \mu} \right] dt \end{aligned} \quad (1)$$

which can be solved by means of Monte-Carlo simulations. $W_\mu(t)$ and $W_\perp(t)$ denote one- and two-dimensional Wiener processes, respectively, v the particle speed, $\mu = \cos(\theta)$ the particle pitch angle cosine, t the time, $L(r)$ the focusing length, $D_{\mu\mu}(r, \mu)$ the pitch angle scattering coefficient, and \vec{K}_\perp a tensor describing the diffusion of particles in the two dimensions perpendicular to the ambient magnetic field direction \vec{e}_B . A diffusion coefficient and a mean free path parallel to the magnetic field $\vec{K}_\parallel = v \lambda_\parallel / 3$, as well as in the radial direction $\lambda_r = \lambda_\parallel \times \cos^2 \psi$, where ψ is the angle between the magnetic field and the radial direction) can be defined with standard methods. Corresponding quantities can also be introduced for the perpendicular transport, i.e., $\vec{K}_\perp = v \lambda_\perp / 3$.

3. Simulations

In our simulation [1] we perform scattering in the solar wind system, while streaming, focusing and movement perpendicular to the local magnetic field in the co-rotating (which rotates together with the Sun) system.

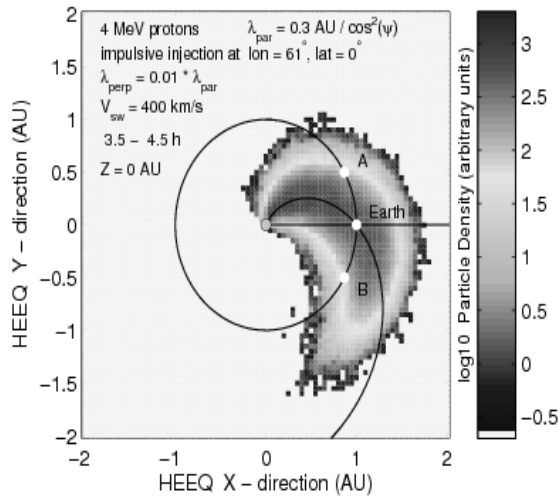


Figure 1.

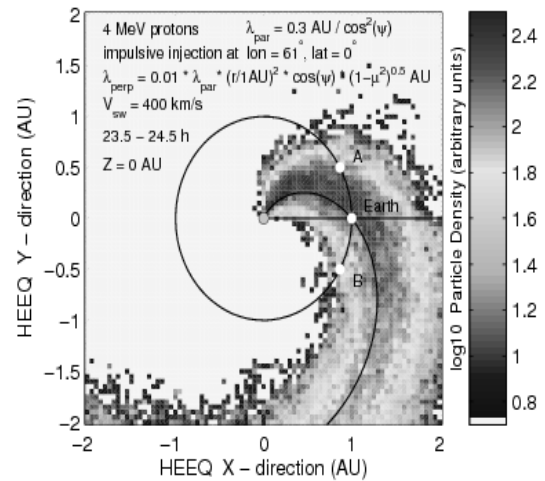


Figure 2.

Figure 1 shows the distribution of 4 MeV protons ~ 4 hours after an impulsive injection in the equatorial plane. Particles were injected at $r = 0.05$ AU, $\theta = 0^\circ$, $46^\circ \leq \psi \leq 76^\circ$ with an isotropic pitch angle distribution in the anti-sunward hemisphere. $\lambda_\parallel = 0.3$ AU / $\cos^2 \psi$ and $\lambda_\perp = 0.01 \lambda_\parallel$ were assumed. Due to the assumption of an approximately spatially constant $\lambda_\perp = 0.003$ AU the particles can diffuse efficiently perpendicular to the field close to the Sun where λ_\perp is of the order of the extent of the injection length scale. As a result, the particles are distributed over an azimuthal range of $\sim 90^\circ$ at 1 AU, i.e., the distribution is much

wider in longitude than typically observed for impulsive events. The location of the Earth and two spacecraft at different azimuthal positions (e.g, STEREO-A/B in 2007/2008) is shown by white circles.

A possibly more realistic assumption for the spatial variation of λ_{\perp} is that it scales with the gyroradius of the particle, i.e., with the magnetic field strength and with the particle's pitch angle:

$$\lambda_{\perp} = \alpha \lambda_{\parallel} \left(\frac{r}{1 \text{ AU}} \right)^2 \cos \psi \sqrt{1 - \mu^2} \quad (2)$$

Averaging over the pitch angle, the parameter α describes, up to a factor of ~ 2 , the ratio of λ_{\perp} to λ_{\parallel} at 1 AU. Such dependence substantially reduces perpendicular diffusion close to the Sun, and the widths of the particle distributions perpendicular to the magnetic field at 1 AU become significantly narrower (Figure 2). The upper panel of Figure 3 shows the distribution of the protons in the HEEQ $X = 0.95$ AU plane. The lower panel of the figure shows the density variation along the HEEQ Y - direction for the above value of X . It is obvious that for the parameters assumed here a time variation of the particle flux, resulting from the azimuthal gradient swept over a given spacecraft, cannot explain the observed dropouts or cutoffs.

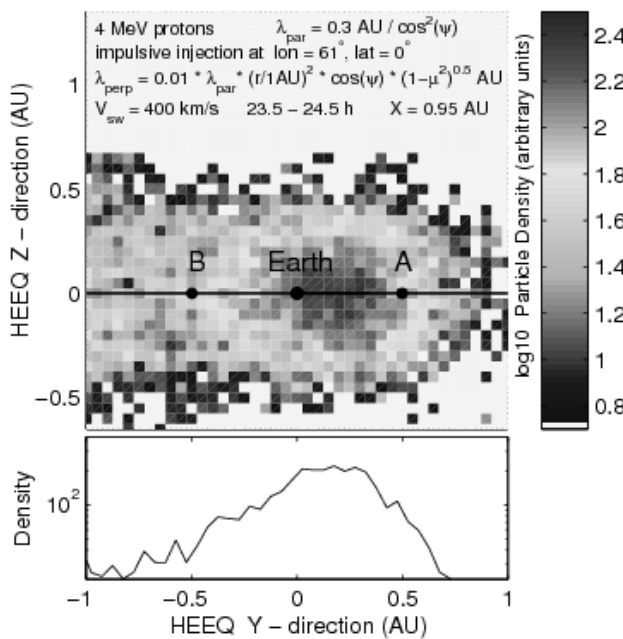


Figure 3.

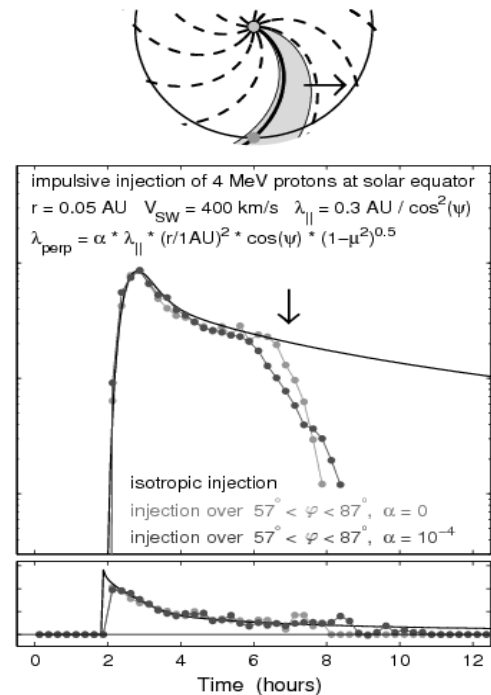


Figure 4.

We will now investigate the effects of a possible perpendicular diffusion on the modeling of intensity-time profiles of particles observed on a single spacecraft. Figure 4 shows the situation where the field line connected with the observer is 5° away from the boundary of the injection range at the time of the par-

particle injection and leaves the injection range after ~ 7 hours due to co-rotation. Black dotted line shows the case, when coefficient $\alpha = 0$ in equation (2) (perpendicular diffusion is absent), grey dotted line shows the case if $\alpha = 10^{-4}$. The steepness of the intensity drop of grey dotted line is determined by the box effect and by the effects of finite perpendicular diffusion of particles across the magnetic field line bounding the injection region. We can therefore estimate an absolute value of a few times $\alpha = 10^{-5}$ AU at 1 AU and a spatial dependence as in Equation (2) as an upper limit for λ_{\perp} in particle events with cutoffs.

4. Summary

We developed a numerical model to solve the equation describing anisotropic three-dimensional propagation of solar energetic particles in the inner heliosphere. The model includes the effects of pitch angle scattering, diffusion in two dimensions perpendicular to the ambient magnetic field, focusing, and injection over a finite range of pitch angles, and solar longitude and latitude. First results show that realistic results can be obtained when we assume that the perpendicular diffusion scales in the inner heliosphere with the gyroradius of the particle. Step-like intensity decreases as frequently observed at 1 AU can be reproduced for a ratio of $K_{\perp} / K_{\parallel}$ a few times 10^{-5} . The model provides an ideal tool to investigate more realistically as it was possible in the past solar energetic particle injection and propagation, using multi-spacecraft observations separated in both solar longitude and latitude as available from, for example, ACE, Ulysses, and STEREO.

Y.K. and G.K. thank the Russian Foundation for Basic Research (project No 09-02-00019-a) and the program of the Russian Academy of Sciences ‘Environmental changes and climate’ for partial support.

References

1. *Dröge, W., Kartavykh, Y.Y., Klecker, B., Kovaltsov, G.A.*, 2009, ApJ, submitted.

THE EFFECT OF COULOMB LOSSES ON THE RELATIVE ABUNDANCES OF TRANS-IRON IONS IN SOLAR ENERGETIC PARTICLE EVENTS

**Kartavykh Y.Y.¹, Dröge W.², Klecker B.³, Kocharov L.⁴,
Kovaltsov G.A.¹, Möbius E.⁵**

¹*Ioffe Physical-Technical Institute, St-Petersburg, Russia*

²*Institut für Theoretische Physik und Astrophysik, Universität Würzburg,
Würzburg, Germany*

³*Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, Garching, Germany*

⁴*Department of Physics, University of Turku, FI-20014 Turku, Finland*

⁵*Space Science Center and Department of Physics, University of New Hampshire, Durham,
NH 03824, USA*

The acceleration efficiency for ions with charge Q is a function of their charge to mass ratio Q/A . So far considerations of particle acceleration were restricted by tabulated values of ionization and recombination coefficients which were available only for a limited set of ions, i.e., elements with nuclear charge $Z < 30$. Applying a new method to calculate ionization and recombination rates for ions with arbitrary mass number and charge we consider acceleration including charge transfer for ions with a wide range of their nuclear charge. We demonstrate that due to their considerably smaller Coulomb losses ultra-heavy ions are significantly enhanced with respect to lighter ions. We estimate the magnitude of the possible enrichment of heavier ions due to this effect.

1. Introduction

Recent observations have revealed very large enhancements of ultraheavy (atomic mass number $A > 70$) elements relative to lighter elements in impulsive Solar Energetic Particle (SEP) events [1, 2]. The observed enrichment of heavy nuclei relative to oxygen was ~ 40 for mass 78-100 amu, ~ 120 for mass 125-150 amu, and ~ 215 for 180-220 amu at the energy about $0.3 \text{ MeV nucleon}^{-1}$.

With the recent observation of ultraheavy ions in a number of solar energetic particle events the calculation of their energy spectra and charge states has also become important. This requires a knowledge of ionization and recombination rates. On the basis of the method proposed by [3] we demonstrate for tellurium (Te, $Z = 52$, $A = 128$) and krypton (Kr, $Z = 36$, $A = 84$) that the observed overabundance of ultraheavy ions can be explained by reduced Coulomb losses in comparison with lighter ions.

2. Results and discussion

We study the case $S = 2$, when $\tau_A/\tau_D = \text{const}(Q/A)$ and without Coulomb losses energy spectra of all ions are the same [4] (Figure 1a). It shows energy spectra of O, Fe, Kr and Te ions (summed over all charge states) under the parameters: $\tau_A/\tau_D = 1.0$, $\tau_A n = 5 \times 10^{11} \text{ s cm}^{-3}$, $S = 2$, $T = 10^6 \text{ K}$, if Coulomb losses are taken into account, and if they are absent (dashed curve). It is seen

that Coulomb losses are most important for lighter ions (like O). The enhancement factors for Fe, Kr and Te due to only Coulomb losses are shown in Figure 1b. Under the parameters $\tau_A/\tau_D = 1.0$, $\tau_A n = 5 \times 10^{11} \text{ s cm}^{-3}$, $S = 2$, $T = 10^6 \text{ K}$ in the energy range 0.2-0.5 MeV/nucleon the enhancements relative

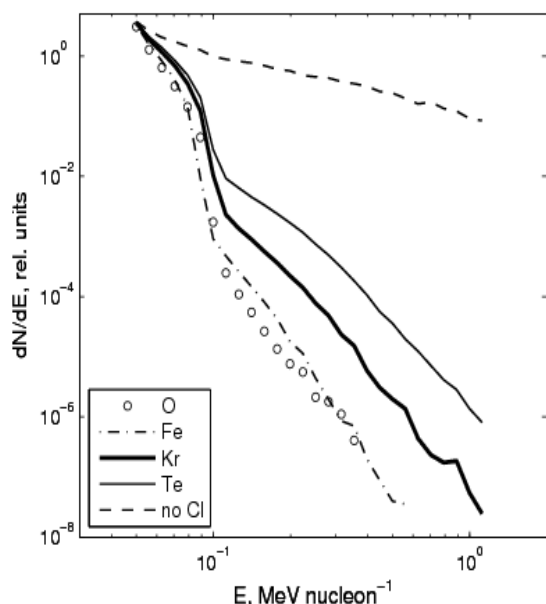


Figure 1a. Energy spectra of O, Fe, Kr and Te. Parameters are given in the text.

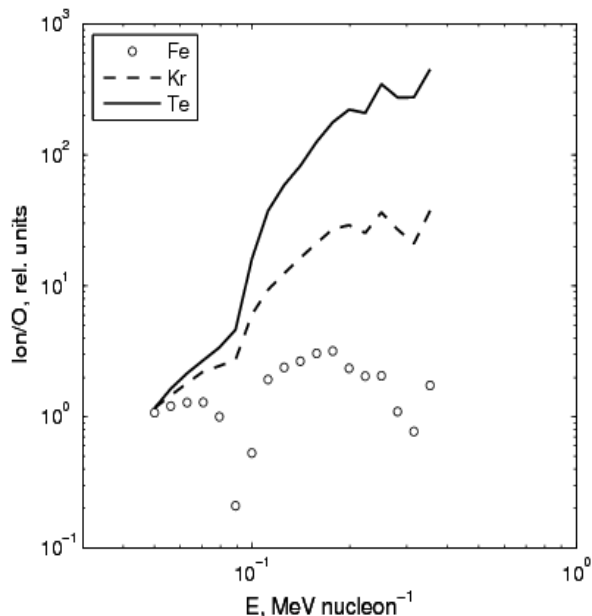


Figure 1b. Ratio Fe/O, Kr/O, Te/O, if Coulomb losses are included.

to O were ~ 2 for Fe, ~ 30 for Kr (representative for the mass range 78-100 amu), ~ 250 for Te (mass group 125-150 amu). Our model calculations show the importance of charge stripping and Coulomb losses for heavy ion energy spectra at $E > 0.1 \text{ MeV/nucleon}$. Our results suggest that the overabundance of heavy ions in the mass range ~ 80 to 150 can be accounted for by Q^2/A dependent Coulomb losses. In the mass range 30 - 60, however, other processes as resonant or non-resonant wave particle interactions (e.g. [5], and references therein) may play an important role.

Y.K. and G.K. thank the Russian Foundation for Basic Research (project No 09-02-00019-a) and the program of the Russian Academy of Sciences 'Environmental changes and climate' for partial support.

Литература

1. Reames, D.V., 2000, ApJ, 540, L111.
2. Mason, G.M., et al., 2004, ApJ, 606, 555.
3. Kartavykh, Y.Y., et al., 2008, ApJ, 681, 1653.
4. Kartavykh, Y.Y., et al., 2007, ApJ, 671, 947.
5. Miller, J.A., 1998, Space Science Rev., 86, 79

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ ВРАЩЕНИЕ ХРОМОСФЕРЫ – ФОТОСФЕРЫ НА ФАЗЕ РОСТА 22 ЦИКЛА СОЛНЦА И КРУТИЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ

Касинский В.В.

ИрГТУ, 664033, Иркутск, E-mail: kasinsvv @.yandex.ru

THE DIFFERENTIAL ROTATION OF THE CHROMOSPHERE - PHOTOSPHERE ON THE GROWTH PHASE OF N 22 CYCLE AND THE TORSION'S OSSILLATIONS OF THE SUN

Kasinsky V.V.

IRGTU, Irkutsk 664033, Russia

On the base of heliographic coordinates of the chromospheric flares and sunspots (SG–Data) the angular velocity of chromosphere and photosphere where calculated for the rising phase of 11-year cycle (1987–1992). The mean equatorial rotation at the level of chromosphere ($a = 13,62$ deg/day) and photosphere ($13,49$ deg /day) are practically coinsides. However, the differential coefficients in the chromosphere ($b = 3,51$ deg/day) are higher, than in the photosphere ($3,08$ deg /day). It was found that the differences “a” and “b” change with anty – phase. The idea of torsion oscillation of chromosphere and photosphere was verified.

Аналізу дифференціального вращення Сонця посвячено багато публікацій. Як правило, визначаються два параметра в традиційній формулі Фая: $\omega = a - b \sin^2 \varphi$, де a – кутова швидкість вращення на екваторі; b – “дифференціальність”. Усереднення проводиться по більшим проміжкам (роки) [1], і мало що відомо про короткоперіодическі змінення вращення Сонця [2]. В роботі для розрахування кугової швидкості використані як плями, так і вибушки, як хромосферні трасери [3].

В роботі вращення Сонця досліджується з розрешенням в один квартал за період 1987-1992 гг., що відповідає фазі росту 22 циклу сонячної активності. Використовано 680 груп плям і 22257 вибушок. Матеріалом послужили таблиці плям (Sunspot Groups) і таблиці вибушок (H-alfa Solar Flares) [4]. Використовувалися координати вибушок і груп плям, час максимуму вибушки і момент спостереження групи. Середневзвешена $\omega(\varphi)$ апроксимована поліномом $\omega = a - b \cdot \sin^2 \varphi + c \sin \varphi$. Як показали оцінки, параметр «с» малий порівняно з першими двома. Синодическа кутова швидкість в фотосфері, по 680 групам плям, є

$$\omega = 13,451 - 2,923 \sin^2 \varphi. \quad (1)$$

Синодическа швидкість в хромосфері (22 560 вибушок) відповідно є

$$\omega = 13,619 - 3,883 \sin^2 \varphi. \quad (2)$$

Как видно, экваториальная угловая скорость в хромосфере заметно выше, чем в фотосфере, а жесткость вращения соответственно меньше. Ход экваториальной скорости «а» на экваторе имеет заметный тренд – вращение замедляется от минимума к максимуму цикла. «Дифференциальность» имеет противоположный тренд – к максимуму цикла вращение становится более жестким в фотосфере [2]. Примечательно, что в хромосфере экваториальная угловая скорость практически не зависит от фазы цикла. Параметр «b» также практически постоянен (1987-1992).

Неоднократные попытки определить различие законов вращения N и S полушарий не дали определенных результатов [1]. Мы сравнили среднюю по пятнам скорость вращения по полушариям для фотосферы и хромосферы (вспышки) за период 1987-1991 гг. Результаты приведены в Таблице 1. Как видно, в фотосфере угловая скорость больше в северном (N) полушарии, в то время как в хромосфере ситуация обратная. Разница выходит за пределы ошибок.

Таблица 1.

Полушария	Фотосфера	Хромосфера
Северное (N)	13,086 ± 0,026	13,096 ± 0,056
Южное (S)	13,052 ± 0,033	13,131 ± 0,050

Обнаружена некоторая «антифазность» хода «а» и «b» в фотосфере и хромосфере, что возможно есть проявлением крутильных колебаний на фазе роста 11-летнего цикла.

Литература

1. Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д., Дифференциальное вращение Солнца // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физ. Солнца. М.: Наука, 1988. вып. 83. С. 3-24.
2. Касинский В.В. XI Пулковская международная конференция по физике Солнца, «Физическая природа солнечной активности...», Труды Санкт-Петербург, 2007, С.197-200.
3. Касинский В.В. К методике определения угловой скорости вращения Солнца по вспышкам как хромосферным трассерам // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. М.: Наука, 1991. вып. 95. С.113-121.
4. Solar Geophysical Data, Part I (Prompt), N 521- 576; Part II (comprehensive), N518-582, 1987-1992. NOAA, Boulder, Colorado. USA.

**ПРОСТРАНСТВЕННАЯ АНИЗОТРОПИЯ ВСПЫШЕК В ГРУППАХ
ПЯТЕН, ВЕКТОРНЫЕ “ДИАГРАММ-БАБОЧЕК” И ПРОБЛЕМА
ВНЕШНЕГО ТРИГГЕРНОГО МЕХАНИЗМА ВСПЫШЕК
В 11-ЛЕТНИХ ЦИКЛАХ**

Касинский В.В.

ИрГТУ, 664074 г. Иркутск, E-mail: vkasins@yandex.ru

**THE SPATIAL ANYSOTROPY OF FLARES WITH RESPECT TO
SUNSPOTS; THE VECTOR'S "BUTTERFLY DIAGRAMS"
AND THE EXTERNAL TRIGGER PROBLEM OF FLARES
IN THE 11-YEAR CYCLES**

Kasinsky V.V.

IRGTU, Irkutsk 664033, Russia

Data on the location of flares covering cycles 17-20 were used to construct vector – $R(\varphi, t)$ diagrams for the flare's scattering center in the coordinate system of the sunspot center [1]. Over 30 000 of flares were used from the “Quarterly Bulletin on Solar Activity”, (1935-1965). The $R(\varphi, t)$ -diagram reveals a spatial anisotropy of the flare process relative to the midline of the “ $\varphi-t$ ”-diagram. The R_{φ} -component is always directed to the center of the butterfly diagram. In each turn, R_{λ} - component has a character of oppositely directed shears. Namely, the high-latitude sunspots exhibit a positive $R_{\lambda} > 0$ (westward) displacement, while low-latitude sunspots show a negative $R_{\lambda} < 0$ (eastward) shear of flares. In this paper vector–diagrams for the 22- cycle (1987-1992) was constructed based on the new “Solar Geophysical Data” material. The table used was «H- Alfa Solar Flares» (comprehensive) and the «Sunspot Groups» (prompt). The results generally supports the previous one [1].

В данной работе построены векторные диаграммы вспышек на фазе роста 22-го цикла (1987-1992) на новом материале Solar Geophysical Data. Использовались таблицы вспышек «H-Alfa Solar Flares» (comprehensive) и групп-пятен «Sunspot Groups» (prompt). Усреднением смещений по всем вспышкам в группе и по всем группам в интервале диаграммы находим $R(\varphi, t)$. Всего обработано 17 023 вспышек. Из них 12 524 (или 73,5%) показали тип смещения (EN – SW), типичный в предположении, что возмущающий агент исходит из центра ($\varphi-t$)-диаграммы. Таким образом, в 22-ом цикле подтверждается глобальная анизотропия вспышек.

Существует один фундаментальный вопрос, ответ на который был не очевиден [1-3]. Вопрос формулируется так: является ли процесс вспышкообразования однородным и изотропным относительно пятен как систем координат, занимающим различное широтное положение? В частности, является ли он изотропным в отношении к эпицентру диаграммы “бабочки” пятен, который трассируется законом Шперера?

Как уже было сказано, неизотропный характер распределения вспышек относительно центров групп пятен был обнаружен сначала для циклов 17-20 в работах [2, 3]. Методика построения векторных диаграмм вспышек заключается в определении координат вспышек относительно координаты центра группы. Для этого нужно знать закон движения группы, который выражается формулой

$$\lambda_s = \omega_s (\varphi) t + B, \quad (1)$$

где λ_s – долгота группы на момент t (по каталогу групп), $\omega (\varphi)$ – угловая скорость группы, получаемая линейной аппроксимацией по данным координат пятен («Sunspot Groups») [3]. Зная φ_s , определим смещение вспышки по широте

$$\Delta \varphi_F = \varphi_F - \varphi_s, \quad (2)$$

где φ_F – широта вспышки по каталогу «H-Alfa Solar Flares».

Смещение по долготе вспышки получим, вычитая из долготы вспышки λ_F долготу группы на момент вспышки (1):

$$\Delta \lambda_F = \lambda_F - (\omega_s (\varphi) t_F + B), \quad (3)$$

где t_F – момент вспышки по каталогу вспышек. Усреднив (2) и (3) по всем вспышкам в группе и далее в интервале широт $\pm 40^\circ$ с шагом $\Delta \varphi = 5^\circ$ каждый квартал года, находим среднее положение центра вспышек по широте $\langle \Delta \varphi \rangle$ и долготе $\langle \Delta \lambda \rangle$.

Для уменьшения флуктуаций $R (\varphi, t)$ и увеличения статистики были усреднены (φ, t) -диаграммы N и S полушарий с получением одного крыла диаграммы, Табл. 1. Она состоит из 13-ти кварталов по времени и 9-ти широтных зон по 5° . В каждой ячейке диаграммы дано число вспышек (целое), смещение по долготе ($\langle \Delta \lambda \rangle$), по широте ($\langle \Delta \varphi \rangle$), в градусах. Табл. 1 есть фрагмент векторной диаграммы в цифровом формате.

Триггерной гипотезе отвечают попадания вспышек в определенный азимут относительно центра группы. Для северного полушария и высокоширотных групп это будет SW квадрант. Для низкоширотных групп это будет EN квадрант. Соответственно в южном полушарии «предпочтительными» квадрантами будет ES –WN. В Табл.1 «предпочтительные» направления выделены жирным шрифтом, а противоположные попадания – «шкалой серого». В случае если распределения вспышек относительно групп пятен случайны, число темных и «серых» ячеек должно быть примерно одинаковым. Подсчет показывает: 94 (62%) черных ячеек против 57 (38%) «серых», Табл. 1. Таким образом, триггерная гипотеза является более вероятной по сравнению со случайным распределением вспышек.

Последнее иллюстрируется Табл. 2, где приведено распределение числа «предпочтительных» и «противоположных» квадрантов. Видно, что по мере роста интервала усреднения (до года), процент первых существенно больше процента последних (третья строка).

Векторная диаграмма при годовом усреднении смещений вспышек насчитывает до 2500 вспышек в центре и до 500 на периферии «бабочки». Поэтому смещения могут считаться наиболее надежными, рис.1. Диаграмма показывает, что модуль R уменьшается в направлении к середине диаграммы, где $R \rightarrow 0$ (1989–1990). Наоборот, на периферии диаграммы на высоких ($> 30^\circ$) и низких ($< 15^\circ$) широтах смещения вспышек растут и как правило $|R| > 1^\circ$.

Таблица 1.

45										6			
N+S										4,77			
										-1,63			
40				3	19								17
N+S				-1,04	0,92								-0,63
				0,238	0,01								-0,15
35		152	71	23	17	182	340	71	78	21	345	197	
Long		-0,34	-2,3	0	-1,21	-2,28	0,975	-1,23	0,511	0	-0,86	0,434	
Latt		0,236	1,65	1,45	0,33	-0,23	-1,22	-0,69	-0,5	0	0,446	-0,17	
30	109	108	80	259	141	103	221	270		219		61	126
	0	-0,83	0,57	-0,44	-1,06	0	-0,77	0		-0,4		-2,23	0,24
	1,08	0	-0,79	0,507	0,41	-0,63	-0,28	0		0,35		0,6	0,7
25	179	138	346	253	329	480	135	136	333	236	235	308	75
	0,42	-1,67	-0,23	1,246	0,63	0,671	-0,54	0	-0,31	0	0,283	0	-0,8
	0,64	0	0,39	-0,4	0	-0,23	0,87	-0,27	0,266	-0,11	0,495	0,14	0,36
20	49	43	122	547	80	311	554	1022	606	337	99	314	180
	-1,2	0,67	0	-1,04	0	-0,08	0	-0,57	-0,44	0,003	0	0,58	1,221
	0,43	-0,9	0	0,775	1,16	1,096	-0,24	0,149	0,137	0,059	-0,49	0,46	0,096
15					214	116	209	80	69	208	210	152	539
					-0,18	-1,6	0	-0,47	-1,44	-1,38	0,7	0	0,256
					0,39	0,3	0,404	0	0	0	0,47	0,75	0,263
10			7					120	107	26	265	137	145
			0					-2,48	-1,39	-0,36	0	-0,83	0,433
			0,68					0,312	0,443	-0,54	-0,13	0	0,007
5													

Таблица 2.

Диаграммы	Предпочтительные	Противоположные	Всего ячеек
Квартальная (N+ S ₋)	60 (64%) EN-WS	34 (36%) NW – ES	94
Полугодовая	36 (67%)	18 (33%)	54 (100%)
Годовая	24 (75%)	8 (25%)	32

Из предыдущего следует, что центр векторной диаграммы R(ϕ , t) выделен и физически значим для вспышек. Он может служить в качестве возможного источника триггерного возбуждения вспышек. Это возмущение провоцирует вспышку в той точке группы, которой оно достигает в ре-

зультате распространения от некоторой средней широты φ_0 диаграммы до данной широты пятен. Поскольку пятна принадлежат различным зонам вращения, высокоширотные пятна будут отставать от возмущения, в то время как экваториальные – упреждать. Поэтому высокоширотные зоны пятен будут показывать положительный (западный) сдвиг, а низкоширотные зоны – отрицательный (восточный) сдвиг вспышек, рис. 1.

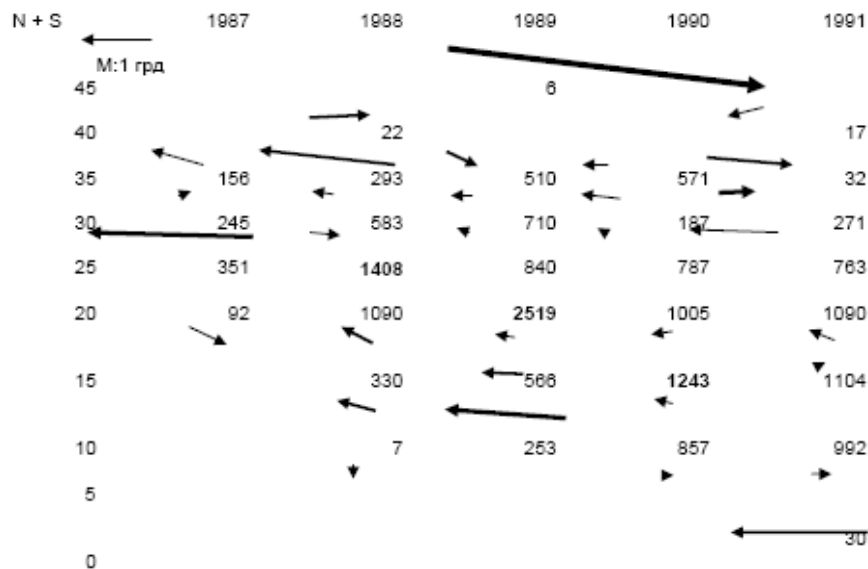


Рис. 1. Векторная диаграмма смещений вспышек с годовым усреднением.

Анизотропия вспышек по отношению к группам пятен затрагивает вопрос об однородности и изотропности пространства королевской зоны пятен. В случае внутреннего источника энергии вспышек (магнитное поле) пространственное распределение вспышек не должно зависеть ни от положения группы пятен (широты φ) на диаграмме, ни от направления на шпеллеровский эпицентр. Это не имеет места. Следовательно, в пространстве королевской зоны должно действовать некоторое возмущение, исходящее от пятенного эпицентра, которое, доходя до других широт, будет вызывать смещения - R вспышек (векторные диаграммы вспышек). В соответствии с принципом относительности в механике, внутренняя анизотропия вспышек на “ φ -t”-диаграмме указывает на действие дополнительных факторов, отличных от магнитных, в системе координат пятен, как инерциальных систем. Возможно, таким фактором является внешний энергетический “агент” или триггер вспышек.

Литература

1. Kasinsky V.V. Astronomical and astrophysical Transactions. Gordon and Breach sci. publish. 1999. vol.17. issue 5. P.341-350.
2. Касинский В.В. // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. М.: Наука, 1988. вып.79. С.25-40.
3. Касинский В.В. // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. Новосибирск. ВО “Наука”, 1994. вып.102. С.152-

ВОЗМОЖНЫЙ ЭВОЛЮЦИОННЫЙ СТАТУС СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Кацова М.М.¹, Лившиц М.А.²

¹Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга
МГУ, Москва, Россия

²ИЗМИРАН им. Н.В. Пушкова, Троицк, Московская обл. Россия

ON EVOLUTIONARY STATUS OF THE SOLAR ACTIVITY

Katsova M.M.¹, Livshits M.A.²

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

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

*We are generalized our results on comparison between activity on the Sun and other late-type stars. The solar activity is not identical to that of the K stars with well-pronounced (**Excellent**) cycles. Namely, the level of the chromospheric activity of the Sun is higher while the X-ray luminosity is lower as compared with those for the K stars with cycles. The differential rotation of the Sun relates to the younger HK Project stars rather than to the cyclic K stars. A presence of quasi-two year variations together with the basic 10 – 11 year cycle on the Sun indicates that the solar activity reminds processes on the younger star with **Good** cycles. We discuss results derived from the chromospheric ages and gyrochronology of late-type stars and conclude that the activity G0 – G7 stars (including the Sun) and K stars with cycles evolve by various ways. The activity of the K stars is associated mainly with local magnetic fields and their dynamo is issued by an asymptotic regime with the regular cycle. On the Sun, the evolution of local fields is ruled with large-scale magnetic fields, therefore the solar cycle will be never such a regular one: grand minima and grand maxima will occur for a long time and then the activity gradually damped.*

Эволюция звезд, в частности, Солнца является классической проблемой астрофизики. Внутреннее строение звезды меняется во времени вследствие гравитационного сжатия и ядерных реакций, начинающихся в её центральных областях. На некоторой стадии эволюции звезды малой массы у неё формируется поверхностная конвективная зона, и развиваются процессы типа солнечной активности. Изменение характеристик активности во времени – эволюция активности – стала изучаться только в последние несколько десятилетий в ходе выполнения НК проекта, программы «Солнце во времени», накопления рентгеновских наблюдений.

Уже первые результаты изучения звездной активности показали, что её уровень определяется скоростью осевого вращения звезды. Поэтому основным фактором, определяющим эволюцию активности, является потеря углового момента количества вращательного движения. Физически замедление вращения звезды связано с уходом замагниченной плазмы из короны наружу. Пионерская работа Местела [1] и некоторое её развитие являются

хорошей основой для рассмотрения эволюции активности. Однако потери углового момента оказываются существенными только на начальных стадиях эволюции активности, а затем, после включения динамо процесса генерации и усиления магнитных полей, следует рассматривать, вероятно, более общую проблему взаимодействия движений и магнитного поля на разных глубинах конвективной зоны. Эта теоретическая проблема еще далека от своего решения.

Возраст Солнца около 4.5 млрд. лет. Звезды в несколько раз более молодые обладают мощными горячими коронами. По сравнению с ними солнечная корона фактически не содержит горячих образований с температурами выше 2 МК. Этот вывод – основной результат реализации программы «Солнце во времени» [2]. Развитие активности на характерных временах миллиарды лет прослеживается при изучении активности звезд в составе рассеянных скоплений. В работах [3, 4] показано, что в каждом скоплении существует основная группа звезд и дополнительная; уровень активности звезд в этих группах различным образом зависит от массы (их спектрального класса). В работе [5] показано, что физически это разделение связано с одновременным существованием там звезд, вращающихся с периодами 1-10 дней и менее одних суток. Постепенно с увеличением возраста скопления количество быстро вращающихся звезд существенно уменьшается.

Это может означать то, что основная масса звезд в рассеянных скоплениях быстро затормозилась, но в каждом из них ещё присутствует некоторое количество молодых, быстро вращающихся объектов. Заметим, что здесь мы обсуждаем только одиночные звезды и не касаемся характеристик вращения тесных двойных систем (т.е. не рассматриваем взаимодействие орбитального и осевого вращения). С точки зрения эволюции солнечной активности представляют интерес самые старые рассеянные скопления – Гиады и некоторые другие. На рис. 1 приведена зависимость пери-

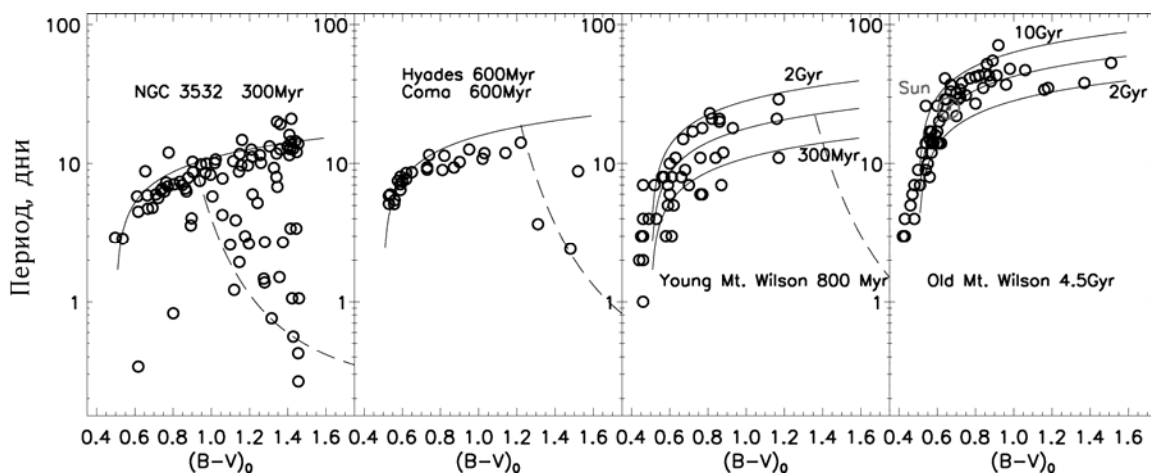


Рис. 1. Периоды осевого вращения звезд различных спектральных классов в рассеянных скоплениях и звездах окрестности Солнца, изучающихся в рамках НК проекта. Возраст звезд указан на каждой панели. Представлена часть рисунка из работы [4].

ода вращения звезд от показателя цвета (по работе [4]). Здесь видно, что дополнительная группа звезд исчезает в скоплениях с возрастом более 600 млн. лет и полностью отсутствует в выборке звезд, исследованных в ходе НК проекта.

Как известно, в ходе этого проекта с середины 60-х годов по настоящее время проводится мониторинг хромосферной активности более 100 звезд поздних спектральных классов. Выборка содержит как звезды солнечного возраста, так и несколько более молодых объектов. Из рис. 1 видно, что скорости осевого вращения для группы более молодых звезд НК проекта несколько больше, чем для старых. Солнце здесь отнесено к группе звезд с возрастом, превосходящим 2 млрд. лет.

Результаты НК проекта дают возможность детально сравнить характеристики активности Солнца и других поздних звезд. Все звезды НК проекта, у которых обнаружена какая-либо циклическая переменность, были разделены на четыре группы *Excellent, Good, Fair* и *Poor*. Первую составляют, главным образом, К звезды с циклами. Хотя рентгеновская светимость по отношению к болометрической этих звезд на несколько порядков превосходит соответствующее солнечное значение L_x/L_{bol} , уровень хромосферной активности Солнца сравним или даже несколько больше в максимум цикла по сравнению с К звездами с циклами [6]. Однако это сопоставление было основано на небольшом количестве звезд. Впоследствии появились данные о хромосферной активности для примерно 1000 звезд, наблюдения которых проводились в рамках программы поиска планет [7]. Наш анализ этих данных подтвердил этот вывод [8]. Хромосферная активность Солнца, особенно в максимум цикла, действительно оказалась несколько выше, чем у основного количества звезд поля (см. рис. 1 в статье этого сборника [9]). Соответствующая точка сдвинута в направлении изохроны для звезд скопления Гиады.

Существует ещё несколько указаний на то, что активность Солнца отличается от процессов на других звёздах с циклами. Прежде всего, это относится к особенностям дифференциального вращения и различной амплитуде основного (на Солнце – это 11-летний) и короткого циклов, одновременно проявляющихся на данной звезде. Действительно, мы проанализировали ежедневные значения индекса хромосферной активности 20 звезд НК проекта и корональной активности Солнца одним и тем же методом. Использование вейвлет анализа позволило надежно определить скорости осевого вращения исследуемых звезд. Мы ожидали, что картина распределения вейвлет амплитуд для К звезд с циклами будет похожа на солнечную. Однако никаких изменений скорости осевого вращения на протяжении десятков лет у звёзд с циклами не обнаружено. В то же время у нескольких звёзд группы *Good*, в частности, у HD 115404 (K1 V) и HD 149661 (K0 V), выявлено увеличение периодов вращения в эпохи высокой активности. Это, конечно, не означает, что вся звезда замедляет вращение,

а связано с тем, что на её поверхности развиваются хромосферные неоднородности, скорость вращения которых меняется с фазой цикла. Этот же метод для Солнца показывает, что замедление вращения корональных неоднородностей происходит в интервале времени, несколько превышающем эпоху переполусовки, когда изменяется знак магнитного поля Солнца близ полюсов. Тогда начинает доминировать горизонтальная, а не вертикальная компонента глобального диполя, которая обычно существует в минимум и другие эпохи невысокой активности. Более подробно соответствующие результаты изложены в [10-13].

Как известно, долгие годы дискутировался вопрос об изменениях солнечной активности с периодом 1-3 года (квазидвухлетнем цикле), существующих одновременно с основным 11-летним циклом. Сейчас эта проблема решается скорее положительно, особенно после надежного выявления методами гелиосейсмологии изменений с периодом 1.3 года физических условий в глубоких слоях конвективной зоны. У звезд группы *Good* с той или иной степенью надежности выявляется одновременное присутствие двух циклов различной длительности (см. на рис. 7 в работе [14]). Заметим, что у некоторых звёзд, например, у HD 149661 с периодом вращения 21.5 дня, амплитуды короткого и длинного цикла сравнимы. Существование квазидвухлетнего цикла на Солнце также свидетельствует о том, что солнечная активность заметно отличается от регулярной активности К звёзд с циклами.

Итак, активность Солнца отличается от циклических процессов на других звёздах двумя особенностями: малой запятнёностью и заметным влиянием крупномасштабных магнитных полей. Большие вейвлет амплитуды переменности коронального излучения Солнца характерны как для эпох высокой активности (медленное вращение), так и для середины фазы спада циклов (сравнительно быстрое твердотельное вращение). Это можно интерпретировать как формирование активных долгот в двух ситуациях.

В первом случае так проявляется магнитный экватор глобального горизонтального диполя. При этом перемещение неоднородностей от высоких к низким широтам соответствует их движению вдоль магнитного экватора. Второй случай существования активной долготы – это всплывание новых магнитных элементов в середине фазы спада цикла. Вероятно, оно обуславливает смещение неоднородностей к меридиональной границе раздела полярностей крупномасштабного поля. Эта граница вращается достаточно быстро и квазитвердотельно.

Таким образом, цикл является проявлением эволюции локальных магнитных полей, которая приводит к развитию пятен, высокотемпературных корональных конденсаций. Однако, кроме этого, хромосферное излучение и его вращательная модуляция существенно зависят от распределения пятен по поверхности. Появление активных долгот, образование больших флоккульных полей над границей раздела слабого магнитного поля связа-

ны уже с эволюцией крупномасштабного и глобального магнитных полей. Солнце характеризуется минимальной запяттенностью по сравнению с обсуждаемыми активными поздними звёздами. С другой стороны, особенности его вращения, формирование активных долгот, одновременное существование циклов с периодами около 10 и 2 лет сближают солнечную активность с процессами, развивающимися на звёздах с более высокой, но менее регулярной активностью.

Заметим, что дрейф неоднородностей от высоких широт к экватору связан с изменением широты комплексов активности, находящихся, по-видимому, на одной активной долготе. Различная роль локальных и крупномасштабных магнитных полей является серьезным аргументом в пользу двух механизмов динамо процесса, которые реализуются вблизи нижней и верхней границ конвективной зоны (в тахоклине и под фотосферой). Именно эти соображения позволяют несколько иначе подойти к анализу эволюционного статуса солнечной активности.

Неопределенность структуры магнитного поля и темпов потери массы не позволяют оценить возраст звёзд по уровню их активности на основании известной теории. Однако существуют статистические зависимости уровня хромосферной и корональной активности от возраста; аналогичные связи можно найти, используя зависимости уровня активности от скорости осевого вращения (активность – вращение – возраст). Наибольший прогресс достигнут в работе [15], где использованы, главным образом, данные о хромосферной активности. Получено, что положение изохрон плавно меняется в зависимости от величины R'_{HK} , причем для одного возраста уровень хромосферной активности звезды более раннего спектрального класса несколько ниже, чем звёзд, более поздних, чем Солнце (см. рис. 11 в [15]). Эта работа фактически исчерпывает возможности статистической датировки возраста поздних карликов по уровню активности.

Однако недостатком такого подхода является использование всей совокупности F – K звёзд. Иначе говоря, при этом не учитывается столь важный параметр, как толщина конвективной зоны. Использование числа Россби при анализе различий соответствующих оценок для звезд разных спектральных классов предполагает, что там реализуется единый динамо механизм.

Предварительное рассмотрение, учитывающее вышеизложенное, позволяет сделать вывод о том, что эволюция активности K звезд происходит иначе, чем у F и G звезд. С увеличением толщины конвективной зоны влияние глубокого динамо и, соответственно, крупномасштабных магнитных полей ослабевает. Поверхностное динамо приводит к эффективной генерации локальных магнитных полей, и хорошо выраженная цикличность сохраняется достаточно долго. Так происходит, по-видимому, у K звёзд: когда период вращения доходит до 35-65 суток, динамо процесс выходит на асимптотический режим с регулярным циклом. У звёзд спектрального

класса G0 – G7 возможное взаимодействие «поверхностного» и «глубинного» динамо может препятствовать такой регулярности, тогда циклическая активность будет достаточно долго проходить через эпохи громадных минимумов и максимумов. Для Солнца такие периоды отмечались в 1610-1650 гг. и 1950-1990 гг. соответственно. Возможно, солнечная активность никогда не выйдет на асимптотический режим и будет постепенно затухать.

Работа выполнена в рамках грантов РФФИ 09-02-01010 и НШ 1685.2008.2.

Литература

1. *L. Mestel*. 1968, MNRAS, 140, 177.
2. *A. Telleschi, M. Guedel, K. Briggs, M. Audard, J.-U. Ness, S.L. Skinner*. 2005, ApJ, 622, 653.
3. *D. Soderblom, B.F. Jones, D. Fischer*. 2001, ApJ 563, 334.
4. *S.A. Barnes*. 2003, ApJ, 586, 464.
5. *S.S. Messina, N. Pizzolato, E.F. Guinan, M. Rodono*. 2003, A&A, 410, 671.
6. *M.M. Katsova, M.A. Livshits*. 2005, in: Cool Stars 13, Hamburg, 699.
7. *J.T. Wright, G.W. Marcy, R.P. Butler, S.S. Vogt*. 2004, ApJS, 152, 261.
8. *М.М. Кацова, М.А. Лившиц*. 2006, Астрон. журн. 83, 649.
9. *Е.А. Бруевич, А.А. Исаева*. 2009, этот сборник.
10. *М.М. Кацова, И.М. Лившиц, Ю. Сикора*. 2009, Астрон. журн. 86, 379.
11. *M.M. Katsova, M.A. Livshits, W. Soon, D.D. Sokoloff*. 2009, in: COOL STARS, STELLAR SYSTEMS AND THE SUN: Proceedings of the 15th Cambridge Workshop. AIP Conference Proceedings, 1094, p. 672.
12. *M.A. Livshits, M.M. Katsova, I.M. Livshits, J. Sykora*. 2009 in: COOL STARS, STELLAR SYSTEMS AND THE SUN: Proc. of the 15th Cambridge Workshop. AIP Conference Proceedings, 1094, p. 748.
13. *M.M. Katsova, M.A. Livshits, W. Soon, S.L. Baliunas, D.D. Sokoloff*. 2010, New Astronomy, in press.
14. *М.М. Кацова, Вл.В. Бруевич, М.А. Лившиц*. 2007, Астрон. журн. 84, 751.
15. *E.E. Mamajek, L.A. Hillenbrandt*. 2008, ApJ, 687, 1264.

ПРИБОР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ЗАРЯЖЕНИЯ МЕЖДУНАРОДНОЙ КОСМИЧЕСКОЙ СТАНЦИИ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ КОСМИЧЕСКОЙ ПОГОДЫ

**Киров Б.¹, Бачваров Д.², Крастева Р.², Бонева А.², Недков Р.³,
Климов С.И.⁴, Грушин В.⁴, Георгиева К.¹, Тонев П.¹**

¹*ИСЗВ – БАН, София, Болгария*

²*ЦЛМИ – БАН, София, Болгария*

³*ИКИ – БАН, София, Болгария*

⁴*ИКИ РАН, Москва, Россия*

AN INSTRUMENT FOR MEASURING THE ELECTROSTATIC CHARGING OF THE INTERNATIONAL SPACE STATION DEPENDING ON SPACE WEATHER

**Kirov B.¹, Batchvarov D.², Krasteva R.², Boneva A.², Nedkov R.³,
Klimov V.⁴, Grushin V.⁴, Georgieva K.¹, Tonev P.¹**

¹*Solar-Terrestrial Influences Institute, Sofia, Bulgaria*

²*Central Laboratory of Mechatronics and Instrumentation, Sofia, Bulgaria*

³*Space Research Institute, Sofia, Bulgaria*

⁴*Space Research Institute, Moscow, Russian Federation*

Solar activity events disrupt the solar wind flow and cause disturbances in the near Earth space. One of the space weather related problems is the electrostatic charging of spacecrafts. It is the result of charged particles impinging on or being ejected from the spacecraft. The resultant charge is a function of the properties of the spacecraft materials and the various sources of charged particles such as thermal electrons and ions, photoelectrons, secondary electrons, and energetic electrons of magnetospheric origin. All earlier studies have been conducted for relatively small and homogenous spacecraft, while with the launch and gradual build-up of the International Space Station we for the first time face the problems of the interaction of a super-large structure at a low orbit with its environment. Here we describe the two Langmuir probes designed and manufactured in Bulgaria, a part of the Plasma Wave Complex PWC (Obstanovka experiment) aboard the Russian segment of the International Space Station, whose goal is to monitor the surface charging and the noises and disturbances in the surrounding plasma induced by the station and by the experiments conducted on it.

Введение

Известно [1], что любое погруженное в плазму тело заряжается до определенного „плавающего”, такого, чтобы между телом и окружающей плазмой не текли токи. Для заряжения космического аппарата имеют значение и окружающая плазма, и солнечная электромагнитная радиация. Исследования заряжения космических аппаратов начались после нескольких случаев аномального поведения спутников в начале 70-х годов, и в особенности после потери американского военного спутника DSCS-9431 в 1973.

Эксперимент „Обстановка” на борту Международной космической станции

Цель Плазменно-волнового комплекса ПВК (эксперимент „Обстановка”) для измерения волновых и плазменных параметров на борту Российского сегмента МКС – мониторинг поверхностного заряжения и шумов и возмущений, производимых станцией и проводимыми на ней экспериментами. ПВК состоит из нескольких приборов [2]. В ее составе включены два зонда Ленгмюра, изготовленные в Болгарии.

Зонд Ленгмюра

Зонд Ленгмюра – классический прибор для плазменной диагностики [1]. На электрод, погруженный в плазму, подается изменяющееся напряжение, и измеряется протекающий ток. Полученная зависимость тока от напряжения (так называемая „вольтамперная характеристика”) позволяет определить параметры плазмы.

Общие характеристики

Основная задача двух идентичных зондов Ленгмюра – измерение в двух точках в окрестности МКС электронной и ионной концентрации в диапазоне $1 \cdot 10^9 - 1 \cdot 10^{13} \text{ m}^{-3}$, электронной температуры от 1000 до 6000 К и потенциала корпуса МКС от -100 до $+100$ В. Есть два режима измерений: „полный” для измерения Te , Us , Ne и Ni с временным разрешением 1 с, и „быстрый” для измерений флуктуаций концентрации плазмы с частотой 200 Гц. Наличие двух приборов, расположенных в двух точках, позволяет определять пространственные вариации Te , Us , Ne и Ni в приповерхностной зоне.

Развертка напряжения

В последнее время развертка напряжения обычно генерируется цифровым путем. Но имея ввиду, что потенциал корпуса может меняться в пределах ± 100 В, мы выбрали аналоговую развертку напряжения, которая осуществляется двумя генераторами тока, управляемыми микропроцессором. Генерируемое напряжение непрерывно прослеживается 16-битовым АЦП микропроцессором, который на основании данных об этом напряжении и об измеренном токе, принимает решение о режиме работы. В отличие от других экспериментов, напряжение изменяется фиксированными равными шагами, и ток измеряется на каждом шагу, мы измеряем ток в моментах, задаваемые созданным нами алгоритмом, что позволяет иметь достаточное число измерений и в наиболее быстро изменяющейся части вольтамперной характеристики.

Дистанционное изменение режима работы

В этом приборе впервые используются инженерные и программные решения, позволяющие перепрограммировать прибор оператором на Земле или на борту станции, а также обеспечена Wireless коммуникация, позволяющая в любой момент следить за состоянием процессора, наблюдать режим работы и получаемые прибором данные.

Работа поддержана грантом Фонда Научных Исследований МОН НЗ 1509/05.

Литература

1. *Mott-Smith, L.R., Langmuir, I. Phys. Rev. 28 (4), 727–763, 1926.*
2. *Климов, С.И., Корепанов, В.Е., Космічна наука и технология 10 (2/3), 81-86, 2004.*

МОРФОЛОГИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СОЛНЦА

Князева И.С., Мильков Д.А., Макаренко Н.Г.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург

MORFOLOGICAL CHARACTERISTIC OF SOLAR MAGNETIC FIELDS

Knyazeva I.S., Milkov D.A., Makarenko N.G.

Central (Pulkovo) astronomical observatory at RAS, Saint-Petersburg

The purpose of this work is to give quantitative description of the geometry and topology of flare productive Active Regions (AR) and background magnetic field in terms of Minkowski functionals, such as the Euler characteristic and the Perimeter for the "excursion set" or the sets of outbreaks for a given level. We find that: (a) the magnetic fields of AR and background don't have any qualitative differences; (b) Euler characteristic of magnetic fields is well approximated by lognormal field, this fact related to intermittency and scaling properties in the magnetic fields and (c) dynamics of morphological functionals for AR are differ for dynamics for background fields, frequently before the flares there are significantly changes in the levels of characteristics.

Введение

Распределенные динамические системы, к которым относится магнитное поле Солнца [1, 2] демонстрируют сложное поведение во времени и имеют нетривиальную пространственную структуру. Хаотические сценарии динамики таких систем принято называть *пространственно-временным хаосом* [3]. При моделировании таких данных приходится иметь дело с двумя видами сложности: *временной*, которая отслеживается вариациями каких-либо интегральных параметров, и *пространственной*, которая определяется геометрией и топологией наблюдаемых форм или паттернов. Для диагностики динамики паттернов необходимы количественные характеристики наблюдаемых форм, которые позволяют не только «арифметизовать» наблюдаемую пространственную сложность изображения, но и сравнивать их изменения во времени [4]. Идеи извлечения значимой информации из изображений пришли из дискретной дифференциальной [5] и интегральной геометрии [6-8]. Бинарное, т.е. черно-белое изображение можно рассматривать как коллаж, состоящий из так называемых *основных множеств* - *basic sets* [7, 9]. В интегральной геометрии эти элементы образуют кольцо, которое содержит все те подмножества $A \in R^2$, которые можно представить как конечное объединение замкнутых выпуклых множеств, дополненных пустым множеством [7]. Над кольцом можно определить некоторые функционалы W_i , называемые *функционалами Минковского*, которые обладают *морфологическими свойствами*. Они инвариантны относи-

тельно группы G твердотельных движений, аддитивны и непрерывны и легко вычисляются для бинарных изображений [10].

Оказывается, что в R^2 существует всего три таких функционала W_0, W_1, W_2 [9, 11]. Первый, W_0 имеет смысл площади, W_1 – периметр, W_2 – характеристика Эйлера. Последняя связана с теорией Морса и характеризует сложность поля, как сумму экстремумов за вычетом седловых точек.

Примерами применения морфологических функционалов в космологии являются работы [7, 12-14]. Они использовались для диагностики крупномасштабного поля Солнца [15]. Эти функционалы являются основой морфологического анализа.

Численные результаты

Для анализа полей АО мы использовали MDI^1 – магнитограммы полного диска Солнца SOHO². Наша выборка содержала³ 10 АО из числа наиболее активных областей по вспышкам класса X и M. Для анализа фона мы исследовали четыре выборки MDI магнитограмм для фона. Для каждой выборки вырезалось около 85 фрагментов магнитограмм размером 200×200 пикселей. В каждом фрагменте, в *fits*-формате весь диапазон значений поля разбивался по уровням. После получения множества уровней в виде бинарных изображений мы вычисляли для каждого из них характеристику Эйлера и периметр в программной среде MatLab.

Оказалось, что Эйлеровы характеристики для АО и фона имеют характерный вид кривых, показанных на Рис. 1 и довольно хорошо аппроксимируется теоретической моделью логнормального поля.

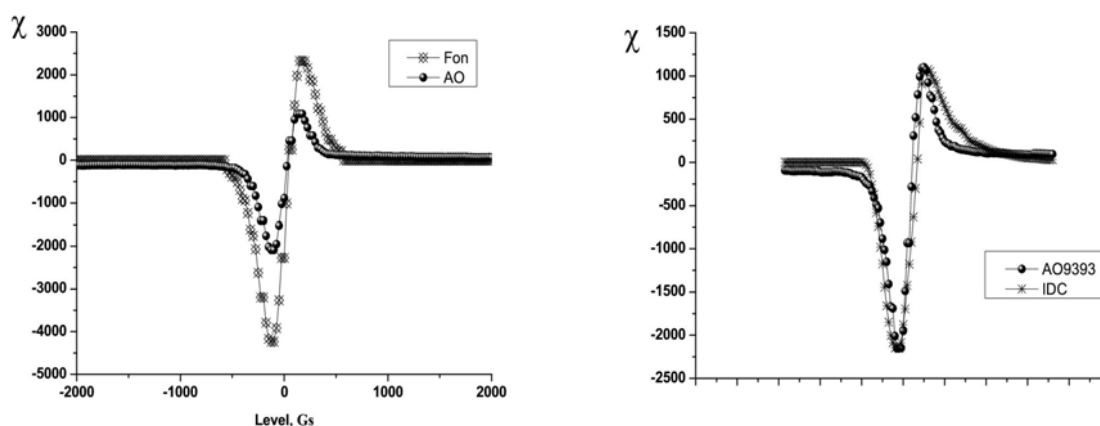


Рис.1. Слева: Сравнение Эйлеровой характеристики для фона и для АО. Справа: Моделирование Эйлеровой характеристики для АО логнормальным полем с помощью бесконечно делимых каскадов.

¹ *Michelson Doppler Imager*

² <http://soi.stanford.edu/magnetic/index5.html>

³ Список был любезно предоставлен В.Н. Ишковым (ИЗМИРАН)

Для генерации такого поля мы использовали модель IDC (*Ininitely Divisible Cascades*) [17] и пакет, написанный в среде MatLab⁴. Такая модель позволяет моделировать 1D и 2D мультифрактальные процессы с предписанной регулярностью.

Анализируя изменение сложности поля во времени, мы обнаружили, что для фона Эйлера характеристика и периметр демонстрируют хаотические колебания от фрагмента к фрагменту (Рис. 2).

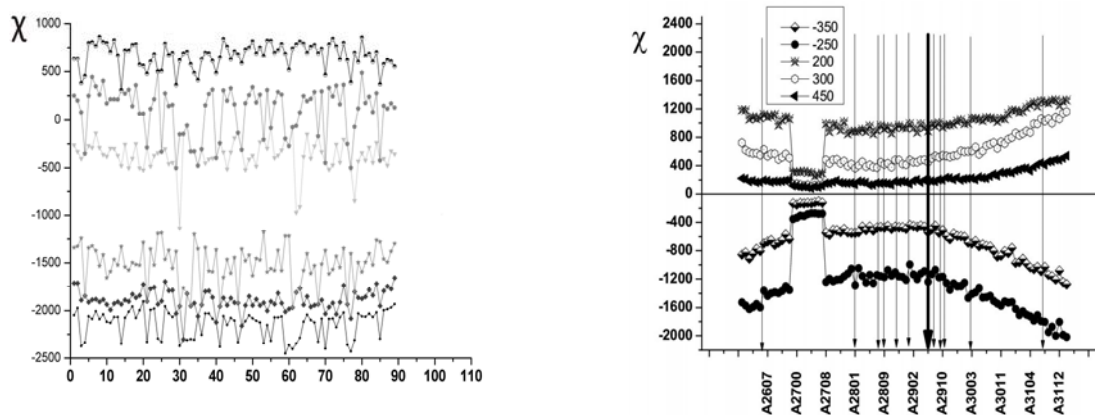


Рис. 2. Динамика Эйлеровой характеристики для фонового поля (слева) и активной области (справа), стрелками указаны моменты вспышек, тонкие – класса М, жирная – Х.

Морфологические характеристики поля АО, напротив, демонстрируют специфические режимы: наблюдаются синхронизированные на различных уровнях провалы и подъемы, которые часто сопутствуют или предшествуют вспышкам. При этом разные АО демонстрируют различные сценарии эволюции геометрии и топологии.

Выводы

Поведение $\chi(u)$ асимметрично в области отрицательных значений и следует модели логнормального поля. Это справедливо как для фонового поля, так и для поля в АО. Таким образом, поля фона и АО имеют одинаковую природу. Исследуемые АО демонстрируют разные сценарии эволюции морфологических характеристик во времени. В отличие от фоновых полей, для которых графики $\chi(u, t)$ и $W_1(u, t)$ представляют собой хаотические флуктуации, для АО наблюдаются значительные, синхронизованные на разных уровнях напряженности депрессии в характеристиках.

Таким образом, предложенные дескрипторы обобщают три известных критерия вспышечной активности: значения градиента, длину нейтральной линии и число сингулярных точек векторного поля [18]. Полученные результаты позволяют отслеживать эволюцию топологии АО и демонстри-

⁴ <http://www.stat.rice.edu/~riedi/>

руют интересные связи с вспышечной активностью, которые могут оказаться полезными для практики прогноза.

Литература

1. *C.J. Schrijver, C. Zwaan. Solar and Stellar Magnetic Activity, Cambridge University Press (2000).*
2. *Я.Б. Зельдович, А.А. Рузмайкин, Д.Д. Соколов. Магнитные поля в Астрофизике. М.-Ижевск (2006).*
3. *Рабинович и др. УФН, 42, 1 (1992).*
4. *F.C. Adams. Astrophys. J. 387, 572 (1992).*
5. *P. Schröder. Discrete Differential Geometry: An Applied Introduction. SIGGRAPH, 5 (2006).*
6. *Л. Сантало. Интегральная геометрия и геометрические вероятности. М.: Наука (1983).*
7. *K.R. Mecke, T. Buchert, Wagner. Astron. Astrophys. 288, 697 (1994).*
8. *Н.Г. Макаренко. Прикладная Нелинейная динамика, №6.1 (2004).*
9. *J. Serra. Image analysis and mathematical morphology. Academ. Press (1988).*
10. *K. Michielsen, H. De Raedt. Phys. Rep. 347, 461 (2001).*
11. *Н.Г. Макаренко и др. Изв. РАН, Физика Земли. № 4, 48 (2000).*
12. *P. Coles. MNRAS. 234, 509 (1988).*
13. *J. Schmalzing et al. arxiv.org/abs/astro-ph/9508154.*
14. *B. Ryden. Pub. Astr. Soc. Pacific 100, 1360 (1989).*
15. *N.G. Makarenko, L.M. Karimova, M. Novak. In Emergent Nature. Patterns, Growth and Scaling in the Sciences. World Scientific, 197 (2001).*
16. *M. Kerscher, K. Mecke, J. Schmalzing. Astron. & Astrophys. 373, 1 (2001).*
17. *P. Chainais, R. Riedi, P. Abry. Proc. Int'l Symp. Physics in Signal and Image Processing, Jan. (2003).*
18. *Y. Cui, R. Li, L. Zhang, Y. He, H. Wang. Solar Phys. 237, 45 (2006).*

ОСОБЕННОСТИ ХАОТИЧЕСКОЙ ДИНАМИКИ СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СОЛНЦА

Костюченко И.Г.¹, Поляков Ю.С.², Тимашев С.Ф.¹

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

²US PolyResearch, Ashland PA17921

THE PECULIARITIES OF CHAOTIC DYNAMICS OF SOLAR STRONG MAGNETIC FIELDS

Kostyuchenko I.G.¹, Polyakov Yu.S.², Timashev S.F.¹

¹Karpov Institute of Physical Chemistry, Moscow

²US PolyResearch, Ashland PA17921

It was found, that the sunspot index and solar radio flux at 2800 MHz demonstrate significantly different chaotic dynamics on a timescale lower than 1-1.5 year, in spite of high level of correlations of their time variations. This can be explained, if one suggests, that the solar radio flux at 2800 MHz reflects to a larger extent, than the sunspot index or sunspot square, the strength of magnetic fields, the complexity and diversity of local magnetic structures of active regions. The behavior of the regression coefficient indicates the limit on possible values of the mentioned characteristics of solar active regions.

Рассмотрено поведение хаотической составляющей вариаций индексов солнечной активности (СА), непосредственно связанных с сильными магнитными полями, наблюдаемыми на поверхности Солнца: чисел Вольфа (W), площадей солнечных пятен (Ssp) и полного потока радиоизлучения Солнца на 2800 МГц (R2800). В соответствии с [1], в качестве параметра, характеризующего хаотическую составляющую сигнала, использовался n -спектральный индекс косинус преобразования автокорреляционной функции временного ряда измеряемой динамической переменной $V(t)$:

$$S(f) = \int_{-T/2}^{T/2} \langle V(t)V(t+t_1) \rangle \cos(2\pi ft_1) dt_1 \quad \text{в представлении } S(f) \sim 1/f^n.$$

Здесь f – частота, а угловые скобки означают усреднение по интервалу T . Параметр n показывает, по какому закону теряется взаимосвязь измеряемых в разные моменты времени величин $V(t)$; большим значениям n соответствует большая скорость «забывания». В [2, 3] было показано, что параметр n чувствителен к изменению характера хаотической динамики процессов.

Из наблюдений известно, что активные области солнечных пятен (АО) выделяются повышенной интенсивностью радиоизлучения в сантиметровом диапазоне. Характер связи между значениями W и R2800 (рис. 1) и высокий коэффициент корреляции между ними (0.9) позволяют считать, что R2800 пропорционально количеству и площадям АО. Однако оказа-

лось (рис. 2), что в диапазоне частот $f > (1-1.5 \text{ года})^{-1}$ значение n близко для рядов W ($n = 0.7$) и S_{sp} ($n = 0.6$) и существенно отличается от них для ряда $R2800$ ($n = 1.4$, динамика вариаций соответствует процессу с меньшей памятью). Из теоретического рассмотрения механизмов формирования ра-

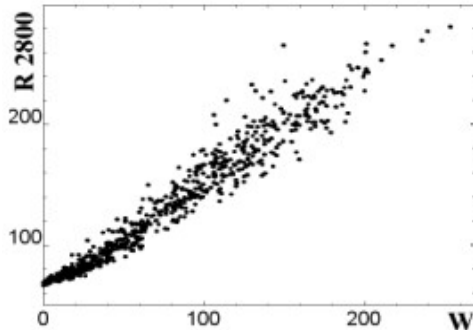


Рис.1 Зависимость W-R2800 для среднемесячных значений

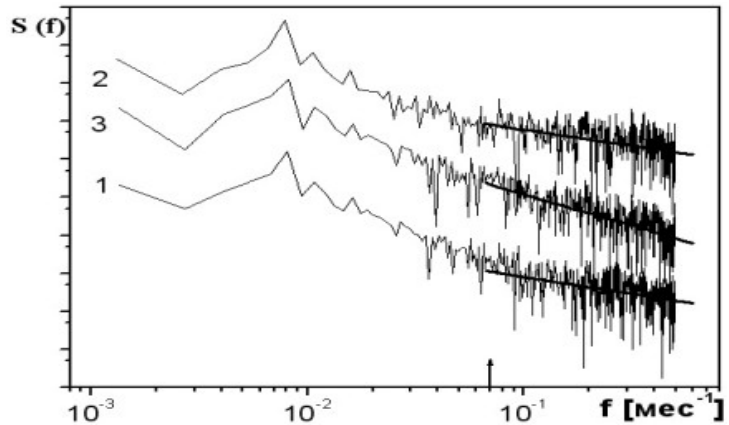


Рис. 2 Косинус преобразование автокорреляционной функции временных рядов среднемесячных значений индексов: 1- W, 2- Ssp, 3-R2800 в log-log масштабе. Прямые линии- аппроксимация зависимостью $S(f) \sim 1/f^n$ для $f > (15 \text{ мес})^{-1}$; значения n пропорциональны углу их наклона к оси x

диоизлучения АО в сантиметровом диапазоне [4] следует, что R2800 должен зависеть не только от площадей АО и их числа, но также от напряженности магнитного поля и

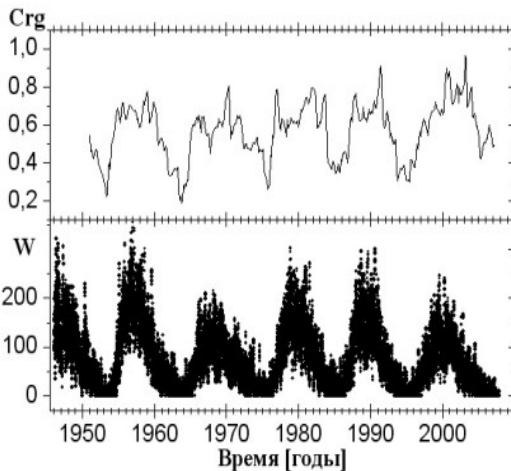


Рис.3 Коэффициент регрессии C_{rg} в соотношении $R2800 \sim C_{rg} * W$, вычисленный в скользящем окне 365 дней и ряд ежедневных значений W

структуры магнитных конфигураций в них. Два последних свойства АО индексы W и S_{sp} не отражают, и этим, по-видимому, вызваны обнаруженные различия в характере их динамики от R2800. Полученная зависимость (рис. 3) коэффициента регрессии C_{rg} от W в регрессионном соотношении $R2800 \sim C_{rg} * W$ указывает на изменение средних характеристик АО с фазой цикла СА. Отметим, что среднее значение C_{rg} в области максимума цикла не зависит от амплитуды максимума, что может означать наличие предела на

возможный размер АО, напряженность и сложность конфигураций магнитного поля и в них.

Литература

1. Тимашев С.Ф. М., ФИЗМАТЛИТ, гл. 2.5, 2.10, 2.12, 2007.
2. Kostuchenko I.G., Timashev S.F. Int.J. Bifurcation and Chaos. 1998 T.8. N 4
3. Костюченко И.Г. Труды 12^й Пулковской конференции по физике Солнца, СПб, 2008. с.179-180.
4. Железняков В.В. М.: Наука, ФИЗМАТЛИТ, 1977..

ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА ФОКА ПО РЕГИСТРАЦИИ СОЛНЕЧНОГО EUV/XUV ИЗЛУЧЕНИЯ

**Котов Ю.Д., Кочемасов А.В., Гляненько А.С.,
Юров В.Н., Архангельский А.И.**
Институт астрофизики НИЯУ МИФИ

FIRST RESULTS OF PHOKA EXPERIMENT ON SOLAR EUV/XUV RADIANCE REGISTRATION

**Kotov Yu.D., Kochemasov A.V., Glyanenko A.S.,
Yurov V.N., Arkhangelsky A.I.**
Astrophysics institute at MEPhI

Instrument PHOKA intended for measuring interesting and important solar EUV/XUV radiation is placed onboard CORONAS-PHOTON satellite launched January 30, 2009. Instrument has three primary channels with spectral bands 0,5-11 nm, (0,5-7)&(27-37) nm and 116-125nm for bright Ly- α hydrogen line. Absolute calibration of the channels was carried out before launch. Instrument PHOKA was switched on February 19, 2009. During the first stage of the experiment important information about functionality and parameters of the instrument, behavior of signals in channels and levels of background illuminations were obtained. Radiation of quiet Sun in solar minimum was measured and first small solar flares were registered.

Also we have obtained occultation profiles of radiation absorption by Earth's atmosphere.

Аппаратура

Прибор ФОКА представляет собой типичный фильтровый радиометр EUV/XUV диапазона. ФОКА имеет семь каналов регистрации, которые разбиты на две группы. Каналы основной группы постоянно открыты, в то время как идентичные им калибровочные каналы открываются приблизительно один раз в две недели для проведения полетной калибровки. Список каналов и соответствующих им диапазонов чувствительности приведен в таблице 1. Оптический канал #1 является вспомогательным, он не калиброван, и у него отсутствует дублер в калибровочной группе. Канал #6 и идентичный ему #5 имеет две области чувствительности: (0,5-7) нм и (27-37) нм, которые дают приблизительно равный по величине вклад в сигнал.

В качестве детекторов в приборе ФОКА используются кремниевые фотодиоды серии AXUV, специально разработанные для работы в EUV/XUV диапазоне [1]. Они имеют высокую чувствительность в рабочем диапазоне и достаточно высокую радиационную стойкость, благодаря чему нашли широкое применение на синхротронах и в космических экспериментах. Фотодиоды работают в паре с фильтрами, которые формируют спектральную чувствительность и обеспечивают подавление интенсивного

видимого света на 7-8 порядков. Для каналов #6, #7, #5, #4 фильтры представляют собой напыленные на поверхность фотодиодов тонкие металлические слои толщиной ~ 300 нм (см. табл. 1). В каналах Лайман-альфа (Ly- α) перед фотодиодами последовательно установлены два интерференционных фильтра.

Таблица 1. Каналы прибора ФОКА

Канал	Фильтр \ номинальная толщина, нм	Подавление фона видимого света \ вклад фона в полный сигнал	Диапазон, нм	Комментарий
<i>Основные каналы</i>				
#1 (Optic)	-	-	155-1100	Технологический оптический канал
#3 (Ly- α)	Интерференционные фильтры	$3 \cdot 10^8 \setminus 21\%$	116-125	
#6 (Cr/Al)	Cr/Al \ 100/200	$10^8 \setminus 35\%$	(0,5-7) & (27- 37)	Напыленный фильтр на диод
#7 (Ti/Pd)	Ti/Pd \ 200/100	$5 \cdot 10^7 \setminus 52\%$	0,5-11	-//-
<i>Калибровочные каналы</i>				
#2 (Ly- α cal.)	Интерференционные фильтры	$3 \cdot 10^8 \setminus 25\%$	116-125	
#5 (Cr/Al cal.)	Cr/Al \ 100/200	$3 \cdot 10^7 \setminus 65\%$	(0,5-7) & (27-37)	Напыленный фильтр на диод
#4 (Ti/Pd cal.)	Ti/Pd \ 200/100	$10^7 \setminus 86\%$	0,5-11	-//-

Фотодиоды прибора перед запуском были откалиброваны на синхротронных источниках в рабочих диапазонах длин волн. Калибровка фотодиодов для каналов Лайман-альфа в сборе с фильтрами была проведена во Всероссийском научно-исследовательском институте оптико-физических измерений (ВНИИОФИ), остальных – в национальном метрологическом институте Германии (PTB). Погрешность проведенной калибровки не хуже 10% для всех длин волн.

Интенсивное длинноволновое излучение Солнца (прежде всего видимый свет, а также ближний УФ и ближний ИК) создает фоновую засветку каналов, вклад которой сопоставим по величине с полезным сигналом. Для учета уровня фоновой засветки прибор оснащен вращающимся колесом с фильтрами из плавленого кварцевого стекла, пропускающего порядка 93% длинноволнового излучения и полностью поглощающего излучение EUV/XUV диапазона. В положении колеса с надвинутыми стеклами прибор измеряет уровень фоновой засветки. Учитывая высокую стабильность потока солнечного излучения в длинноволновой области спектра, фоновый

сигнал не зависит от активности Солнца и остается практически неизменным. Также колесо позволяет открывать и закрывать основные и калибровочные каналы по командам с Земли для определения стабильности основных детекторов прибора.

Результаты первого этапа работы прибора

28 февраля 2009 г. после четырехнедельной дегазации спутника прибор был включен и приступил к измерениям.

Основное внимание на самом первом этапе работы прибора ФОКА было обращено на работоспособность аппаратуры, и ее основные характеристики. Ниже сформулированы основные результаты первого этапа работы.

- Прибор успешно преодолел этап выведения спутника на орбиту. Разовая защитная крышка блока детекторов открылась. Все системы прибора (электроника и механизм поворота колеса кварцевых фильтров) работают штатно.

- Температура внутри прибора находится в пределах нормы.

- Фоновый сигнал в каналах от длинноволнового излучения (ближнего УФ, видимого света и ближнего ИК) сопоставим даже со слабым полезным сигналом при очень спокойном Солнце, и его учет не составляет большого труда и не вносит большой погрешности в измерения полезного сигнала. Фактические коэффициенты подавления длинноволнового излучения для каналов прибора, а также величина вклада видимого света при минимуме солнечной активности в полный сигнал каналов приведены в таблице 1.

- Значения измеряемых сигналов в каналах находятся в рабочих диапазонах прибора и близки к ожидаемым величинам. Каналы Ti/Pd и Cr/Al прибора имеют запас динамического диапазона ~200 раз по отношению к излучению спокойного Солнца в минимуме активности. По оценкам подобного запаса должно хватить для регистрации самых больших вспышек X-класса без входа детекторов в режим насыщения.

- Солнце располагается в поле зрения во всех каналах.

- Фоновый сигнал от воздействия магнитосферных заряженных частиц локализован в относительно небольших временных интервалах при пролете спутника через приполярные области и Южно-Атлантическую аномалию.

- Шумы сигналов незначительны и находятся в пределах единиц младшего разряда АЦП.

- Подтверждена способность прибора проводить оккультационные измерения атмосферы Земли. В оккультационных профилях каналов Ti/Pd и Cr/Al присутствуют участки, позволяющие напрямую определять вклад фонового сигнала от видимого света и темного тока в общий сигнал канала.

- Для каналов #6 и #5 (Cr/Al), имеющих две области чувствительности установлена возможность разделять вклад излучения диапазона 0,5-7 нм от

вклада диапазона 27-37 нм по оккультационным наблюдениям для спокойного Солнца.

- Проведены измерения излучения Солнца в фазе глубокого минимума активности. Поток солнечного излучения в линии Лайман-альфа (приведенный к 1 а.е.), измеренный прибором ФОКА 28.02.2009, составил $5,7 \text{ мВт/м}^2$ с оцениваемой точностью не хуже 15%. Данное значение хорошо согласуется со значением $5,77 \text{ мВт/м}^2$, измеренным прибором SOLSTICE/SORCE для той же даты [2].

- Большую часть времени с момента включения прибора Солнце находилось в неактивном состоянии. Однако несколько периодов активности имели место и были зарегистрированы прибором ФОКА. Пример зарегистрированной вспышки класса C1 приведен на рис. 1.

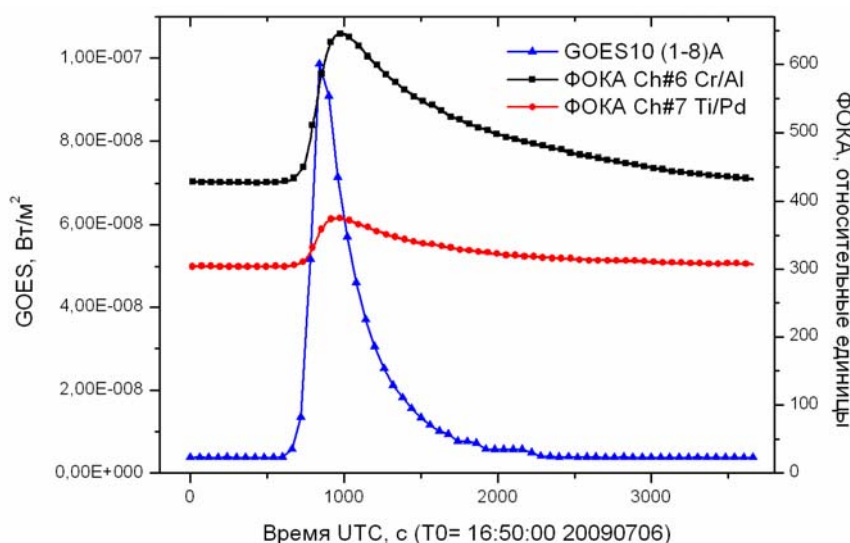


Рис. 1. Профили вспышки класса C1 (07.06.2009), зарегистрированные прибором ФОКА и детектором (1-8)A спутника GOES-10

Заключение

В целом прибор ФОКА полностью работоспособен и выдает научные данные хорошего качества. Дополнительную информацию о приборе можно найти на сайте проекта «КОРОНАС-ФОТОН» по адресу www.coronas-photon.ru. В дальнейшем на данном сайте планируется выкладывание научных данных, получаемых с прибора.

Литература

1. Gullikson, E.M., R. Korde, L.R. Canfield, et al., “Stable Silicon Photodiodes for Absolute Intensity Measurements in the VUV and Soft X-Ray Regions,” J. Elec. Spec. Rel. Phen. 80, 313-316 (1996).
2. Интерактивный центр данных по солнечному излучению лаборатории LASP, [<http://lasp.colorado.edu/lisird/>].

О ГОДОВЫХ ВАРИАЦИЯХ ЧИСЕЛ ВОЛЬФА

Крамынин А.П.

Уссурийская астрофизическая обсерватория ДВО РАН

ABOUT ANNUAL VARIATIONS OF NUMBERS OF VOLF

Kramynin A.P.

Ussuriisk astrophysical observatory DBO the Russian Academy of Science

It is shown, that annual variations of numbers of Wolf are connected to geometrical effects (this are annual periodic changes of the angular sizes and the latitude of the center of a disk of the Sun which are connected with orbital movement of the Earth), and also with seasonal changes of quality of the image of the Sun. In aggregate they provide 0,8 % from all variations of numbers of Wolf.

Наличие вариаций индексов солнечной активности с периодичностью один год был впервые исследован Р. Вольфом [5]. В дальнейшем эта проблема достаточно часто обсуждалась в астрономической литературе, например, [2-4]. В результате этих исследований был сделан вывод, что появление годичного периода связано с изменениями гелиографической широты центра диска Солнца W_0 в течение года.

Целью настоящей работы является исследование причин появления годичной периодичности.

Материалом для исследований послужили ряды среднемесячных значений чисел Вольфа, полученные в УАФО 1958-1993 гг., для всего диска Солнца W , для северного полушария – W_N и южного – W_S . А также среднемесячные индексы качества $K(t)$, полученные усреднением оценок качества ежедневных снимков Солнца, сделанных по пятибалльной шкале.

Ранее для исследования годичной волны использовался метод наложенных эпох, который позволяет выявить форму годичной волны, но не позволяет оценить вклад данной гармоникой в суммарные вариации. Для решения этой задачи мы использовали метод разложения в ряд по естественным ортогональным функциям в виде:

$$W_{ij} = \sum T_{ik} X_{kj},$$

где X_{kj} – k -я координатная функция, описывающая форму годовой волны, а T_{ik} – сопряженная временная функция, описывающая поведение исследуемого параметра со временем.

Сравнение вида первой координатной функции $X_1(n)$ рис. 1 с формой годовой волны, выявленной для $W(t)$ методом наложенных эпох, кривая МНЭ, видим их почти полную идентичность. Отметим, что у обеих кривых наблюдается наличие максимумов в районах около 2 и 9 месяцев.

Вид годовой волны качества изображения Солнца, описываемый первой координатной функцией, имеет явный сезонный ход. Максимумы на кривой наблюдаются также в марте и сентябре-октябре. Наличие сезонного хода качества изображения также приводит к годовым вариациям чисел Вольфа.

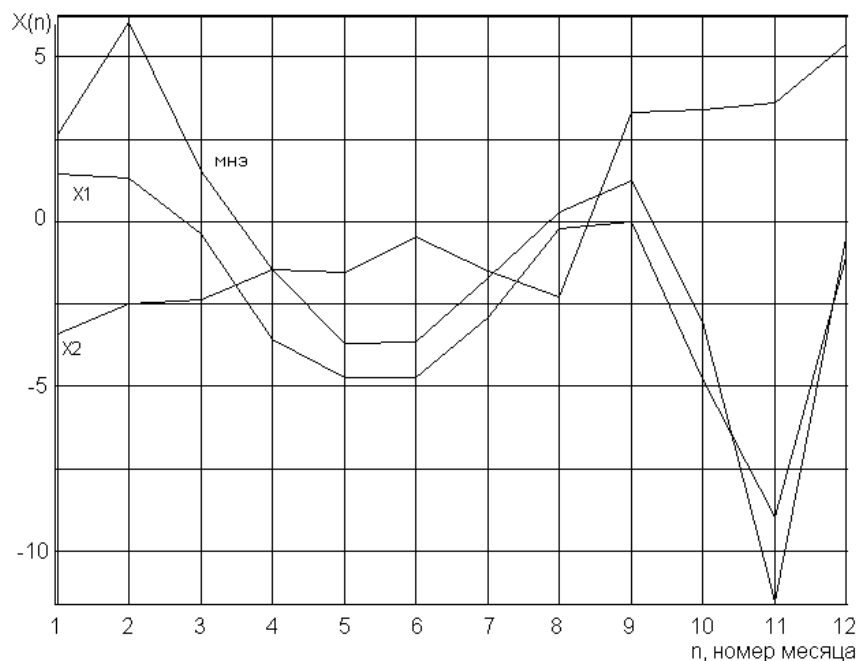


Рис. 1.

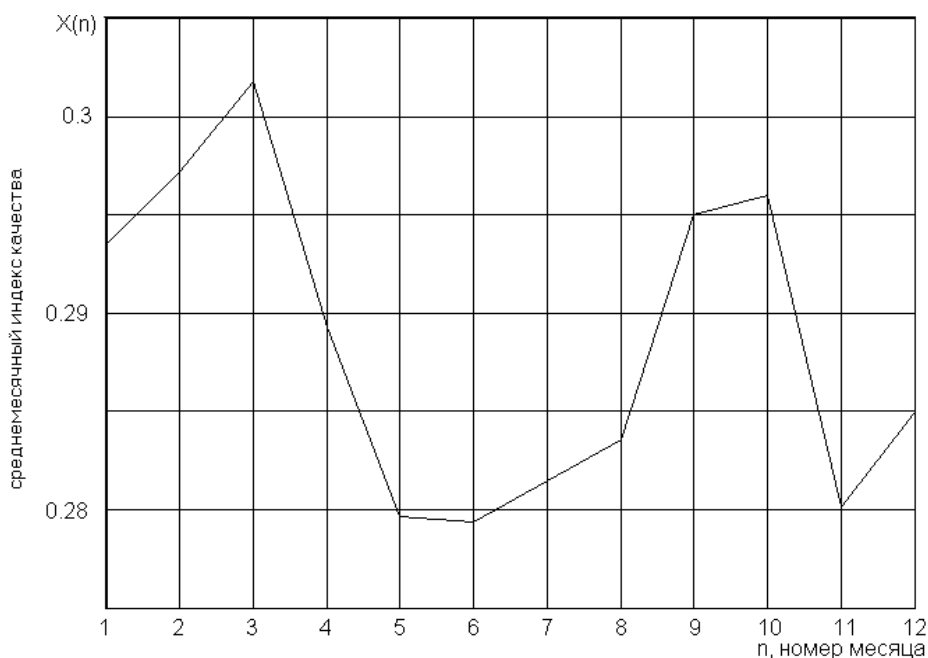


Рис. 2.

Сравнивая первые координатные функции разложения $W(t)$ рис. 1, $K(t)$ рис. 2 и форму годовой волны, полученную методом наложенных эпох

рис. 1, видим их достаточно хорошее подобие. Исследуем устойчивость положения максимумов годовой волны, рассчитав методом наложенных эпох вид годовой волны по усредненным десятилетним интервалам, скользящим по исходной выборке с шагом один год. Результаты расчетов для $W(t)$, представленные рис. 3 в виде карты изолиний в координатах время-месяц, показывают устойчивое положение первого максимума, приходящегося на 2-й месяц года и вариации положения второго максимума между 8 и 9-м месяцами.

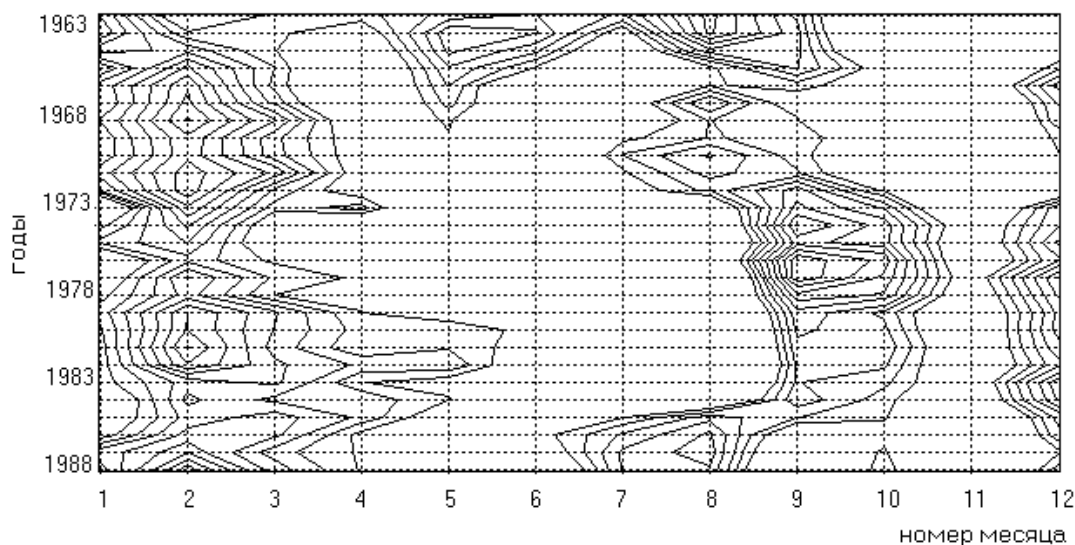


Рис. 3.

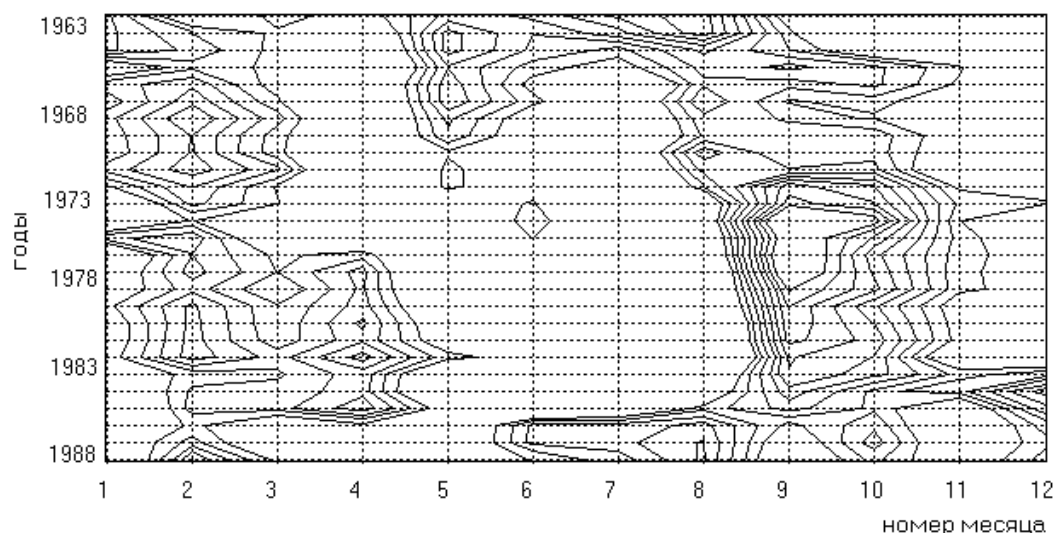


Рис. 4.

Это несколько не соответствует как геометрической гипотезе (вариации B_0), так и вариациям чисел Вольфа из-за изменения сезонного хода качества изображения Солнца. Для обеих гипотез максимумы должны приходиться на 3-й и 9-й месяцы года.

Это говорит о том, что существует конкурирующий механизм смещающий максимумы.

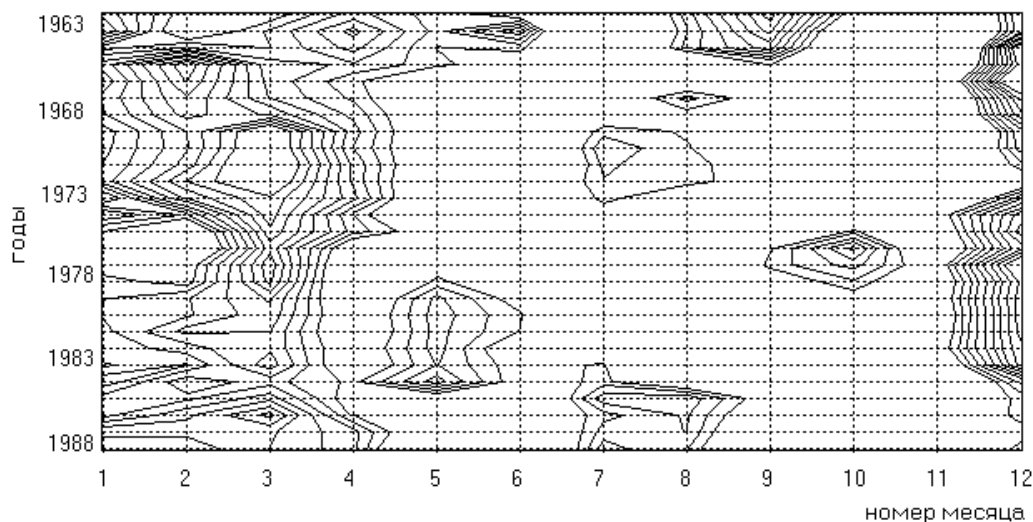


Рис. 5.

Чисто геометрических эффект можно выявить, рассматривая временные ряды чисел Вольфа отдельно для северного W_N и южного W_S полушарий Солнца. Сравнивая рис. 4 и рис. 5, видим асимметрию мощности 1 и 2 максимумов в разных полушариях, что говорит о наличии геометрического эффекта, связанного с периодическими изменениями гелиографической широты центра диска Солнца. Отметим, что наблюдается максимум, приходящийся на 12-й месяц года рис. 3. Это может быть связано с годовыми изменениями угловых размеров Солнца при движении Земли по своей орбите.

Итак, в завершении можно сказать, что годовые вариации чисел Вольфа связаны с геометрическими эффектами (это годовые периодические изменения угловых размеров Солнца и гелиошироты его центра диска, связанные орбитальным движением Земли) и сезонным изменением качества изображения Солнца. В совокупности они обеспечивают 0,8% всех вариаций солнечной активности.

Литература

1. *Вертлиб А.Б., Копецкий М., Куклин Г.В.* Опыт применения разложения по естественным ортогональным функциям некоторых индексов солнечной активности // Исследование по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. 1971. Вып. 2. С. 194-209.
2. *Ерофеева А.В., Чистяков В.Ф.* О годовом периоде чисел Вольфа северного и южного полушарий // Солнечные данные. 1987. № 12. С. 64-67.
3. *Ихсанов Р.Н., Милецкий Е.В.* Окологодичные и двухгодичные колебания солнечной активности в 1-22 циклах // Современные проблемы солнечной цикличности. Санкт-Петербург. 1997. С. 91-95.
4. *Gleissberg W.* Die Häufigkeit der Sonnenflecken. Berlin. 1952. 87 p.
5. *Wolf R.* Mitteilungen Über die Sonnenflecken. 1856-1859. № 10. P. 15-24.

ТЕНЗОР ПРОВОДИМОСТИ КОРОНАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ

Круглов А.А.

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

CONDUCTIVITY TENSOR OF CORONAL PLASMA

Kruglov A.A.

Institute of Applied Physics RAS, Nizhny Novgorod, Russia

In MHD approximation, plasma conductivity tensor is important for problems connected with small spatial scales: plasma heating by electric current dissipation, plasma diffusion through magnetic field in convergent convective flows near loop footpoints, structure of \mathbf{E} and \mathbf{B} fields in coronal loop cross-section. In this work plasma conductivity tensor for coronal conditions in multi-fluid MHD approximation is calculated, the numerical values for conductivity tensor components are found for $T = 5 \times 10^5 \text{ K} \dots 10^7 \text{ K}$. We also show that not only collisions of ions with neutral plasma component are important for current dissipation in coronal conditions, but ion-ion collisions ($p\text{---He}^{2+}$) also increase plasma transversal resistivity about an order of magnitude in the range of $B/n = 10^{-13} \dots 10^{-9} \text{ Gs} \cdot \text{cm}^3$ comparing to the case with only one ionic component.

В рамках приближения одножидкостной квазигидродинамики, которое обычно используется для описания структур корон Солнца и звёзд, тензор удельных проводимостей играет важную роль при описании процессов, происходящих на мелких масштабах, таких как нагрев плазмы за счёт омической диссипации электрических токов, при описании структуры электрического и магнитного полей в корональной петле, а также диффузии плазмы относительно магнитного поля в основаниях петли.

На необходимость учёта влияния нейтральной компоненты плазмы на величину поперечного удельного сопротивления плазмы обратил внимание Каулинг [1]. Наличие нейтралов существенно увеличивает скорость диссипации электрического тока, поперечного к магнитному полю, за счёт того, что столкновения ион – нейтрал более эффективно рассеивают энергию направленного движения частиц, чем столкновения ион – электрон, особенно в достаточно сильных магнитных полях, которые препятствуют относительно движению заряженных компонент плазмы.

В данной работе получены численные значения компонент тензора сопротивлений в рамках квазигидродинамического приближения для условий, характерных для корон Солнца и звёзд. Также обращено внимание на влияние столкновений ион – ион (водород – гелий) на величину поперечного удельного сопротивления в диапазоне магнитных полей, где ионная проводимость ещё не начала эффективно спадать за счёт ион-нейтральных столкновений ($B/n < 10^{-9} \text{ Гс} \cdot \text{см}^3$ для $T = 5 \times 10^5 \text{ К} \dots 10^7 \text{ К}$), а электронная уже начала спадать за счёт замагничивания электронов ($B/n > 10^{-13} \dots$

... 10^{-14} Гс · см³). Из-за того, что при столкновениях ион – ион большая доля импульса переходит из упорядоченной в беспорядочную составляющую импульса, поперечное сопротивление в этом диапазоне примерно на порядок больше по сравнению с электронным.

При получении выражения для тока, протекающего сквозь плазму, будем исходить из уравнений многожидкостного квазигидродинамического приближения:

$$m_{\alpha}n_{\alpha}\left(\frac{\partial}{\partial t}+(\mathbf{u}_{\alpha},\nabla)\right)\mathbf{u}_{\alpha}=e_{\alpha}n_{\alpha}\left(\mathbf{E}+\frac{1}{c}[\mathbf{u}_{\alpha},\mathbf{B}]\right)+\sum_{\beta}K_{\alpha\beta}(\mathbf{u}_{\beta}-\mathbf{u}_{\alpha}), \quad (1)$$

где $\alpha = e, p, \text{He}^{2+}, \text{H}$ обозначает компоненту плазмы, $m_{\alpha}, e_{\alpha}, n_{\alpha}, \mathbf{u}_{\alpha}$ – масса и заряд частицы, концентрация и скорость для компоненты α . Кроме электромагнитных сил, здесь учтено трение между компонентами плазмы в линейном приближении. Рассматривается локально установившееся состояние плазмы в сопутствующей системе отсчёта, при этом плазма в целом может двигаться ускоренно с ускорением $d\mathbf{u}/dt$. Поэтому удобно перейти в сопутствующую систему отсчёта:

$$\mathbf{v}_{\alpha}=\mathbf{u}_{\alpha}-\mathbf{u}, \quad \sum_{\alpha}m_{\alpha}n_{\alpha}\mathbf{v}_{\alpha}=0, \quad (2)$$

$$m_{\alpha}n_{\alpha}\frac{d\mathbf{u}}{dt}=e_{\alpha}n_{\alpha}\left(\mathbf{E}'+\frac{1}{c}[\mathbf{v}_{\alpha},\mathbf{B}]\right)+\sum_{\beta}K_{\alpha\beta}(\mathbf{v}_{\beta}-\mathbf{v}_{\alpha}). \quad (3)$$

Субстанциальная производная скорости в левой части уравнения (1) заменяется на ускорение при условии $(\mathbf{v}_{\alpha},\nabla)\mathbf{u}\ll d\mathbf{u}/dt$, т.е. если отношение пространственных и временных масштабов изменения скорости \mathbf{u} больше относительных скоростей \mathbf{v}_{α} . Символом \mathbf{E}' обозначено электрическое поле в системе отсчёта плазмы $\mathbf{E}'=\mathbf{E}+\frac{1}{c}[\mathbf{u},\mathbf{B}]$.

Для применимости приближения об установившемся движении плазмы необходимо, чтобы характерные времена изменения внешних параметров для плазмы τ были больше характерных времён релаксации скоростей компонент $\tau_{\alpha}\sim\min_{\beta}m_{\alpha}n_{\alpha}/K_{\alpha\beta}$. Оценки дают $\tau_p\sim\tau_{\text{He}^{2+}}\sim 2\cdot T^{3/2}n_e^{-1}$ с, $\tau_e\sim 2\times 10^{-2}T^{3/2}n_e^{-1}$ с, $\tau_H\sim 1,5\times 10^7\cdot n_e^{-1}$ с для температур от 5×10^5 К до 10^7 К. Температуры здесь измеряются в кельвинах, концентрации — в см⁻³, магнитное поле — в гауссах. Кроме того, для применимости квазигидродинамического приближения требуется, чтобы масштаб неоднородности поперёк магнитного поля превышал гирорадиусы ионов $r_{Bi}\sim 1\cdot\sqrt{T}/B$ см и длину пробега нейтралов $\ell_H\sim 7\times 10^{14}n_e^{-1}$ см.

В системе уравнений (2), (3) с неизвестными ускорением $d\mathbf{u}/dt$ и скоростями \mathbf{v}_{α} осталось задать концентрации n_{α} и коэффициенты трения $K_{\alpha\beta}$. Степени ионизации получены в работе [2], исходя из ионизационного

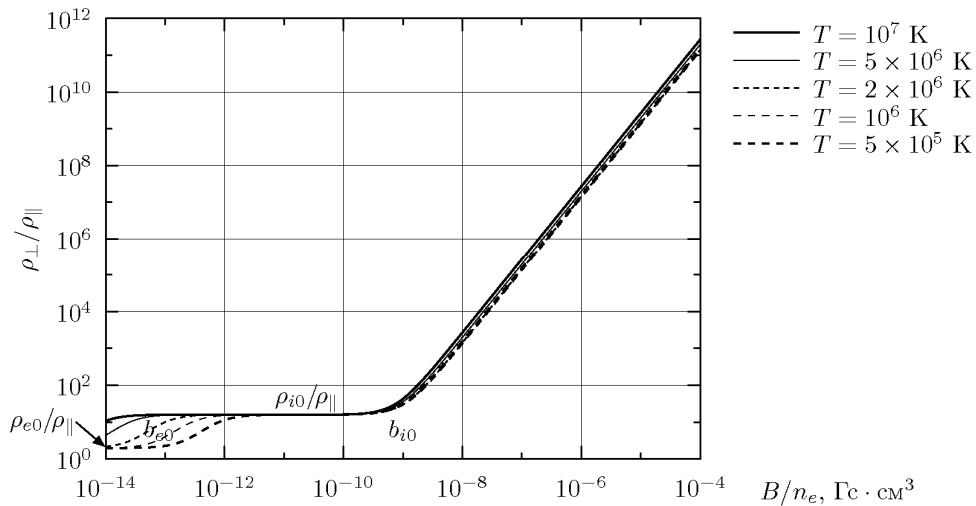


Рис. 1. Зависимость $\rho_{\perp} / \rho_{\parallel}$ от B / n при разных температурах T .

равновесия при учёте только столкновительной ионизации, что является хорошим приближением для короны. Общая доля гелия полагалась равной 10% по числу частиц. В этих предположениях для концентраций получаем

$$n_{\alpha} = n_e \cdot c_{\alpha}(T), \quad (4)$$

где n_e – концентрация электронов – исполняет роль общего для всех компонент множителя, характеризующего плотность плазмы, c_{α} – относительная концентрация компоненты α по сравнению с электронами.

Основной вклад в обмен импульсом между заряженными частицами и нейтральной компонентой в рассматриваемом диапазоне температур дают процессы с изменением заряда частицы: ионизация при перезарядке с протоном, ионизация электронным ударом и рекомбинация. Скорость рекомбинации находится из предположения об ионизационном равновесии. Для трения, связанного с ионизацией перезарядкой, использовалось сечение из [3] и проводилось усреднение по максвелловским распределениям [4]. Для трения, связанного с ионизацией электронным ударом, использовалась уже усреднённая частота ионизации $\nu_{\text{H}}^i(T)$ из [5], коэффициент трения оценивался по формуле $K_{\text{H}p}^{\text{эл.удар}} \approx m_{\text{H}} n_{\text{H}} \nu_{\text{H}}^i$. В трение между заряженными компонентами (e, p, He^{2+}) основной вклад даёт кулоновское трение [6].

Для всех рассмотренных механизмов коэффициент трения $K_{\alpha\beta}$ при фиксированной температуре при учёте (4) оказывается пропорционален n_e^2 , если не учитывать слабую зависимость кулоновского логарифма от концентрации. Это упрощает анализ результатов, поскольку проводимость оказывается зависящей от комбинации B/n_e : $\hat{\sigma}(B, n_e, T) = \hat{\sigma}(B/n_e, T)$.

При заданных концентрациях n_{α} и коэффициентах трения $K_{\alpha\beta}$, а также полях \mathbf{E}' , \mathbf{B} , из системы (2), (3) находятся скорости \mathbf{v}_{α} . Выражение для тока $\mathbf{j} = \sum_{\alpha} e_{\alpha} n_{\alpha} \mathbf{v}_{\alpha}$ в результате принимает вид обобщённого закон Ома:

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{u}, \mathbf{B}] = \hat{\rho}(B/n_e, T)\mathbf{j}, \quad \hat{\rho} = \begin{pmatrix} \rho_{\perp} & \rho_h & 0 \\ -\rho_h & \rho_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \rho_{\parallel} \end{pmatrix},$$

где $\hat{\rho}$ – тензор удельных сопротивлений, ось z направлена вдоль поля \mathbf{B} .

Результаты расчёта для температур T в интервале от 5×10^5 К до 10^7 К дают следующие выражения для продольной и холловской компонент $\hat{\rho}$:

$$1/\rho_{\parallel} = \sigma_{\parallel} = 7,8 \times 10^6 T^{3/2}, \quad \rho_h = 1,1 \frac{B}{en_e c}.$$

Эти две компоненты определяются электронной проводимостью. Результаты вычислений поперечной компоненты тензора удельных сопротивлений ρ_{\perp} показаны на рис. 1. В разных диапазонах параметров величина ρ_{\perp} определяется различными механизмами. В области $B/n_e \ll b_{e0}$ поперечный ток носит электронный характер и определяется столкновениями электронов с протонами, электроны в этой области не замагничены, в нижней короне этот режим не реализуется. При $b_{e0} \ll B/n_e \ll b_{i0}$ поперечный ток переносится ионами (p и He^{2+}), его величина определяется столкновениями $p\text{—He}^{2+}$. В этом интервале анизотропия сопротивления $\rho_{\perp}/\rho_{\parallel}$ не зависит от параметров, ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} различаются примерно на порядок (при доле гелия 10% по числу частиц). При $B/n_e \gg b_{i0}$ поперечный ток также переносится протонами, но определяется столкновениями с нейтралами. Значение ρ_{\perp} при $B/n_e \gg b_{e0}$ хорошо приближается выражением

$$\rho_{\perp} = \rho_i = \left(1 + \frac{B^2}{n_i^2 b_{i0}^2}\right) \rho_{i0}.$$

$T, \text{К}$	$\rho_{e0}/\rho_{\parallel}$	$b_{e0}, \text{Гс}\cdot\text{см}^3$	$\rho_{i0}/\rho_{\parallel}$	$b_{i0}, \text{Гс}\cdot\text{см}^3$
5×10^5	2,3	$2,4 \times 10^{-13}$	16	$1,0 \times 10^{-9}$
1×10^6	2,3	$8,6 \times 10^{-14}$	16	$1,1 \times 10^{-9}$
2×10^6	2,3	$3,1 \times 10^{-14}$	16	$1,0 \times 10^{-9}$
5×10^6	—	—	16	$0,9 \times 10^{-9}$
1×10^7	—	—	16	$0,8 \times 10^{-9}$

Работа частично поддержана грантом РФФИ № 08-02-00119-а.

Литература

1. Каулинг Т. Магнитная гидродинамика. М.: Изд. иностранной литературы, 1959.
2. Bryans P., Badnell N.R., Gorczyca T.W., et al. // ApJ Supp. Ser. 2006, **167**, 343; arXiv:astro-ph/0604363v2.
3. Sakabe S., Izawa Y. // Phys. Rev. A 1992. **45**, 2086.
4. Гершман Б.Н. Динамика ионосферной плазмы. М.: Наука, 1974.
5. Voronov G.S. // Atomic Data & Nuclear Data Tables 1997. **65**, 1.
6. Брагинский С.И. // Вопросы теории плазмы: Вып. 1. М.: Атомиздат, 1963.

К ВОПРОСУ О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ ВЛИЯНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ НА ФОРМИРОВАНИЕ ЛЕДЯНОЙ ФАЗЫ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Кудрявцев И.В.^{1,2}

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

²ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

ON THE POSSIBLE MECHANISM OF EFFECT OF COSMIC RAYS ON THE FORMATION OF THE ICE IN THE EARTH'S ATMOSPHERE

Kudryavtsev I.V.^{1,2}

¹Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

²CAO RAS, St. Petersburg, Russia

The possible mechanism of effects of cosmic rays (CR) on the formation of the ice in the atmosphere is considered. It is shown, that possible changes of temperature in the atmosphere under action of CR will result to changes of quantity of frozen drops. This effect can cause influence of space beams on formation of ice crystals in an atmosphere.

В настоящее время имеются убедительные свидетельства в пользу того, что космические лучи (КЛ) влияют на формирование облачности. Так, в [1] показано, что существует корреляция между интенсивностью галактических космических лучей (ГКЛ) и аномалиями облачного покрова Земли на высотах до 3,2 км. Для более высокой облачности такая корреляция не обнаружена, что должно учитываться при разработке моделей, описывающих влияние космических лучей на формирование облачности. Существует несколько возможных механизмов влияния КЛ на формирование облачности. Ключевым процессом для них является ионизации атмосферы космическими лучами, интенсивность которых изменяется во времени из-за их модуляции солнечной активностью.

Так, в [1] подразумевается возможность увеличения концентрации ядер конденсации, и что дополнительными ядрами конденсации служат аэрозоли, которые образуются в результате ионизации атмосферы. Данные прямых измерений показывают, что на высотах 7-13 км образуется большое количество аэрозолей с размером менее 9 нм, вероятным источником образования которых является ионизация атмосферы [2]. Образование таких частиц наблюдается и при лабораторном эксперименте [3]. Однако такие частицы не могут служить ядрами конденсации в атмосфере в силу своих малых размеров: в атмосфере ядра конденсации должны иметь размер порядка 0,1 мкм и более. Кроме этого, не удается объяснить наличие корреляции между ГКЛ и только нижней облачностью, так как подобная корреляция должна наблюдаться и на других высотах [4].

В работах [5, 6] был предложен другой возможный механизм влияния КЛ на формирование нижней облачности, который основан на возможном изменении прозрачности атмосферы под действием КЛ. В данном механизме учитывается то, что образование дополнительных аэрозольных частиц может приводить к изменению прозрачности атмосферы для видимого и инфракрасного излучения. Кроме этого, ионизация атмосферы КЛ приводит и к образованию в верхней тропосфере положительно заряженных кластеров [7], что также может влиять на прозрачность атмосферы для инфракрасного излучения [8]. Следовательно, при увеличении интенсивности КЛ прозрачность атмосферы должна уменьшаться, что подтверждается результатами наблюдений [9-11]. Такие вариации прозрачности могут составлять несколько процентов. Изменение прозрачности атмосферы будет приводить к изменению высотного распределения температуры [12, 13], что в свою очередь приводит к изменениям скорости роста капель [5, 6] и концентрации активных ядер конденсации [14]. При этом предполагалось, что максимум дополнительного поглощения излучения, вызванного влиянием КЛ, расположен на высоте $h_0 = (8-9)$ км. Наиболее сильный эффект наблюдается в том случае, если дополнительное поглощение имеет место только для инфракрасного излучения. В этом случае, при увеличении оптической толщины атмосферы для инфракрасного излучения на $\approx 2,5\%$ температура на высотах $h < h_0$ увеличивается (1,5-2,5) К, а скорость роста капли увеличивается на величину до (10-15)% при постоянном коэффициенте пересыщения пара. На высотах $h > h_0$ температура уменьшается. Такие изменения температуры действительно наблюдались: согласно результатам, полученным на станции Соданкюля (Финляндия) [15], в течение первых 10 часов после поступления протонов солнечных космических лучей (СКЛ) в атмосферу происходит увеличение температуры в тропосфере (до 2 К на высоте 3-5 км) и уменьшение в стратосфере (на 0,5-1К). На третьи сутки наблюдался обратный эффект. Увеличение температуры в тропосфере приводит и к росту концентрации активных ядер конденсации в результате того, что образование и рост капель становится возможным на более мелких частицах [16].

В данной работе рассматривается влияние таких вариаций температуры под действием КЛ на формирование кристаллической фазы в атмосфере на средних и больших высотах. Облачность на средних высотах (от 3 до 6 км) состоит из смеси капель воды и ледяных кристаллов, а высокая облачность — преимущественно из кристаллов. Хорошо известно, что ледяные частицы в атмосфере Земли могут образовываться в результате двух механизмов (например, [17]): гетерогенного и гомогенного. При гетерогенном процессе частица льда образуется на инородной (твердой) частице, а при гомогенном процессе ледяной зародыш образуется случайным образом из жидкой фазы. Для того чтобы образовавшийся при гомогенном льдообразовании ледяной зародыш был стабильным и мог дальше расти, необхо-

димо, чтобы его радиус превысил некоторый критический радиус R_{cr} . Данный критический радиус будет уменьшаться при уменьшении температуры и будет увеличиваться при её росте. Это означает, что при уменьшении температуры более мелкие частицы воды смогут замерзнуть. При увеличении температуры замерзнуть смогут только более крупные частицы. Таким образом, при повышении температуры количество ледяных кристаллов в атмосфере будет понижаться.

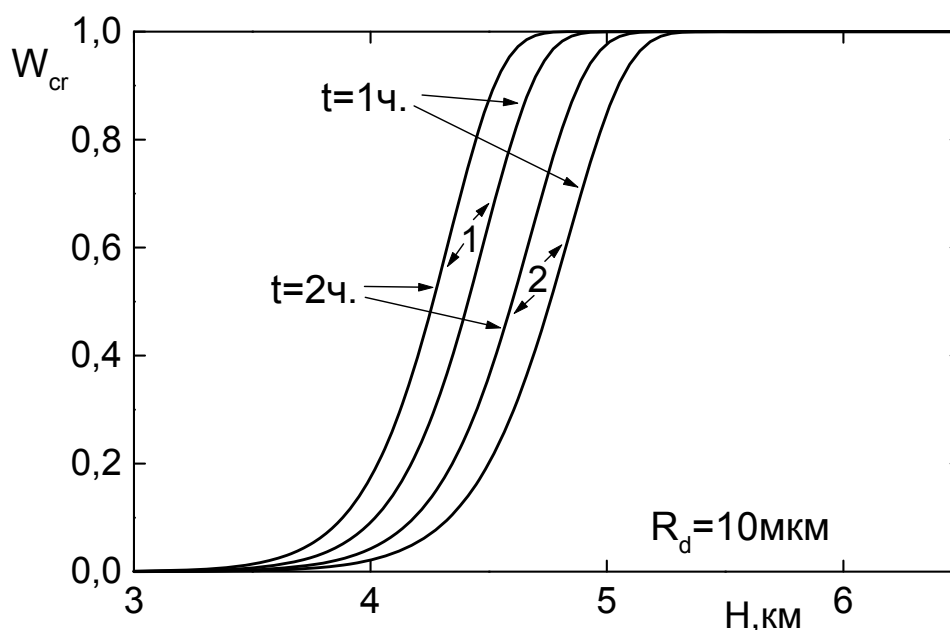


Рис. 1.

На рисунке 1 (линии 1 и 2 соответственно) представлены расчеты доли замерзших капель (W_{cr}) радиусом R_d в различные моменты времени t при двух распределениях температуры по высоте: $T_1(z)$ и $T_2(z)$ согласно кривой 6 на рис. 1 в [6]. При этом, в расчетах использовалась суммарная вероятность образования ледяных зародышей за счет двух механизмов (гомогенного и гетерогенного), приведенная в [18]. Как видно из графиков, увеличение температуры на средних высотах приводит к уменьшению доли замерзающих капель. Кроме этого на этих высотах при таком изменении температуры происходит и уменьшение концентрации ледяных кристаллов, так как радиус стабильного ледяного зародыша зависит от температуры. Таким образом, на средних высотах (3-6 км) при увеличении оптической толщины атмосферы для ИФ излучения будет происходить уменьшение кристаллической фазы в облаках и увеличение жидкой фазы. Такой же эффект будет происходить, если увеличивается и оптическая толщина для видимого излучения в том случае, если относительное её увеличение меньше относительного изменения оптической толщины для ИФ излучения. В случае если прозрачность уменьшается только для видимого излучения, в тропосфере на этих высотах будет происходить уменьшение температуры и усиле-

ние кристаллической фазы. Здесь важно отметить, что изменения кристаллической и жидкой фаз происходит в противофазе: во время ослабления кристаллической фазы жидкая фаза усиливается и наоборот.

Работа поддержана грантами РФФИ 07-02-00379, 09-02-00083 и Программой Президиума РАН №16.

Литература

1. *Marsh, N., & Svensmark, H.* // *Space Science Reviews*, 2000, 94(1), 215-230
2. *Lee, S.H., Reeves, J.M., Wilson, J.C. et al.* // *Science*, 2003, 301, 1886-1889.
3. *Svensmark, H., Petersen, J.O.P., Marsh, N.D. et al.* // *Proceedings of Royal Society A*, 2007, 463, 385-396.
4. *Kazil, J., & Lovejoy, E.R.* // *JGR*, 2004, 109, D19206
5. *Koudriavtsev, I.V., & Jungner, H.* // In proc. of IAU Symposium 223 "Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity", 2004, 525-528.
6. *Kudryavtsev, I.V., Jungner, H.* // *Geomag. and Aeronomy*, 2005, 45(5), 641-648
7. *Eichkorn, S., Wilhelm, S., Aufmhoff, H., et al.* // *GRL*, 2002, 29(14), 43-51
8. *Aplin, K.L., & McPheat, R.A.* // *JASTP*, 2005, 67(8–9), 775–783.
9. *Старков Г.В., Ролдугин В.К.* // *Геомат. и аэрономия*, 1994, 34(4), 156-159
10. *Pudovkin, M.I., Vinogradova, N.Ya., & Veretenenko, S.V.* // *Geomagnetism and Aeronomy*, 1997, 37(2), 248-249.
11. *Veretenenko, S.V., & Pudovkin, M.I.* // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 1997, 59(14), 1739-1746.
12. *Pudovkin, M.I., & Morozova, A.L.* // *JASTP*, 1997, 59(11), 2159-2166.
13. *Кудрявцев И.В.* // *Изв. РАН, Серия. Физическая*, 2007, 71(7), 1049-1051
14. *Кудрявцев, И.В.* // *Труды XI Пулковской международной конференции по физике Солнца «Физическая природа солнечной активности и прогнозирование ее геофизических проявлений»*, 2007, 219-223.
15. *Pudovkin, M.I., Veretenenko, S.V., Pellinen, R., & Kuro, E.* // *Advances in Space Research*, 1996, 17(11), 165-168.
16. *Кудрявцев, И.В., Юнгнер, Х.* // *Солнечно-земная физика*, 2008, 301-304.
17. *Матвеев Л.Т.* *Курс общей метеорологии. Физика атмосферы.* Л.: Гидрометеиздат, 1979. 640 с.

РОЛЬ САМОПОГЛОЩЕНИЯ И ЭФФЕКТА РАЗИНА В ФОРМИРОВАНИИ СПЕКТРА МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Кузнецов С.А.¹, Мельников В.Ф.^{1,2}

¹ФГНУ «Научно-исследовательский радиофизический институт», Нижний Новгород

²Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург

THE ROLE OF SELF-ABSORPTION AND RAZIN EFFECT IN SOLAR FLARE MICROWAVE EMISSION SPECTRUM FORMATION

Kuznetsov S.A.¹, Melnikov V.F.^{1,2}

¹Radiophysical Research Institute, Nizhniy Novgorod

²Central Astronomical Observatory at Pulkovo, RAS, St.-Petersburg

We have analyzed the microwave emission spectrum dynamics from Nobeyama Radiogeliograph data and estimated the Razin frequency from GOES and SOHO/MDI data in order to find the reason of the low-frequency turnover of microwave emission of solar flares. We have considered 2 effects as the reason of this turnover: the self-absorption and the Razin effect. Our model simulation have predicted the decrease of the spectral index on the decay phase of a microwave burst in the case of the self-absorption and increase of the spectral index in the case of the Razin effect. As the result of data analysis, we found 1 event from 11 which spectral behavior corresponds to the foreseen spectral evolution of microwave emission in the case of the strong Razin effect. Thus, the Razin effect is the rare phenomenon in solar flaring loops, but it may play an important role in microwave emission spectrum formation up to 17 GHz.

Данная работа посвящена изучению роли самопоглощения и эффекта Разина в формировании низкочастотного (НЧ) завала спектра микроволнового излучения солнечных вспышек на основе моделирования и анализа данных наблюдений двухчастотного радиогелиографа Нобейма. Этот инструмент обладает высоким пространственным (10" на 17 ГГц и 5" на 34 ГГц) и временным (0.1 сек) разрешением. Кроме того, в работе были использованы данные наблюдений спутника GOES, принимающего мягкое рентгеновское излучение, и магнитографа MDI\SOHO, определяющего магнитное поле на уровне фотосферы Солнца.

Общеизвестно, что основным механизмом генерации микроволнового излучения солнечных вспышек является гиротронный (ГС) механизм излучения нетепловых электронов, находящихся в магнитной петле. Частотный спектр такого излучения имеет характерную форму с одиночным пиком на частоте спектрального максимума f_{peak} . Уменьшение интенсивности гиротронного излучения на частотах $f > f_{peak}$ обусловлено степенным распределением нетепловых электронов по энергиям. Низкочастотный (НЧ) завал на частотах $f < f_{peak}$ определяется либо самопоглощением, либо эффектом Разина [1]. Эффект Разина значителен на частотах

порядка или ниже частоты Разина $f_R \approx 20 n_0/B$, где f_p – плазменная частота, f_B – гирочастота, n_0 – концентрация плазмы, B – индукция магнитного поля. В радиоисточниках, заполненных плотной плазмой и слабым магнитным полем, эффективность микроволнового излучения релятивистских электронов существенно уменьшается по сравнению со случаем источника с разреженной плазмой [2]. До недавнего времени считалось, что самопоглощение является единственной причиной НЧ-завала спектра. Однако в последнее время появились убедительные свидетельства того, что эффект Разина играет значительную роль, по крайней мере, в некоторых вспышках [3].

Мы провели моделирование для двух случаев: модель с постоянным показателем энергетического спектра электронов $\delta = \text{const}$ (сплошная линия) и модель с постепенным уплощением энергетического спектра (пунктирная линия) $\delta(t) = 4 - (t - t_{\text{max}})/t_{\text{max}}$, где t_{max} – момент максимума всплеска.

В случае доминирования самопоглощения характерное поведение частотного спектра ГС излучения и параметра $\alpha \sim F_{34}/F_{17}$, характеризующего отношение потоков микроволнового излучения на частотах 17 ГГц и 34 ГГц, представлено на рис. 1b. Параметр α увеличивается на фазе роста излучения и уменьшается на фазе спада.

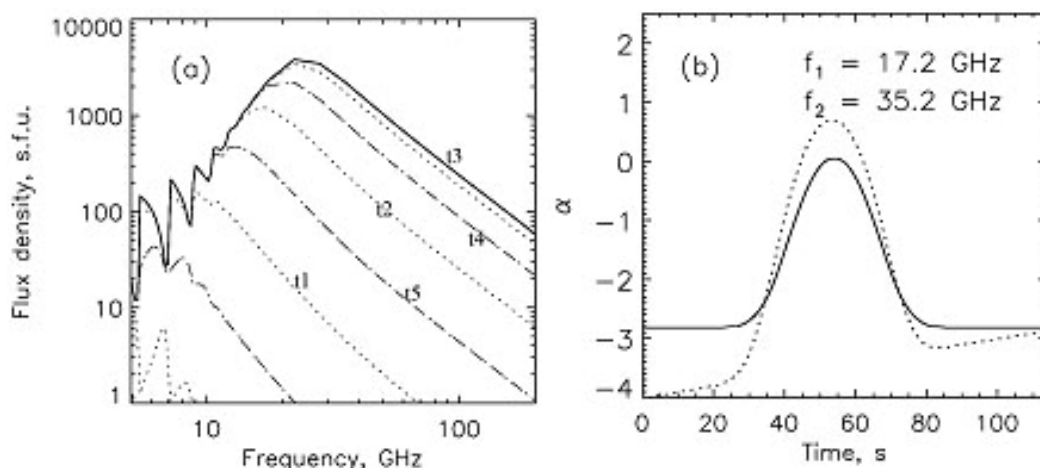


Рис. 1. Эволюция спектра и параметра α в случае, когда отношение n_0/B низкое (на низких частотах доминирует самопоглощение).
 Параметры модели: $n_0 = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, $B = 600 \text{ Гс}$, $f_R \approx 0.15 \text{ ГГц}$.

При сильном эффекте Разина ($f_R \approx 25 \text{ ГГц}$) параметр α увеличивается на фазе роста и продолжает увеличиваться на фазе спада, достигая положительных значений. На рис. 2b показаны два случая реализации сильного эффекта Разина на частотах $f < f_{\text{peak}}$: постепенное уплощение энергетического спектра электронов (сплошная линия) и случай увеличения концентрации плазмы во времени $n_0(t) = n_0 + 0.02t^2$ (пунктирная линия).

На рис. 3 представлен пример анализа спектральной эволюции микроволнового излучения для события 27 октября 2003 года. Из временных профилей потоков ГС-излучения на 17 и на 34 ГГц (толстая и тонкая линии соответственно) хорошо видно, как параметр α увеличивается на фазе рос-

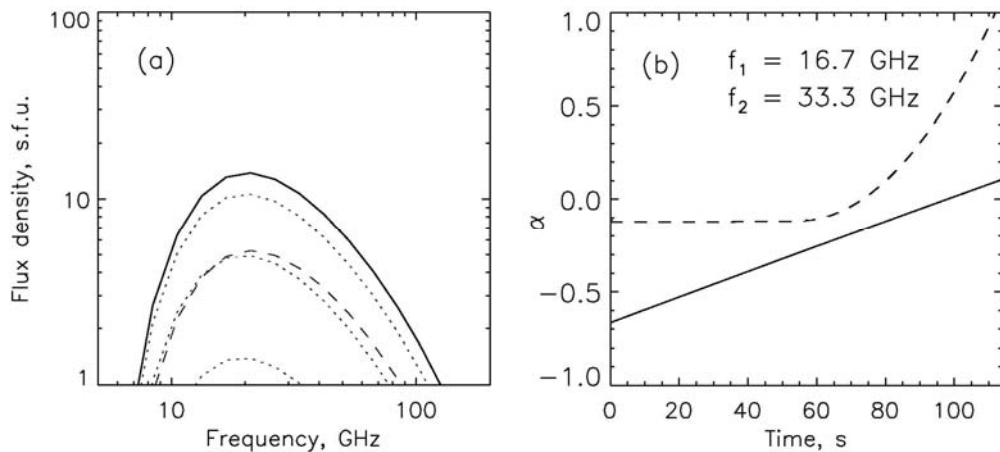


Рис. 2. Эволюция спектра и параметра α в случае, когда отношение n_0/B высокое (на низких частотах доминирует эффект Разина).
 Параметры модели: $n_0 = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $B = 150$ Гс, $f_R \approx 25$ ГГц.

та, достигая значения $\alpha = 0$, и уменьшается на фазе спада. Такое поведение параметра α характерно для событий, в которых доминирует самопоглощение на частотах $f < f_{peak}$. Значит, эффектом Разина в правом основании можно пренебречь и $f_R \ll 17$ ГГц. Из данных SOHO/MDI о величине магнитного поля следует, что во вспышечной петле $B \geq 1000$ Гс. Отсюда, концентрация плазмы порядка $n_0 \geq f_R \cdot B/20 \sim 2 \div 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Эти выводы согласуются с результатами анализа данных по спутнику GOES, согласно которым концентрация плазмы во вспышечной петле достигала $n_0 = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

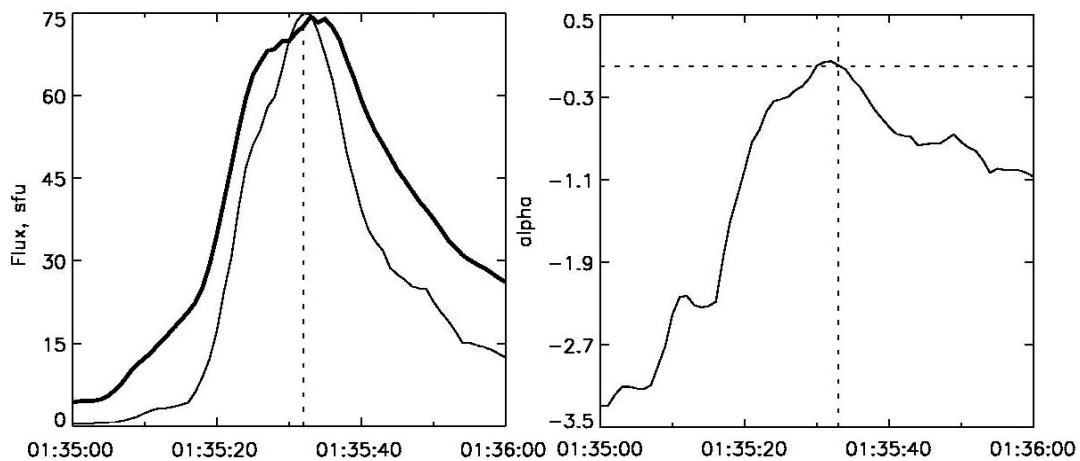


Рис 3. Временной профиль потоков микроволнового излучения солнечной вспышки 27 октября 2003 г. и эволюция спектрального индекса в правом основании. Вертикальная пунктирная линия соответствует фазе максимума потока радиоизлучения. Горизонтальная пунктирная линия показывает значение $\alpha = 0$.

На рис. 4 представлены результаты анализа спектральной эволюции для события 16 августа 2005 года. Хорошо видно, что во всех участках петли параметр α увеличивается в течение всего всплеска, достигая положительных значений на фазе спада. Это свидетельствует о сильном эффекте Разина в данном событии (т.е. частота Разина сравнима с частотой гелиогра-

фа $f_l = 17$ ГГц; $f_R \sim 10 \div 15$ ГГц). Из данных SOHO/MDI о величине магнитного поля следует, что во вспышечной петле $B \leq 400$ Гс. Значит, концентрация плазмы $n_0 \geq f_R \cdot B/20 \sim 2 \div 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Эти выводы согласуются с результатами анализа данных по спутнику GOES, согласно которым, концентрация плазмы во вспышечной петле достигала значений $n_0 = 2.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

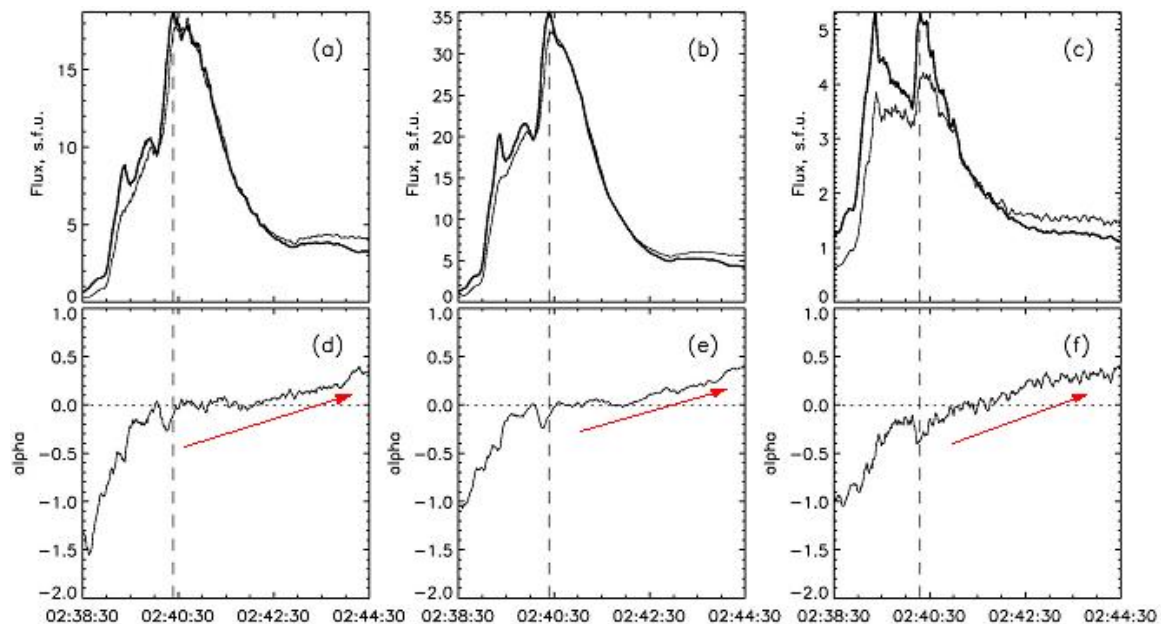


Рис. 4. Верхняя панель: временные профили потоков микроволнового излучения солнечной вспышки 16 августа 2005 г. в левом основании (а), в вершине петли (b) и в правом основании (с). Нижняя панель: эволюция спектрального индекса. Обозначения те же, что и на рис. 3.

В ходе исследования установлено, что сильное подавление Разина на частоте 17 ГГц имело место только в одном из 11-ти исследованных событий с НЧ-завалом спектра в районе 17 ГГц. В остальных событиях основной причиной низкочастотного завала являлось самопоглощение. Это говорит о том, что на таких высоких частотах, как 17 ГГц, доминирование эффекта Разина – явление, достаточно редкое в солнечных вспышечных петлях, и в большинстве случаев причиной НЧ-завала на $f < 17$ ГГц является самопоглощение. Однако в некоторых событиях подавление Разина может играть существенную роль на частотах $f < 17$ ГГц, и им нельзя пренебрегать при радиодиагностике солнечных вспышечных петель.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 07-02-01066, 08-02-92228.

Литература

1. Разин В.А. Известия ВУЗов. Радиофизика. 1960, Т.3, С.584.
2. Melnikov V.F., Reznikova V.E., Shibasaki K., Nakariakov V.M. 2005, A&A, 439, 729.
3. Melnikov V.F., Gary D.E., Nita G.M. Solar Physics, 2008, V.253, 43.

ВАРИАЦИИ МАГНИТНОГО ПОТОКА НАИБОЛЬШИХ ПЯТЕН В ГРУППАХ В 20-М ЦИКЛЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Кузнецова М.А.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург

VARIATIONS OF THE MAGNETIC FLUX OF THE GREATEST SUNSPOT IN GROUPS IN 20TH CYCLE OF SOLAR ACTIVITY

Kuznetsova M.A.

Central Astronomical Observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia

В данной работе на основе бюллетеня «Солнечные данные» и приложения к нему «Магнитные поля солнечных пятен» было проведено исследование вариаций магнитного потока наибольших пятен в группах, для них указывается площадь в «Солнечных данных». Брались пятна с площадью около 100 миллионных долей полусферы и больше, такие пятна можно отождествить на картах магнитных полей, и таким образом получить магнитный поток [1]:

$$F_j = 1.21 \cdot 10^{16} \cdot B_{0j} \cdot A_j,$$

где F_j – магнитный поток в Мкс; B_{0j} – напряженность магнитного поля в центре пятна в Гс; A_j – площадь пятна в миллионных долях полусферы (мдп).

Был подсчитан суммарный за год магнитный поток наибольших пятен в группах, максимальное и среднее значение магнитного потока для каждого года 20-го цикла солнечной активности.

После сравнения магнитных потоков с другими индексами солнечной активности (рис. 1), а именно: суммарной площадью пятен S_p , числами Вольфа W и вспышечным индексом Клечека (Kleczek) Q ($Q = i \cdot t$, где i – коэффициент, зависящий от интенсивности вспышки, а t – продолжительность вспышки в мин.), мы видим следующее:

- 1) хорошее согласование суммарного потока с S_p и W , коэффициенты корреляции $R = 0.98$;
- 2) связь среднего магнитного потока и S_p слабее, $R = 0.67$;
- 3) коэффициент корреляции среднего магнитного потока и индекса Q равен 0.28, то есть не всегда большой магнитный поток определяет высокую вспышечную активность.

Таким образом, суммарный поток наибольших пятен вносит основной вклад в пятенный магнитный поток Солнца и, хорошо согласуясь с индексами S_p и W , является физически обоснованным индексом солнечной активности.

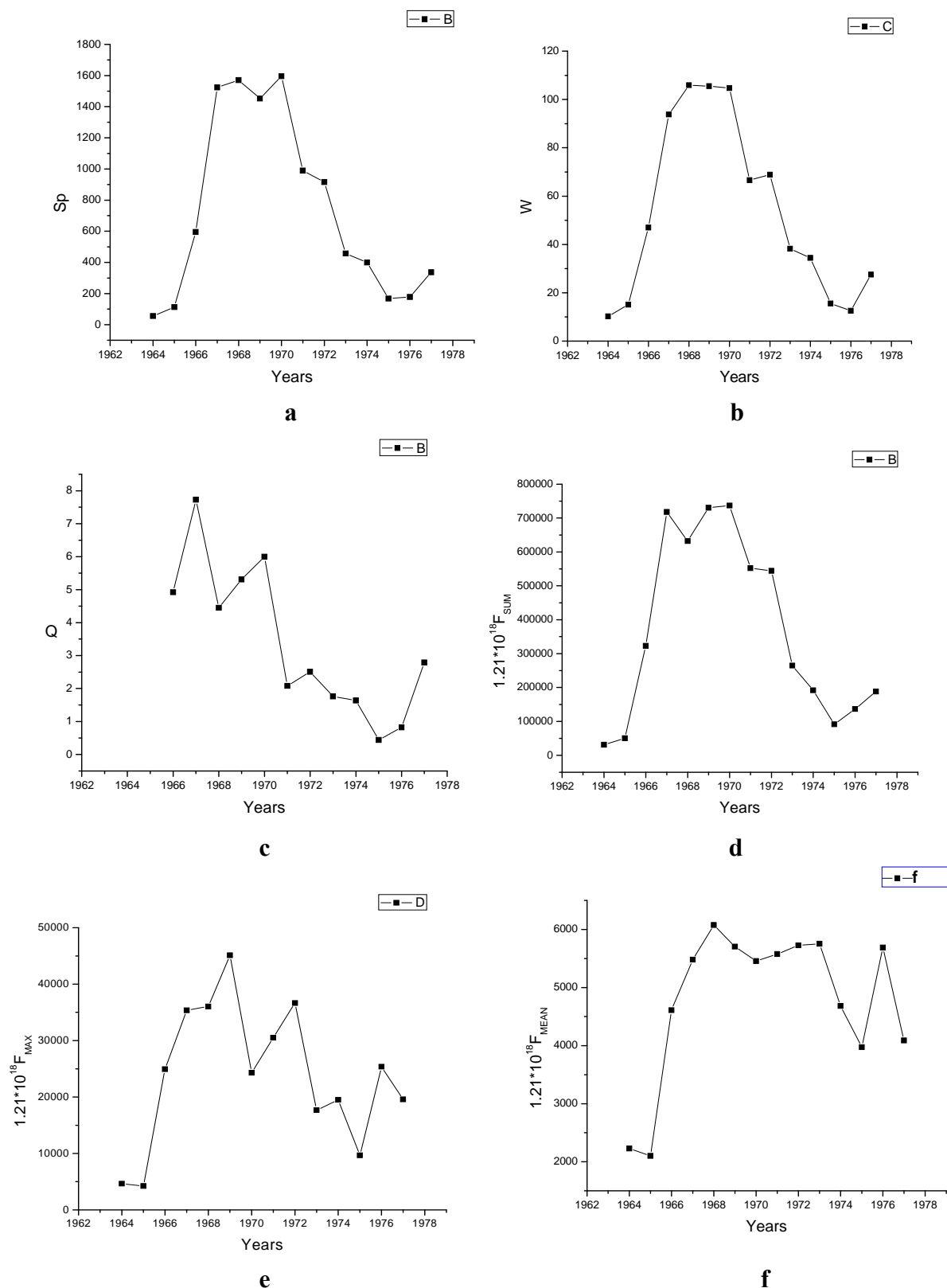


Рис. 1. а – Sp, b – W, с – индекс Клечека Q, d – FSUM, е – FMAX, f – FMEAN

Литература

1. Наговицын Ю.А., Письма в Астрон. Журн. 31, 622(2005).

ОЦЕНКА МАССЫ ВЫБРОСОВ В ЭРУПТИВНЫХ СОБЫТИЯХ ПО РАДИОДАНЫМ

Кузьменко И.В.¹, Гречнев В.В.², Уралов А.М.²

¹*Уссурийская астрофизическая обсерватория ДВО РАН, г. Уссурийск, Россия*

²*Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск, Россия*

ESTIMATES OF EJECTED MASSES IN ERUPTIVE EVENTS FROM RADIO DATA

Kuzmenko I.V.¹, Grechnev V.V.², Uralov A.M.²

¹*Ussuriysk Astrophysical Observatory FEB RAS, Ussuriysk, Russia*

²*Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia*

We have studied solar events of 15/16.06.2000 and 01/02.06.2002, which probably belonged to a little-known class of explosive eruptions. Destruction of the magnetic structure of an eruptive filament and dispersion of its fragments as a cloud over a large area of the solar surface is possible in such events. Our analysis of SOHO/EIT extreme-ultraviolet images in the 195 Å and 304 Å channels has revealed the appearance of dimmings of various shapes in these events and a propagating coronal wave in the 01/02.06.2002 event. During the events, negative radio bursts have been recorded at several fixed frequencies in a range of 1-10 GHz in Nobeyama, Learmonth, and Ussuriysk observatories. We have developed a model which allows one to estimate parameters of absorbing plasmas from the absorption of the radio emission observed at several frequencies. In particular, we estimate the kinetic temperature, optical thickness, the area of the absorbing cloud, and its height above the chromosphere. The estimated temperatures, 8000-9000 K, show that the absorber most likely was the material of an eruptive cold filament; the absorbing clouds had areas about 2-6% of the solar disk. Using this model, we estimated the masses of ejecta in the considered events to be $\sim 10^{15}$ g, which is close to masses of typical filaments and CMEs.

В работе исследовались события 15/16.06.2000 г. и 01/02.06.2002 г., связанные с отрицательными радиовсплесками в микроволновом диапазоне, которые имели тип «послевсплесковое уменьшение потока» и были выявлены по записям интегрального потока радиоизлучения в Уссурийской обсерватории на частоте 2,804 ГГц. Оба события были связаны со вспышками в H α и мягком рентгене (по данным SGD и GOES), с радиовсплесками III и II типов в метровом и дм-диапазонах, с отрицательными радиовсплесками на ряде частот диапазона 1–10 ГГц по данным обсерваторий Nobeyama и Learmonth. В событии 15/16.06.2000 был зарегистрирован КВМ; второе событие произошло в то время, когда наблюдений на коронографах SOHO/LASCO и Mark4 (MLSO) не было. Анализ солнечных изображений, полученных для событий в крайнем ультрафиолетовом диапазоне на телескопе SOHO/EIT в каналах 195 Å и 304 Å, выявил возникновение диммингов различной формы и распространение корональной волны в событии 01/02.06.2002 г., что подтверждает возможность КВМ [1]. Из ана-

лиза наблюдений в различных спектральных диапазонах мы приходим к заключению, что события 15/16.06.2000 г. и 01/02.06.2002 г. были эруптивными. Вероятно, они могут относиться к малоизученному классу взрывных эрупций, в которых возможно разрушение магнитной структуры эруптивного волокна и разбрасывание его фрагментов в виде облака по значительной части поверхности Солнца [2].

Тот факт, что события были связаны с эрупциями волокон в активных областях, подтверждает возможность возникновения отрицательного радиовсплеска вследствие поглощения фонового радиоизлучения Солнца [3]. В предположении, что отрицательный радиовсплеск обусловлен поглощением, на основе разработанной нами модели мы оценили ряд характеристик поглощающего вещества: кинетическую температуру (T), оптическую толщину (τ), площадь поглощающего облака (S) и его высоту над хромосферой (z). Полученные оценки температур (8000-9000 К) показывают, что в обоих событиях поглотителем могло являться вещество эруптировавшего волокна. Поглощающее облако в событии 15/16.06.2000 г. имело площадь порядка 6% от площади солнечного диска, в событии 01/02.06.2002 г. – порядка 2%. Поглощение фонового излучения Солнца в холодном водороде, находящегося в облаке из фрагментов волокна, может наблюдаться как временная депрессия излучения в крайнем ультрафиолетовом диапазоне в канале 304 Å, а также как отрицательный радиовсплеск.

Средняя концентрация частиц и масса поглощающего вещества найдены по формулам:

$$\tau = \frac{0.2n_e^2}{\nu^2 T^{3/2}} L \quad (1)$$

$$m = m_p n_e S L, \quad (2)$$

где L – геометрическая толщина облака, которая в первом приближении принята равной $L = \sqrt{S}$. Оцененная масса выброса в событии 15/16.06.2000 г. находится в пределах $5,8 \times 10^{14} - 1,3 \times 10^{15}$ г. Для сравнения: масса КВМ, приведенная в каталоге SOHO/LASCO, оценена в $6,3 \times 10^{14}$ г. В событии 01/02.06.2002 г. оценка масса выброса составляет $9,4 \times 10^{14} - 1 \times 10^{15}$ г. Геометрическая толщина может быть существенно меньшей, если облако представляет собой тонкий слой, поэтому полученные значения массы являются оценками сверху. Однако зависимость массы от геометрической толщины довольно слаба (как \sqrt{L}).

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 07-02-00101 и Интеграционного проекта СО РАН – ДВО РАН 09-II-CO-02-002.

Литература

1. *Harra L.K., Sterling A.C.* Astrophys. J. 2001. V. 561. L.215–218.
2. *Grechnev et al.*, Solar Phys. 2008. V.253. P. 263-290.
3. *C. Sawyer*, Solar Phys. 1977. V.51, P.203–215.

**УЗКОПОЛОСНЫЕ ШИРОКОУГОЛЬНЫЕ ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЕ
СТУПЕНИ ОПТИЧЕСКОГО ФИЛЬТРА НА ОСНОВЕ
ДВУХЛУЧЕВЫХ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ С ПОЛУПРОЗРАЧНЫМИ
МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ СЛОЯМИ**

Кулагин Е.С.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН. Санкт-Петербург

**NARROW-BAND WIDE-ANGLE TUNABLE ELEMENTS OF THE
SOLAR FILTER ON THE BASE OF THE TWO-BEAM
INTERFEROMETERS WITH THE SEMITRANSSPARENT
METALLIC LAYERS**

Kulagin E.S.

Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo, St. Petersburg

Narrow-band wide-angle tunable elements (steps) of the solar filter on the base two-beam interferometers with semitransparent metallic layers are worked out. This steps are analogs of birefringent elements but have following positive differences:

- 1) the differences in path arise in glass and air;*
- 2) the steps have the wide field of view;*
- 3) it is possible to tune steps in wide spectral region.*

For the stability of the adjustment steps are pasted together with air gaps from the right-angle prisms. The details, necessary for adjusting and creation of path difference in the glass, are placed in frames in these gaps. The working model of the first step has been made and tested in the laboratory.

Двухлучевой интерферометр может быть узкополосной широкоугольной ступенью оптического фильтра [1]. Каждая такая ступень, как и ступень ИПФ, дает синусоидальное изменение пропускания по спектру. Но в интерферометре не используются кристаллы, и легко достигается большая разность хода интерферирующих лучей. При определенном соотношении между разностью хода в стекле и в воздухе обеспечивается широкое монохроматическое поле зрения. Два оригинальных поляризационных двухлучевых интерферометра Майкельсона используются на СОНО [2].

Автором разрабатывается применение в двухлучевых интерферометрах-ступенях фильтра полупрозрачных металлических слоев из металлов с большими показателями преломления (хром, вольфрам и др.). Полупрозрачные слои из таких металлов дают практически совпадающие по фазе интерференционные картины на двух выходящих из интерферометра изображениях источника [3]. Это дает возможность осуществления многократной последовательной двухлучевой интерференции света [4]. Выходящие лучи из одного интерферометра (ступени фильтра) готовы к интерференции в следующей ступени, как это показано на Рис. 1. Благодаря это-

му значительно упрощается оптическая схема нескольких ступеней фильтра на основе двухлучевых интерферометров. Для практического применения этого вида интерференции решающее значение имеет значительное уменьшение поглощения металлического слоя в максимумах интерференционных картин. Лучше работать в поляризованном свете, где контраст интерференционных картин выше.

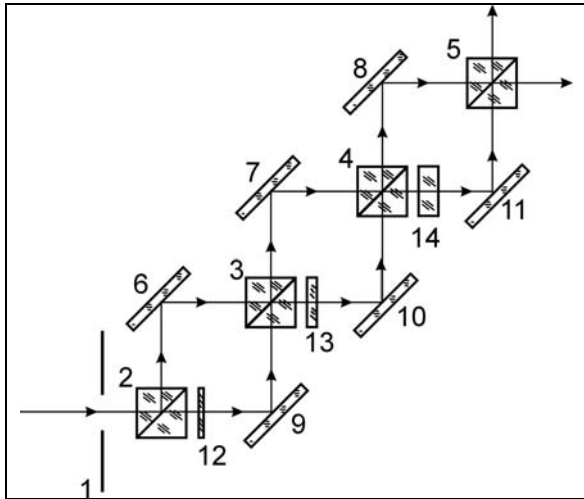


Рис. 1. Схема трех ступеней фильтра на основе двухлучевых интерферометров с полупрозрачными металлическими слоями. Здесь: 1 – входное отверстие, освещаемое источником света через коллиматор; 2, 3, 4 и 5 – светоделительные кубики; 6-11 – плоские зеркала; 12, 13 и 14 – плоскопараллельные стеклянные пластины.

На Рис. 1. первая ступень фильтра заканчивается на светоделительном кубике 3, вторая – на кубике 4, третья – на кубике 5. В каждой ступени выдерживается определенное соотношение между разностью хода в стекле и в воздухе для обеспечения большого углового поля зрения.

Для изготовления рабочего макета первой ступени использована другая схема (Рис. 2), которая работает на том же принципе, что и схема (Рис. 1) но, имеет более устойчивую юстировку благодаря тому, что основные элементы схемы склеены между собой. Здесь:

1 – светоделительный элемент с полупрозрачным слоем металла, склеенный из двух высоких треугольных прямоугольных призм. Верхняя половина гипотенузной грани светоделительного элемента – 1 покрыта полупрозрачным слоем серебра, нижняя половина – полупрозрачным слоем хрома. Полупрозрачный слой серебра позволяет получить два когерентных фронта с минимальными потерями на поглощение. Полупрозрачный слой хрома дает возможность сразу осуществлять новую интерференцию выходящих из первой ступени лучей В1 и В2 в последующей ступени, так как выходящие лучи имеют практически совпадающие фазы интерференции;

2 и 3 – большие треугольные прямоугольные призмы. В каждой из них луч испытывает два раза полное внутреннее отражение, смещаясь вниз;

4 и 5 – две пары плоскопараллельных пластин, с помощью которых создаются необходимые воздушные зазоры при склейке светоделительного элемента и больших призм. Воздушные зазоры необходимы для создания

необходимой воздушной разности хода в плечах интерферометра-ступени и для размещения в них юстировочных элементов – 6, 7, 8 и 9.

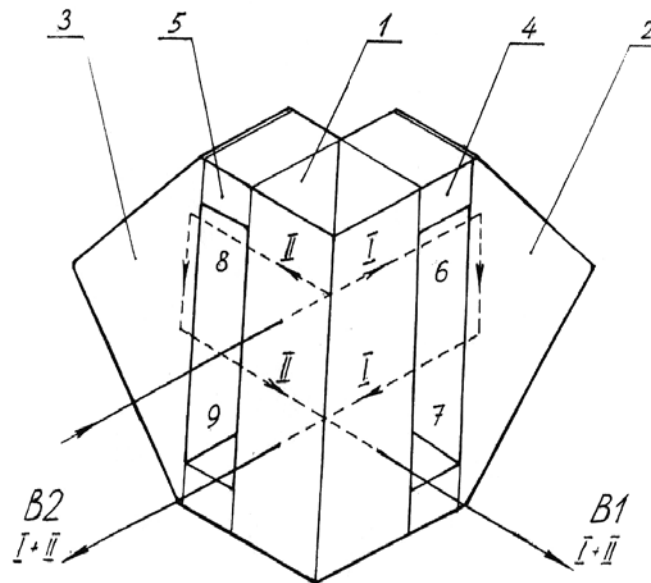


Рис. 2. Оптическая схема рабочего макета первой ступени фильтра.

Все оптические детали схемы выполнены из стекла К8. Точность изготовления всех углов 1-2'. Элементы схемы 1, 2, 3, 4 и 5 склеены в жесткий каркас.

Свет от источника входит в ступень по стрелке в левой верхней части Рис. 2. Луч разделяется на полупрозрачном слое элемента 1 на два луча, I и II. Эти лучи входят, проходя юстировочные элементы 6 и 8, в верхние части больших прямоугольных призм 2 и 3. После двукратного полного внутреннего отражения от гипотенузных граней этих призм лучи смещаются вниз, проходят юстировочные элементы 7 и 9 и соединяются на полупрозрачном слое хрома. В результате образуются два выходящих из ступени луча I+II, обозначенные на Рис. 2 как B1 и B2. Эти лучи готовы к последующему смещению вниз двумя другими большими прямоугольными призмами (такими как призмы 2 и 3 на Рис. 2) и к новой интерференции на полупрозрачном металлическом слое во второй ступени (на Рис. 2 вторая ступень не показана).

В воздушные зазоры 6, 7 и 8, 9 (Рис. 2) установлены в оправках элементы, необходимые для создания нужной разности хода в стекле, для юстировки ступени и сканирования по длинам волн. Точное совмещение изображений достигается поворотом стеклянных клиньев с малыми преломляющими углами 6. Центр concentрической интерференционной картины выводится в центр поля зрения наклонами плоскопараллельной пластины 7. Широкое поле зрения достигается параллельным перемещением одного из двух одинаковых оптических клиньев 8. Плавное сканирование ин-

терференционной картины – параллельным перемещением другого клина с небольшим углом θ .

Лабораторные испытания рабочего макета первой ступени фильтра показали устойчивость юстировки ступени по времени и к умеренным внешним воздействиям (тряска, легкое постукивание и т.п.). Устойчивость юстировки достигнута за счет того, что основные элементы ступени склеены в жесткий каркас, а все юстировочные элементы работают на пропускание света.

В склеенной ступени есть возможность изменять разность хода в стекле параллельным перемещением оптического клина и, таким образом, перестраивать ступень по длинам волн. Расчет показывает, что, если последняя, наиболее узкополосная ступень, имеет полуширину полосы пропускания $0,05\text{\AA}$ в районе $\lambda 5000\text{\AA}$, то для перестройки этой ступени на $\lambda 10000\text{\AA}$ необходимо изменить разность хода в стекле марки К8 на 0,5 мм. Малая селективность полупрозрачных металлических слоев также дает возможность перестраивать ступени в широком спектральном диапазоне.

При дальнейшей разработке схемы, можно использовать второй вход в первую ступень (на Рис. 2 вверху справа, на рисунке не показан) для автоматического контроля и подстройки юстировки всех ступеней по совмещению изображений точечного источника. Для выключения ступеней из контроля, кроме той, в которой происходит подстройка юстировки, достаточно в них закрыть один из двух лучей.

Автор выражает благодарность сотрудникам ИСЗФ СО РАН В.М. Григорьеву, В.И. Скоморовскому и П.Г. Папушеву за внимание к работе, полезные советы и помощь в работе.

Литература

1. Title A.M. and Ramsey H.E. Improvements in birefringent filters. 6: Analog birefringent elements // *Applied Optics*. – 1980. – V. 19. N 12. P. 2046-2058.
2. Scherrer P.H., Bogart R.S., Bush R.I., Hoeksema J.T., Kosovichev A.G., Schou J., Rosenberg W., Springer L., Tarbell T.D., Title A., Wolfson C.J., Zayer I. and the MDI engineering team. The solar oscillations investigation – Michelson Doppler Imager // *Solar Physics*. – 1995. – V. 162. P. 143-154.
3. Кулагин Е.С. Связь относительного сдвига интерференционных полос и поглощения света полупрозрачным металлическим слоем в двухлучевом интерферометре // *Оптический журнал*. – 2008 – Т.75, №3. С.83-88.
4. Кулагин Е.С. Многократная последовательная двухлучевая интерференция света на полупрозрачном металлическом слое // *Оптический журнал*. – 2003.– Т.70, № 6. С.72-75.

НАБЛЮДАЮТСЯ ЛИ ВАРИАЦИИ ПОТОКА СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО В ЭКСПЕРИМЕНТЕ SAGE?

Кутвицкий В.А., Семикоз В.Б.

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН,
Троицк, Московская область, Россия*

DO WE OBSERVE VARIATIONS OF SOLAR NEUTRINO FLUX IN THE SAGE EXPERIMENT?

Kutvitsky V.A., Semikoz V.B.

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

We elucidate at which extent SAGE experiment datasets indicate the permanency of the solar neutrino flux. It is shown that in the first approximation this flux is constant and its distribution function is unimodal. A more detailed analysis reveals that during the first two years of the SAGE I experiment (1990-1992) solar neutrino data demonstrated dependence on time that was slightly different from what could be found for the subsequent datasets. The distinctive property for these first years of observation is a larger dispersion of the neutrino flux comparing with the following epoch. We discuss astronomical consequences of this issue.

Введение

Проблемы выявления скрытых периодичностей в потоках солнечных нейтрино и обнаружения корреляций изменения потока с динамикой различных индексов солнечной активности постоянно привлекают внимание исследователей. Так в публикациях [1, 2] утверждается наличие антикорреляции потока нейтрино с солнечной активностью, а в работе [3] сделан вывод о существовании вращательной модуляции потока нейтрино с периодом 30-60 дней. В работе [3] утверждается бимодальность функции распределения потока нейтрино в эксперименте GALLEX. С другой стороны, в работе [4] автору вообще не удалось найти значимых вариаций потока нейтрино в общем массиве данных GALLEX-GNO.

В связи с этим нам представляется полезным вернуться к вопросу о том, насколько в данных эксперимента SAGE можно выделить вариации потока солнечных нейтрино, и если таковые с какой-то вероятностью заметны в наблюдениях, то какие физические механизмы могли (не могли) быть ответственными за подобные изменения потока.

При проведении анализа данных эксперимента SAGE мы опираемся на данные о потоке солнечных нейтрино в этом эксперименте за 1990-1997 гг. [5], 1990-2001 [6], а также на данные недавних измерений [7], что позволяет нам анализировать все нейтринные события за период 1990-2007 гг. Авторы благодарят В.Н. Гаврина за предоставленные материалы и за полезные обсуждения с участием Брюса Кливленда.

Время каждой экспозиции в эксперименте SAGE составляет около 30 дней, так что эти данные непригодны для выделения короткопериодических процессов. С другой стороны, нет надежных теоретических указаний

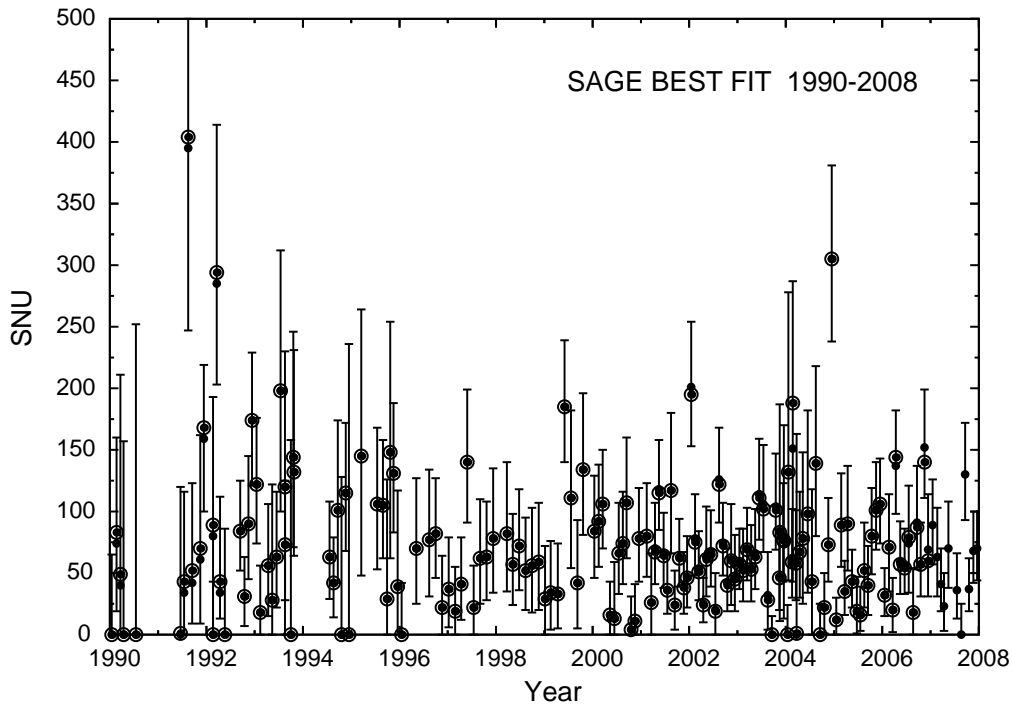


Рис. 1. Поток солнечных нейтрино по данным эксперимента SAGE. Кружками показаны наилучшие оценки потока в единицах SNU за 1990–2006 гг., точками – скорректированные данные, включая 2007 год. Указаны также неопределенности этих оценок.

на конкретный характер изменчивости потока нейтрино (периодичность, импульсные процессы или что-то другое), который естественно ожидать в рассматриваемом эксперименте. Поэтому при анализе мы пользуемся статистическими тестами, не требующими построения модели вариаций, заданной некоторой зависимостью с неизвестными параметрами (например, частотами вариаций).

Мы также не обсуждаем здесь вариации день/ночь, сезонные вариации, обязанные геометрическому эффекту уменьшения потока нейтрино из-за эксцентриситета орбиты Земли, и зависимость числа регистрируемых событий от зенитного угла и широты детектора [8].

Статистический анализ потока нейтрино

В проводимом анализе мы, прежде всего, стремимся выяснить, в какой мере данные эксперимента SAGE можно рассматривать как реализацию некоторого стационарного случайного (например, пуассоновского) процесса. В случае положительного ответа на первый вопрос мы выясняем, какова одноточечная функция распределения этого случайного процесса.

Для ответа на первый вопрос мы используем простой прием. Если временной ряд, представленный на Рис. 1, можно рассматривать как реали-

зацию стационарного случайного процесса f с ненулевым средним значением $\langle f \rangle$, то кумулятивное число захватов $g(n) = \sum f(n)$, за первые n времен экспозиции должно расти как $\langle f \rangle n + \dots$, где точки обозначают члены, растущие медленнее, чем n . Если в рамках данного теста мы не получаем линейного с n роста $g(n)$, то гипотеза о стационарности f должна быть отвергнута. Отметим, что предлагаемый тест не зависит от временных пропусков в анализируемом временном ряду.

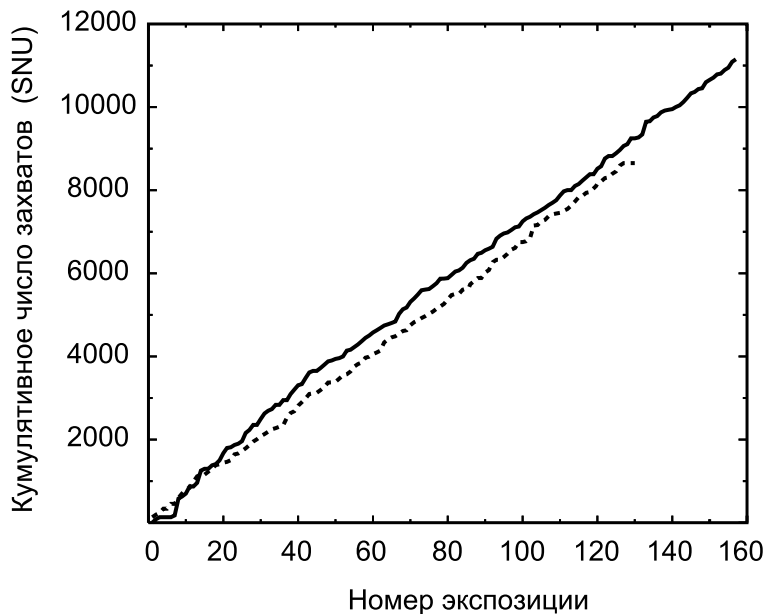


Рис. 2. Зависимость $g(n)$ по данным эксперимента SAGE (сплошная линия). Пунктир — частичная кривая, в которой отсчет экспозиций начат с $n=30$.

Видно, что экспериментальная зависимость $g(n)$ хорошо аппроксимируется прямой, во всяком случае, для эпохи после 1993 г. Если отвлечься от небольших отклонений от линейного закона в первые 2-3 года эксперимента, то нет никаких оснований говорить о каких-либо вариациях потока нейтрино во временных масштабах, доступных для анализа по данным рассматриваемого эксперимента.

Дополнительный анализ показывает, что эмпирическая функция распределения, т.е. относительное число экспозиций с числом захватов меньше данного, напоминает гауссовское распределение и в целом демонстрирует одномодальность.

Статистические свойства данных первых лет эксперимента SAGE

Из описанной картины выпадают данные первых ≈ 30 экспозиций эксперимента, что заметно в начале кривой, показанной сплошной линией на Рис. 2. На том же рисунке пунктиром показана аналогичная кривая, в которой отсчет экспозиций начат с $n = 30$. Отличие этих кривых хотя и невелико, но хорошо заметно. Поэтому мы должны заключить, что данные за 1990-1993 гг. (эпоха I) и 1994-2007 гг. (эпоха II) демонстрируют несколько разное поведение. Эмпирическая функция распределения для эпохи I ока-

зывается заметно шире, чем для эпохи II, при этом медианные оценки среднего потока нейтрино для обеих эпох практически совпадают. Это значит, что во время эпохи I регистрировался заметно больший разброс значений потока нейтрино, чем во время эпохи II, но в обе эпохи полученные функции распределения свидетельствуют об одномодальном распределении, хотя эти распределения различны.

Выводы

Мы показали, что за исключением начального периода данные эксперимента SAGE представляют поток солнечных нейтрино как стационарный случайный процесс, имеющий простейшее одномодальное распределение. Своеобразие данных за начальный период наблюдений не является каким-то периодическим процессом с периодом, сопоставимым со временем существования эксперимента SAGE. Проще всего эти данные можно было бы объяснить проявлением какой-нибудь неустойчивости, возникающей время от времени в радиативной зоне Солнца. Однако вывод о наличии таких неустойчивостей в РЗ выглядит весьма радикальным, и делать его на основании только этих данных кажется преждевременным. На первый взгляд, наблюдаемое на спаде солнечной активности в период 1990–1992 гг. увеличение потока нейтрино могло быть вызвано, например, ослаблением взаимодействия магнитного момента нейтрино с уменьшающимся магнитным полем в КЗ. Однако мы не наблюдаем повторения такого подъема нейтринного потока в 23 цикле, 10-12 лет спустя после максимума солнечной активности в 2000 году. По-видимому, другой механизм и более продолжительные периоды изменений внутренних характеристик Солнца могут быть ответственными за "скачок" потока нейтрино в эпоху I.

Тем не менее, нам представляется, что сама потенциальная возможность подобного вывода достаточна для обоснования целесообразности продолжения эксперимента SAGE в течение длительного времени.

Литература

1. *G.A. Bazilevskaya, Yu. I. Stozhkov, T.N. Charakhchyan*, Letters to ZHETF **91**, 754 (1986).
2. *V.N. Obridko, Yu.R. Rivin*, Astron. Astrophys. **308**, 951 (1996).
3. *P.A. Sturrock, D.O. Caldwell and J.D. Scargle*, Astropart. Phys. **26**, 174 (2006); *P.A. Sturrock*, Astrophys. J. **594**, 1102 (2003); *P.A. Sturrock*, Astrophys. J. **605**, 568 (2004); *P.A. Sturrock, D.O. Caldwell, J.D. Scargle and M.S. Wheatland*, Phys. Rev. D **72**, 11304 (2005).
4. *L. Pandola*, Astropart. Phys. **22**, 219 (2004).
5. *J.N. Abdurashitov et al.*, [SAGE collaboration] Phys. Rev. C **60**, 055801 (1999).
6. *Д.Н. Абдурашиитов и др.* [коллаборация SAGE], ЖЭТФ **122**, 211 (2002); *V.N. Gavrin for the SAGE collaboration, J.N. Abdurashitov et al.* Nucl. Phys. B Proceedings Supplement, **118**, 39 (2003).
7. *V.N. Gavrin and B.T. Cleveland*, 2007, arXiv:nucl-ex/0703012.
8. *E. Lisi, D. Montanino*, Phys. Rev. D **56**, 1792 (1997).

НОВЫЙ ФИЗИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ ВЛИЯНИЯ СОЛНЕЧНОЙ И ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ НА КЛИМАТ

Лаптухов А.И., Лаптухов В.А.

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова РАН, Троицк, Московская обл. Россия, laptukhov@izmiran.ru*

THE NEW PHYSICAL MECHANISM OF INFLUENCE OF SOLAR AND GEOMAGNETIC ACTIVITY ON A CLIMATE

Laptukhov A.I., Laptukhov V.A.

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation RAS,
Troitsk, Moscow region, Russia, laptukhov@izmiran.troitsk.ru*

The physical mechanism of influence of solar and geomagnetic activity on a climate is proposed. The atmosphere of the Earth is unstable and consequently the small external influences can essentially change its dynamics. On large file of observations (for ~100 years) many meteorological stations is shown, that temperature of air at average latitudes within years close to a maximum of solar activity in the average on $DT = 0.11-0.15$ degrees is higher, than per other years. Thus the speed of change of temperature inside the same 11-year's cycle on climatic scales is large: on the average about 2.5 degrees for hundred years. Near to equators and poles parameter DT is negative and has smaller value.

В обзорной работе [1] отмечены три возможных механизма влияния солнечной активности (СА) на климат. Первый – динамический (или волновой) [1. Геллер М.А. 1983], в котором поток вверх энергии волн, генерируемых в тропосфере, может сильно уменьшиться при незначительном нагревании стратосферы из-за роста СА. При этом энергия волн остаётся в тропосфере и нагревает её. Второй механизм – электрический [1. Tinsley В.А. 1996], в котором электрическое поле между ионосферой и Землёй изменяется во время геомагнитных возмущений и вызывает изменение концентрации ионов в облаке. На этих ионах происходит конденсация пара с выделением большой энергии. Третий механизм – оптический [1. Пудовкин М.И., Распопов О.М. 1992], в котором поток солнечной энергии на поверхность Земли изменяется из-за изменения прозрачности атмосферы, вызываемого космическими лучами и ультрафиолетовым излучением Солнца. В работе [2] предложен механизм, который является развитием электрического и оптического. Подчёркнуто, что температура поверхности Земли может изменяться и при постоянном потоке энергии от Солнца за счёт изменений условий выхода в космос инфракрасного излучения Земли. Этот механизм можно условно назвать инфракрасным. В работах [3, 4] авторы считают, что высыпающиеся во время геомагнитной бури из радиационных поясов Земли в атмосферу высокоэнергичные частицы могут быть главным источником энергии, способным влиять на генерацию циклонической деятельности. Этот вывод сделан на основе наблюдений и

учёте того важного факта, что все известные основные зоны циклонической активности совпадают с зонами геомагнитных аномалий. Ниже будет рассмотрен ещё один механизм, который не отменяет, а дополняет и, отчасти, объединяет эти механизмы.

Образование циклона – сложный физический процесс. Энергии выпадающих частиц явно недостаточно для её превращения в кинетическую энергию циклона. Необходимая для этого энергия накапливается в атмосфере постоянно в виде внутренней энергии пара и высвобождается в результате развития неустойчивостей, приводящих к выпадению осадков, понижению давления и закручиванию воздушных масс силами Кориолиса. Главное в этом процессе – энергия пара и неустойчивости, на развитие которых за счёт внутренних запасов энергии могут влиять малые в энергетическом отношении внешние воздействия.

Кратко суть нашего физического механизма в следующем. Температура экватора выше температуры полюса из-за геометрического фактора. Поэтому атмосфера находится в неустойчивом состоянии, что выражается в постоянном существовании нестационарных ветров, циркуляции. Неустойчивая атмосфера Земли, как и всякая иная неустойчивая физическая система, очень сильно (теоретически «бесконечно»!) чувствительна к малым внешним возмущениям. Здесь гораздо более важна не энергетика возмущений, а неустойчивость самой атмосферы. С ростом интенсивности внешних воздействий увеличивается циркуляция неустойчивой атмосферы. Этот механизм можно назвать управление развитием атмосферных неустойчивостей и циркуляции.

Вычислим ротор от гидродинамического уравнения движения воздуха с плотностью ρ , давлением P , температурой T , скоростью \mathbf{V} и плотностью вязких сил \mathbf{F}_v , тогда получим:

$$\text{rot} \left(\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V} - \frac{\mathbf{F}_v}{\rho} \right) = \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_P \frac{[\nabla T \times \nabla P]}{\rho^2} \quad (1)$$

Из-за неравномерности нагрева поверхности Земли солнечным излучением на экваторе и полюсе следует, что вектора ∇T и ∇P не параллельны, т.е. $[\nabla T \nabla P] \neq 0$. Тогда содержащая скорость левая часть уравнения (1) тоже не равна нулю, причём движение воздуха не может быть твёрдотельным вращением с угловой скоростью $\Omega = \text{const}$. Не параллельность векторов ∇T и ∇P есть причина дифференциального вращения звёзд и атмосфер планет, а также сейсмичности твёрдых планет [5]. Важно, что вращение атмосферы происходит с угловой скоростью $\Omega \neq \text{const}$, причём $(\Omega \nabla) \Omega \neq 0$, как это следует из обобщённого парадокса Цейпеля [6]. Но при $(\Omega \nabla) \Omega \neq 0$, согласно критерия Голдрейха, Шуберта и Фрике [6], во вращающейся жидкости развивается мелкомасштабная неустойчивость. В атмосфере возможно развитие и других неустойчивостей (например, те, которые обусловлены

энергией водяного пара и возникают во время выпадения осадков). Чтобы объяснить развитие циклонов, рост кинетической энергии вращения воздушных масс в циклоне надо учитывать неустойчивость процесса конденсации пара во влажном воздухе на появившихся центрах конденсации – ионах, образующихся при ионизации воздуха космическими частицами, ультрафиолетовым и рентгеновским излучением Солнца. При образовании в облаке из пара капли воды диаметром 3-30 мкм выделяемая энергия ($\sim 2 \cdot 10^{-8}$ - $2 \cdot 10^{-5}$ Дж) больше энергии, необходимой для образования одного иона ($\sim 10^{-17}$ Дж) на 9-12 порядков величины! Вот где лежит решение энергетических проблем солнечно-климатических связей. На важность этого процесса указано в работах [1, Tinsley В.А. 1996] и [2].

Известно, что в длительные периоды глубокого минимума солнечной активности (СА) типа Маундеровского климат был более холодным, чем в периоды высоких максимумов [7]. Изменения температуры воздуха в годы максимума СА по сравнению с годами минимума внутри одного цикла должны быть тоже. Чтобы проверить изложенные выше теоретические положения о возможном физическом механизме влияния солнечной и геомагнитной активности на климат Земли, мы провели сортировку минимальных T_{\min} и максимальных T_{\max} суточных температур воздуха на каждой станции наблюдения по двум параметрам: номер месяца года $m = 1, 2 \dots 12$ и номер группы $n = 1, 2$. Причём, если рассматриваемый момент времени t относится к номеру месяца m и удовлетворяет неравенству $t_{\max} + t_1 < t < t_{\max} + t_2$ (где $t_1 = -1$ год, $t_2 = 4$ года, (t_{\max} – любой из моментов максимума СА по числам Вольфа в годах), то соответствующая этому моменту времени температура $T(m,n)$ отнесена в ячейку с номерами m и $n = 2$. Остальные данные измерений отнесены в ячейки с номерами m и $n = 1$. После этого в каждой из $12 \cdot 2 = 24$ ячеек мы можем подсчитать среднее для этой ячейки значение температуры $\langle T(m,n) \rangle$, вычислить разность этих средних температур $DT(m) = \langle T(m,2) \rangle - \langle T(m,1) \rangle$ для каждого месяца m и рассчитать среднее за год значение DT . Данные измерений температур взяты из Интернета по адресу: <ftp://ftp.ncdc.noaa.gov/pub/data/ghcn/daily> (программа Global historical climatology network). Для 8 станций России (Архангельск, Астрахань, Екатеринбург, Енисейск, Казань, Ленинград, Нижний Новгород, Сочи) среднее значение в полосе широт $43^\circ < U < 65^\circ$. $DT_{\min} = 0.14^\circ\text{C}$, $DT_{\max} = 0.15^\circ$. Аналогичным образом были обработаны ещё 6 российских станций ($DT_{\min} = 0.15^\circ\text{C}$, $DT_{\max} = 0.11^\circ\text{C}$), 9 европейских станций ($DT_{\min} = +0.12^\circ\text{C}$, $DT_{\max} = +0.13^\circ\text{C}$), 6 среднеширотных станций южного полушария в Австралии ($DT_{\min} = +0.12^\circ\text{C}$, $DT_{\max} = +0.11^\circ\text{C}$), 6 станций Канады в узком интервале широт: $48^\circ < U < 49^\circ$ ($DT_{\min} = 0.15^\circ\text{C}$, $DT_{\max} = 0.11^\circ\text{C}$), 9 станций Австралии в области широт $-30^\circ < U < -16^\circ$ ($DT_{\min} = -0.01^\circ\text{C}$, $DT_{\max} = +0.03^\circ\text{C}$), 5 близких к экватору станций в узком интервале широт: $4.8^\circ < U < 7^\circ$ ($DT_{\min} = -0.04^\circ\text{C}$, $DT_{\max} = -0.03^\circ\text{C}$), 5 станций Канады в области

широт $72^\circ < |U| \leq 83^\circ$ ($DT_{\min} = -0.10^\circ\text{C}$, $DT_{\max} = -0.07^\circ\text{C}$). Результаты этих расчётов представлены на рис. 1 (жирная линия).

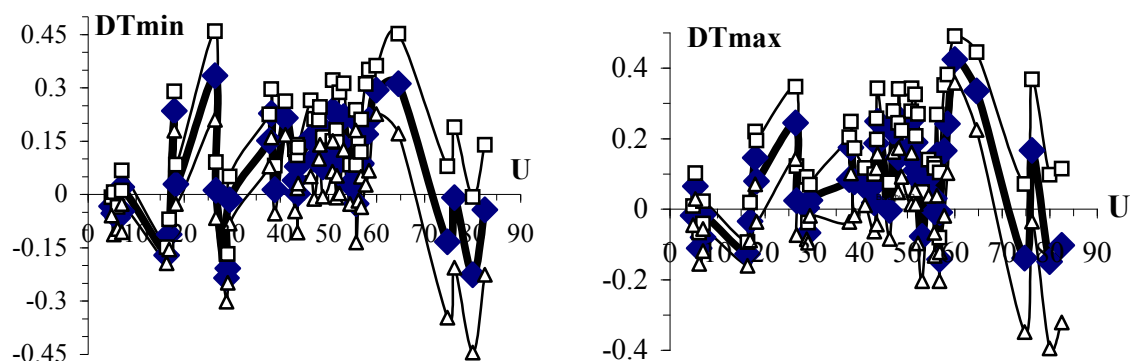


Рис. 1. Зависимость параметров DT_{\min} и DT_{\max} от $|U|$ в полосе широт $4.8^\circ < |U| < 82.6^\circ$ для всех рассмотренных станций. Тонкими линиями указана погрешность расчётных значений $\pm\sigma$.

Выводы

1. Из рисунка 1 видно, что параметры DT_{\min} и DT_{\max} отрицательны вблизи экватора и полюсов и положительны для остальных широт, что соответствует средней картине циркуляции воздуха [http://www.boinc.ru/doc/CPDN/CPDN_cl-intro.files/rotat_earth.jpg] и нашей теории. Максимальных величин эти параметры достигают на широтах 60° - 65° , т.е. вблизи зоны интенсивных высыпаний частиц из геомагнитного хвоста магнитосферы Земли. Возможно, что второй локальный максимум на широтах $\sim 25^\circ$ связан с большой Бразильской геомагнитной аномалией и высыпанием здесь частиц из радиационных поясов Земли [4].

2. Изменение 11-летней активности Солнца приводит к колебаниям температуры приземного воздуха на средних широтах со скоростью до $DT \approx 0.12^\circ\text{C}$ за 5 лет или $\approx 2.4^\circ$ за 100 лет.

Литература

1. Авдюшин С.И., Данилов А.Д. Солнце, погода и климат: сегодняшний взгляд на проблему // Геомагнетизм и аэрономия. 2000. Т.40. №5. С. 3.
2. Жеребцов Г.А., Коваленко В.А., Молодых С.И., Рубцова О.А. Модель воздействия солнечной активности на климатические характеристики тропосферы Земли // Оптика атмосферы и океана. 2005. Т. 18. №12. С. 1042
3. Сазонов Б.И. Энергетика атмосферных процессов и космические лучи // Труды Главной геофиз. обсерв. 1974. вып. 316. С 3.
4. Мустель Э.Р. Механизм корпускулярно-атмосферных связей // Астрон. журн. 1984. Т. 61. №6. С.1179.
5. Лаптухов А.И. Дифференциальное вращение жидких и сейсмичность твёрдых планет // Солнечная плазма и геомагнитные возмущения. 1989. М.: ИЗМИРАН. С.131.
6. Тассуль Ж.-Л. Теория вращающихся звёзд. М.: Мир.1982. 472 с.
7. Борисенков Е.П. Колебания климата за последнее тысячелетие. Л. 1988. 275 с.

РАЗЛИЧИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОЗДУХА В СОСЕДНИХ ЦИКЛАХ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ РАЗНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

Лаптухов А.И., Лаптухов В.А., Петров В.Г.

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова РАН, Троицк, Московская обл. Россия, laptukhov@izmiran.ru*

DISTINCTION OF TEMPERATURE OF AIR IN THE NEXT CYCLES SOLAR ACTIVITY OF DIFFERENT INTENSITY

Laptukhov A.I., Laptukhov V.A., Petrov V.G.

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation RAS,
142190, Troitsk, Moscow region, Russia, laptukhov@izmiran.troitsk.ru*

For each month m of year for many meteorological stations in time ~ 100 years the average difference the Earth surface temperatures $DT(m)$ between the next cycles the Sun activity is designed. The dependence of parameter DT from month of year, latitude and longitude is revealed.

Известно, что в длительные периоды глубокого минимума солнечной активности (СА) типа Маундеровского климат был более холодным, чем в периоды высоких максимумов [1]. Раз такая зависимость проявляется на больших интервалах времени, то она должна быть и между соседними циклами СА, хотя, возможно, более слабая. Тогда вопрос только в том, сумеем ли мы её выделить. С этой целью мы рассмотрим не одну, а много пар солнечных циклов. Из каждой пары нечётных и чётных циклов тот из них, у которого максимальные числа Вольфа больше (меньше) отнесём в группу с номером 2 (1), а наблюдаемые в это время температуры воздуха в месяце с номером $m = 1, 2 \dots 12$ будем обозначать $T(2,m)$ ($T(1,m)$), соответственно. Таким образом, мы можем рассчитать средние за каждый месяц m и за многие циклы СА температуры $\langle T(2,m) \rangle$ и $\langle T(1,m) \rangle$, увеличив при этом статистику. Ниже условимся угловые скобки не писать. Границы между соседними циклами – это моменты минимумов СА.

Исходными данными для нас были измерения минимальных (ночных T_{\min}) и максимальных (дневных T_{\max}) за сутки температур на 57 метеорологических станциях (России, Канады, Европы, Австралии и др.) за многие годы. Мы анализировали данные измерений, взятые из Интернета по адресу: <ftp://ftp.ncdc.noaa.gov/pub/data/ghcn/daily> (программа Global historical climatology network). Вычислим параметр $DT(m) = T(2,m) - T(1,m)$, среднюю величину которого по всем 12 месяцам года обозначим $DT = \langle DT(m) \rangle$. Для каждой станции мы можем рассчитать за многие годы параметры $DT_{\min}(m)$, $DT_{\max}(m)$, DT_{\min} и DT_{\max} . Некоторые результаты таких расчётов приведены на рис. 1, 2.

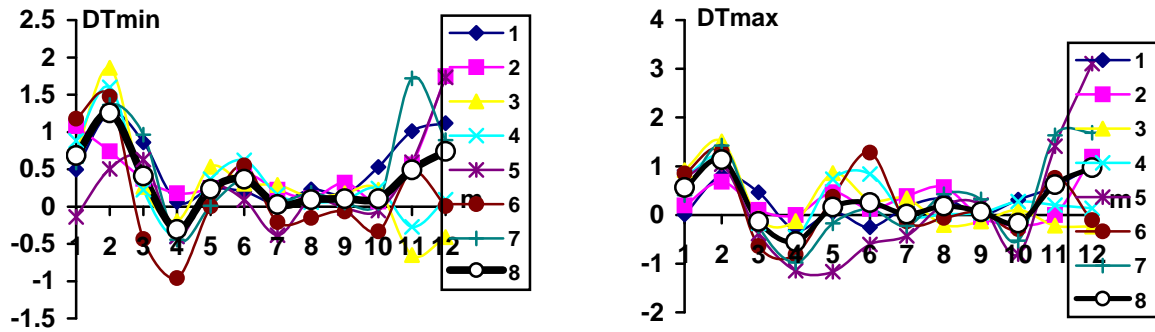


Рис. 1. Годовой ход $DT_{\min}(m)$ и $DT_{\max}(m)$ для 7 станций России (Иркутск, Николаевск на Амуре, Казань, Екатеринбург, Киренск, Тобольск, Енисейск) в полосе широт $52.2^\circ < U < 58.5^\circ$. Среднее по 7 станциям (жирная линия 8) $DT_{\min} = +0.350^\circ$, $DT_{\max} = +0.261^\circ$. Для типичного интервала ~ 100 лет погрешность расчёта $DT_{\min}(m)$ и $DT_{\max}(m)$ не превышает 0.3° для зимних месяцев и 0.2° для летних.

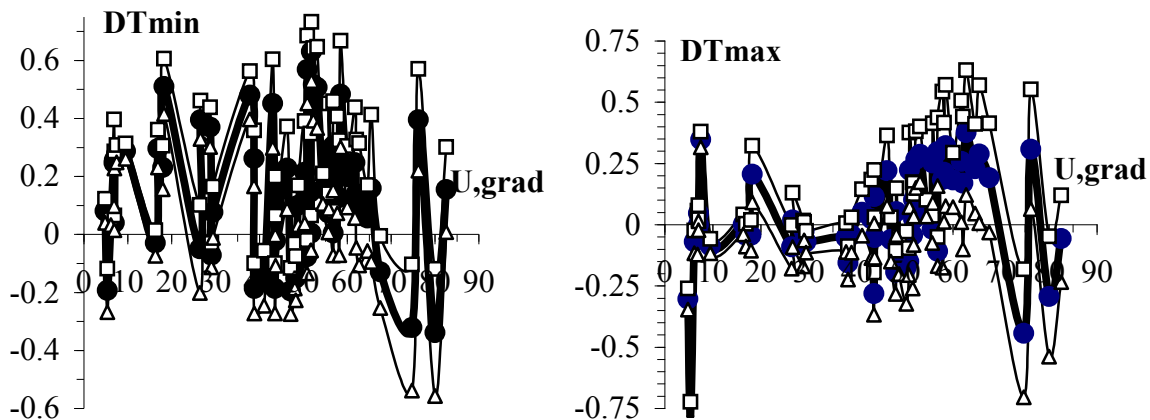


Рис. 2. Зависимость DT_{\min} и DT_{\max} от модуля широты (жирная линия). Тонкими линиями указана погрешность расчётных значений $\pm\sigma$, основной вклад в которую вносит годовой ход. Резкие изменения этих параметров в узкой полосе широт указывают на их зависимость от долготы (здесь широты станций почти одинаковые, а долготы нет).

Выводы

1. Температуры воздуха в разных циклах СА разные. Для станций России в циклах с большими числами Вольфа температуры, как правило, выше. Наибольшие величины $DT > 0$ для России.

2. В параметрах $DT_{\min}(m)$ и $DT_{\max}(m)$ существует довольно плавный годовой ход, разный для разных станций. Параметры DT_{\min} и DT_{\max} зависят и от широты, и от долготы. По-видимому, величины и знаки этих параметров обусловлены вариациями величины и направления глобальной циркуляции воздуха в цикле СА с периодом ~ 22 года, которая зависит от рельефа поверхности Земли и удалённости от океанов.

3. Среднюю скорость изменения температуры между соседними циклами для России можно оценить как 0.23° за 11 лет или 2° за 100 лет.

Литература

1. Борисенков Е.П. Колебания климата за последнее тысячелетие. Л. 1988. 275 с.

ОСОБЕННОСТИ ЦИКЛИЧЕСКИХ ИЗМЕНЕНИЙ ОБЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА В 21-23 ЦИКЛАХ

Лейко У.М.

*Астрономическая обсерватория Киевского национального университета
имени Тараса Шевченко, Киев, Украина*

CYCLIC VARIATIONS PECULIARITY OF THE SOLAR MEAN MAGNETIC FIELD DURING 21-23 CYCLES

Leiko U.M.

Astronomical observation of Kiev national Taras Shevchenko University, Kiev, Ukraine

Cyclic variations of the large-scale solar magnetic field had been investigated by analyze of time series of total monthly, monthly mean of daily value, module, positive and negative components of the solar mean magnetic field (SMMF). For this purpose observation of the SMMF at Stanford during three last cycles 21-23 (15.05.1975-30.04.2009), had been used. There are uncovered that duration of minimum age before cycle 21 and 22 are nearly one year and before cycle 23 is nearly two years. The duration cycle of 21 and 22 are nearly 10 years and 23 cycle duration is NLE 13 years. The power of cycle 23 is below than power of two preceding cycles. The tendency of solar activity decrease is confirmed.

В связи с понижением общего уровня солнечной активности (с.а.) и ожиданием долговременного минимума с.а., в последнее время появились работы, в которых исследуются особенности эволюции крупномасштабных солнечных магнитных полей [1, 2]. Так, например, авторы работы [2], исследовав конфигурацию и суммарный магнитный поток фотосферного магнитного поля Солнца, обнаружили существенные отличия в протекании минимумов перед 23 и 24 циклами с.а. и подтвердили долговременную тенденцию приближения к минимуму с.а.

Общее магнитное поле Солнца (ОМПС) является одной из основных характеристик глобального магнитного поля Солнца, и исследование особенностей его эволюции представляется важным. В качестве исходных данных был использован Станфордский ряд наблюдений ОМПС (16.05.1975–30.04.2009). Для осуществления поставленной задачи были созданы и проанализированы суммарные месячные ряды и среднемесячные ряды ОМПС, модуля ОМПС, положительных и отрицательных значений ОМПС, количества пропусков наблюдений. Длина каждого такого ряда $N = 408$. Некоторые из этих рядов представлены на рис. 1. Видно, что в некоторые месяцы было много пропусков наблюдений (в основном, по метеорологическим причинам). Коэффициенты корреляции между рядом суммарных месячных значений количества наблюдений и рядами суммарных месячных значений ОМПС невысоки – около 0.28.

Эпохи минимумов, определенные по кривой суммарного месячного значения модуля ОМПС, перед 21 и 22 циклами длились около года (02.1976-01.1977 и 01.1986-02.1987 соответственно), перед 23 циклом – около 2 лет (12.1995-01.1998).

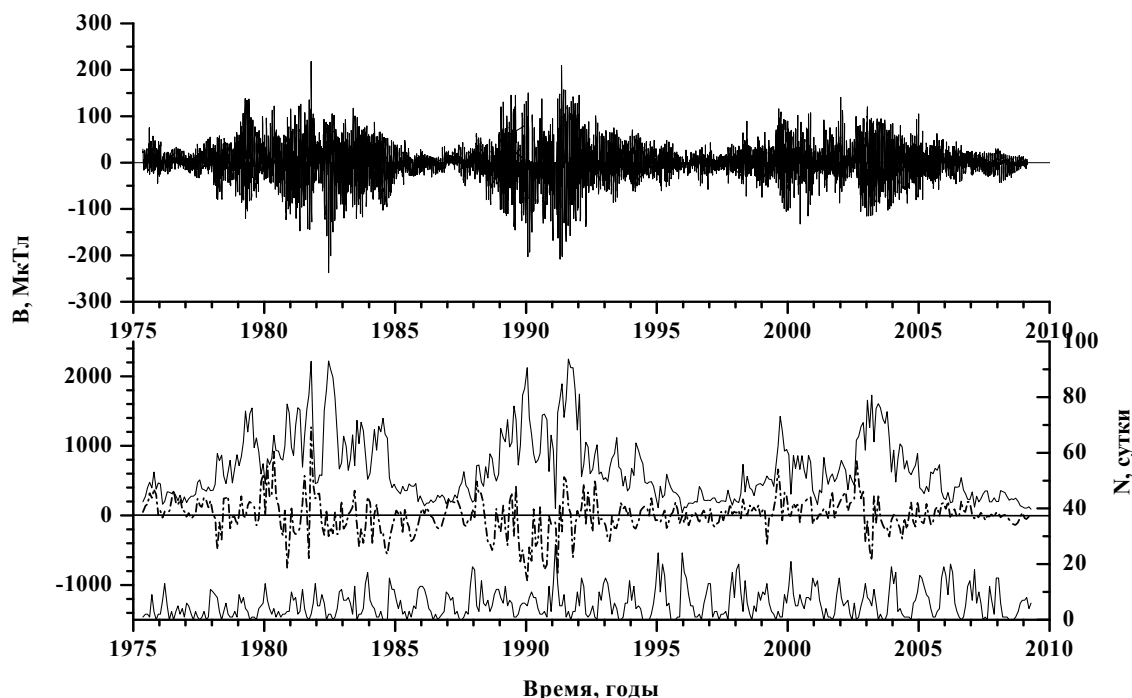


Рис. 1. Верхняя панель: суточные значения общего магнитного поля Солнца. Нижняя панель: суммарные месячные значения ОМПС (сплошная линия), суммарные месячные значения модуля ОМПС (штрихпунктирная линия), суммарные месячные значения количества пропущенных наблюдений (нижняя сплошная линия, правая шкала ординат).

Продолжительность последнего 23 цикла ОМПС становится не меньше 13 лет, в то время как двух предыдущих – около 10 лет. Мощность последнего цикла также ниже, чем двух предыдущих. На фазе роста цикла ОМПС наблюдается ослабление ОМПС, по времени совпадающее с достижением максимального значения среднегодовых чисел Вольфа. Подтверждается тенденция понижения уровня солнечной активности.

Литература

1. Иванов К.Г., Харшиладзе А.Ф. Начало нового, 24-го, цикла солнечной активности в крупномасштабном открытом магнитном поле Солнца // Геомагнетизм и аэроном. 2008. Т. 48, N 3. С. 291-296.
2. Obridko V.N., Shelting B.D. Anomaly in the evolution of global and large-scale solar magnetic fields as the precursor of several upcoming low solar cycle // Astronomy Letters. 2009. Vol. 35, N 4. P. 279-285.

ЦИКЛ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В ИСТОЧНИКАХ И ПОТОКАХ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Лотова Н.А.¹, Владимирский К.В.², Обридко В.Н.¹

¹*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова РАН, Троицк, Московская обл., e-mail: obridko@izmiran.ru*

²*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва*

SOLAR ACTIVITY CYCLE IN SOLAR WIND STREAMS AND SOURCES

Lotova N.A.¹, Vladimirskii K.V.², Obridko V.N.¹

¹*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation RAS,
Troitsk, Moscow Region, e-mail: obridko@izmiran.ru*

²*Lebedev Physical Institute RAS, Moscow*

The experiments on mass sounding of circumsolar plasma ($R \approx 4.0-70R_s$) carried out in 1997-2007 were aimed at locating the boundary of the transonic transition region of the solar wind R_{in} . The data obtained were used to study the correlation between the structure of the solar wind streams and coronal magnetic fields at the source surface, $R \approx 2.5R_s$. The investigation method is based on plotting the position of the inner boundary R_{in} of the transition region as a function of the source-surface magnetic field $|B_R|$. On the correlation diagrams $R_{in} = F(|B_R|)$, the solar wind is divided into discrete branches – streams of different types. The study of these streams using a long set of data for the period 1997-2007 made it possible to formulate a physical criterion, which allows us to identify the time limits of different epochs in the activity cycle.

Изучение процессов, формирующих неоднородное струйное течение солнечного ветра, связано с использованием новых методов, разработанных в последние годы авторским коллективом: Н.А. Лотовой, К.В. Владимирским, В.Н. Обридко [1-3]. В проводимых ниже исследованиях используются данные трех независимых групп: результаты радиоастрономических экспериментов по массовому зондированию межпланетной плазмы вблизи Солнца ($R \sim 4-70 R_s$, где R_s – радиус Солнца), проводимых на крупных радиотелескопах РАО ФИАН, г. Пушино, в период 2000-2007 гг., данные Солнечной обсерватории им. Дж. Вилкокса (США) о магнитных полях на поверхности Солнца, получаемые по каналам Интернет, и данные КА SOHO о структуре белой короны, также полученные через Интернет.

Особенность экспериментов по массовому зондированию околосолнечной плазмы связана с изучением пространственного расположения границ переходной трансзвуковой области солнечного ветра и, в первую очередь, с изучением ближней к Солнцу, внутренней границы R_{in} по наблюдениям большого числа просвечивающих радиоисточников. В экспериментах изучается радиальная зависимость рассеяния радиоволн: угла рассеяния $2\theta(R)$ по наблюдениям квазаров (радиотелескоп ДКР-1000, $\nu = 110$ МГц) и

индекса мерцаний $m(R)$ – по лазерным источникам линии водяного пара (радиотелескоп РТ-22, $\nu = 22,2$ ГГц). В области перехода от дозвукового течения солнечного ветра к сверхзвуковому радиальный профиль характеристик рассеяния $2\theta(R)$ и $m(R)$ имеет совпадающий вид, и это обстоятельство позволяет расширить статистику источников, сближающихся с Солнцем на малых угловых расстояниях, с прицельным расстоянием $R < 10R_s$. Далее проводятся расчеты напряженности и конфигурации магнитного поля в солнечной короне, на поверхности источника, которые связаны с решением уравнений поля в потенциальном приближении в области $R_s \leq R \leq 2.5 R_s$ [4]. В результате мы получаем значения напряженности магнитного поля $|B_R|$ на поверхности источника $R = 2.5 R_s$ в точках, сопряженных с известными из экспериментов положениями R_{in} – внутренней границы переходной трансзвуковой области солнечного ветра, которые определяются по каждому просвечивающему радиоисточнику. Полученные таким образом пары значений R_{in} , $|B_R|$ используются затем для построения корреляционной диаграммы зависимости $R_{in} = F(|B_R|)$, где $R = 2.5 R_s$. Корреляционная диаграмма зависимости $R_{in} = F(|B_R|)$ распадается на дискретные ветви – типы потоков солнечного ветра. Каждому типу потока соответствует своя характерная структура магнитного поля. Таким образом, было установлено, что тип потока солнечного ветра определяется структурой магнитного поля в источнике. На Рис. 1 в качестве примера приведены корреляционные диаграммы 2006 и 2007 гг. Последовательность корреляционных диаграмм 2000-2007 гг. позволяет изучить эволюцию потоков и соответствующих им источников в 23-м солнечном цикле.

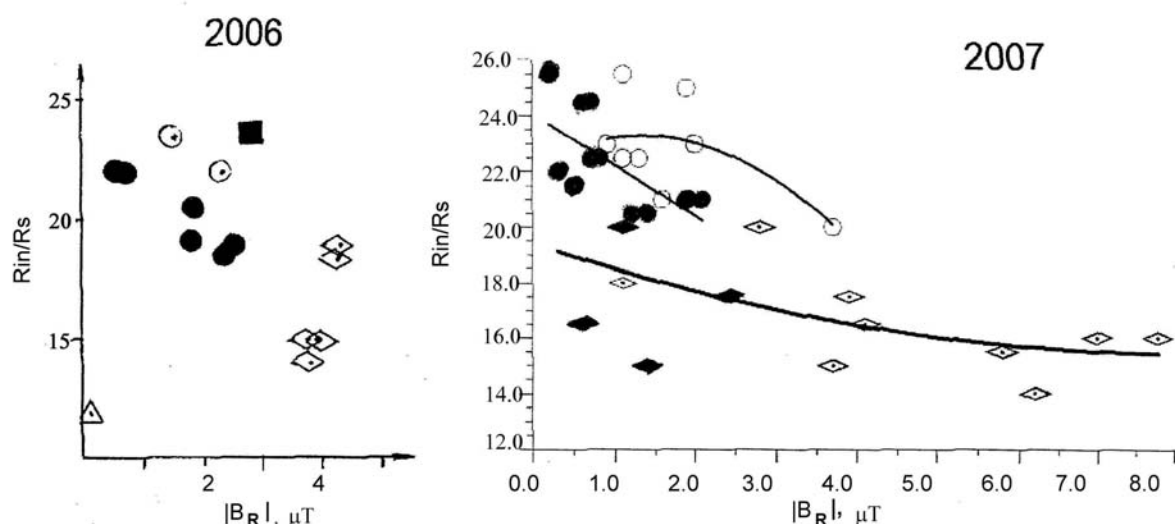


Рис. 1.

Комплект ежегодных корреляционных диаграмм зависимости $R_{in} = F(|B_R|)$, полученных в период 2000-2007 гг., и их анализ с учетом данных о структуре магнитного поля в солнечной короне и структуре белой короны по данным КА SOHO позволяют заключить, что струйная структура солнечного ветра является непосредственным продолжением структуры

магнитного поля короны и структуры белой короны в межпланетное пространство. Как следует из корреляционных диаграмм, в солнечном ветре в период 2000-2007 гг. наблюдались потоки десяти различных типов. Таким образом, структура солнечного ветра является более разнообразной и сложной, чем это предполагалось до сих пор при разделении потоков на быстрый и медленных солнечный ветер. Корреляционные диаграммы зависимости $R_{in} = F(|BR|)$, полученные за продолжительный период времени 2000-2007 гг., показывают, что процесс перестройки магнитного поля Солнца и солнечной короны не заканчивается с завершением переполюсовки дипольного магнитного поля, 2000-2002 гг. Он распространяется далее на другие масштабы и компоненты магнитного поля и контролируется временной зависимостью общей интенсивности глобального магнитного поля Солнца $I_{Br}(t)$. Вместе с тем, широко распространенный в литературе метод диагностики эпох в солнечном цикле основан на изучении временной зависимости $R_z(t)$, относительных чисел Вольфа, то есть предполагается, что весь процесс перестройки магнитного поля Солнца определяется эволюцией лишь одной его компоненты [5]. Именно эта особенность объясняет различия временного хода в зависимостях $R_z(t)$ и $I_{Br}(t)$ и в оценках продолжительности эпох солнечного цикла в двух различных подходах: по числам Вольфа $R_z(t)$ и по зависимости интенсивности глобального магнитного поля Солнца $I_{Br}(t)$, которая включает в анализ поля различных структур и масштабов, которые, в свою очередь, контролируют структуру потоков солнечного ветра на корреляционных диаграммах в зависимости $R_{in} = F(|BR|)$.

Изучение хода эволюции корреляционных диаграмм $R_{in} = F(|BR|)$ за период 2000-2007 гг. показало, что в цикле солнечной активности начало каждой следующей, новой эпохи связано с фундаментальной перестройкой корреляционной диаграммы, когда исчезают потоки, возникшие в предыдущую эпоху, и появляются потоки нового типа. Перестройка корреляционной диаграммы позволяет локализовать начало следующей эпохи в цикле солнечной активности и уточнить прежние оценки продолжительности эпох. В соответствии с результатами анализа корреляционных диаграмм 2000-2007 гг., в 23-м цикле солнечной активности эпоха максимума охватывает период 2000-2003 гг., эпоха спада активности наблюдалась в 2004-2005 гг., эпоха минимума возникла в 2006 г.

В заключение сформулируем основные результаты. Новые методы изучения солнечного ветра позволили значительно расширить представления о структуре потоков. Вместо прежних характеристик: быстрой и медленной компонент потока, в солнечном ветре установлено существование потоков десяти различных типов. Тип потока определяется структурой магнитного поля в источнике – в солнечной короне. В цикле солнечной активности происходят существенные изменения в соотношении солнечных магнитных полей разных масштабов. Эти изменения формируют эволю-

цию общей интенсивности глобального магнитного поля $I_{Br}(t)$, которая отличается от зависимости $R_z(t)$ чисел Вольфа, полученной по данным лишь об одной его компоненте. Установлен физический критерий, определяющий временные интервалы эпох в солнечном цикле. Этот критерий связан с моментами фундаментальной перестройки корреляционной диаграммы $R_{in}=F(|BR|)$, когда в корреляционной диаграмме исчезают потоки предыдущей эпохи, а им на смену приходят потоки нового типа.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проекты 07-02-00115а и 09-02-10002-к.

Литература

1. *N.A. Lotova. Solar Wind Seven, COSPAR Colloquia. Series 3. Ed. E. Marschand and R. Schwenn. Pergamon. Oxford. New York. Seoul. Tokyo. 1992. P. 221*
2. *Н.А. Лотова, К.В. Владимирский, О.А. Корелов. Краткие сообщения по физике ФИАН. 1996. № 1-2. С. 12.*
3. *N.A. Lotova, K.V. Vladimirkii, V.N. Obridko, M.K. Bird, P. Tanardhan. Solar Phys. 2002. 205. P. 149.*
4. *V.N. Obridko and B.D. Schelting. Solar Phys. 1992. 137/7. P. 167.*
5. *В.Н. Ишков. Земля и Вселенная. 2001. № 2. С. 3.*

ФАЗЫ ПОЛЯРНОГО ЦИКЛА И КОЛЕБАНИЯ СКОРОСТИ ВРАЩЕНИЯ СОЛНЦА

Макарова В.В., Пархоменко А.В.

Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия

E-mail: mahatt@rambler.ru

PHASES OF A POLAR CYCLE AND FLUCTUATION OF SPEED OF ROTATION OF THE SUN

Makarova V.V., Parhomenko A.V.

Mountain astronomical station GAO of the Russian Academy of Science, Kislovodsk, Russia

E-mail: mahatt@rambler.ru

Research of interrelation a polar cycle with change of speed of rotation of the Sun on $r = 0.98 R$.

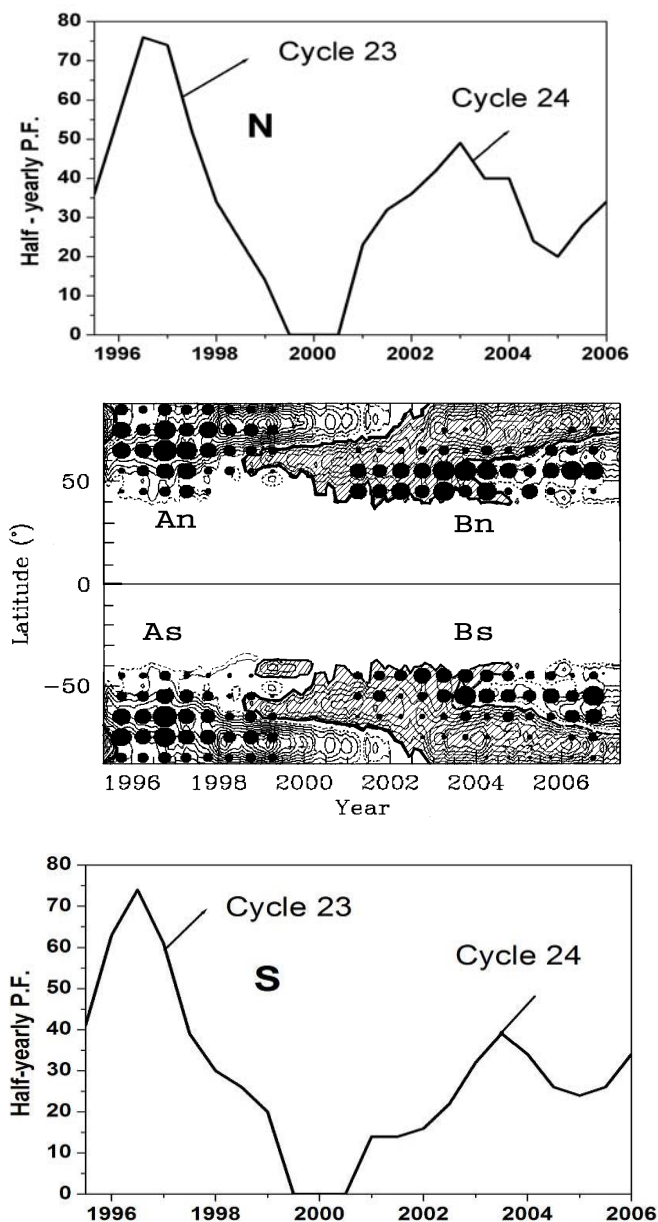
Результаты анализа

В работе [1] показано, что на широтах Солнца $\pm 40-90^\circ$ в период с 7 мая 1995 г. по 15 мая 2007 г. существует подфотосферный поток, состоящий из потоков быстрого вращения и потоков медленного вращения. Обратимся непосредственно к рисунку, к его центральной части. Здесь потоки быстрого вращения обозначены V_n и V_s , а медленного – A_n и A_s соответственно в северном и южном полушариях Солнца. Полярные факелы на этом рисунке представлены черными кружками.

В верхнем и нижнем блоках рисунка представлены полугодовые значения полярных факелов в исследуемый период. Видно, что 1996-1999 гг. есть фаза спада активности на полюсах в 23-м полярном цикле, период же 2001-2006 – ветвь подъема активности следующего 24 цикла п.ф. Сопоставляя результаты сейсмологических данных и наблюдаемые полярные факелы, показано, что переход от БОЛЬШИХ скоростей вращения к медленному вращению происходит в максимуме полярного 23-го цикла (1996) и ветвь спада активности сопровождается медленным движением до окончания цикла. Переключение МАЛЫХ скоростей на БОЛЬШИЕ, согласно рисунку, происходит в эпоху переплюсовки общего магнитного поля Солнца (2007,7), и начинается ветвь подъема нового 24-го цикла п.ф. Таким образом, переход от медленных потоков движения к быстрым потокам отмечает конец одного полярного цикла и начало следующего в обоих полушариях Солнца.

Исследования показали, что полярные образования, связанные с разными подфотосферными течениями, отличаются по структуре этих образований. А именно, на фазе подъема п.ф. представляют собой в большинстве малоконтрастные, диффузные, большие по площади образования. Так

за период 2001-2006 (фаза подъема 24-го полярного цикла) число наблюдаемых образований на полюсах Солнца составило 16909, из них 11800 (что $\sim 70^\circ$) – протяженные структуры. В то время как на фазе спада активности в большинстве своем полярные факелы являются яркими, контрастными образованиями с размерами 3-5".



Итак, полный полярный цикл связан с парой потоков на глубине $0,98R$ Солнца, определяющих развитие активности на высоких широтах Солнца.

Литература

1. K.R. Sivaraman, H.M. Antia, S.M. Chitre, V.V. Makarova, 2008, Solar Phys., 163, 267.

ДИНАМИКА ДВИЖЕНИЙ В СПОКОЙНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ВОЛОКНАХ

Машнич Г.П., Башкирцев В.С., Хлыстова А.И.

Институт Солнечно-Земной Физики СО РАН, Иркутск

DYNAMICS OF MOTION IN QUIET SOLAR FILAMENTS

Mashnich G.P., Bashkirtsev V.S., Khlystova A.I.

Institute Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia

Structure and character of oscillatory motions in quiet filaments were examined based on spectral observations in the chromosphere (486.1 nm) and photosphere (485.9 nm) performed at the Sayan Solar Observatory (ISTP, Irkutsk). Analysis of the spatial distribution of different modes of line-of-sight velocity oscillations and the relation between oscillation amplitudes depending on filament longitude shows that short-period oscillatory motions (< 10 min) generally propagate vertically and can be observed at edges of filaments on scales of several angular seconds. Amplitude of short-period oscillations in the photosphere under a filament is smaller than that in the surrounding photosphere. Quasi-hour oscillatory motions (>40 min) propagate largely along filament at a small angle to its axis. The spatial relation between filament barbs and photospheric areas with quasi-hour oscillations probably suggests that this type of oscillations in filaments is generated by the photosphere. In addition to these two modes in spectra of filament oscillations one can often see periods within 14–25 min. Intensity variations in the H β core with a period of about an hour were detected in some filaments. The observed temporal variations in velocity structure and difference values of line-of-sight velocity on opposite sides of filaments can be explained in terms of the model of twisted fine-structure magnetic flux tube

Наблюдения структуры и вариаций поля скоростей дают богатый материал для проверки теоретических моделей солнечных волокон [1] (протуберанцы на краю солнечного диска). В нашей работе представлены результаты исследования поля скоростей и колебательных процессов в спокойных волокнах и в фотосфере под волокнами по данным спектральных наблюдений в области солнечного спектра 485.7–486.5 нм на Горизонтальном Автоматизированном Солнечном Телескопе Саянской Солнечной Обсерватории.

Серии последовательных спектров получаются либо при фиксированном положении объекта на спектральной щели, либо объект сканируется с постоянным временным и пространственным шагом, что позволяет исследовать двумерную картину скоростей. Методы наблюдений и обработки спектров изложены в ряде наших работ [2, 3]. Анализ структуры движений во всех наблюденных волокнах показал, что наиболее четко упорядоченность движений наблюдается в волокнах средних широт $\pm 25^\circ$. Часто в волокнах, расположенных недалеко от центрального меридиана, обнаруживаются обширные фрагменты на противоположных сторонах волокна с за-

метным различием усредненных величин лучевой скорости. Вариации скорости на противоположных краях волокна, показанные на рис. 1, свидетельствуют о подъеме вещества на одном краю волокна и опускании на другом. В волокнах вблизи центрального меридиана по траекториям смещений скоростных структур сделаны приблизительные оценки угла между главной осью волокна и направлением движения волоконного вещества. Значения угла менялись в диапазоне от 15° до 30° в разных волокнах. Из статистики наших наблюдений обнаружено, что амплитуда квазичасовых колебаний лучевой скорости увеличивается на порядок и больше в удаленных от центра Солнца волокнах.

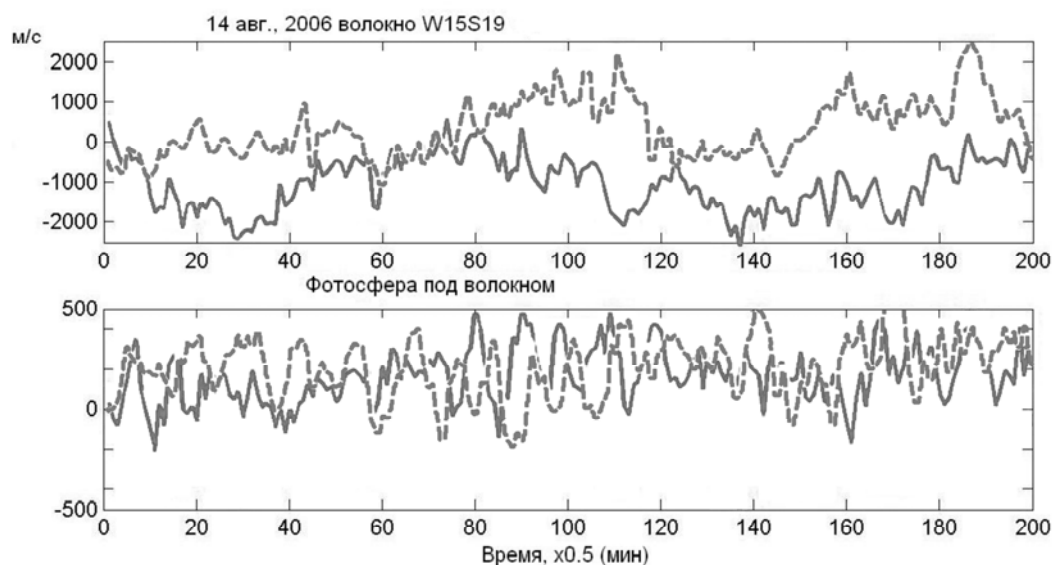


Рис. 1. Вариации скорости на северном (пунктирная линия) и южном краях волокна 14 августа, 2006 с координатами w15s19. *Вверху* – скорости в волокне, *внизу* – в фотосфере под волокном.

Такое соотношение амплитуд возможно, если преобладает горизонтальная составляющая скорости, т.е. наклон вектора скорости движения вещества в волокнах должен иметь небольшой угол с поверхностью Солнца. Описанный выше характер смещений структур скорости и разность доплеровских скоростей на противоположных краях волокон объясним наличием движений вдоль его оси по спиральным траекториям.

Работа выполнена при поддержке гранта «Господдержка ведущих научных школ РФ НШ – 2258.2008.2» и Российско-китайского проекта 08-02-92211-ГФЕН_a.

Литература

1. *N. Schutgens* // PhD Thesis. Utrecht University. (1998).
2. *Машинич Г.П., Башкирцев В.С., Хлыстова А.И.* // Солнечно-земная физика, 2004, вып.6, С.50.
3. *Mashnich G., Bashkirtsev V., Khlystova A.* // Astronomy Letters, 2009, Vol. 35, № 4, P. 253.

МИКРОВОЛНОВАЯ ДИАГНОСТИКА ПОЛОЖЕНИЯ ОБЛАСТИ УСКОРЕНИЯ И ПИТЧ-УГЛОВОЙ АНИЗОТРОПИИ УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ВО ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЛЯХ

Мельников В.Ф.^{1,2}, Пятаков Н.П.², Горбиков С.П.²

¹ГАО РАН
²ФГНУ НИРФИ

MICROWAVE DIAGNOSTICS OF THE POSITION OF AN ACCELERATION SITE AND PITCH-ANGLE ANISOTROPY OF ACCELERATED ELECTRONS IN FLARING LOOPS

Melnikov V.F.^{1,2}, Pyatakov N.P.², Gorbikov S.P.²

¹Central (Pulkovo) Astronomical Observatory, St.-Petersburg

²Radiophysical Research Institute, Nizhny Novgorod

In this paper we show that different locations of acceleration/injection sites in flaring loops may produce very different types of pitch-angle distributions of accelerated electrons and, as a consequence, different spatial, spectral and polarization properties of the loop microwave emission. It is shown that these properties can be detected using spatially resolved microwave observations of specific flaring loops and be used to choose the most suitable electron acceleration model.

Введение

Считается, что процессы энерговыделения и ускорения частиц инициируются в токовых слоях в областях пересоединения силовых линий магнитного поля (см. обзор [1]) или непосредственно в магнитных петлях, например, в результате диссипации продольного тока, обусловленного скрученностью петли [2], в результате развития баллонной неустойчивости [3, 4] или благодаря возникновению множественных стохастически распределенных локальных токовых слоев, обусловленных подфотосферными возмущениями магнитной петли [5]. Разные модели первичного энерговыделения и ускорения частиц предполагают разную локализацию области инжекции частиц во вспышечной петле и предсказывают резко отличающиеся питч-угловые распределения ускоренных электронов, инжектируемых во вспышечную петлю.

Определение места ускорения и наличия поперечной или продольной анизотропии распределения электронов в конкретной вспышечной петле важно для выбора между альтернативными механизмами и моделями ускорения электронов. Одним из самых плодотворных методов решения задачи выбора является исследование радиоотклика на процессы во вспышечных петлях. Существенным для этой цели стало появление радиогелиографов с высоким пространственным разрешением. Важную роль сыграли теоретические разработки по кинетике нетепловых электронов во

вспышечной петле [6] и по их гиротронному излучению [7, 8]. Всё это позволило выйти на качественно новый уровень радиоастрономической диагностики процессов ускорения и кинетики нетепловых электронов во вспышечных петлях.

Солнечный радиоинтерферометр см-мм диапазонов с угловым разрешением $5''$ - $10''$ (Nobeyama Radioheliograph – NoRH) активно используется для наблюдений вспышек. Недавно с его помощью удалось установить новый класс микроволновых вспышечных петель, отличающихся пиком радиояркости в вершине петли в оптически тонкой области спектра [9-11]. Этот факт свидетельствует о неожиданно резком (> 10 раз) возрастании концентрации релятивистских электронов в вершине протяженных вспышечных петель, что, в свою очередь, является указанием на существование во время вспышек сильной перпендикулярной к магнитному полю питч-угловой анизотропии этих электронов [9]. Дальнейшие исследования установили существование вспышечных петель с продольной анизотропией ускоренных электронов [12, 13]. Был обнаружен факт укрупнения микроволнового спектра вблизи оснований вспышечных петель [14, 15].

Разнообразие возможных механизмов и моделей ускорения частиц требует разработки методов их идентификации и разделения по наблюдательным признакам. В следующем разделе будут показаны некоторые результаты авторов, отвечающие на вопрос: как связаны положение области ускорения/инжекции и питч-угловая анизотропия нетепловых электронов с пространственным распределением радиояркости, наклона частотного спектра и поляризации?

Моделирование

Для решения вопроса о связи положения в магнитной петле области ускорения/инжекции и питч-угловой анизотропии ускоренных электронов с пространственным распределением радиояркости, наклона частотного спектра и поляризации прежде всего необходимо рассчитать временную эволюцию пространственного распределения энергичных электронов вдоль магнитной петли. Наиболее адекватный путь для этого – решение кинетического уравнения Фоккера-Планка, учитывающего нестационарность инжекции, отражение от магнитных пробок и кулоновские столкновения:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -c\beta\mu \frac{\partial f}{\partial s} + c\beta \frac{d \ln B}{ds} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[\frac{1-\mu^2}{2} f \right] + \frac{c}{\lambda_0} \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{f}{\beta} \right) + \frac{c}{\lambda_0 \beta^3 \gamma^2} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[(1-\mu^2) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right] + S(E, \mu, s, t),$$

где $f(E, \mu, s, t)$ – функция распределения электронов, $S(E, \mu, s, t)$ – функция инжекции, $\beta = v/c$, v – скорость электрона, c – скорость света, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ – фактор Лоренца, $E = \gamma - 1$ – кинетическая энергия (в единицах mc^2), μ – косинус питч-угла, s – расстояние вдоль вспышечной петли от её центра, t – время, $B(s)$ – распределение магнитного поля вдоль петли,

$\lambda_0 = 10^{24} / (n(s) \ln \Delta)$, $n(s)$ – концентрация плазмы, $\ln \Delta$ – кулоновский логарифм.

Ниже приводятся результаты расчетов для двух простых моделей [6]. В первом случае (Модель 1) источник энергичных частиц расположен в вершине магнитной петли в точке $s = 0$, а во втором (Модель 2) – вблизи ее основания в точке $s = 2.4 \times 10^9$ см. Ловушка (петля) предполагалась симметричной с полудлиной 3×10^9 см и значением пробочного отношения $V_{\max} / V_{\min} = 2$, $V_{\min} = 200$ Гс. Зависимость функции инжекции от энергии, питч-угла, положения в петле и времени предполагалась равной произведению функций, зависящих только от одной переменной: $S(E, \mu, s, t) = S_1(E) \times S_2(\mu) \times S_3(s) \times S_4(t)$, где зависимость от энергии: $S_1(E) = (E/E_{\min})^{-\delta}$, $E_{\min} = 30$ кэВ, с показателем спектра $\delta = 3.6$; распределение по питч-углам изотропное $S_2(\mu) = 1$; зависимость от времени $S_4(t) = \exp[-(t - t_m)^2 / t_0^2]$ с моментом максимума инжекции $t_m = 25$ с и характерным временем изменения $t_0 = 14$ с. Распределение по расстоянию от центра петли – гауссово. Для первой модели: $S_3(s) = \exp(-s^2 / s_0^2)$, для второй модели: $S_3(s) = \exp[-(s - s_1)^2 / s_0^2]$, где $s_0 = 3 \times 10^8$ см, $s_1 = 2.4 \times 10^9$ см.

Для расчета распределения яркости гиротронного (ГС) излучения была рассмотрена магнитная петля в форме полукруга, расположенная на лимбе и повернутая по радиусу Солнца на 10° от плоскости солнечного диска. Расчет производился по точным формулам для коэффициентов ГС излучения и поглощения [7].

Результаты моделирования временной эволюция пространственного распределения концентрации электронов с энергией 454 кэВ представлены в работе [6]. Для Модели 1 расчеты дают распределение энергичных электронов с резким максимумом в центре петли. Степень концентрации ускоренных электронов в центре оказывается достаточной для того, чтобы получить здесь пик радиояркости. На Рис. 1а показана динамика распределения радиояркости ГС излучения вдоль петли в оптически тонком режиме. Видно, что пик яркости в вершине петли сохраняется на всем протяжении модельного всплеска (100 с).

Для Модели 2 распределение электронов по петле кардинально отличается от распределения в Модели 1 и сильно изменяется во времени – от двух максимумов на концах петли до максимума в ее центре, соответственно в начале и конце инжекции. Такое распределение создаёт два хорошо выраженных пика радиояркости вблизи оснований петли на фазе роста и максимума всплеска (Рис. 1б).

Сравнение Рис. 1а и Рис. 1б показывает, что пространственные распределения радиояркости для случая изотропной инжекции в вершине и основании петли сильно отличаются друг от друга и поэтому могут быть использованы для диагностики положения источника ускоренных электронов во вспышечной петле. Однако наши расчеты показывают, что пики яр-

кости вблизи оснований могут быть получены и при других предположениях об области источника электронов. Например, в случае изотропной инжекции в вершине петли, но из более протяженной области, чем в Модели 1, может получиться распределение электронов, почти однородное вдоль петли. А, как известно [9], такое распределение приведет к пикам радиоярккости в основаниях петли из-за более сильного магнитного поля, чем в вершине. Таким образом, для более обоснованного заключения о месте ускорения требуются дополнительные, независимые наблюдательные признаки.

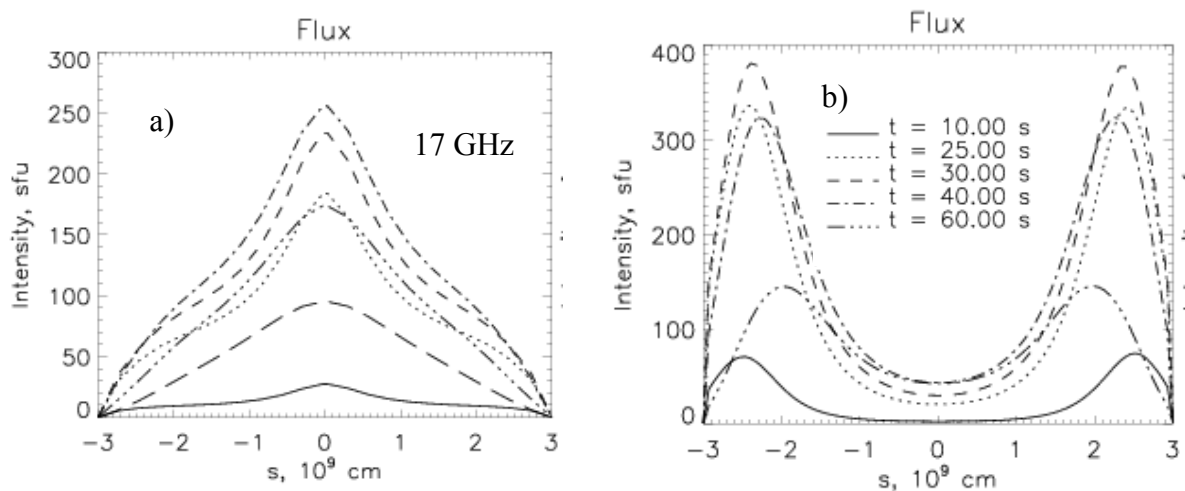


Рис. 1.

Как следует из нашего анализа, такими признаками могут быть распределения вдоль петли степени поляризации и локального спектрального индекса микроволнового излучения. Эти характеристики сильно зависят от степени анизотропии излучающих средне-релятивистских электронов [7].

На Рис. 2 приведены распределения электронов по питч-углам в вершине (левые панели) и вблизи основания (правые панели) петли, рассчитанные для Модели 1 и Модели 2 (верхние и нижние панели, соответственно). Из этих графиков хорошо видно, что вблизи основания распределения очень похожи для обеих моделей. Однако они сильно отличаются в вершине: в Модели 1 на фазе роста инжекции наблюдается острый пик в области питч-угла 90° , который исчезает на фазе спада и распределение становится близким к изотропному; в Модели 2 на фазе роста вблизи питч-угла 90° , наоборот, наблюдается провал функции распределения, а пики имеют место в области питч-углов 50° и 130° , то есть распределение по питч-углам вместо квази-поперечного становится квази-продольным.

На Рис. 3 показаны распределения вдоль петли степени поляризации ГС излучения, полученные от соответствующих распределений энергичных электронов: левый график – для Модели 1, правый – для Модели 2. Видно, что распределения сильно отличаются друг от друга. Как показы-

вает анализ, эти отличия обусловлены в первую очередь различиями в питч-угловом распределении излучающих электронов (см. Рис. 2). Отличия заключаются не только в форме распределения, но и в знаке степени поляризации: для Модели 2 знак степени поляризации в центре петли соответствует обыкновенной моде. Это – характерный признак наличия продольной анизотропии в питч-угловом распределении нетепловых электронов [7].

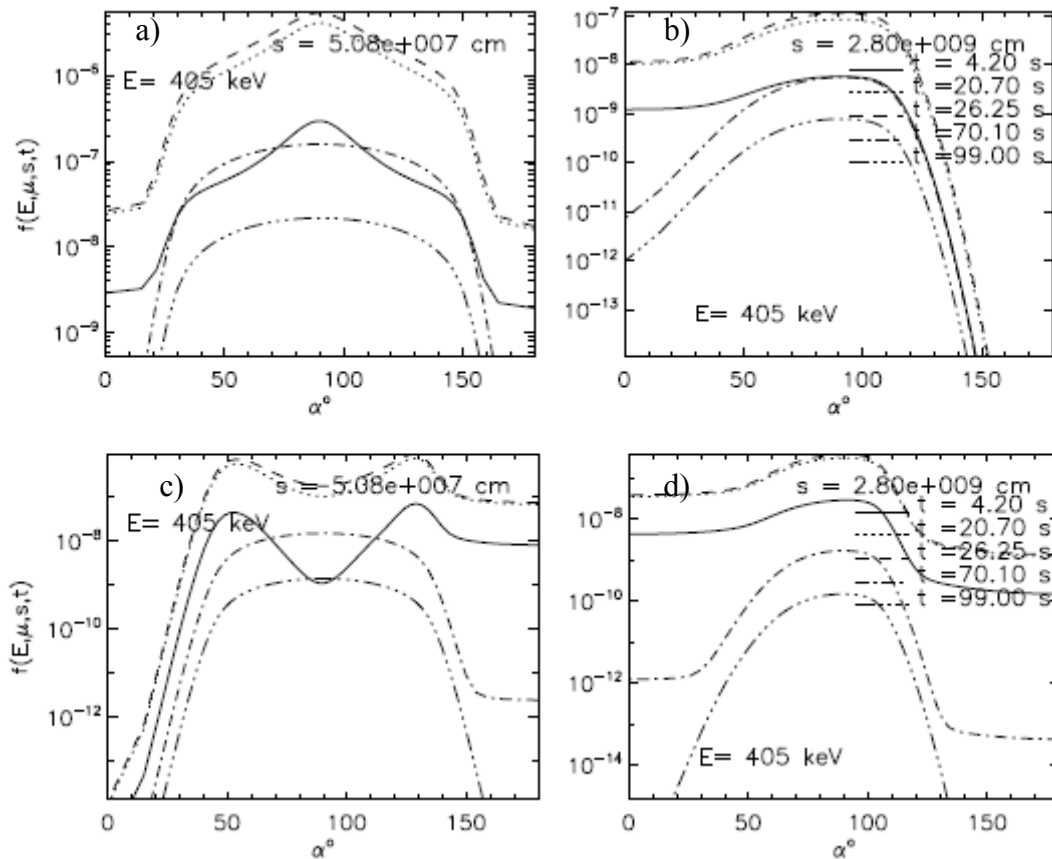


Рис. 2.

На Рис. 4 показаны соответствующие распределения локального спектрального индекса, рассчитанного вблизи частоты 17 ГГц. Как и на Рис. 3, видны сильные отличия графиков для Модели 1 (левая панель) и для Модели 2 (правая панель). Резкое увеличение спектрального индекса в вершине петли для Модели 2 при квазипоперечном распространении излучения – еще один характерный признак наличия продольной анизотропии в питч-угловом распределении нетепловых электронов [7].

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 07-02-01066, 08-02-92228, 09-02-00624.

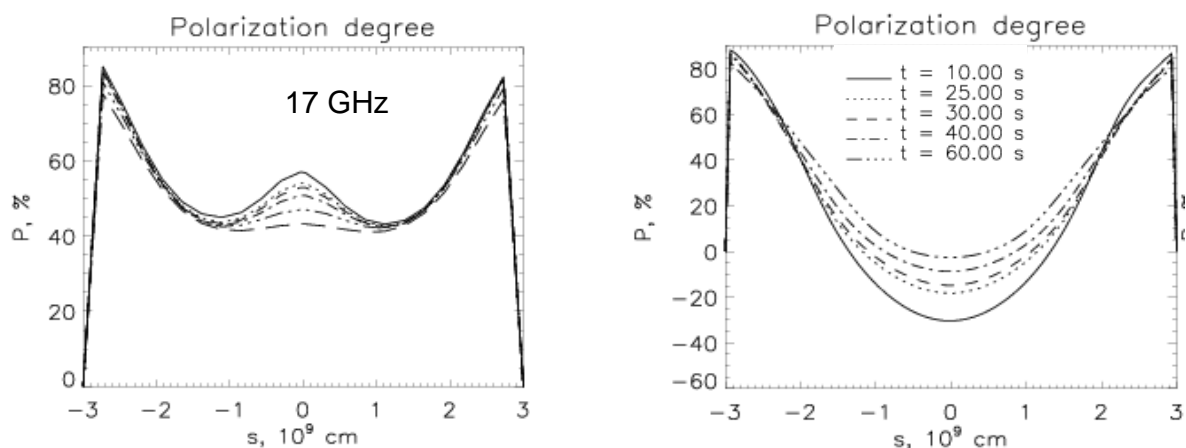


Рис. 3.

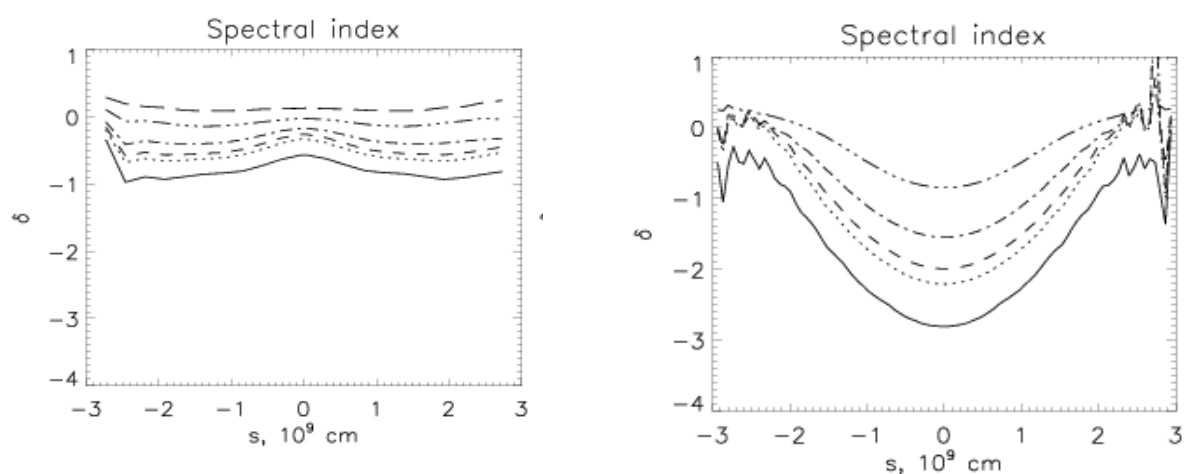


Рис. 4.

Литература

1. Сомов Б.В. *Астрономический Вестник*, 2006, Т. 40, No.2, 99.
2. Зайцев В.В., Степанов А.В. *УФН* 2008, **51**, 1123.
3. Shibasaki K. *Astrophys. J.* 2001, **557**, 326.
4. Tsap Y.T., Kopylova Y.G., Stepanov A.V., Melnikov V.F., Shibasaki K. *Sol.Phys.* 2008, **253**, 161.
5. Vlahos L. *Lecture Notes in Physics*, 2007, 725, 15.
6. Горбиков С.П., Мельников В.Ф. *Матем. моделирование*. 2007, Т.19, №2, С.112.
7. Fleishman G.D., and Melnikov V.F. *Astrophys. J.*, 2003, V. 587, p. 823.
8. Melnikov V.F., Gorbikov S.P., Pyatakov N.P. In: "Universal Heliophysical Processes". Proc. IAU Symposium, Cambridge University Press, 2009, V.257, p. 323-328.
9. Melnikov V.F., Shibasaki, K., & Reznikova, V.E. *ApJ*, 2002, 580, L185.
10. Мартынова О.В., Мельников В.Ф., Резникова В.Э. *Труды XI Пулк. Конф. по физике Солнца*. 2007, С.241.
11. Tzatzakis V., Nindos A., & Alissandrakis C.E. 2008, *Sol. Phys.*, 253, 79.
12. Altyntsev A.T., Fleishman G.D., Huang G.-L., & Melnikov V.F. 2008, *ApJ*, 677, 1367.
13. Reznikova V.E., Melnikov V.F., Shibasaki K., et al. *ApJ*, 2009, V.697, pp.735–746.
14. Yokoyama T., Nakajima H., Shibasaki K., Melnikov V.F., & Stepanov A.V. 2002, *ApJ*, 576, L87.
15. Melnikov, V.F. 2006, in *Solar Physics with the Nobeyama Radioheliograph*, NSRO Rep. 1, ed. K. Shibasaki (Nobeyama, Nagano: NSRO), 11.

АКТИВНОСТЬ СОЛНЦА - НАЧАЛО ГЛОБАЛЬНОГО МИНИМУМА

Мерзляков В.Л.
ИЗМИРАН, Троицк, Россия

SUN'S ACTIVITY IS IN BEGINNING OF A GRAND MINIMUM

Merzlyakov V.L.
IZMIRAN, Troitsk, Russia

The solar activity during the cycles 24-26 was studied. Analysis of long-term change of solar activity indicates that three cycles are likely to be weak ones. The corresponding maximum Wolf numbers of 55, 55 and 75 have been estimated for them. Hence, three-cycle epoch may be considered a grand minimum activity. The grand minimum began in 2008-2009. It is expected that the peak of cycle 24 shifts to 2016-2017.

Солнечная активность, помимо 11-летней вариации, как известно, испытывает и долговременные изменения. Анализ временных рядов различного рода индикаторов этой активности выявил стабильную 205-летнюю гармонику [1]. Эта гармоника отражает, вероятно, регулярное появление серии солнечных циклов малой амплитуды, проявляющиеся как «глобальные минимумы» [2]. Предыдущий «глобальный минимум Дальтона» охватывал 5, 6 и 7 циклы начала XIX века, что предполагает наступление очередного минимума в начале XXI века [2, 3].

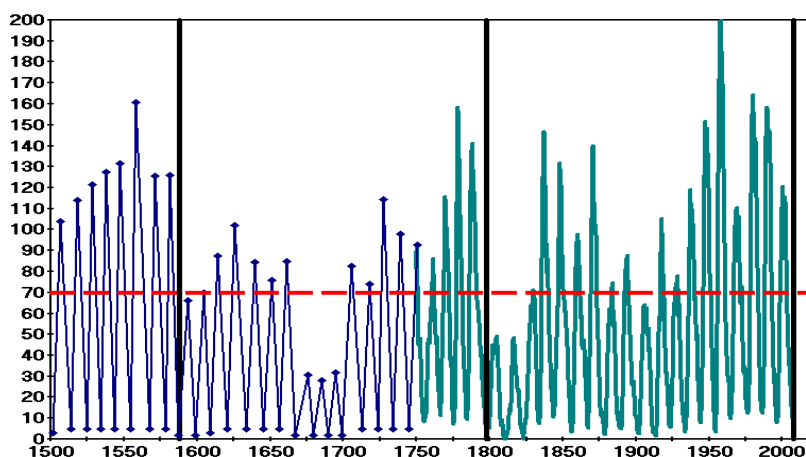


Рис. 1.

Моменты начала регулярных «глобальных минимумов» отмечены вертикальными линиями на рис. 1, где даны сглаженные числа Вольфа, а до 1750 г. представлены реконструкции максимумов [4]. Началом считаем период наименьшей активности, который пришелся на 1588 г., 1798 г. и 2008-2009 гг. Как видно на рис. 1, продолжительность регулярных «гло-

бальных минимумов» 2-3 солнечных цикла (пунктирная линия отмечает условный уровень «слабых» циклов), причём первые два имеют близкие амплитуды, а третий на 30% – 40% выше. Амплитудное значение 24 цикла – начального в текущем «глобальном минимуме» – можно оценить из величины напряженности полярного поля Солнца в эпоху минимума. В первом приближении, основываясь на общепринятой теории генерации переменного магнитного поля Солнца, максимальное число Вольфа W_m связано с напряженностью полярного поля B_p , предшествующей эпохи минимума, степенной зависимостью $W_m = kB_p^n$. Параметры этой связи находим по данным за 22 и 23 цикла, средние напряженности предшествующих эпох минимумов 1.31 Гс и 1.04 Гс согласно магнитографическим измерениям Wilcox Solar Observatory [5]. Беря годовые сглаженные W_m , получаем $k=115.3$, $n = 1.2$. Для минимума 2008 г. имеем $B_p = 0.54$ Гс [5], что даёт оценку максимального сглаженного числа Вольфа в 55 единиц для 24 цикла.

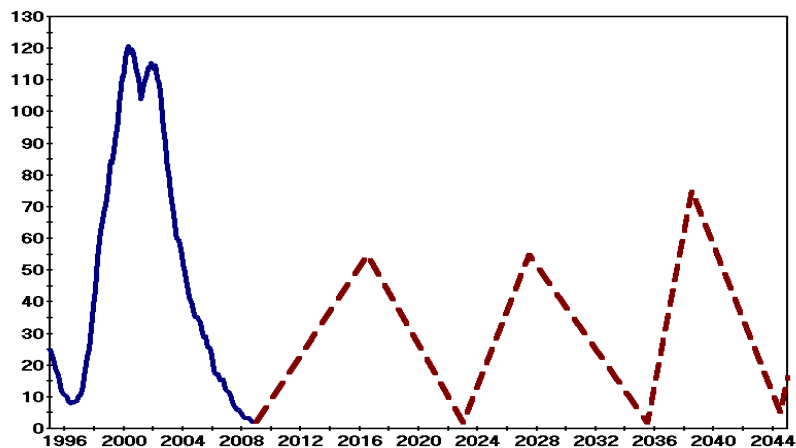


Рис. 2.

На рис. 2 пунктирной линией дается прогноз солнечной активности на три последующих цикла эпохи «глобального минимума» с учётом установленных выше закономерностей. Для циклов 24 и 25 максимальные сглаженные числа Вольфа ожидаются близкими к 55, а для 26 цикла наиболее вероятен максимум около 75 единиц. Наступление максимума 24 цикла должно сместиться на 2016-2017 гг., поскольку удлинится эпоха минимума в начале таких регулярных «глобальных минимумов» [2]. Пиковая активность 25 и 26 циклов произойдет с обычным 10-11 летним интервалом, т.е. придется на 2027 г. и 2038 г. соответственно.

Литература

1. Ogurtsov M.G., Nagovitsyn Yu. A., Kocharov G.E., Jungner H. // Solar Phys., 2002, v.211, p.371-394.
2. Merzlyakov V.L. // Solar Phys., 1997, v.170, p.425-435.
3. Чистяков В.Ф. // Солнечные Данные, 1983, №1, с.97-100.
4. Чистяков В.Ф. // Солнечные Данные, 1985, №8, с.73-79.
5. <http://wso.stanford.edu/Polar.html>

**ДИАГРАММЫ БАБОЧЕК
ФОТОСФЕРНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ
В 21-23 ЦИКЛАХ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ**

Милецкий Е.В., Иванов В.Г.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

**BUTTERFLY DIAGRAMS OF PHOTOSPHERE MAGNETIC
FIELDS IN SOLAR CYCLES 21-23**

Miletsky E.V., Ivanov V.G.

Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

On the base of measurements of photospheric solar magnetic fields by Kitt Peak and Stanford observatories latitudinal evolution of the large-scale magnetic field in solar cycles 21-23 is studied. It is shown that the Maunder butterfly diagrams for sunspots and the large-scale magnetic fields have similar structure. Comparison of cyclic evolution of latitude and power characteristics of local (sunspot) and large-scale magnetic field in the latitude range $-40^{\circ} \div +40^{\circ}$ is made. It is demonstrated that the close relation between the magnetic field strength and the size of the low-latitude activity zone, which was found earlier for local magnetic fields, exists for large-scale solar magnetic fields as well.

Исследование широтно-временной циклической эволюции магнитных полей на Солнце имеет весьма существенное значение для понимания природы 11-летнего и других циклов солнечной активности. Хорошо известны многие закономерности такой эволюции в диапазоне гелиоширот $\pm 40^{\circ}$ («королевской зоне») для фотосферных локальных магнитных полей (ЛМП), представляемых магнитными полями солнечных пятен. Что касается гораздо более слабого фотосферного магнитного поля, которое обычно называют крупномасштабным (large-scale, background) (КМП), то представляется важным провести в пределах этой зоны сравнительное исследование основных особенностей широтно-временной (Ш-В) эволюции ЛМП и КМП. В настоящее время это стало возможно, поскольку данные измерений КМП охватывают уже три 11-летних цикла (21-23) солнечной активности.

Информация о солнечных пятнах была получена нами из Гринвичского каталога и его продолжения (<http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml>) за период 1874-2006 гг. Данные о КМП извлекались из измерений напряженности фотосферного магнитного поля обсерваторий Китт Пик (<ftp://nsokp.nso.edu/kpvt/synoptic/mag>: Kitt Peak, Arizona) и Вилкокса (WSO, Stanford, <http://wso.stanford.edu/synopticl.html>), синтезированных в виде синоптических карт за обороты 1625-2007 (1975-2003 гг.). Широтное распределение мы получали усреднением по долготам значений (абсолютных или с одним знаком) напряженности магнитного поля.

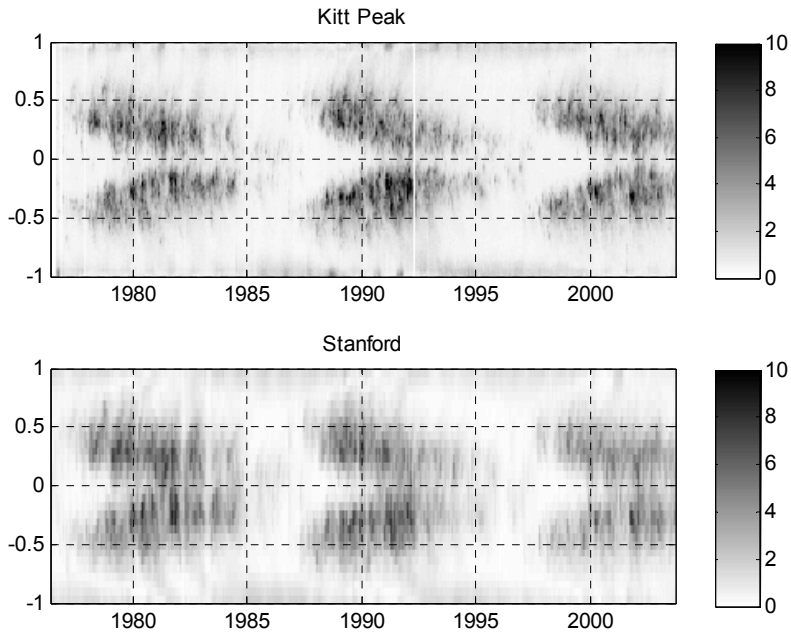


Рис. 1.

На рис. 1 представлены диаграммы Ш-В эволюции фотосферного КМП по данным Kitt Peak (верхняя панель) и Stanford (нижняя панель). Отчетливо видны крылья бабочек Маундера.

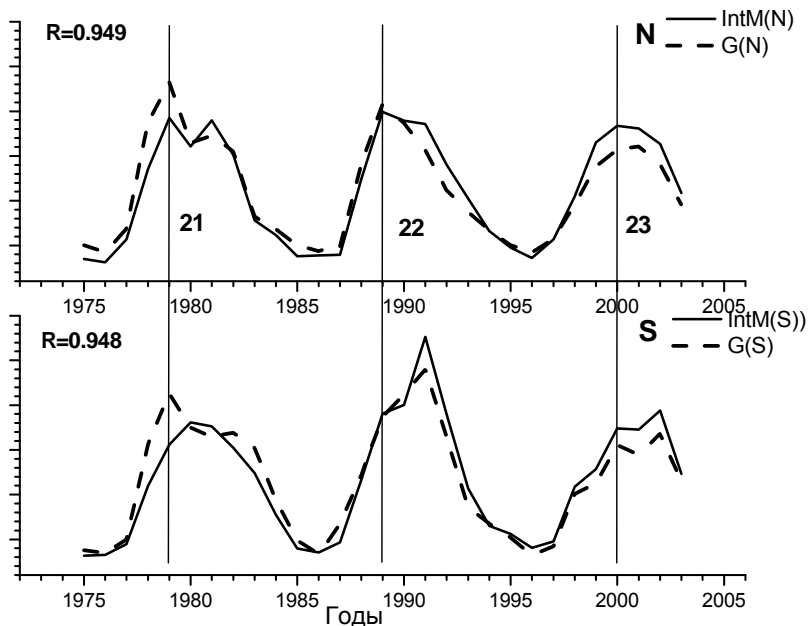


Рис. 2.

Далее были определены среднегодовые значения амплитудно-широтных характеристик солнечной активности в широтном диапазоне $\pm 40^\circ$: G – индекс ежедневного числа групп пятен (который мы рассматриваем как меру интенсивности ЛМП), IntM – средняя напряженность КМП; LatG – средневзвешенная (по площадям) широта групп пятен,

LatM – средневзвешенная (по напряженностям) широта КМП, D , σ , DB – характеристики ширины зоны генерации явлений.

Изменения во времени (в циклах 21-23) индексов напряженности КМП (IntM – сплошные линии на рис. 2) и ЛМП (G – штриховые линии) в широтном диапазоне $\pm 40^\circ$ демонстрируют хорошую корреляцию ($RN = 0.949$ и $RS = 0.948$) в обоих полушариях Солнца. Что касается средней широты у КМП (LatM) и ЛМП (LatG), то их изменения хорошо согласуются только в максимумах 11-летних циклов. На остальных фазах этих циклов $LatG < LatM$. Оказалось, что ведущая полярность КМП определенного знака в отдельно взятом полушарии (например, N) в каждом цикле имеет меньшую среднюю широту (нижняя панель рис. 3), в то время как амплитуда КМП этой полярности в эпохи максимумов выше, чем амплитуда ведомой (верхняя панель).

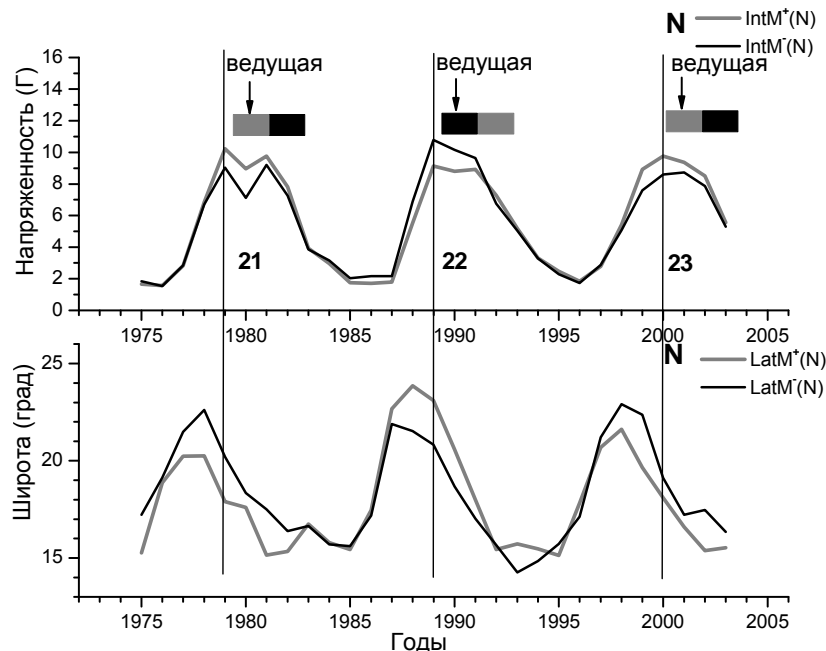


Рис. 3.

Чтобы охарактеризовать ширину широтного распределения ЛМП (пятен) и КМП единым образом, мы выбрали для дальнейшего использования параметр D – размер области, где величина плотности групп пятен или напряженности магнитного поля превышает некоторый порог P . Были взяты следующие пороги: $P(G) = 0.0024$ групп/год/мдп для пятен и $P(M) = 8$ Гс для КМП. Затем по данным за 21-23 циклы (1975-2003 гг.) для каждого полушария были получены уравнения 2-го порядка, связывающие индексы пятнообразования (G) и напряженности КМП (M) с ширинами этой зоны для пятен (DG) и КМП (DM), определяемых по вышеупомянутому пороговому критерию. Оказалось, что тесная зависимость между интенсивностью магнитного поля и размером низкоширотной зоны активности в равной

степени верна для ЛМП ($R(N)=0.978$ и $R(S)=0.964$) и КМП ($R(N)=0.985$ и $R(S)=0.988$) (рис. 4).

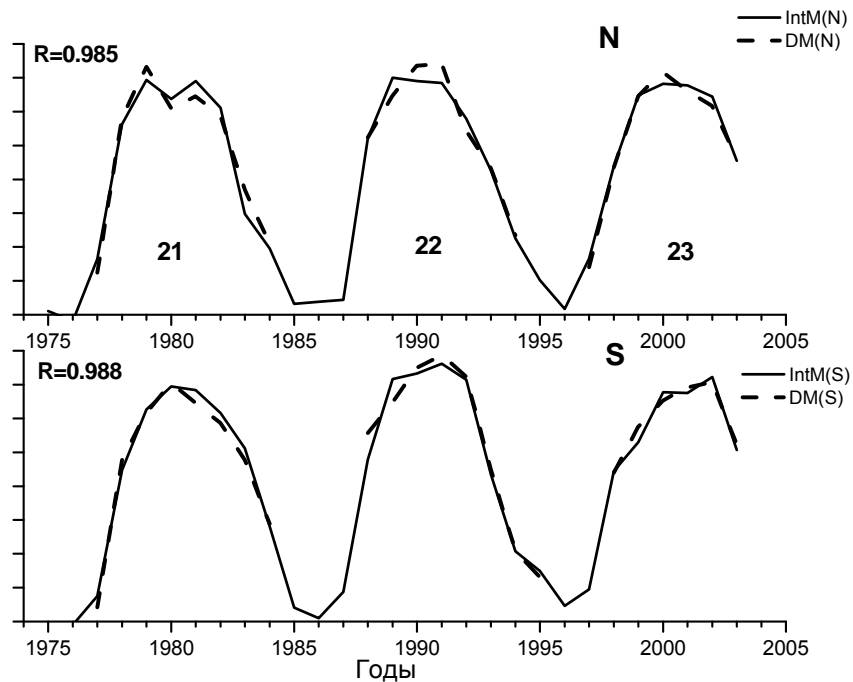


Рис. 4.

Ранее [1, 2] аналогичная зависимость была установлена нами для пятен, при этом широтный размер зоны пятнообразования определялся по разности между наибольшей и наименьшей широтами групп пятен.

Полученные закономерности можно использовать в качестве диагностических критериев для определения наиболее адекватных физических моделей солнечной цикличности. Кроме того, появляется возможность реконструкции широтно-временной эволюции ЛМП и КМП на основе информации только об уровне солнечной активности [3].

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ 07-02-00379 и 09-02-00083, НШ-6110.2008.2 и программы ПРАН № 16.

Литература

1. Милецкий Е.В., Иванов В.Г. // Труды XI Пулковской международной конференции по физике Солнца «Физическая природа солнечной активности и прогнозирование ее геофизических проявлений». СПб. 2007. Пулково. С. 255-258.
2. Милецкий Е.В., Иванов В.Г. // Труды XII Пулковской международной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2008». СПб. 2008. Пулково. С. 237-240.
3. Иванов В.Г., Милецкий Е.В. // Труды XII Пулковской международной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2008». СПб. 2008. Пулково. С. 127-130.

КОМПЛЕКС ПРОГРАММ ДЛЯ ОЦЕНКИ СКЕЙЛИНГОВЫХ, ТОПОЛОГИЧЕСКИХ И МОРФОЛОГИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЦИФРОВЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Мильков Д.А.¹, Князева И.С.¹, Каримова Л.М.²

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

²Институт математики, Казахстан, Алма-Ата

SOFTWARE SUITE FOR OBTAINING SCALE, TOPOLOGY AND MORPHOLOGY CHARACTERISTIC OF DIGITAL IMAGE

Milkov D.A.¹, Knyazeva I.S.¹, Karimova L.M.²

¹The Main Astronomic Observatory RAS, Saint-Petersburg, milkov@yandex.ru

²The Mathematic Institute, Kazakhstan, Almaty

We discussed the software suite which focused on extracting the meaningful information from a high resolution digital images. With this software Holder exponents based on Choquet capacities could be estimated. These characteristics could be used for multifractal segmentation of the image, edges and loops extraction and estimation of the geometry measures. Also this software could be used for estimating the invariants of algebraic topology (Betti numbers) which supplements geometry description and Minkowski functional (area, perimeter and Euler number). In this work we illustrate application of this software to the full-disk solar magnetograms. The Software was developed in MatLab.

Комплекс программ создан для описания эволюции активных областей (АО) Солнца в рамках морфологических, скейлинговых и топологических характеристик. Входными данными служат MDI магнитограммы полного диска Солнца. Мы извлекаем информацию из этих цифровых изображений, опираясь на методы математической морфологии, мультифрактальный формализм и вычислительную топологию. Цифровое изображение задается дискретной функцией фотометрической яркости $I(\vec{x})$, на решетке пикселей $\vec{x} \in Z \times Z$, так что уровни серого кодируют напряженность продольной компоненты $B_z(\vec{x})$ магнитного поля. Используя подходы стохастической геометрии [1, 2], можно построить множество выбросов значений поля выше заданного уровня. В результате получится бинарное (черно-белое) изображение, на котором можно определить три функционала Минковского: площадь, периметр и характеристику Эйлера. Площадь связана с суммарным магнитным потоком, периметр с полной вариацией поля, а характеристика Эйлера описывает топологическую сложность поля как сумму экстремумов за вычетом числа седел. Большое магнитное число Рейнольдса указывает на развитую турбулентность и, следовательно, перемежаемость или мультифрактальность магнитных структур. Эту ситуацию можно описать набором Гельдеровских показателей, вычисленных из магнитограмм [3, 4]. Для сравнения эволюционной последовательности

полученных Гельдеровских карт разумно использовать методы теории гомотопий, которые позволяют описать алгебраическую структуру изображений числами Бетти [4, 5]. Таким образом, мы получаем полное описание геометрии и топологии магнитограмм в рамках соответствующих инвариантов. Ниже кратко описаны основные компоненты программного комплекса.

1. Морфология

Для оценки характеристики Эйлера, периметра и площади на черно-белых изображениях мы использовали функции *bweuler*, *bwperim*, *bwarea*, реализованные в рамках Images Toolbox в среде Matlab.

2. Топология

Для оценки «пористости» черно-белого изображения мы вычисляем два числа Бетти β_0 и β_1 [4, 5]. Первое из них – β_0 – измеряет число связанных областей, образованных пикселями выбранного цвета, второе – β_1 – количество «дыр» в этих областях. Для оценки этих топологических инвариантов мы использовали пакет SNoMP [6] и интегрировали его в Matlab. Эта программа принудительно разделяет картинку на «белое» и «черное» по отношению к среднему значению между максимальным и минимальным значениями серого в области. Поскольку значения магнитограммы асимметричны относительно этих границ, пиксели со средними значениями не совпадают с плоскостью раздела полярностей. Поэтому мы предварительно сами объявляли «белым» одну полярность, а «черным» другую.

5. Скейлинг

Магнитограммы обладают свойством масштабной инвариантности. Поэтому, ее меру Радона – полную вариацию поля яркости в области A можно аппроксимировать степенным законом (скейлингом):

$$\mu(A) \equiv \int_A |\nabla I|(\vec{x}) dS \sim r^{h(\vec{x})}$$

где r – размер A , и $h(\vec{x})$ – локальная Гельдеровская экспонента [3, 4].

Используя оценки меры $\mu(A)$, как суммы долей серого в окрестности пикселя \vec{x} , по меньшей мере, для трех значений r можно получить оценку $h(\vec{x})$ как наклон прямой графика ($\log \mu$ *vers.* $\log r$). Однако высокая вариабельность $I(\vec{x})$ часто приводит к отклонениям точек от прямой. Поэтому мы используем так называемые ёмкости Шоке вместо фотометрической sum-меры [7]. В нашем пакете мы используем четыре вида ёмкостей: μ_{\max} и μ_{\min} «min», которые ставят в соответствие окрестности A максимальное или минимальное значение серого, соответственно; μ_{osc} определяется осцилляцией серого в A и μ_{iso} , которая равна числу пикселей, неразличимых

от центрального с точностью до заданного порога. Все емкости обладают свойством монотонности и позволяют получить устойчивые оценки $h(\vec{x})$. После этого можно построить Гельдеровскую карту, заменив значение серого в каждом пикселе его Гельдеровским показателем. Различные компоненты мультифрактального разложения или сингулярные многообразия на такой карте выделяются условием $h(\vec{x}) = h_0$.

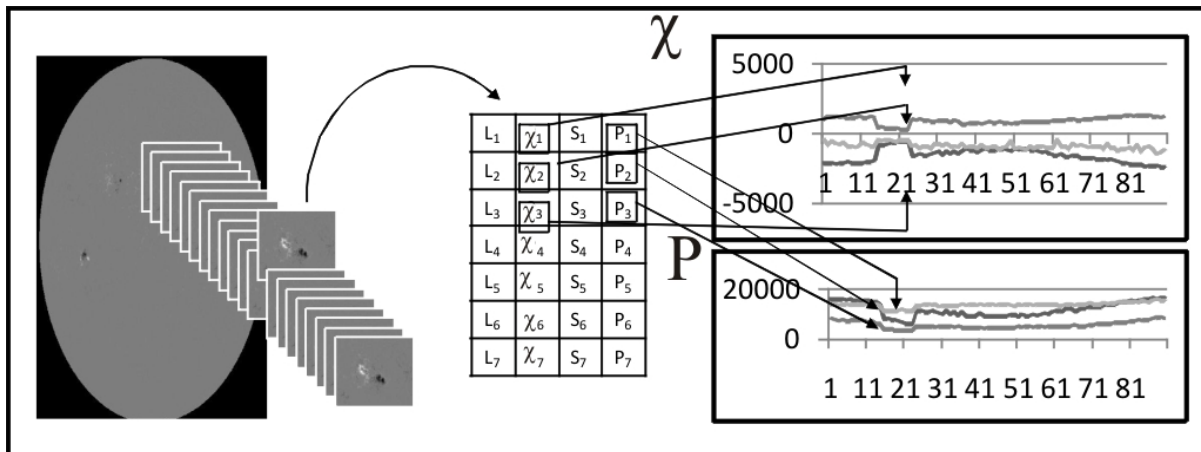


Рис. 1. Схема морфологического подхода.

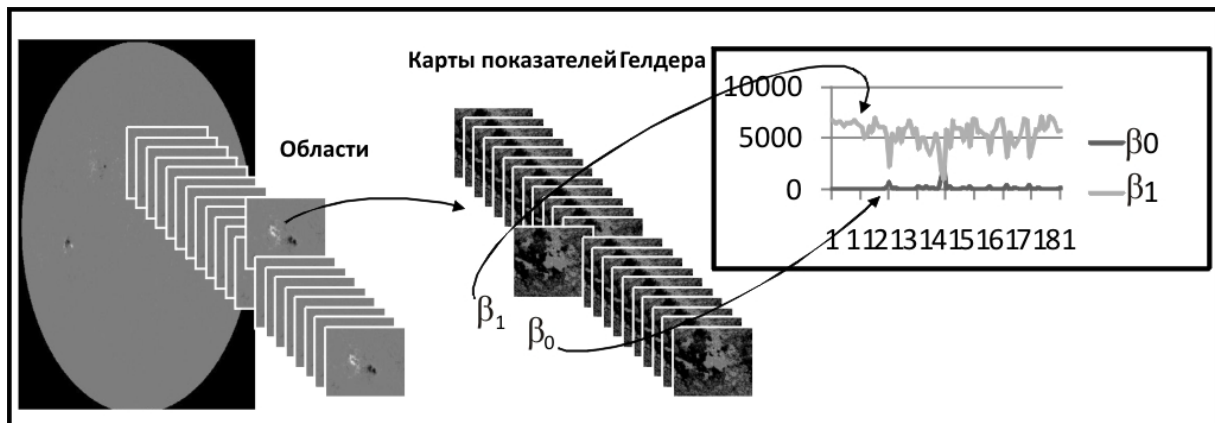


Рис. 2. Схема топологического подхода и мультифрактального анализа.

6. Проблема границы окрестности

Эта проблема возникает при получении локальных оценок показателей для пикселей вблизи границы области, когда дилатация окрестности выходит за ее пределы. Для устранения проблемы мы используем принцип «зеркала», т.е. зеркально отражает область по четырем направлениям.

7. Динамика изменений сложности во времени

Для получения морфологических характеристик из исходного оригинала мы строим множества выбросов значений серого за выбранный уровень. Для каждого из полученного в результате черно-белых изображений

мы вычисляем характеристику Эйлера, суммарный периметр и площадь. Процедура охватывает весь набор изображений АО при ее прохождении по диску Солнца (см. Рис. 1). Для получения топологических характеристик исходное изображение трансформируется в карту Гельдеровских показателей. Выбирая подходящее сингулярное многообразие, мы вычисляем числа Бетти.

8. Показатели эффективности комплекса

Мы использовали MDI-магнитограммы полного диска Солнца. Разрешение составляло $2''$, интервал времени между смежными изображениями составлял 96 минут. Таким образом, полное прохождение АО по диску Солнца составляло около 80 последовательных изображений в fits-формате. Из магнитограммы вырезался фрагмент размером 200×200 пикселей, содержащей АО. Следующий фрагмент вырезался автоматически со сдвигом на 6-7 пикселей по вращению Солнца. Время вычисления всех характеристик для полного прохождения АО по диску Солнца для РС с процессором 3.0 ГГц составляло приблизительно 6 минут. Примеры полученных результатов в приложении к вспышечно-активным АО можно найти в нашей статье [8].

Литература

1. *R.J. Adler*. The Geometry of Random Fields. John Wiley, N.Y. 1981
2. *N. Makarenko, L. Karimova*. Nuclear Instr. & Methods in Physics Res. Sec. A. 2003. **A502**, 802.
3. *О.А. Круглун, Л.М. Каримова, С.А. Мухамеджанова и др.* Солнечно-земная физика. 2007. Вып. 10, 31.
4. *И.С. Князева, Д.А. Мильков, Н.Г. Макаренко.* Солнечная и солнечно-земная физика - 2008. Труды. Санкт-Петербург, 2008. 171.
5. *A. Zomorodian*. Topology for Computing Cambridge Monographs on Applied and Computational Mathematics (No. 16) 2005.
6. <http://chomp.rutgers.edu/software/>
7. *Н.Г. Макаренко, О.А. Круглун, и др.* Исследование Земли из Космоса. 2008, №3. 1.
8. *И.С. Князева, Д.А. Мильков, Н.Г. Макаренко* – см. этот сборник.

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛООВОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА МИКРОВОЛНОВЫЙ СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЕЛЬ

Моргачев А.С.^{1,2}, Поляков В.Е.^{1,2}

¹ННГУ им. Лобачевского

²ФГНУ НИРФИ

INFLUENCE OF THERMAL FREE-FREE EMISSION ON THE MICROWAVE SPECTRUM OF SOLAR FLARING LOOP EMISSION

Morgachev A.S.^{1,2}, Polyakov V.E.^{1,2}

¹Lobachevski NGU

²Radiophysical Research Institute

One of the principal parameters of gyrosynchrotron (GS) radiation is its spectral index. It allows to determine the energy spectral index of accelerated electrons. Since the observed microwave flux is a sum of GS emission of energetic electrons and thermal free-free emission of hot plasma, for the correct determination of electron spectral index we need to subtract thermal free-free emission from the total observed flux. This procedure was done for 28 flares making use of data on microwave and soft X-ray emission obtained with the Radioheliograph Nobeyama and GOES satellite. We have shown that the influence of thermal free-free emission on the flux and spectral index is negligible ($< 3\%$) on the phase of the burst maximum. On the contrary, the contribution of thermal free-free emission is high (up to 70%) on the late decay phase that leads to a considerable decrease of the observed spectral index (up to $\Delta\alpha = 1-2$). We have shown that the most strong influence on the total flux and spectral index is realized in a flare loop's footpoints.

Введение

Принято считать, что основным механизмом генерации микроволнового излучения солнечных вспышечных петель является гиротронный (ГС) механизм [1]. Одной из важнейших характеристик гиротронного излучения является частотный спектр. Важно точно определять спектральный индекс, так как с его помощью можно рассчитать показатель энергетического спектра электронов – один из важнейших характеристик ускоренных электронов.

Но, как известно, в процессе вспышки потоки тепла и энергичные частицы проникают в плотные слои хромосферы. Разогретая ими хромосферная плазма испаряется, заполняя вспышечную петлю, и благодаря тепловому тормозному механизму генерирует дополнительный поток радиоизлучения. В результате, поток принимаемого микроволнового излучения представляет собой сумму потоков гиротронного излучения энергичных частиц и теплового тормозного излучения горячей плазмы. Таким образом, для правильного определения спектрального индекса необходимо

корректировать данные наблюдений путем вычета из общего потока компоненты, связанной с тепловым тормозным излучением.

Целью данной работы является изучение влияния излучения тепловой плазмы во вспышечной петле на спектральные характеристики микроволнового излучения на основе подробного анализа данных наблюдений о 16 вспышечных событиях без пространственного разрешения и 11 событиях с пространственным разрешением из 28 первоначально отобранных событий.

Данные наблюдений

Для исследования была использована имеющаяся в НИРФИ выборка из 28 событий, наблюдавшихся радиогелиографом Нобеяма (NoRH) на частотах 17 и 34 ГГц. Из них были отобраны только вспышки, характеризующиеся достаточно большой одиночной вспышечной петлей, хорошо разрешимой радиогелиографом (т.е. с размером, существенно превосходящим размер диаграммы направленности NoRH).

Поток теплового тормозного излучения определялся по данным наблюдений спутника GOES о мягком рентгеновском излучении (SXR) в двух каналах (по длинам волн): 1-8 А и 0.5-4 А [2].

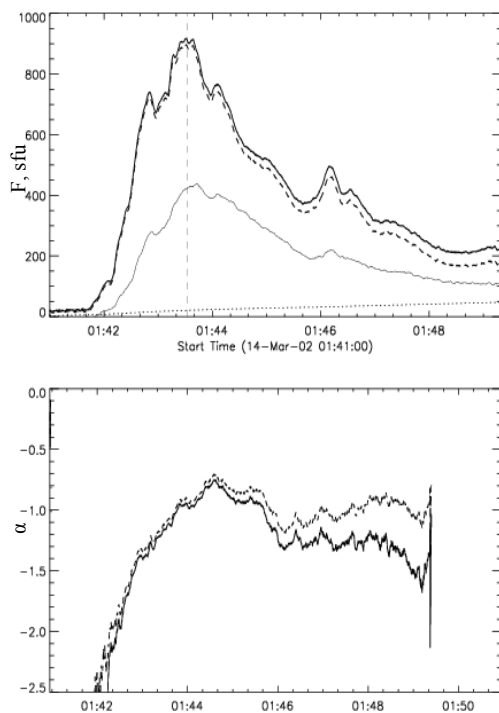


Рис. 1.

Для определения вклада микроволнового излучения горячей плазмы в общий поток принимаемого излучения со всей вспышечной петли были использованы данные об общем потоке радиоизлучения на частотах 17 ГГц и 35 ГГц, полученные радиополяриметром Нобеяма (NoRP). При расчете влияния теплового тормозного излучения плазмы из отдельных участков петли использовались данные радиогелиографа Нобеяма (NoRH), обладающим высоким пространственным разрешением (5'' и 10'' на 34 и 17 ГГц, соответственно).

На первом этапе на основе данных о мере эмиссии и температуре плазмы, полученные из потоков рентгеновского

излучения, производился расчет теплового тормозного радиоизлучения. Затем путем вычитания вычисленного потока тормозного радиоизлучения из общего потока микроволнового излучения получалось значение потока чисто гиротронного излучения на двух частотах. По полученным значениям производится расчет и построение временных профилей спектрального индекса (при этом учитывается тот факт, что в оптически тон-

ком источнике потоки тормозного излучения на частотах 17, 34 и 35 ГГц равны).

Результаты анализа

Для иллюстрации рассмотрим событие 14 марта 2002 года.

На рис. 1 на верхней панели представлены временные профили полного потока излучения на частотах 17 и 35 ГГц по данным NoRP (жирная и тонкая линии) рассчитанных потоков теплового тормозного излучения (тонкая пунктирная линия) и гиросинхротронного излучения на частоте 17 ГГц (штриховая линия). На нижней панели представлены временные профили спектральных индексов суммарного (тонкая линия) и гиросинхротронного излучений (жирная линия). Видно, что значение спектрального индекса полного потока принимаемого излучения на протяжении всей вспышки меньше по модулю значения спектрального индекса гиросинхротронного излучения (уплощение частотного спектра), и наибольшая их разница реализуется на поздней фазе всплеска, когда роль тепловой компоненты в общем потоке значительна. Во всех 16 анализируемых событиях без пространственного разрешения было выявлено влияние теплового тормозного излучения на спектральный индекс микроволнового излучения. В момент максимума оно незначительно ($< 3\%$). На заключительной фазе вспышки его значение существенно и в некоторых событиях достигает 50–80%.

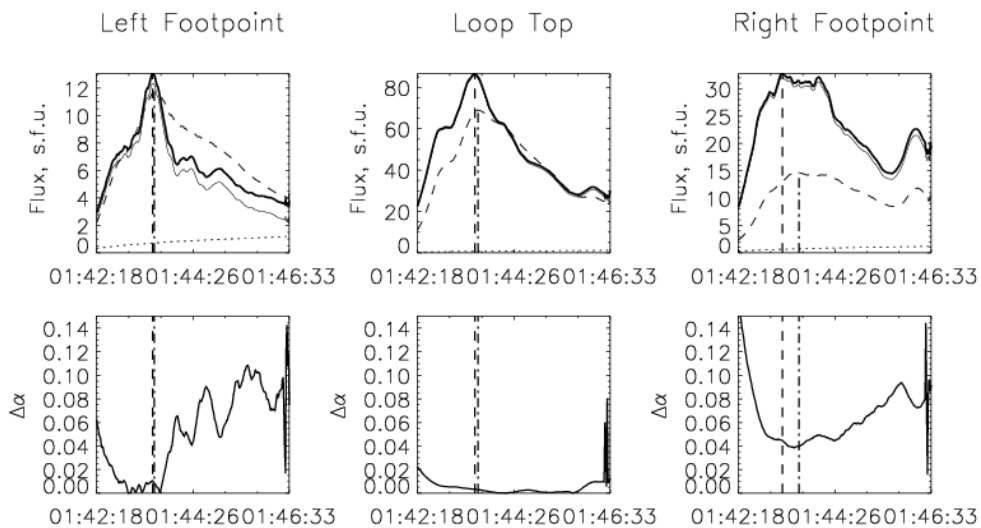


Рис. 2.

Для определения вклада теплового тормозного излучения в общий поток принимаемого излучения из *отдельных участков вспышечной петли*, последняя разбивалась на три квадратных участка (бокса) размером $10'' \times 10''$, два в основаниях и один в вершине. Тепловая компонента радиоизлучения рассчитывалась для каждого из боксов по потокам мягкого рентгена и вычиталась из потока, регистрируемого радиогелиографом Но-

беяма (рис. 2, верхняя панель, 17 ГГц – жирная сплошная линия, 34 ГГц – пунктирная линия). В результате получались временные профили «чистого» гиротронного излучения (рис. 2, верхняя панель, тонкая линия). На нижней панели изображен временной профиль разности спектральных индексов «чистого» гиротронного излучения и полного потока. Видно, что уплощение спектра и разница спектральных индексов максимальны также на заключительной фазе и проявляются в наибольшей мере в основаниях петли. В результате подобного анализа еще 10 событий было получено, что наибольшее уплощение спектра реализуется в основаниях вспыхивающей петли и на заключительной фазе всплеска может достигать 50%. В вершине петли уплощение спектра в большинстве событий для каждой из фаз всплеска незначительно и не может серьезно повлиять на диагностику рассчитываемого спектрального индекса.

Обсуждение

Установленный факт наибольшего влияния теплового тормозного излучения на наклон спектра микроволнового излучения на заключительной фазе всплеска для всех событий объясняется тем, что плазма, испарившаяся из разогретой хромосферы в магнитную ловушку, достигает ее максимальной концентрации в каждом из участков петли, когда концентрация нетепловых электронов уже уменьшается. Следовательно, относительный вклад излучения горячей плазмы и его влияние на микроволновый спектр возрастает. Повышенный вклад теплового излучения в общий поток в основаниях петли объясняется разницей потоков гиротронного излучения из оснований и вершины (в вершине он обычно заметно больше [3]) и нашим модельным предположением об однородности плотности плазмы вдоль петли.

Выводы

В ходе работы получены следующие результаты:

- 1) На фазе максимума всплеска влияние теплового тормозного излучения на поток и спектральный индекс незначительно, а на фазе спада это влияние достигает максимума во всех частях вспыхивающей петли.
- 2) Тепловое тормозное излучение вносит большой вклад в общий поток принимаемого излучения и оказывает наибольшее влияние на его спектральный индекс в основаниях вспыхивающей петли.
- 3) При диагностике наклона энергетического спектра электронов наиболее точные результаты можно получить, исследуя микроволновое излучение на фазе максимума всплеска, так как в это время наблюдаемый спектр наиболее близок к гиротронному.

Литература

1. *Dulk G.A.* // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1985, V.23, P.169.
2. *Crannell C.J., Kenneth J.F., Matzler C.* // *ApJ.* 1978, V.223, P.620.
3. *Melnikov V.F., Shibasaki K., Reznikova V.E.* // *ApJ.* 2002, V.580, L.185.

**ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПОТОКОВ СОЛНЕЧНОГО
ВЕТРА НА РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЭЛЕКТРОНЫ ВНЕШНЕГО РПЗ
ВЕСНОЮ 2009 ГОДА ПО ДАННЫМ ПРИБОРА
"ЭЛЕКТРОН-М-ПЕСКА" (КОРОНАС-ФОТОН)**

**Мягкова И.Н., Панасюк М.И., Денисов Ю.И., Богомолов А.В.,
Калегаев В.В., Старостин Л.И.**

НИИЯФ им. Д.В. Скобелыцына МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

**INFLUENCE OF HIGH-SPEED SOLAR WIND STREAMS ON RELA-
TIVISTIC ELECTRONS IN OUTER ERB DURIG
THE SPRING OF 2009 ACCORDING TO
"ELEKTRON-M-PESCA" DATA (CORONAS-PHOTON)**

**Myagkova I.N., Panasyuk M.I., Denisov Yu.I., Bogomolov A.V.,
Kalegaev V.V., Starostin L.I.**

Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow

Significant increase of the relativistic electron (1-4 MeV) flux after the small magnetic storm on 13 March 2009 ($Dst=-28$ nT) has been detected. The enhanced electron fluxes were measured till the next disturbed period beginning on 21 March 2009. It was caused by high-speed stream incoming to the Earth's orbit. The next enhancement of the relativistic electron flux was observed on April 9, after the next high-speed stream.

Хотя внешний радиационный пояс Земли (РПЗ) детально изучается с момента его открытия, многие фундаментальные проблемы, связанные с динамикой РПЗ, и, следовательно, с ускорением в нем частиц до релятивистских энергий остаются актуальными по сей день. Вопросы ускорения частиц внешнего РПЗ до релятивистских энергий в последнее время также привлекают к себе практическое внимание в связи со сбоями работы космической аппаратуры во время возрастаний потоков релятивистских электронов, наблюдающихся во время магнитных бурь. Усредненные распределения потоков релятивистских электронов РПЗ достаточно хорошо изучены (см., например, [1]), причем указано, что внешний РПЗ испытывает значительные вариации даже во время слабых геомагнитных возмущений.

Одна из центральных научных задач эксперимента, проводимого при помощи прибора «Электрон-М-Песка», который представляет собой полупроводниковый телескоп заряженных частиц, на борту ИСЗ КОРОНАС-Фотон, третьего космического аппарата серии КОРОНАС (Комплексные Орбитальные Наблюдения Активности Солнца) – исследование динамики потоков релятивистских электронов в магнитосфере Земли.

Мы исследовали вариации параметров межпланетного магнитного поля (ММП), солнечного ветра (СВ) и геомагнитных индексов весной 2009 г. по данным Годдаровского центра космических полетов

(<http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/>). В ночь с 12 на 13 марта наблюдалось небольшое ($Dst = -28$ нТл, $Kp = 5$) магнитное возмущение, связанное с приходом к Земле высокоскоростного потока солнечного ветра (максимальное значение скорости плазмы $V_{sw} = 550$ км/с). Авроральная активность в рассматриваемый период времени также была относительно низкой. По данным МЦД в Киото (swdcwww.kugi.kyoto-u.ac.jp) максимального значения 800 нТл AE-индекс достигал только около 7 часов утра 13 марта (в максимуме главной фазы магнитного возмущения) и около полудня 21 марта. При этом, согласно данным сети Intermagnet, на ряде высокоширотных станций, таких как Соданкюла (Sodankyla), Нарсесуак (Narsarsuaq) было зарегистрировано возрастание волновой активности с 15 по 20 марта 2009 г.

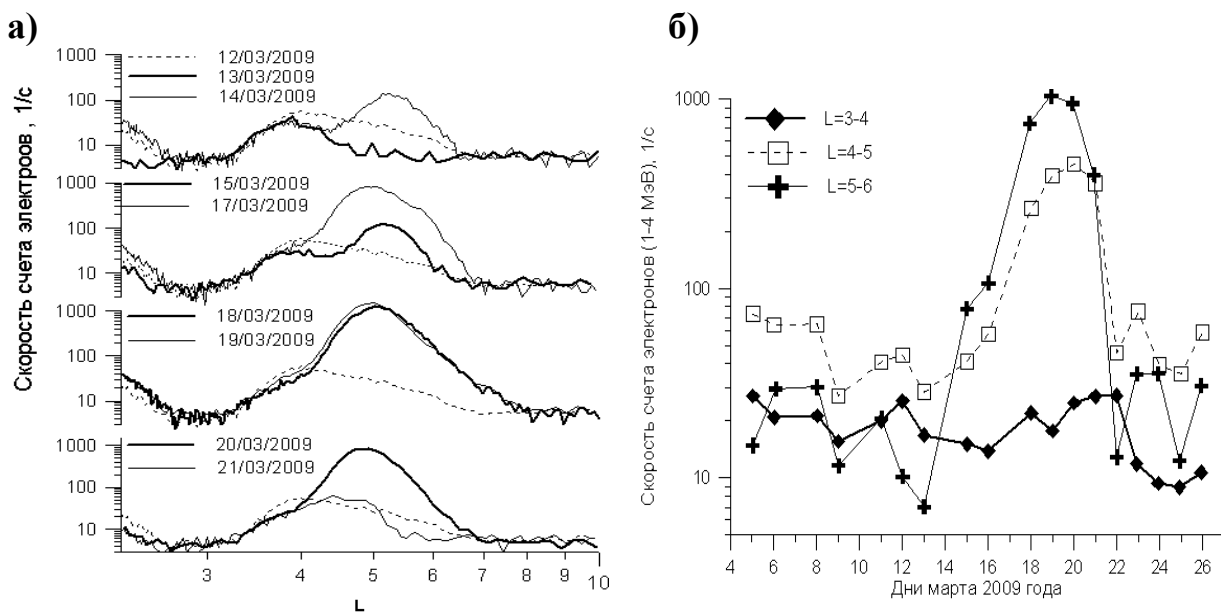


Рис. 1.

На рисунке 1а приведены профили по L скоростей счета электронов с энергией 1-4 МэВ для девяти прохождений ИСЗ КОРОНАС-Фотон через внешний РПЗ при одних и тех же значениях географических координат и магнитного локального времени до, во время и после геомагнитного возмущения 12-13 марта. Пунктиром на всех четырех панелях представлены данные о скоростях счета электронов, полученные рано утром 12 марта, до начала возмущения, выбранных в качестве фоновых условий. Видно, что 13 марта (главная фаза бури), наблюдается небольшое падение скоростей счета регистрируемых электронов (жирная кривая на верхней панели). Это не противоречит результатам, полученным на предыдущем ИСЗ серии КОРОНАС – КОРОНАС-Ф, когда во время сильных геомагнитных бурь наблюдалось резкое падение интенсивности релятивистских электронов во внешнем РПЗ, практически до его полного опустошения (например, [2]). 14 марта (тонкая сплошная кривая на верхней панели) величина потока электронов в районе «добурового» максимума на $L = 4$ не изменилась, а на

более высоких L появился добавочный пик с максимумом на $L = 5.2$. 17 марта (тонкая сплошная кривая на второй сверху панели) упомянутый новый максимум сдвинулся чуть ближе к Земле (примерно до $L = 5$), а его интенсивность возросла почти на порядок. За 18 и 19 марта рост интенсивности потоков электронов во внешнем РПЗ продолжился. 19 мая мы зафиксировали максимум скоростей счета релятивистских электронов.

На рисунке 1б показана динамика максимальных скоростей счета релятивистских электронов на высоте 550 км в трех диапазонах L : $L = 3-4$, $4-5$, $5-6$. Видно, что максимальный рост потоков электронов наблюдался на максимальном расстоянии от Земли – на $L = 5-6$, а на $L = 3-4$ возрастания фактически не наблюдалось. Максимальные потоки на $L = 5-6$ зарегистрированы на день раньше, чем на $L = 4-5$, на четверо суток позже момента возмущения, вызванного приходом высокоскоростного потока СВ. Полученная величина временной задержки совпадает с данными работы [3], выполненной на основании данных ИСЗ SAMPEX.

Аналогичные вариации потоков электронов наблюдались во внешнем РПЗ и во второй декаде апреля 2009, связанных с еще более слабым геомагнитным возмущением ($Dst = -23$ нТ), также вызванным приходом к Земле высокоскоростного потока СВ 9 апреля. На рис. 2 приведены вариации скорости и плотности СВ, регистрировавшиеся с февраля по апрель 2009 г. на ИСЗ ACE. На рисунке хорошо виден период 27 дней, что подтверждает высокоскоростной поток СВ, зарегистрированный 14 февраля.

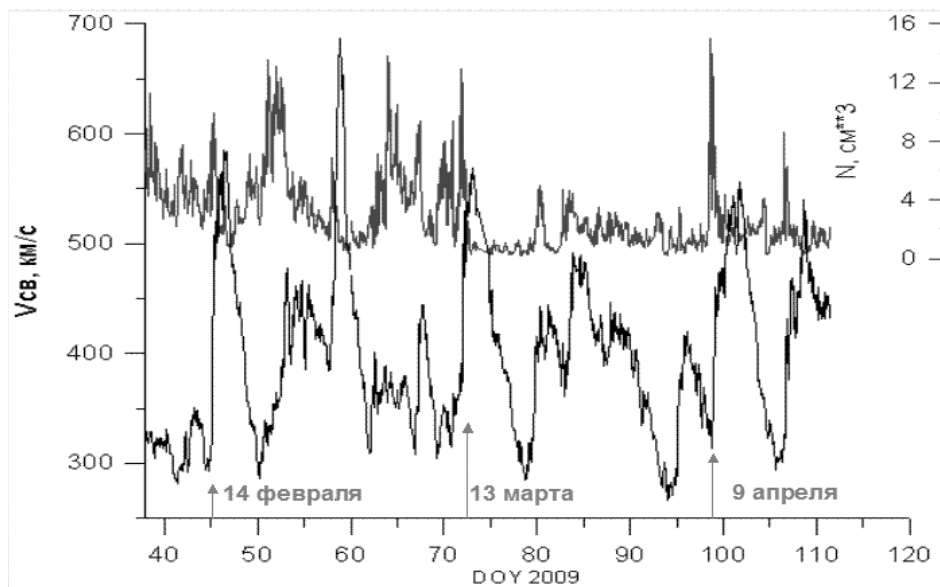


Рис. 2.

Как уже отмечалось, экспериментальные исследования электронов внешнего РПЗ неоднократно проводились учеными разных стран (например, см. [1-4] и приведенные там ссылки). В упоминавшейся выше работе [3] было показано, что существует корреляция на уровне 40% между пото-

ками релятивистских электронов внешнего РПЗ со скоростью СВ с запаздыванием на 2 суток на $L = 10$ и 4 суток на $L = 6.6$. Также отмечается корреляция потоков релятивистских электронов (с энергией выше 1 МэВ) на геостационарной орбите со скоростью солнечного ветра в работе [4], причем измерения проводились, также как и в нашем случае, вблизи минимума солнечной активности (1995 г.). В [4] было высказано предположение, что механизмом вариаций потоков релятивистских электронов может служить либо радиальная диффузия, либо «разогрев» VLF-волнами, однако относительный вклад данных механизмов пока остается не ясен. Тем не менее, феноменологически зарегистрированное нами возрастание релятивистских электронов, произошедшее после прихода к земле высокоскоростного потока СВ, подтверждает выводы работы [4] и аналогичных работ. В рассматриваемом же случае геомагнитные возмущения, вызвавшие вариации потоков релятивистских электронов, малы. Значительных суббурь в рассматриваемый период также не наблюдалось, но на ряде высокоширотных станций наблюдалось возрастание волновой активности, что, вполне вероятно, и могло привести к наблюдавшемуся возрастанию потоков релятивистских электронов. Согласно теоретическим расчетам [4] при нелинейном взаимодействии энергичных электронов с хорами большой амплитуды может происходить быстрое увеличение энергии электронов.

Зарегистрированные прибором Электрон-М-Песка возрастания потоков релятивистских электронов внешнего РПЗ подтверждают, что даже слабые геомагнитные возмущения в сочетании с волновой активностью могут оказать существенное влияние на радиационную обстановку в ОКП.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ (07-02-92004-ННС-а)

Литература

1. Кузнецов С.Н., Тверская Л.В. Модель космоса, Т. I, Физические условия в космическом пространстве. Глава 3.4. Радиационные пояса (под ред. проф. Панасюка М.И.) М. «Университет, Книжный дом». 2007. С.518-546.
2. Панасюк М.И., Кузнецов С.Н., Лазутин Л.Л. и др. Магнитные бури в октябре 2003 года. // Космические Исследования. 2004. Т.42. № 5, С. 509-554.
3. Li, X., D.N. Baker, M. Temerin, T.E. Cayton, E.G.D. Reeves, R.A. Christensen, J.B. Blake, M.D. Looper, R. Nakamura, and S.G. Kanekal. Multisatellite observations of the outer zone electron variation during the November 3-4, 1993, magnetic storm. // J. Geophys. Res. 1997. V. 102A, P.14,123-14,140.
4. X. Li, D.N. Baker, M. Temerin, et al. Energetic electrons, 50 keV - 6 MeV, at geosynchronous orbit: their responses to solar wind variations, Space Weather, 3, S04001, doi:10.1029/2004SW000105, 2005
5. Bortnik, J., R.M. Thorne, and U.S. Inan, Nonlinear interaction of energetic electrons with large amplitude chorus, Geophys. Res. Lett., Vol. 35, Iss. 21, CiteID L21102, doi:10.1029/2008GL035500, 2008.

СЕВЕРО-ЮЖНАЯ АСИММЕТРИЯ ПЯТНООБРАЗОВАНИЯ НА СОЛНЦЕ, ДИАГРАММЫ БАБОЧЕК И МИНИМУМ МАУНДЕРА

Наговицын Ю.А., Иванов В.Г., Милецкий Е.В.

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия,
nag@gao.spb.ru*

N-S ASYMMETRY OF SUNSPOT ACTIVITY, BUTERFLY DYAGRAM AND MAUNDER MINIMUM

Nagovitsyn Yu.A., Ivanov V.G., Miletsky E.V.

Central astronomical observatory at Pulkovo, nag@gao.spb.ru

In framework of the approach developed earlier, a long-term behaviour of N-S asymmetry of solar hemispheres and a spatial distribution of activity during the Maunder minimum are reconstructed.

Солнечная активность (СА) – это процесс *квазипериодических* изменений *глобального магнитного поля* Солнца на *различных временных масштабах*. В этой работе нас будут интересовать пространственные аспекты поведения СА: северо-южная асимметрия активности, дрейф широт пятен и их зональное распределение («бабочки Маундера»). Временной интервал, выбираемый для исследования, это последние 400 лет, т.е. именно та шкала, для которой ранее выполнена наша реконструкция параметров Космической погоды RSW-400 [1].

Северо-южная асимметрия СА. Несмотря на усилия, направленные на исследование закономерностей процесса глобальной пространственной организации солнечной цикличности, физическая картина временных изменений N-S асимметрии СА $q = (N - S)/(N + S)$ (где N и S – значения избранных индексов в соответствующих полушариях), во многом не ясна.

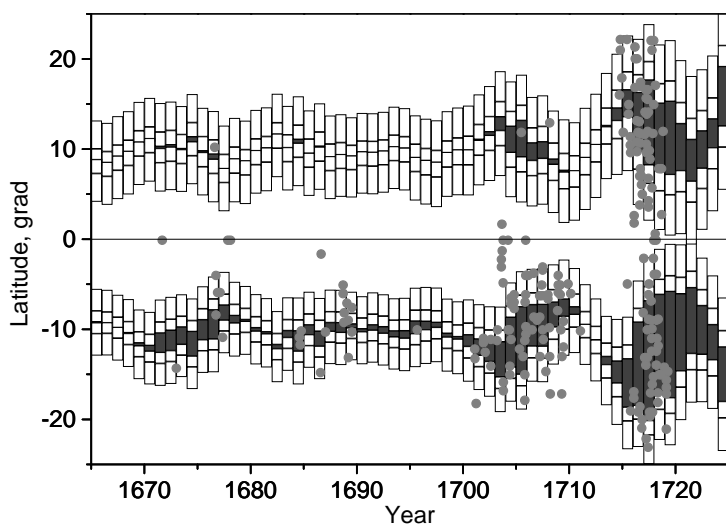
В этой работе мы рассмотрели «полушарные» значения индексов отдельно, что позволило произвести реконструкцию N- и S- активности с помощью предложенного нами ранее подхода "разложения по псевдофазовому пространству" – DPS [2]. В качестве опорного ряда площадей пятен в N- и S- полушариях использовались ряды из нашей базы ESAI www.gao.spb.ru/database/esai на интервале 1821-2005 гг., в качестве реконструирующего ряда – последняя версия ряда площадей пятен на 400-летнем интервале. Результаты реконструкции: площади пятен в N полушарии описываются на интервале 1821-2005 гг. с коэффициентом корреляции $\rho = 0.977$, в S – 0.970.

Средние широты пятен в N- и S- полушариях Солнца. Произведем далее раздельную по полушариям реконструкцию ϕ_N и ϕ_S также с использованием DPS метода, беря за основу наши данные о наблюдаемых

значениях этих параметров из базы ESAI за 1853-1984 гг. Полученные коэффициенты корреляции между моделью и наблюдениями составили $\rho = 0.833$ для N полушария и $\rho = 0.852$ – для S. Данные по Маундеровскому минимуму, как и в предыдущем разделе, в модели не использовались.

Бабочки Маундера в Маундеровском минимуме. В работе [3] для 11-летнего цикла СА была установлена тесная связь между его проявлениями во времени (закон Швабе-Вольфа) и пространстве (закон Шпёрера-Маундера). Более конкретно, было показано, что ширина бабочек Маундера в 11-летнем цикле зависит от текущего уровня активности.

Применяя DPS метод (для учета зависимостей от более продолжительных, чем 11-летний цикл, вариаций), с использованием результатов, полученных в предыдущих разделах, мы произвели реконструкцию бабочек Маундера, в том числе – и это было для нас основным – в одноименном глубоком минимуме СА. Рисунок иллюстрирует сравнение полученной картины с наблюдениями французской школы.



Модельные бабочки Маундера в одноименном глобальном минимуме солнечной активности (темные области) и их сравнение с наблюдениями (серые кружки). Вертикальные прямоугольники показывают σ - и 3σ доверительные интервалы модели по широте.

Результаты. В этой работе мы провели «пилотное» исследование возможности реконструкции пространственного распределения СА в прошлом: на 400-летней временной шкале. При построении математических моделей использовались только наблюдения 19-20 веков, а наблюдения французской школы (Пикар, Ла Гир) в 1671-1718 гг., систематизированные Нем-Риб, применялись в качестве тестовых.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты 07-02-00379, 09-02-00083), а также средств ГК № 02.740.11.0246, гранта НШ-6110.2008.2 и программы ПРАН № 16.

Литература

1. Наговицын Ю.А., Милецкий Е.В., Иванов В.Г., Гусева С.А. Космические исследования **46**, 291 (2008).
2. Наговицын Ю.А. Письма в Астрон. журн. **31**, 622 (2005).
3. Иванов В.Г., Милецкий Е.В. Астрон. журн. **86**, 922 (2009).

ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН: НАЗЕМНЫЕ И ВНЕАТМОСФЕРНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ

Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю.

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия,
nag@gao.spb.ru*

LONG-TERM OSCILLATIONS OF THE SUNSPOT MAGNETIC FIELD: GROUND-BASED AND SPACE OBSERVATIONS

Nagovitsyn Yu.A., Nagovitsyna E.Yu.

Central astronomical observatory at Pulkovo, nag@gao.spb.ru

Identification evidences of a reality of the quasi-periodical oscillations of sunspot magnetic field on a time scale of tens and hundreds minutes are adduced. An interpretation of the phenomenon is presented.

Квазипериодические колебания (КПК) солнечных пятен на временной шкале десятки-сотни минут, называемые нами долгопериодическими (в отличие от известных 3-5 минутных колебаний) [1], – явление, которое довольно широко обсуждается в последнее время.

Более двух десятилетий назад такие КПК были выявлены в горизонтальном поле скорости пятен. Наблюдались несколько типов колебаний: крутильные (θ -мода), радиальные (r -мода), широтные (φ -мода), долготные (λ -мода). Первые два типа таких *пространственных горизонтальных* колебаний, развивающихся в относительной, полярной системе координат, связанной с пятном, мы назвали *относительными*, а вторые два, развивающиеся в абсолютной координатной сетке, – *абсолютными* [1].

Кроме того, КПК были выявлены в изменениях центральной напряженности магнитного поля пятен [2], для надпятенных источников – в интенсивности микроволнового радиоизлучения [3], а также в вертикальных скоростях газа в пятнах [4].

Все эти работы базировались на наземных наблюдениях, и ряд исследователей выражал сомнение если не в факте самого существования явления долгопериодических КПК, то в независимости оценок параметров колебаний от атмосферных процессов.

В предыдущей нашей заметке [5] мы привлекли к рассмотрению внеатмосферные данные, полученные с помощью инструмента MDI космического аппарата SOHO. Настоящая работа продолжает начатые исследования.

Наблюдательные данные представляли собой последовательность магнитограмм полного диска Солнца с временной скважностью 1 мин в течение 47.5 часов: с 16:30:30UT 10.04.2000 по 15:59:30UT 12.04.2000.

1. Сравнение параметров КПК, полученных из наземных и внеатмосферных наблюдений

В левом столбце рис. 1 приведены гистограммы встречаемости периодов пространственных колебаний: сверху – относительных (θ - и r -моды), снизу – абсолютных (ϕ - и λ -моды), полученных из наземных наблюдений. Сразу обращает на себя внимание различие этих гистограмм: относительные КПК имеют основной максимум встречаемости вблизи периода порядка часа и вторичный – вблизи двух часов; у абсолютных ярко выраженный основной максимум $T \sim 2$ час сопровождаются слабо заметными пиками $T \sim 1$ час и ~ 4 час. Это различие лишней раз говорит о реальности наблюдаемого явления, поскольку процессы, обусловленные земной атмосферой, скорее всего, давали бы близкие картины встречаемости.

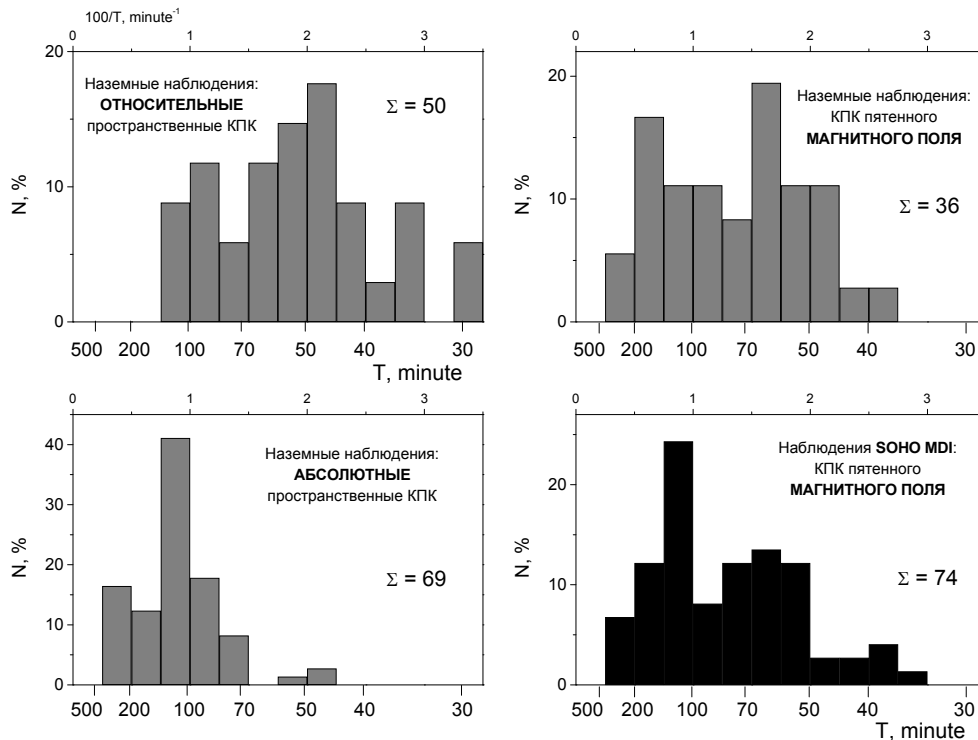


Рис. 1. Гистограммы встречаемости различных периодов КПК, полученных на основе наземных (серый цвет) и внеатмосферных (черная заливка) наблюдений. Σ – объемы выборок.

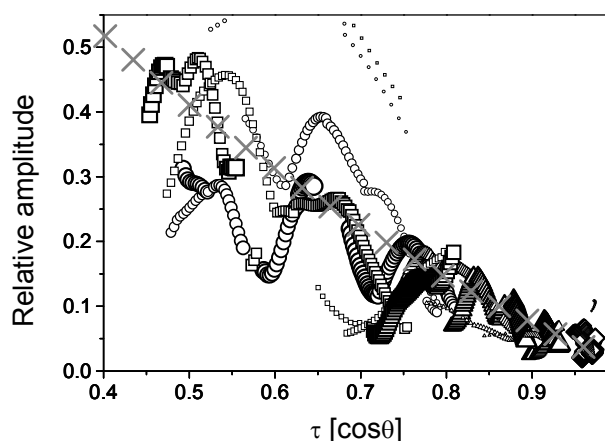
Вверху правого столбца рис. 1 приведена гистограмма встречаемости периодов КПК центральной напряженности магнитного поля пятен, полученных также из наземных наблюдений – для других по сравнению с первым столбцом пятен, в другое время и, естественно, другим методом (по вариациям земановского расщепления). Она представляет собой как бы комбинацию первых двух гистограмм, что, собственно, и должно наблю-

даться, поскольку геометрические изменения любых конфигураций приводят к перераспределению магнитного поля пятна, и периоды всех геометрических мод колебаний должны повторяться в КПК его центральной напряженности. Это обстоятельство также свидетельствует в пользу реальности интересующего нас явления.

Наконец, справа внизу рис. 1 приведена гистограмма встречаемости периодов КПК магнитного поля пятен, найденных нами в этой работе по *внеатмосферным* данным SOHO MDI. Эти данные так же, как и полученные нами ранее из наземных наблюдений, надежно показали присутствие у пятен долгопериодических КПК. Гистограмма схожа с аналогичной для наземных наблюдений, и уже, вероятно, нет причин подвергать сомнению **реальность явления долгопериодических колебаний пятен**. Тем более, как мы отмечали в обзоре [1], обнаружен целый ряд зависимостей характеристик колебаний от физических параметров пятен. Поговорим об этом более подробно, в том числе и в контексте новых данных SOHO MDI.

2. Абсолютные колебания: изменение амплитуды с глубиной

Из теории переноса излучения известно соотношение Эддингтона-Барбье для серых атмосфер: $I(0, \cos \vartheta) = B(\tau)$ – интенсивность излучения, выходящего из атмосферы при косинусе гелиоцентрического угла ϑ равна функции источника на оптической глубине τ . Горизонтальный размер типичного пятна более чем на порядок превосходит видимую глубину, поэтому мы можем применить это соотношение, по крайней мере, качественно: считать, что при увеличении (уменьшении) гелиографического угла мы наблюдаем все более мелкие (глубокие) слои пятна. Воспользовавшись тем обстоятельством, что имеющиеся у нас данные SOHO MDI позволяют наблюдать одни и те же пятна в широком диапазоне гелиоцентрических уг-



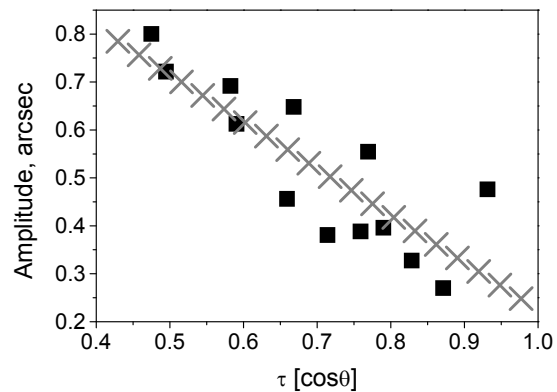
лов, мы построили зависимость амплитуд абсолютных мод КПК для 4 достаточно крупных и правильных по форме пятен от $\cos \vartheta$ – см. рис. 2.

Рис. 2. Изменение амплитуды абсолютных долгопериодических КПК в зависимости от гелиоцентрического угла (оптической глубины). Данные SOHO MDI.

Полученный результат: амплитуда горизонтальных колебаний пятен резко – на порядок за несколько сотен километров – падает с глубиной пятна. Для независимой проверки этого вывода мы построили аналогичную зависимость по нашим прошлым (1989 г.) наземным наблюдениям. Здесь было использовано 13 пятен правильной формы близкого друг к другу размера,

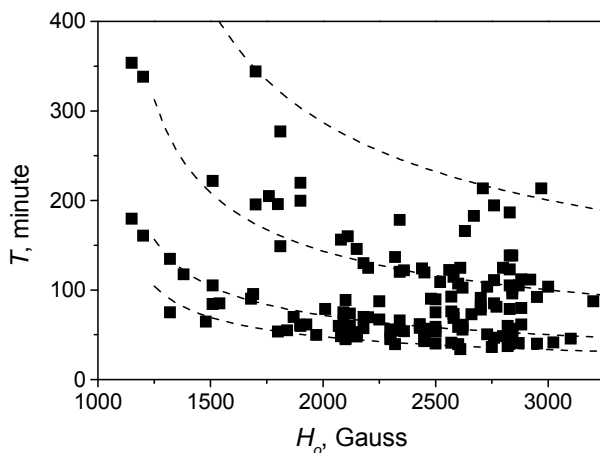
находящихся на различных гелиоцентрических углах. Использовались оценки амплитуд за 5.5 часов наблюдений – см. рис. 3. Как мы видим, вывод о достаточно сильном уменьшении амплитуды КПК с глубиной подтверждается.

Рис. 3. Изменение амплитуды абсолютных долгопериодических КПК в зависимости от гелиоцентрического угла (оптической глубины). Наземные данные: наблюдения с помощью методики ГЕЛИКОР 24.06.89 (Пулково).



3. Набор типичных частот КПК пятен

В предыдущей работе, рассматривая зависимость частот КПК от наблюдаемой напряженности магнитного поля пятен, мы отмечали, что как по наземным, так и по внеатмосферным данным имеют место характерные частотные полосы колебаний с типичными периодами (35-40), 50-75, 100-150 и 200-250 минут. Отметим – «характерные», поскольку, как показывают исследования [6], периоды колебаний зависят от наблюдаемой напряженности магнитного поля пятна H_o .



На рис. 4 приведена зависимость периодов КПК от H_o , полученная по всем нашим наблюдениям колебаний – атмосферным и внеатмосферным.

Рис. 4. Зависимость периодов КПК от напряженности пятна. Квадратики – наблюдения. Пунктир – модельная зависимость (5) и три ее первые четные гармоники.

Мы видим, что, с одной стороны, эта зависимость действительно имеет место, а с другой – она образует несколько ветвей (см. также [1-6]), что наводит на мысль о гармониках колебаний.

4. К интерпретации долгопериодических КПК пятен

Обратим внимание на ключевые наблюдательные факты, описанные в двух предыдущих пунктах. Именно они – с нашей точки зрения – могут помочь нам в интерпретации явления. Кроме того, вспомним результаты предыдущих исследований [7-8], где было показано, что явление горизонтальных КПК определяют детали структуры пятен – т.н. «магнитные фрагменты». И еще: дополним рассмотрение современной картиной надфотосферной структуры активной области, которую в первом приближении

можно представить двумя типами комплексов элементарных корональных петель: соединяющих главные пятна АО и замыкающихся в близпятенной окрестности. Последний тип петель, иногда образно называемых в литературе «анемонами», представлен на рис. 5.

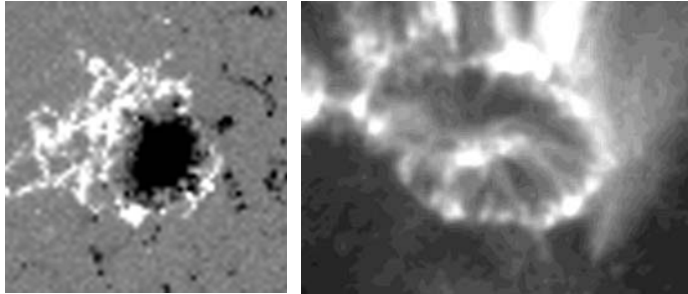
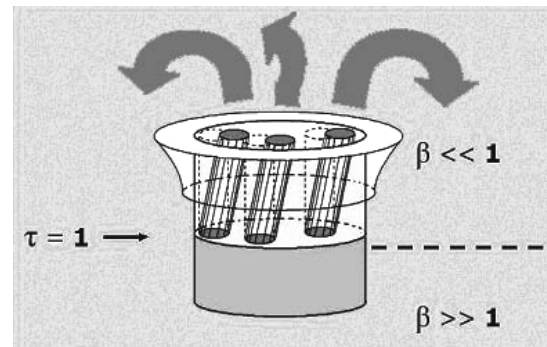


Рис. 5. Типичная структура корональных структур типа «анемон». Слева – магнитограмма SOHO, справа – изображение в короне.

Мы полагаем, что основную роль в явлении КПК пятен играют именно «короткие» корональные петли – анемоны и их основания – магнитные фрагменты. Попробуем формализовать это, следуя схеме рис. 6.

Рис. 6. Схема абсолютных горизонтальных КПК в пятне. Наклоненные структуры – магнитные фрагменты. Крупными стрелками обозначены «короткие» корональные петли – анемоны.



Предположим, что магнитный фрагмент (область локально повышенного магнитного поля в пятне) радиуса r с напряженностью поля H_f сдвинулся в горизонтальном направлении на величину x . Тогда, если эффективная длина «короткой» корональной петли (рис. 5), основанием которой он служит, – l , а окружающее пятенное магнитное поле H_b , возвращающая сила магнитного натяжения, приходящаяся на единицу площади, будет

$$P = \frac{x(H_f - H_b)H_f}{8\pi l}. \quad (1)$$

Отсюда суммарная для n петель восстанавливающая сила F в уравнении колебаний $m\ddot{x} + F = 0$ (m – масса вовлеченного в колебания вещества)

$$F = n \times 2\pi x \int_0^r P \xi d\xi = n \frac{r^2 (H_f - H_b) H_f}{8l} x. \quad (2)$$

Массу колеблющегося вещества оценим как $m = \pi k R^2 \int_0^h \rho(\xi) d\xi$, где R и h – радиус и глубина пятна соответственно, ρ – плотность вещества, коэффициент $k \leq 1$ выражает собой долю вещества пятна, вовлеченного в КПК

(т.е. если колеблются только фрагменты – что кажется естественным из-за

резкого падения амплитуды с глубиной, п.2, – то $k = nr^2 / R^2$, если глубокая часть пятна с $\tau > 1$ колеблется тоже, $k = 1$). После подстановок получаем для частоты колебаний:

$$\omega^2 = \frac{F}{m} = n \frac{r^2 (H_f - H_b) H_f}{R^2 \int_0^h 8\pi l k \rho(\xi) d\xi}. \quad (3)$$

При наблюдениях пятна как целого мы измеряем не H_f и H_b , а усредненную по пятну напряженность поля H_o . Поэтому из соображений сохранения магнитного потока можно оценить:

$$nr^2 H_f + (R^2 - nr^2) H_b = R^2 H_o \Rightarrow n = \frac{R^2 (H_o - H_b)}{r^2 (H_f - H_b)}. \quad (4)$$

Подставляя (4) в (3), окончательно получаем для искомого периода КПК:

$$T = \frac{4\sqrt{2}\pi^{3/2}}{\sqrt{(H_o - H_b) H_f}} \sqrt{lk \int_0^h \rho(\xi) d\xi}. \quad (5)$$

Принимая значения $h = 2000$ км, $l = 50000$ км, $H_b = 1050$ Гс, $H_f = 3500$ Гс, $k = 0.2$, получаем зависимость основной моды колебаний и трех первых четных гармоник (пунктир) от напряженности, показанную на рис. 5. Проявление именно четных гармоник естественно связать с тем, что нелинейность возвращающей силы, которую надо вводить в следующем после линейного приближения (1)-(2), будет иметь несимметричный характер из-за кривизны короткой петли, и, следовательно, в разложении $F(x)$ вблизи положения равновесия в ряд Маклорена будут доминировать члены с x^2, x^4, x^6 и т.д., что приведет к появлению соответствующих гармоник. Как мы видим на рис. 5, наша интерпретация вполне удовлетворительно описывает наблюдения.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 07-02-00379), а также средств ГК № 02.740.11.0246, гранта НШ-6110.2008.2 и программы ПРАН № 16.

Литература

1. *Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю.* // Труды конференции: Квазипериодические процессы на Солнце и их геоэффективные проявления, с. 73-104, 2006.
2. *Borzov V.V., Vialshin G.F., Nagovitsyn Yu.A.* // SAO Skalnaté Pleso, v.15, p.75-85, 1986.
3. *Gelfreikh G., Nagovitsyn Yu., Nagovitsyna E.* // PASJ, v. 58, No 1, p. 29-35, 2006.
4. *Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А.* // АЖ, т.84, с.450-460.
5. *Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю.* // Труды конференции: Солнечная и солнечно-земная физика-2008, с.261-264, 2008.
6. *Соловьев А.А., Наговицын Ю.А.* // Труды конференции: Солнечная активность как фактор космической погоды. СПб. С. 593-598. 2005.
7. *Наговицына Е.Ю., Наговицын Ю.А.* // ПАЖ, т. 27, № 2, с. 144-149, 2001.
8. *Наговицына Е.Ю., Наговицын Ю.А.* // ПАЖ, т. 28, № 2, с. 140-149, 2002.

ПРАВИЛО ГНЕВЫШЕВА-ОЛЯ И ЗАТЯНУВШИЙСЯ МИНИМУМ ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ № 23

Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю., Макарова В.В.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия, nag@gao.spb.ru

GNEVYSHEV-OHL RULE AND LONG-DRAWN MINIMUM OF SOLAR ACTIVITY CYCLE NO 23

Nagovitsyn Yu.A., Nagovitsyna E.Yu., Makarova V.V.

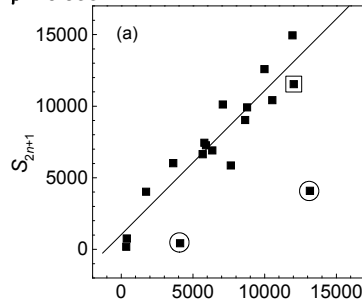
Central astronomical observatory at Pulkovo, nag@gao.spb.ru

It is shown, that a length of long-drawn minimum of solar activity cycle No 23 is regulated by the Gnevyshev-Ohl's rule.

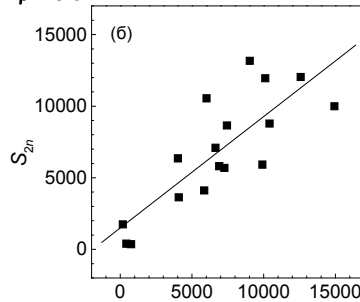
В последнее время гелиофизики столкнулись с необычным феноменом: «затянувшимся» наступлением минимума после одиннадцатилетнего цикла солнечной активности (СА) № 23. В этой заметке мы интерпретируем данный феномен в рамках правила Гневывшева–Оля (ПГО).

Согласно этому эмпирическому правилу, при вычислении парных корреляций суммарного за цикл числа Вольфа в комбинациях четный – последующий нечетный (Ч-Н) и нечетный – последующий четный (Н-Ч) циклы в первом случае связь тесная (коэффициент корреляции $\rho > 0.9$), а во

$$S_{2n+1} = (1040 \pm 750) + (1.004 \pm 0.099)S_{2n} \quad \rho = 0.938$$

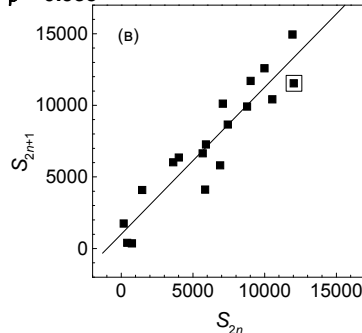


$$S_{2n} = (1500 \pm 1200) + (0.78 \pm 0.15)S_{2n-1} \quad \rho = 0.811$$

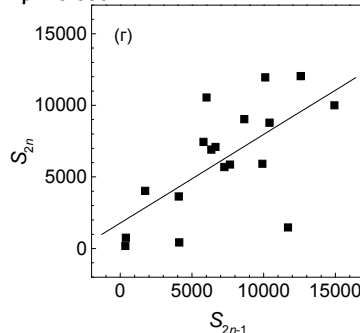


втором – слабая ($\rho \sim 0.5$) [Гневывшев и Оля, АЖ, 1948].

$$S_{2n+1} = (1000 \pm 700) + (1.025 \pm 0.097)S_{2n} \quad \rho = 0.935$$



$$S_{2n} = (1800 \pm 1400) + (0.62 \pm 0.18)S_{2n-1} \quad \rho = 0.658$$



ПГО в терминах суммарной за цикл площади пятен (пятенного магнитного потока) на 400-летней шкале (слева – корреляция Ч-Н, справа – Ч-Н). Вверху: ПГО для традиционной нумерации (цикл № 4 – одиночный). Пары 4-5 и (-10)-(-9) обведены кружками. Значение коэффициента корреляции приведено в случае их удаления. Внизу: ПГО в предположении о «двойственности» цикла № 4. Пара циклов 22-23 обведена квадратом.

В нашей предыдущей работе [Наговицын и др., ПАЖ, 2009] было установлено, что гипотеза Усоскина и его коллег о «потере» одного цикла в цюрихской нумерации в конце XVIII в. позволяет рассматривать правило Гневывшева–Оля, во-первых – регламентирующим поведение не только статистических индексов, но и *физических параметров солнечного магнитного поля*, а во-вторых – универсальным, без исключений, по крайней мере, в последние 400 лет. Таким образом, мы можем говорить не о *правиле*, а о *законе* Гневывшева–Оля долговременной динамики магнитного поля Солнца, выполняющемся как при нормальных, так и при экстремальных уровнях СА типа минимума Маундера.

Обратим внимание, что величина S_i ($I = 2n, 2n \pm 1$) в ПГО (см. рисунок) характеризует полную величину магнитного потока за цикл. Этот же смысл имеет величина, которую можно рассчитать по экстремальным точкам цикла, зная для избранного индекса $R(t)$ максимальное в цикле значение R_M и моменты наступления предшествующего и следующего после цикла минимумов t_i, t_{i+1} : $RMT \equiv \frac{1}{2} R_M (t_{i+1} - t_i)$. Сопоставим величины RMT_i , которые можно вычислить по данным [Наговицын и др., ПАЖ, 2009] для индекса площади пятен, и S_i . Оказывается, RMT_i коррелирует с S_i с $\rho = 0.97$, причем коэффициенты регрессии $RMT = a + bS$ равны $a = 30 \pm 330$, $b = 0.990 \pm 0.042$. Если так, построим зависимости, составляющие содержание ПГО, в терминах величины RMT . Получаем для разных пар:

$$\text{Ч} - \text{Н} : RMT_{2n+1} = (1200 \pm 780) + (1.08 \pm 0.12)RMT_{2n}, \rho = 0.919,$$

$$\text{Н} - \text{Ч} : RMT_{2n} = (1800 \pm 1500) + (0.57 \pm 0.18)RMT_{2n-1}, \rho = 0.625, -$$

в соответствии с традиционным ПГО. Подставляя в первую из этих формул значение для 22-го цикла $RMT_{22} = 11685$, получаем ожидаемое значение $RMT_{23} = 13800 \pm 1600$, а из него по значению в максимуме $R_M = 1900$ – наиболее вероятную продолжительность 23-го цикла от минимума до минимума: $\Delta t = 14.5 \pm 1.7$ лет, что соответствует эпохе наступления следующего минимума активности в пределах 2009.0–2012.4 (!).

Таким образом, можно объяснить «затянувшийся» минимум СА как «расплату» за сравнительно низкий максимум 23-го цикла, что регулируется правилом Гневывшева–Оля в терминах индекса экстремумов циклов RMT . В физическом контексте 23-й цикл характеризовался сравнительно медленной скоростью генерации магнитного потока, но сама величина потока соответствовала обычным закономерностям СА в последние 400 лет.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты 07-02-00379, 09-02-00083), а также средств ГК № 02.740.11.0246, гранта НШ-6110.2008.2 и программы ПРАН № 16.

ПРИЗНАКИ ПРИСУТСТВИЯ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПОТОКОВ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА СО СКОРОСТЯМИ 700-800 км/с ВО ВНЕШНЕЙ КОРОНЕ НА $r = 1.5-4.5 R_{\text{Sun}}$

Никольская К.И.

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения
радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, г. Троицк Московской обл., 142190, Россия
e-mail: knikol@izmiran.troitsk.ru

SIGNS OF HIGH VELOCITY SOLAR WIND FLOWS WITH SPEEDS OF 700-800 km/s IN THE OUTER CORONA AT $r = 1.5-4.5 R_{\text{Sun}}$

Nikolskaya K.I.

N.V. Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio wave propagation of
Russian Academy of Sciences, Troitsk of Moscow region, 142190, Russia;
e-mai: knikol@izmiran.troitsk.ru

Signs of the steady high speed solar wind (700-800 km/s) within $10R_{\text{Sun}}$ are presented referred from the analysis of the results of spectrographic optical observations of OVI resonance doublet $\lambda 1037\text{\AA}/\lambda 1032\text{\AA}$ in the polar solar corona in the activity minimum.

Гипотеза и ее апробация

Синхронные измерения скоростей стационарного СВ – прямые на Ulysses и наземные – IPS-методом показали, что в эпохи низкой активности Солнца вне пояса стримеров от поверхности источника до орбиты Юпитера, наблюдаются **только высокоскоростные потоки СВ со стабильными скоростями 700-800 км/с** (Рис. 1), в то время как в пределах пояса стримеров доминирует медленный СВ - < 500 км/с. Оказалось, что

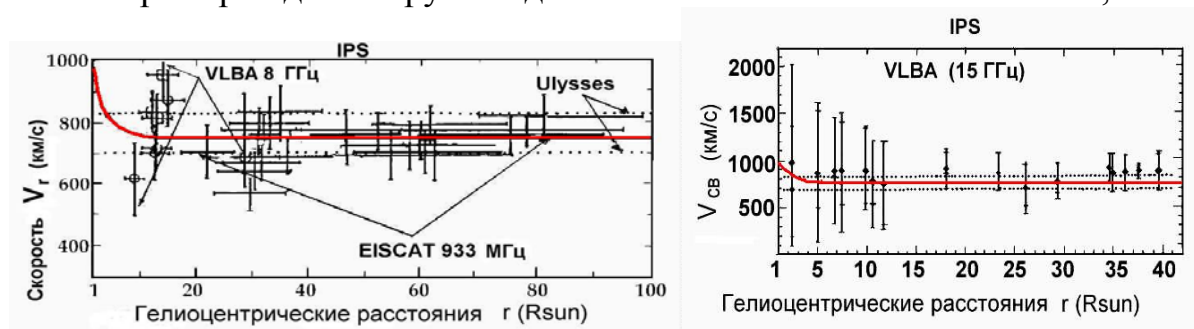


Рис. 1. Радиальная скорость ($V_{\text{СВ}}$) потоков солнечного ветра (СВ) - (ордината – км/с) в высокоширотной ($\varphi \geq 60^\circ$) ближней гелиосфере эпохи минимума (1994-1995 гг.) в зависимости от гелиоцентрических расстояний (абсцисса, R_{Sun}), полученная путем IPS-наблюдений: EISCAT – в Северной Финляндии VLBA – в США [3, 4]. Пунктирные линии на обоих графиках выделяют интервал радиальных скоростей СВ во внешней гелиосфере вне пояса стримеров по одновременным измерениям Ulysses.

стабильные потоки СВ 700-800 км/с – феномен малоактивного Солнца. В интервале $r < 40R_{\text{Sun}}$, где ожидалось ускорение потоков, рост скорости СВ с

удалением от Солнца не просматривается. На основании перечисленных наблюдений в [1, 2] была предложена гипотеза о поступающих в корону из фотосферы первичных высокоскоростных потоках плазмы, которые после взаимодействия с солнечными магнитными полями уходят в гелиосферу в виде быстрого СВ, или образуют корону и медленный СВ. Рассчитанная по формуле (1) модель «**скорость СВ – гелиоцентрические расстояния**» хорошо легла на IPS – наблюдения на обоих графиках Рис. 1 –

$$V(r) = \left[V_o^2(r) - GM_{Sun} \left(\frac{1}{R_{Sun}} - \frac{1}{r} \right) \right]^{1/2}, \quad (1)$$

сплошная линия, что может быть истолковано в пользу рассматриваемой гипотезы. В (1) G – гравитационная постоянная и M_{Sun} – масса Солнца).

Наблюдения резонансного дублета OVI и интерпретация результатов

С целью обнаружения области ускорения коронального вещества до скоростей быстрого СВ (700-800 км/с) в полярной короне минимума активности с января по август 1997 г. проводились наблюдения дублета OVI на гелиоцентрических расстояниях $r \leq 5 R_{Sun}$ с помощью ультрафиолетового коронографа – спектрометра на SOHO [8]. Линии дублета OVI: $\lambda 1037\text{A}$ / $\lambda 1032\text{A}$ во внешней короне и СВ светятся за счет резонансного рассеяния приходящего снизу излучения иона OVI ($T_e = 3 \cdot 10^5 \text{K}$). Если рассеивающая плазма неподвижна относительно источника излучения, отношение интенсивностей линий дублета $\rho = I_{1037} : I_{1032} = 0.5$. В направленных потоках ρ меняется в зависимости от скорости плазмы из-за возникающих доплеровских смещений, приводящих к усилению линии $\lambda 1037\text{A}$ [6, 7]. Рассчитанная на основе теории [6, 7] зависимость $\rho(V_{CB})$ позволяет по полученным из наблюдений значениям $\rho(r)$ определять радиальные скорости рассеивающих ионов в картинной плоскости – $V(r)$. Результаты наблюдений, собранные из различных публикаций в Таблице 1, показывают рост скоростей с удалением от Солнца – со значительным разбросом во втором столбце и более монотонный – в четвертом.

Таблица 1.

$r(R_{Sun})$	$V(\text{км/с})$	Авторы	Telloni et al., 2007,[13] $r(R_{Sun})$	$V(\text{км/с})$
1.5	150	Kohl et al., 1977, [9]	1.5	35
1.7	100-125	Kohl et al., 1977, [9]	1.8	70
2.0	100	Antonucci et al.,2000, [10]	2.0	90
2.4	170	Antonucci et al.,2000, [10]	2.4	130
3.0	130-230; 400	[9]; Li et al.,2000, [12]	2.8	375
3.5	250-300	Giordano et al.,2000, [11]	3.15	400
4.0			3.7	470
			4.5	550

Если считать, что внешняя атмосфера Солнца состоит только из короны, результаты наблюдений однозначно свидетельствуют об ускорении плазмы короны. Представляет интерес интерпретация тех же наблюдений дублета OVI в рамках соответствующей нашей гипотезе двухкомпонент-

ной модели внешней атмосферы Солнца в виде привязанных к Солнцу магнитными полями корональных структур и текущих между ними высокоскоростных потоков СВ.

Наблюдения дают интегрированные по лучу зрения интенсивности линий дублета. Интенсивность каждой линии может быть выражена в виде суммы компонент солнечного ветра I^{sw} и короны I^{cor} , а их отношение как

$$\rho(r) = \frac{I_{1037A}(r)}{I_{1032A}(r)} = \frac{I_{1037}^{sw}(r) + I_{1037}^{cor}(r)}{I_{1032}^{sw}(r) + I_{1032}^{cor}(r)} = \frac{I_{1037}^{sw}(r)}{I_{1032}^{sw}(r) + I_{1032}^{cor}(r)} + \frac{I_{1037}^{cor}(r)}{I_{1032}^{sw}(r) + I_{1032}^{cor}(r)} = \rho_1(r) + \rho_2, \quad (1)$$

где дробь ρ_2 не связана с доплеровскими эффектами и варьирует в пределах $\rho_2 = 0.4-0.5$, в то время как дробь ρ_1 , напротив, несет информацию о скоростях через компоненту $I_{1037}^{sw}(r)$ и может быть представлена в виде:

$$\rho_1 = \frac{I_{1037}^{sw}(r)}{I_{1032}^{sw}(r) + I_{1032}^{cor}(r)} = \frac{I_{1037}^{sw}(r)}{I_{1032}^{sw}(r)} \cdot \frac{1}{1 + I_{1032}^{cor}(r) : I_{1032}^{sw}(r)} = \rho_{sw}(r) \frac{1}{1 + OVI^{cor}(r) : OVI^{sw}(r)}. \quad (2)$$

В выражении (2) $\rho_{sw} = \frac{I_{1037}^{sw}}{I_{1032}^{sw}} \Rightarrow V^{sw}$ – чистый Doppler-pumping эффект в плазме СВ, а OVI – полное число ионов на луче зрения, излучающих дублет. После замены:

$$\frac{OVI^{cor}}{OVI^{sw}} = \frac{k^{cor} O^{cor}}{k^{sw} O^{sw}} = \frac{k^{cor} N_p^{cor}}{k^{sw} N_p^{sw}} = \frac{k^{cor} N_e^{cor} L^{cor}}{k^{sw} N_e^{sw} L^{sw}}, \quad (3)$$

где O – полное число атомов кислорода и N_p – полное число протонов на луче зрения, k – относительное содержание иона OVI в плазме короны и СВ, n_p – концентрация протонов и L – длина пути интегрирования интенсивностей линий дублета в короне и СВ, подставляем последнюю дробь из (3) в (2) и полагая $L^{cor} = L^{sw}$ и $k^{cor} = k^{sw}$, получаем выражение для расчета наблюдаемых скоростей во внешней короне:

$$V_{\text{Мод}}(r) = \frac{V^{sw}(r)}{1 + n_p^{cor}(r) : n_p^{sw}(r)}. \quad (4)$$

В расчетах использовались: 1). $V^{sw}(r)$, рассчитанные по данным IPS $V^{sw} = 750$ км/с на $r = 100R_{\text{Sun}}$ с помощью формулы (1); 2). $n_p^{sw}(r)$ – по данным Ulysses по формуле $n_p V r^2 = \text{const}$; 3). $n_p^{cor}(r) = 0.83 n_e^{cor}(r)$ – для полярной короны минимума активности взяты из справочника Алена 1960 г., с.172.

Результаты моделирования представлены также в виде графика.

Таблица 2. Данные для расчетов, результаты $V_{\text{Мод}}(r)$ и наблюдения $V_{\text{Набл}}(r)$

$r(R_{\text{Sun}})$	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0	4.5	5.0
V^{sw} (км/с)	830	810	799	791	784	781	777	774
n_p^{sw} (см ⁻³)	$3.7 \cdot 10^4$	$2.0 \cdot 10^4$	$1.4 \cdot 10^4$	$0.9 \cdot 10^4$	$0.7 \cdot 10^4$	$0.5 \cdot 10^4$	$0.4 \cdot 10^4$	$0.3 \cdot 10^4$
n_p^{cor} (см ⁻³)	$168.0 \cdot 10^4$	$17.6 \cdot 10^4$	$4.26 \cdot 10^4$	$1.25 \cdot 10^4$	$0.64 \cdot 10^4$	$0.32 \cdot 10^4$	$0.16 \cdot 10^4$	$0.08 \cdot 10^4$
$V_{\text{Мод}}$ (км/с)	17	82	197	294	410	476	555	611
$V_{\text{Набл}}$ (км/с)	150	100	170	180, 400	275	–	–	550

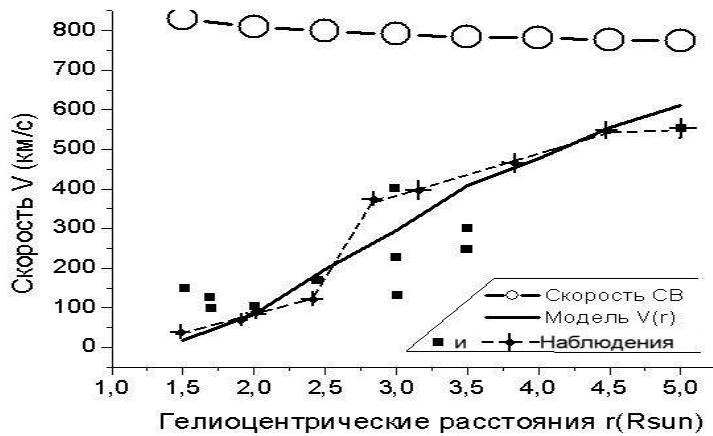


Рис. 2.

В верхней части рисунка – исходные данные – скорость высокоскоростного ветра $V^{SW}(r)$. Сплошная линия – рассчитанная модель наблюдаемой скорости $V_{Мод.}(r)$. Наблюдения: крестики, соединенные штриховой линией – скорости $V_{набл.}$ – из работы Telloni [9], квадратики – $V_{набл.}$ из Таблицы 1 (второй столбец).

Заключение

Результаты моделирования наблюдаемых скоростей потоков во внешней короне ($r < 6R$) для двухкомпонентной среды, состоящей из корональных структур и текущих между ними высокоскоростных потоков, показывают, что в интервале $r = 1.5R_{Sun} - 5.0R_{Sun}$ наблюдаемая оптическими методами скорость должна монотонно расти с увеличением расстояния от Солнца вследствие более быстрого падения концентрации плазмы в короне по сравнению с таковой в СВ. Таким образом, полученный из наблюдений дублета OVI рост с удалением от Солнца радиальных скоростей потоков не является доказательством ускорения СВ во внешней короне, но может с полным правом трактоваться как следствие двухкомпонентной структуры последней, т.е. как свидетельство присутствия на $r \leq 5.5R_{Sun}$ высокоскоростных стационарных потоков плазмы $\sim 900-750$ км/с и как еще один аргумент в пользу гипотезы о первичных высокоскоростных плазменных потоках в основании короны.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 08-02-00070.

Литература

1. Никольская К.И., Вальчук Т.Е. Солнечный ветер – корона. // Препринт 10 (1079). ИЗМИРАН, 16 с., 1995.
2. Никольская К.И., Вальчук Т.Е. Космические исследования. Т.35, Т.2, С. 133-137. 1997.
3. Grall R.R. et al., Letters to Nature. Nature. V.371. P.429-433. 1966.
4. Ofman L. et al., in 31th ESLAB Symposium Proceedings, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands. (ESA SP-15) P. 361-364. 1997.
5. Noci G., Kohl J.L., Withbroe G.L., ApJ. V.315, P. 706-715. 1987.
6. Kohl L.J., Esser R., Gardner L.D. et al., In issue «The SOHO mission» ed. by Fleck B et al. Kluwer Akad. Publishers. Dordrecht/Boston/London. P.313-356.1995.
7. Kohl L.J. et al. Solar Phys. V.175. H.613-644. 1997
8. Giordanj et al. in 31th ESLAB Symposium Proceedings, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands. (ESA SP-15) P. 327-330. 1997.
9. Telloni et al. Astron. Astrophys., V.472. P. 299-307. 2007.

КРУПНОМАСШТАБНАЯ СТРУКТУРА И «АКТИВНЫЕ ДОЛГОТЫ»

Обридко В.Н.

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В.Пушкова, РАН, 142190 Троицк, Московская обл., Россия, obridko@izmiran.ru*

LARGE-SCALE PATTERNS AND 'ACTIVE LONGITUDES'

Obridko V.N.

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation,
142190 Troitsk, Russia; obridko@izmiran.ru*

The following aspects of the physics of large-scale solar magnetic fields are discussed: structure of large-scale fields (LSF) and connection with local fields; dynamo and origin of LSF; LSF cycle variation; meridional circulation and LSF; rotation of LSF; different cycle variation in the structure and power of LSF; fine structure of the field in quiet regions and the concept of the pebble-shaped field; solar corona as the index of the large-scale patterns; coronal holes and the associated solar wind streams; the role of LSF in the Sun-Earth system; 'active longitudes', their manifestation in various solar indices, and dependence on the power of solar activity.

Введение

На большинстве современных магнитограмм высокого разрешения (SOHO MDI, SOLIS) магнитное поле представляется в виде совокупности очень малых образований. Эта филаментарная структура предсказывалась давно, и ее прямое обнаружение сегодня является, несомненно, большим достижением экспериментальной солнечной физики. Кластерная модель солнечного пятна подтверждается данными гелиосейсмологии, и это имеет глубокие следствия для теории генерации магнитного поля на Солнце.

Однако несколько неожиданно стали менее ясными свойства крупномасштабного фонового поля. Начнем с того, что сам факт его существования не очевиден. Есть соображения, согласно которым поле между так называемыми «килогауссовыми» трубками вообще отсутствует. При этом остается неясным, почему тогда существуют очень протяженные области, где явно преобладают поля одного знака. Наиболее естественным при этом является существование крупномасштабного глобального поля, которое собирает более мелкие по масштабу (но более сильные по напряженности) локальные поля в единую крупномасштабную структуру. Как энергетические, так гидродинамические стороны этого процесса остаются по существу нерешенными. Мы не знаем сегодня, являются ли эти фоновые поля первичными или возникают при распаде локальных полей. Неясно также насколько глубоко внутрь проникают эти поля, то есть являются ли они крупномасштабными по всем координатам, или только по поверхности. С математической точки зрения методы экстраполяции поля в верхнюю корону не различают эти два случая.

Ситуация осложняется еще и тем, что многие свойства фоновых полей неясны и даже загадочны до сих пор, кроме того, необходимо различать понятия фоновых и глобальных полей, что часто весьма не просто.

Магнитный диполь

Наиболее глобальной характеристикой фонового поля является эффективный магнитный диполь. Его магнитный момент и направление легко вычислить, используя данные наблюдений обсерватории имени Дж. Вилкокка (<http://quake.stanford.edu/wso/wso.html>). Этот анализ был выполнен Лившицем и Обридко [1], и оказалось, что полный магнитный момент эффективного диполя может меняться в 2-3 раза, но никогда не обращается в нуль. В течение одного или двух лет на фазе спада солнечного цикла магнитные моменты «вертикального» (соосного с осью вращения) и «горизонтального» (расположенного в плоскости солнечного экватора) сравнимы. Эта ситуация известна в астрофизике как наклонный ротатор.

В течение минимума солнечного цикла полюс диполя совершает относительно регулярные прецессионные перемещения, совершая 1-2 оборота вокруг оси вращения Солнца. Эта квазипрецессия длится 1-3 года. Затем наблюдается внезапный скачок в экваториальную область, продолжающийся 0.7-1.2 года, после чего диполь продолжает плавное движение по долготе в течение 1.5-3 лет. Затем происходит новый скачок и «прецессия» продолжается уже у противоположного полюса Солнца.

Это смещение по долготе очень важно, поскольку оно показывает, что глобальное магнитное поле вращается относительно кэррингтоновской системы координат, которая определена по вращению локальных полей.

Оказалось, что вращение крупномасштабных полей обнаруживает отрицательную корреляцию с индексами солнечной активности. Вращение глобального магнитного поля замедляется с ростом активности как внутри 11-летнего цикла, так и на больших интервалах. Периоды вращения были максимальными в середине XX века, то есть во время очень мощных циклов 18 и 19.

Несовпадение вращения локальных и глобальных полей может иметь очень важное значение при изучении механизмов динамо. Кэррингтоновское вращение отражает вращение уже существующих пятен. В то же время вращение глобального поля может отражать скорость вращения пятнообразующих слоев и влиять на распределение пятен на диске.

Мелкомасштабная структура фонового поля

Еще одна интересная особенность выявилась в самое последнее время при анализе наблюдений с высоким разрешением на SOHO MDI. Казалось бы, фоновое поле, которое по определению находится за пределами локальных полей, должно быть квазиоднородным. На самом деле оно само

состоит из мелких элементов. Эту однородность можно представить себе как галечный пляж, с которого убран весь мусор.

Вторая особенность этой структуры состоит в том, что поле в этих элементах практически горизонтальное. Вариация центр–край для всего фонового поля является положительной, то есть наблюдаемые значения падают к лимбу, как это и должно быть для квазирадиального поля. Для наиболее слабых полей, которые мы относим к мелкомасштабным элементам фонового поля, вариация отрицательная, что указывает на преимущественную трансверсальность этих полей [2]. Похожий результат был получен при самых первых измерениях полного вектора за пределами активных областей, но был интерпретирован как следствие низкой чувствительности магнитографов по поперечному полю. Теперь можно утверждать, что трансверсальность полей в малых элементах фонового поля является надежно установленным фактом и элементы фонового поля напоминают «ывал леса в тайге».

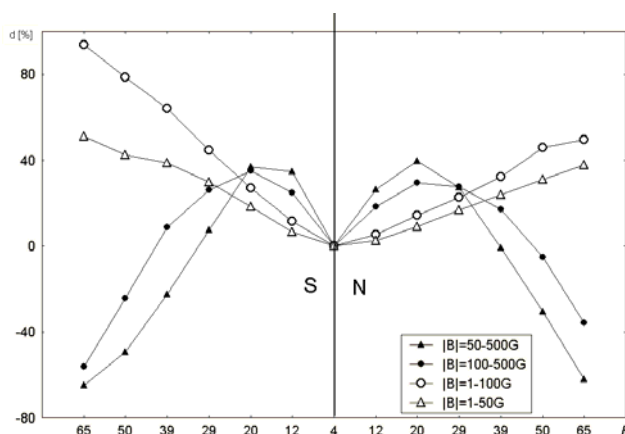


Рис. 1. Вариация центр–лимб полей разной напряженности

Промежуточные выводы – чего мы не знаем?

- Мы до сих пор не полностью понимаем природу и эволюцию крупномасштабных магнитных полей, но мы можем быть вполне уверены, что они не являются просто усреднением при наблюдениях с высоким разрешением.
- До сих пор не ясно, как слабые фоновые магнитные поля могут определять собой организацию более сильных локальных полей.
- Мы не знаем, генерируются ли поля разных масштабов в одной и той же области.

Активные долготы

Активные долготы были впервые обнаружены в 1897 году Вольфером, но до сих пор остаются предметом оживленных дискуссий. Следует отметить, что само понятие активных долгот без указания того, к какому

индексу они относятся, является понятием в значительной степени неопределенным. Очевидно, что активные долготы для пятен отличаются от активных долгот для, скажем, корональных дыр. Мы в данной работе будем говорить в основном об активных долготах солнечных пятен.

Не пытаясь обозреть здесь все работы, посвященные активным долготам, упомянем здесь лишь несколько из них, характеризующие основные расхождения в результатах.

Так, Усоскин и др. [3] на основе анализа данных за 120 лет подтвердили существование активных долгот, сдвинутых друг относительно друга на 180° . При этом долготы мигрируют со временем в любой фиксированной системе координат. Иванов [4] по тем же данным, но другим методом показал существование активных долгот, вращающихся с кэррингтоновским периодом и существующих 15-20 оборотов. Он также обратил внимание на то, что активные долготы для групп с большими площадями выражены гораздо более четко. На это накладывается более сложная система долгот, вращающихся с другими скоростями.

Кичатинов и Олемской [5] выявили два периода вращения, для которых активные долготы выявляются статистически достоверно. В период мощных циклов активности доминирует система долгот с периодом 27 суток, в период минимума векового цикла наиболее выражена мода с периодом 28 суток. Этот результат не согласуется с упомянутым выше замедлением вращения глобального магнитного поля в период 18-19 циклов, но, возможно, периоды вращения глобальных и локальных полей по-разному зависят от уровня солнечной активности.

Существует ряд теоретических работ, объясняющих возникновение активных долгот. Так, Бигацци и Рузмайкин [6] объяснили этот эффект взаимодействием магнитных динамо мод, Эльстнер и Корхонен [7] показали, что для этого необходимо осциллирующее асимметричное магнитное поле. Бранденбург и Капыла [8] построили двумерную динамо модель среднего поля с включением магнитной спиральности. В этой модели «кочки» магнитного поля перемещаются по долготе, что можно интерпретировать как активные долготы.

Существует, однако, ряд возражений против существования двух активных долгот или отрицание их вообще, по крайней мере, на длительном интервале времени. Лош [9] нашел, что существует только один максимум и один минимум в каждом обороте, и фаза максимума устойчива в течение цикла. Бальтазар и Шюслер [10] показали, что активная долгота устойчива в течение двух циклов, а затем меняется на 180° . Позднее Бальтазар [11] показал, что в спектре Фурье имеется только одна значимая частота, то есть только одна долгота. Кнаак и Стенфло [12], Кнаак и др. [13] по магнитограммам Китт Пик и Маунт Вилсон показали, что доминирующие периоды вращения различны для циклов 21, 22 и 23. Боуер [14] показал, что

точные периоды между 27 и 28 дней присутствуют только очень короткое время, иногда всего лишь несколько оборотов. К выводу об отсутствии длительного существования активных долгот пришли также Пелт и др. [15]. Хенней и Дарни [16] полагают, что наблюдаемые периодичности в распределении проинтегрированных по всему диску параметров на интервалах порядка 20 лет могут быть статистически незначимыми.

Успех в обнаружении активных долгот определяется многими факторами, в частности, мощностью событий и смещением границ крупномасштабного поля. В качестве таковых можно использовать гелиосферный экватор или его проекцию в гелиосфере – границы секторной структуры. Такое исследование было выполнено Бумбой и Обридко [17]. Они исследовали положение мощных протонных комплексов относительно границ секторной структуры (Бартельсовских активных долгот). Они пришли к следующим основным выводам:

- вспышечная активность и, в особенности, протонная вспышечная активность концентрируется в зонах вблизи Бартельсовских активных долгот;
- вспышечная активность и, в особенности, протонная вспышечная активность концентрируется в непосредственных окрестностях секторных границ;
- эта концентрация усиливается с увеличением мощности группы.

Эти выводы впоследствии проверялись неоднократно и в целом подтвердились, особенно когда в анализ включались мощные группы.

Около 70% пятен с площадью больше 500 m.p.h расположены на расстоянии меньше, чем 20° по долготе от крупномасштабной нейтральной линии.

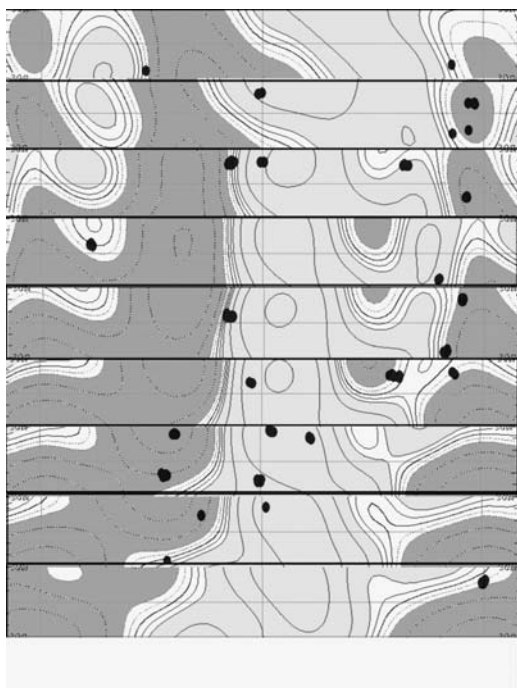


Рис. 2. Положение мощных активных областей относительно гелиосферного экватора в 2005 году.

Общие выводы

- Все активные явления на Солнце являются следствием взаимодействия глобального (возможно полоидального) и асимметричного (квадрупольного) полей.
- “Активные долготы” – это не совсем точный термин. Они не постоянны ни во времени, ни в пространстве и тесно связаны со структурой крупномасштабного поля.
- “Активные долготы” более четко выражены в более мощных событиях и группах пятен.

Работа была поддержана РФФИ, проект 08-02-00070.

Литература

1. *Livshits, I.M., Obridko V.N.* (2006), *Астрон. Ж.* 83 (11), 1031.
2. *Ioshpa, B.A., Obridko, V.N., Chertoprud, V.E.* (2009), *Astron.L.*, 35, (6), 424.
3. *Usoskin I.G., Berdyugina S.V. and Poutanen J.* (2005) *Astr&A*.441, (1), 347.
4. *Ivanov E.V.* (2007), *Advances in Space Research*, 2007, 40, pp. 959.
5. *Kitchatinov, L.L., Olemskoi, S.V.* (2005), *Astron. L.*, 31, (4), 280.
6. *Bigazzi, A., Ruzmaikin, A.* (2004) *Astrophys. J.*, 604, (2), 944.
7. *Elstner, D., Korhonen, H.* *Astronomische Nachrichten*,(2005) Vol.326, Issue 3, p.278-282.
8. *Brandenburg A., Käpylä P.J.* (2005), eprint arXiv:astro-ph/0512639.
9. *Losh, H.M.* (1939), *Publ. Observatory of the University of Michigan*; 7, (5), 127-1.
10. *Balthasar, H., Schuessler, M.* (1983), *Sol. Phys.*, (87), 23.
11. *Balthasar H.* (2007), *Astr&A*, 471, (1), 281.
12. *Knaack, R.; Stenflo, J.O.* (2005), *Astr&A*, 438, (1), 349.
13. *Knaack, R.; Stenflo, J.O.; Berdyugina, S.V.* (2005), *Astr&A*, 438, (3), 1067.
14. *Bouwer, S. D.* (1992), *Sol. Phys.* 142, (2), 365.
15. *Pelt J., Brooke J.M., Korpi M.J., and Tuominen I.* (2006), *Astr&A*, 460, (3), 875.
16. *Henney C.J., Durney B.R.* (2005), *ASP Conference Series*, Vol. 346, p.381.
17. *Bumba, V., Obridko, V.N.* (1969), *Sol. Phys.*, 6, (1), 104.

**ОСОБЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ NOAA 10105
В ДИАПАЗОНЕ ЛИНИИ ВОДОРОДА 3.04 СМ
ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА РАДИОТЕЛЕСКОПЕ RATAN-600**

Петерова Н.Г.¹, Топчило Н.А.², Борисевич Т.П.³

¹СПбФ САО РАН, Санкт-Петербург

²СПбГУ, Санкт-Петербург

³ГАО РАН, Санкт-Петербург

**FEATURES OF RADIATION OF ACTIVE REGION NOAA 10105
IN THE RANGE OF THE HYDROGEN LINE 3.04 CM
BY RADIO TELESCOPE RATAN-600**

Peterova N.G.¹, Topchilo N.A.², Borisevich T.P.³

¹St. Petersburg Branch of SAO RAS, Saint Petersburg

²Saint-Petersburg University, Saint Petersburg

³GAO RAS, Saint Petersburg

The results of spectral investigations of solar radio emission are briefly presented. During investigation of active region NOAA 10105 (September, 2002) spectral features of radio characteristics are found near 3.04 cm (9850 MHz). These features were interpreted as effect of a line of hydrogen in solar radio emission.

В сложном спектре излучения Солнца линия атомарного водорода на частоте 9850 МГц (3.04 см) (линия $H_{3,04}$), связанная с переходом $2S_{1/2} - 2P_{3/2}$ между уровнями тонкой структуры нейтрального водорода, занимает особое место. Это практически единственная линия водорода, которую в радиодиапазоне можно надеяться найти в излучении Солнца, ибо вероятность перехода в этой линии на 8 порядков больше соответствующей величины для другой линии, связанной с переходом между уровнями сверхтонкой структуры водорода на частоте 1420 МГц (21 см) [1]. Вероятность должна значительно увеличиваться в резко неравновесных условиях, скорее всего, в областях с большим температурным градиентом. По этой причине наибольшей эффективности исследований Солнца с использованием наблюдений в линии $H_{3,04}$ следует ожидать при изучении переходной области хромосфера-корона.

Первая попытка наблюдений Солнца на частоте 3.04 см была предпринята в 1958 г. на обсерватории NERA [2], она не дала определенного ответа. Затем в течение 30 лет (1958-1988 гг.) поиском линии $H_{3,04}$ в излучении Солнца занимался А.Ф. Дравских. Итогом этих исследований явилось утверждение [3], что обнаружены эффекты, которые можно интерпретировать как обусловленные присутствием в излучении Солнца линии $H_{3,04}$. Они были замечены в спектре всех трех компонент излучения: В-компоненты (спокойное Солнце), источников S-компоненты (группы пя-

тен, флоккулы) и всплесков. Эффекты проявлялись как в излучении, так и поглощении и не были стационарными во времени, т.е. возникали и исчезали на отрезке времени в несколько суток. Согласно [3], в которой суммированы (188 спектрограмм) результаты исследований “спокойного” Солнца (вне вспышек), оценка интенсивности линии $H_{3,04}$ составляет в максимуме $(1.55 \pm 0.02)\%$ от уровня континуума. Поскольку вопрос о существовании линии $H_{3,04}$ в излучении Солнца остается открытым, эта проблема продолжает привлекать внимание исследователей.

Особенности характеристик излучения на частотах, близких к частоте линии $H_{3,04}$, были замечены нами при исследовании активной области (АО) NOAA 10105 (сентябрь 2002 г.) по наблюдениям на радиотелескопе РАТАН-600. По своей морфологической структуре на уровне фотосферы эта АО выглядела как очень крупное одиночное пятно, окруженное флоккульным полем (см. левую часть рисунка). Оптическое изображение на рисунке совмещено с РАТАН-сканами АО NOAA 10105, полученными по наблюдениям за 3 последовательных дня (10-11-12.09.2009) в диапазоне линии $H_{3,04}$ на волнах (2.90-3.06-3.21) см в L и R поляризации излучения. Было замечено, что в один из дней наблюдений (11.09) значительно возрастает интенсивность флоккульного излучения – более всего на волне 3.06 см в L-моду поляризации.

Характеристики всех компонент микроволнового излучения Солнца по диапазону, как правило, представляют монотонную зависимость от частоты. Спектральная особенность в излучении АО NOAA 10105 вблизи частоты линии $H_{3,04}$ выражалась в том, что монотонность нарушалась не ступенеобразно, как, в принципе, это можно было бы ожидать для излучения в переходной области, а путем “выпадения” точки на частоте 3.06 см на фоне монотонного спектра. Количественная оценка наблюдаемого эффекта была произведена с использованием обычной методики обработки, результаты анализа показаны на графиках правой части рисунка. Видно, что эффект различен для отдельных деталей структуры источника излучения, которую иллюстрирует карта АО NOAA 10105 по наблюдениям NoRH (см. правую часть рисунка). Для наиболее яркой пятенной детали он наблюдается в поглощении в обоих компонентах излучения R и L, где L соответствует e-моду излучения. Для флоккульного излучения эффект в R-моду наблюдается также в поглощении, но в L-поляризации он виден в излучении, причем, его контраст по отношению к соседним волнам самый сильный – он достигает $\sim 30\%$ при ошибке измерений $\sim 5\%$. Легко видеть, что в целом эффект был бы гораздо менее контрастным, если бы наблюдался в параметрах I и V и, особенно, если бы как суммарный для детали A+B.

Результаты, полученные нами в экспериментальном исследовании эффектов линии водорода в излучении Солнца, в целом не противоречат более ранним результатам и подтверждают, что эффект действительно существует. Его существование доказывается с большей (на порядок) досто-

верностью, поскольку эффект удалось выявить на фоне излучения отдельного локального образования на Солнце – активной области (поток ~ 10 с.е.п.), а не на фоне всего Солнца (поток ~ 300 с.е.п.), как в [3]. Помимо уточнения, нами получены новые результаты, касающиеся поляризации излучения на частотах, близких к частоте линии $H_{3,04}$. Оказалось, что эффекты в этом диапазоне гораздо контрастнее проявляются в поляризованном свете. Знак и степень поляризации зависят от области атмосферы Солнца, где расположен источник излучения в линии $H_{3,04}$, и меняются со временем, что, по всей вероятности, определяется как условиями генерации излучения в линии $H_{3,04}$, так и условиями прохождения этого излучения через выше расположенную плазму.

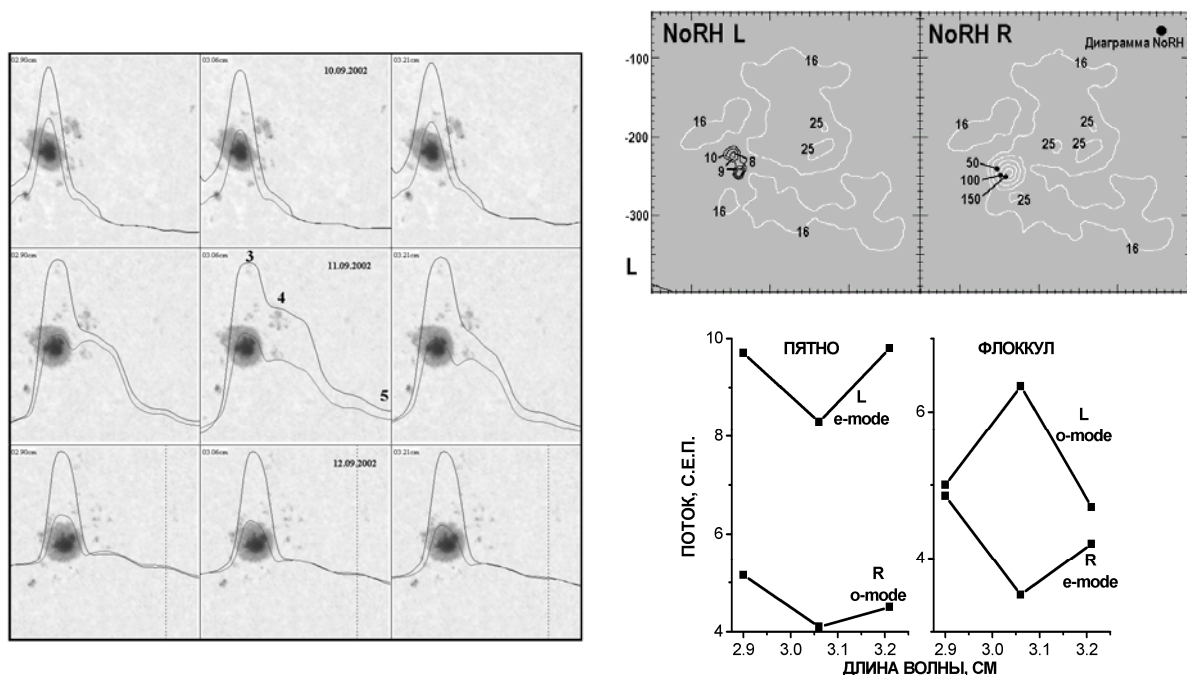


Рис. 1.

Излучение в линии $H_{3,04}$, скорее всего, должно генерироваться в холодных областях атмосферы Солнца. С этой точки зрения следует отметить особенности АО NOAA 10105, в которой были замечены эффекты линии $H_{3,04}$. Она была уникальной по следующим параметрам:

1. Источник над основным пятном был относительно холодным, особенно на коротких волнах. По данным радиотелескопа NoRH (волна 1.76 см) над центром пятна в о-моду излучения устойчиво наблюдалась область, яркость которой на (1-2) КК ниже яркости “спокойного” Солнца (более подробно см. [5]).

2. АО NOAA 10105 можно отнести к редкому классу источников S-компоненты, в структуре которых отсутствует деталь типа “галло”, понимаемая как вершина магнитосферы всей АО. В силу этого эффекты, обу-

словленные поглощением излучения в линии $H_{3.04}$ через выше лежащую горячую плазму всей АО были минимальны.

3. Холодной была и деталь, генетически связанная с флоккулярным полем. По данным NoRH, ее яркость лишь в ~ 1.5 раза выше яркости “спокойного” Солнца, в отдельных точках достигая 25 КК.

Обнадёживающий результат, полученный при исследовании АО 10105, позволяет сформулировать рекомендации, на основе которых можно будет сделать следующий шаг в экспериментальном исследовании излучения Солнца в линии $H_{3.04}$. Наиболее целесообразно создать для этих целей специализированный инструмент, обладающий двумерным пространственным разрешением $\sim (3-4)$ угл. мин., по наблюдениям которого можно построить карту Солнца, достаточно – раз в сутки. Это позволит установить, какая составляющая (В или S) солнечного излучения является ответственной за эффект, обнаруженный в [3]. Инструмент должен быть оснащен спектроанализатором в полосе 9850 ± 500 МГц. В более широкой полосе [4] очень трудно обеспечить равномерность частотной характеристики приемной аппаратуры и средства ее калибровки, достаточные для исследования профиля линии $H_{3.04}$. В России имеется несколько работающих инструментов, с помощью одного из которых можно сравнительно быстро наладить соответствующие наблюдения. Задача наблюдений инструмента по этой программе – исследование нейтрального вещества в солнечной атмосфере. Оценка его содержания в солнечной плазме, полученная из наблюдений, необходима для разработки и уточнения механизмов нагрева солнечной короны, в частности, с помощью джоулева тепла.

Работа выполнена при поддержке гранта НШ-6110.2008.2.

Литература

1. *Wild J.P.*: 1952, *Astrophys. J.*, 115, p. 206.
2. *De Jager C.*: 1959, in R.N. Bracewell (ed.), *Paris Symposium on Radio Astronomy*, Stanford Univ. Press., p.96.
3. *Дравских А.Ф., Дравских З.В.*: 1988, *АЖ*, т.65, № 1, с.199-202.
4. *Богод В.М., Гараимов В.И., Шатилов В.А. и др.*: 1997, Тезисы докладов XXVII радиоастрономической конференции, т.3, с.132 (Санкт-Петербург).
5. *Топчило Н.А., Петерова Н.Г., Борисевич Т.П.*: Корона над крупным одиночным пятном по наблюдениям в R и L поляризации на микроволнах (в печати).

МЕТОД ОБНАРУЖЕНИЯ ТОКОВЫХ СЛОЕВ В КОРОНЕ ПЕРЕД СЕРИЕЙ ВСПЫШЕК

Подгорный А.И.¹, Подгорный И.М.²

¹*Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*

²*Институт Астрономии РАН, Москва, Россия*

THE METHOD OF SEARCH FOR CURRENT SHEETS IN THE CORONA BEFORE SERIES OF FLARES

Podgorny A.I.¹ and Podgorny I.M.²

¹*Lebedev Physical Institute RAS, Moscow, Russia, podgorny@fian.fian.dns.mipt.ru*

²*Institute for Astronomy RAS, Moscow, Russia, podgorny@inasan.ru*

Solar flare mechanism based on energy accumulation in the current sheet explains the primordial energy accumulation in the solar corona and the main observed manifestations of a flare. The alternative solar flare mechanism based on magnetic rope appearance meets difficulties in explanation of weak magnetic field change on the photosphere during the flare. To understand the flare mechanism the MHD simulations of preflare situation in the real active region are performed so that it is not done any assumptions about the solar flare mechanism. All conditions for simulation are taken from observations. In previous simulations the time scale of field changing is 4-5 orders smaller than in reality. The simulation in real time scale is needed to define better the flare position and to predict the moment of flare appearance. The special numerical methods developed and realized in program PERESVET to accelerate MHD simulation are described. The first results of real time scale MHD simulation during several first minutes are presented. It is shown that near an X-line the process of disturbances focusing begins which causes the current sheet creation. The position of future current sheet creation above AR 0365 and parameter distributions are found. The possibilities of real-time MHD simulation of preflare situation on modern computers using the latest developed here mathematical methods are discussed.

Введение

Токовый слой в солнечной короне над активной областью, в магнитном поле которого накапливается энергия солнечной вспышки, образуется в окрестности особой линии магнитного поля X-типа в результате фокусировки возмущений, распространяющихся от фотосферы. Электродинамическая модель солнечной вспышки [1, 2], основанная на взрывном освобождении энергии токового слоя, объясняет первичное освобождение энергии в короне, обнаруженное с помощью рентгеновских наблюдений на лимбе [3], и основные наблюдаемые явления. Альтернативный механизм вспышки [4] связан с появлением магнитного жгута в короне. Этот механизм встречает трудности в объяснении слабого изменения магнитного поля на фотосфере.

При МГД моделировании не делается никаких предположений о физическом механизме вспышки. Все условия численного моделирования за-

даются непосредственно из наблюдений. Для задания граничных условий на фотосфере используются карты магнитного поля в предвспышечном состоянии конкретной вспышки. Сложная конфигурация активной области не позволяет надежно аппроксимировать распределение поля точечными источниками (диполями или магнитными зарядами). Расчет начинается за 2-3 дня до возникновения вспышки, когда всплывание нового магнитного потока в активной области еще не началось, и магнитное поле над областью можно считать потенциальным. Результат такого расчета однозначно показывает, возникла ли вспышка в результате появления токового слоя или ее причиной был выброс магнитного жгута

Все предыдущие расчеты [1, 2] выполнялись в сильно сжатом масштабе времени. Изменение магнитного поля происходило быстрее в 10^4 – 10^5 раз, чем в реальных условиях. Это часто вызывало генерацию искусственных структур, точки которых искажали конфигурацию возникающего токового слоя и вызывали смещение особой линии, в окрестности которой формировался слой. Чтобы исключить эти искажения и точно определить момент возникновения вспышки, необходимо вести вычисления в масштабе времени более близком к реальному. Для этой цели разработаны математические методы, позволяющие получать устойчивое решение для больших временных шагов и тем самым ускорить расчет.

Новые численные методы, реализованные в программе ПЕРЕСВЕТ

Введенные новые численные приемы совместимы с разработанными ранее методами. Абсолютно неявная конечно-разностная схема решается методом итераций [5]. Схема консервативна относительно магнитного потока. Неявная схема обеспечивает такую комбинацию параметров, что ошибка вычисления не возрастает со временем даже, если нарушаются условия Куранта $\tau < h/(V_{MV}+V_{MA})$. Здесь τ – временной шаг, h – пространственный шаг, V_{MV} – максимум модуля скорости и V_{MA} – максимальное значение модулей магнитозвуковой и альфвеновской скоростей. В консервативной относительно магнитного потока схеме правая часть уравнения $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot}(\mathbf{V} \times \mathbf{B}) - \text{rot}(v_m \text{rot} \mathbf{B})$ аппроксимируется та-

ким образом, что конечно-разностный аналог уравнения $\text{div} \mathbf{B}$ ($[\text{div} \mathbf{B}]$) равен нулю с большой точностью. Отличие от нуля $[[\text{div} \mathbf{B}]]$ определяется ошибкой схождения итераций и ошибкой представления чисел в компьютере. В предыдущем моделировании [1, 6] диссипативный член аппроксимировался в виде $[-\text{rot}(\text{rot} \mathbf{B})]$, что обеспечивало большую точность сохранения $[\text{div} \mathbf{B}]$ при переходе с текущего временного шага на следующий. В разработанной схеме диссипативный член используется в виде $[\Delta \mathbf{B}]$. В двумерном случае схема уравнения для B_x для постоянной магнитной вязкости имеет вид:

$$\frac{B_{x,i_x,i_y}^{j+1} - B_{x,i_x,i_y}^j}{\tau} = [\text{rot}(\mathbf{V} \times \mathbf{B})]_x + v_m \left(B_{x,i_x,i_y-1}^{j+1} - 2B_{x,i_x,i_y}^{j+1} + B_{x,i_x,i_y+1}^{j+1} + B_{x,i_x-1,i_y}^{j+1} - 2B_{x,i_x,i_y}^{j+1} + B_{x,i_x+1,i_y}^{j+1} \right) / h^2$$

Здесь j – номер временного шага, i_x, i_y – номера пространственных шагов в x - и y -направлениях, i_t – номер итерации. Схема легко обобщается на трехмерный случай. В этой схеме сохранение $[\text{div} \mathbf{B}]$ не выполняется с высокой точностью при переходе с текущего временного шага на следующий.

Однако диссипативный член работает таким образом, что $[[\text{div}\mathbf{V}]]$ уменьшается со временем, что важнее для устойчивости схемы. Итерации в этой схеме сходятся быстрее.

Метод нахождения начального потенциального модернизирован с целью минимизировать $[[\text{div}\mathbf{V}]]$. Его максимальная величина в безразмерных единицах не превышает 0.25×10^{-7} , в то время как в [1, 6] она составляла 0.45×10^{-3} . Используемые методы позволили повысить скорость расчета в ~ 30 раз.

Первые результаты моделирования в реальном масштабе времени

В настоящей работе представлены результаты моделирования в реальном времени активной области АО 0365 в течение первых 7 минут эволюции. Размеры и положение активной области, безразмерные параметры и все остальные условия кроме масштаба времени изменения магнитного поля на фотосфере такие же, как в [1, 6]. Единица длины выбрана равной $L_0 = 4 \times 10^{10}$ см. Ось Y направлена от Солнца перпендикулярно фотосфере. Плоскость XZ ($y = 0$) является плоскостью фотосферы с осью X в направлении с Востока на Запад и осью Z в направлении с Севера на Юг. Единица скорости взята равной Альфвеновской скорости $velocity V_0 = V_A = B_0 / \sqrt{4\pi\rho_0} \approx 0.5 \times 10^{10}$ cm/s.

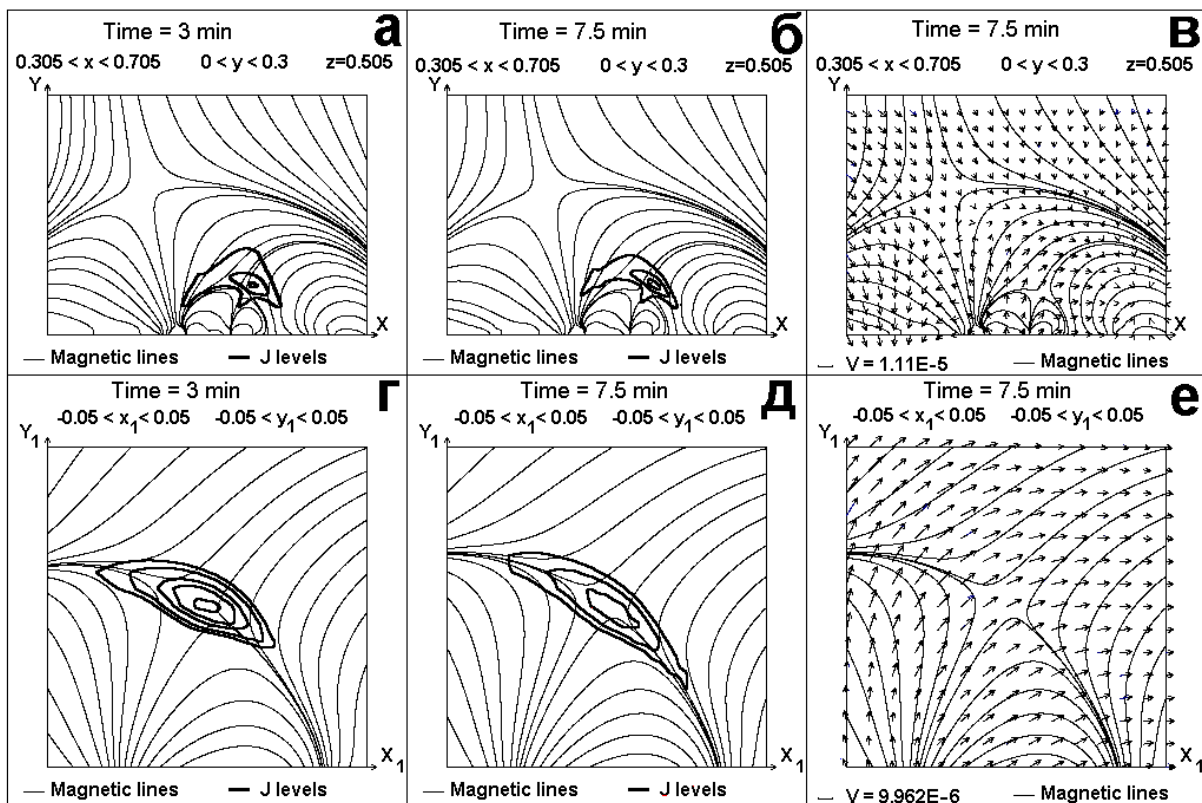


Рис. 1. Результаты МГД моделирования эволюции активной области АО 0365 в реальном масштабе времени (а, г) для момента $t = 3$ мин. и (б, в, д, е) для момента $t = 7.5$ мин. в центральной плоскости $z = 0.505$ (а, б, в), и в плоскостях, содержащих точки максимума плотности тока и расположенных перпендикулярно векторам магнитного поля в этих точках (г, д, е).

Конфигурация магнитного поля и уровни распределения плотности тока J в центральной плоскости $z = 0.5$ в моменты времени $t = 3$ мин. и $t = 7.5$ мин (Рис. 1а, б, в) показывают тенденцию образования токового слоя фокусировкой возмущений в окрестности особой линии X-типа. X-точка и положение максимума плотности тока точно не совпадают. Это означает, что особая линия и плоскость будущего токового слоя неточно перпендикулярны плоскости рисунка $z = 0.5$. В соответствии с процедурой, описанной в [6], особая линия находится, как силовая линия, проходящая через точку максимума абсолютной величины плотности тока. В плоскости, перпендикулярной особой линии, токовый слой выражен более четко (Рис. 1г, д, е). Поле скоростей показывает смещение токового слоя как целого наверх и направо и фокусировку возмущений в результате движения плазмы к X-линии и от нее. Кроме того происходит поворот токового слоя как целого, вызванного силами $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ в наложенном на конфигурацию X-типа поля магнитной ловушки.

Обсуждение и заключение

Первые результаты моделирования в активной области в реальном времени после всех модернизаций численных методов показали, что для расчета в течение нескольких дней одного дня эволюции активной области необходим суперкомпьютер, использующий систему параллельных вычислений, который считает в 100 раз быстрее, чем современный персональный компьютер (двухядерный процессор 1.6 ГГц). Использование моделирования для улучшения качества прогноза солнечных вспышек возможно, если эволюция моделируется быстрее, чем она происходит в реальной активной области, что требует использование в 10^4 раз более быстрого суперкомпьютера по сравнению с обычным компьютером.

Однако, возможно, что реальный процесс вблизи токового слоя и момент вспышки могут быть определены из моделирования в масштабе времени в 10 или 100 раз меньшем реального. В этом случае для понимания ситуации будет достаточно использовать не такой быстрый суперкомпьютер, или даже персональный компьютер. Вычисления в таком масштабе времени покажут, насколько реальна такая возможность.

Моделирование в реальном масштабе времени показало тенденцию появления токового слоя в окрестности особой линии X-типа фокусировкой возмущений в течение первых 7 минут эволюции активной области.

Работа поддержана грантом РФФИ № 09-02-00043.

Литература

1. Подгорный А. И. и Подгорный И.М. Астрон. Ж. **83**, 940 (2006).
2. Podgorny A. I. and Podgorny I. M. Solar Phys. **139**, 125 (1992).
3. Lin R.P., Krucker, S., Hurford, G.J., et al. Astrophys. J. **595**, L69 (2003).
4. Amari T., J.F. Luciani, Z. Mikic, and J.J. Linker, Astrophys. J. **529**, L49 (2000).
5. Подгорный А.И. и Подгорный И.М. ЖВМ и МФ. **44**, 1873 (2004).
6. Подгорный А.И. и Подгорный И.М. Солнечная и солнечно-земная физика – 2008. ГАО РАН. Пулковое. Санкт-Петербург. С. 289.

ФИЗИКА СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ – ФАКТЫ И МОДЕЛИ

Подгорный И.М.¹, Подгорный А.И.²

¹*Институт Астрономии РАН, Москва, Россия*

²*Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*

SOLAR FLARE PHYSYCS – OBSERVED DATA AND MODELS

Podgorny I.M.¹ and Podgorny A.I.²

¹*Institute for Astronomy RAS, Moscow, Russia, podgorny@inasan.ru*

²*Lebedev Physical Institute RAS, Moscow, Russia.*

The main point of the solar flare model consists in primary energy release in the corona due to sheet current magnetic energy dissipation. 3D MHD simulation carried out with Peresvet code shows that energy accumulation in the current sheet magnetic field is produced by photospheric disturbance during 2 - 3 days before a flare. Current sheet creation takes place above an active region. Data obtained with several spacecrafts confirm the main predictions of the model. The thermal X-ray appears above an active region due to plasma heating at magnetic reconnection in the current sheet. The electron temperature increases up to 3 keV. The mass of plasma that radiates thermal X-ray exceeds 10^{15} gram. Acceleration of this plasma by the $j \times B/c$ force produces coronal mass ejection. The electrons accelerated in the field aligned currents hit the solar surface and produce the power X-ray spectrum in legs of the flare loop. The upward and downward currents are generated in the current sheet by the Hall electric field. The couple of field aligned currents are connected in the chromosphere. The unusual position of the active region and spacecrafts permits to obtain new information about a flare event situated behind the solar limb. RHESSI can measure thermal X-ray emission from the current sheet and a source of X-ray radiation above the flare current sheet. The weak flux of hard X-ray from corona is revealed together with III-type radio emission. The electrons that produced these radiations reach the Earth orbit. They are observed by GOES. This electron acceleration takes place in the field-aligned currents generated by the Alfvén wave which is excited by the Hall electric field in the current sheet. The relativistic protons acceleration takes place along the current sheet singular line. The reconnection rate is $\sim 10^7$ cm/s.

Солнечная вспышка

Вспышка представляет собой сложное явление. Сценарий развития вспышечных эффектов сугубо индивидуален. Некоторые из вспышечных эффектов могут в отдельных вспышках практически отсутствовать, что дало повод ошибочно утверждать о независимости генерации жесткого рентгеновского излучения и коронального выброса массы. Комплексное исследование потоков электронов, теплового и жесткого пучкового рентгеновских излучений на аппаратах RHESSI, Stereo A, Stereo B, GOES, а также регистрация релятивистских протонов и радиоизлучения III-го типа однозначно указывают на одновременное действие во вспышке нескольких механизмов ускорения частиц. Установлено, что солнечная вспышка возникает в короне над активной областью в результате взрывного выделения

энергии, запасенной в магнитном поле [1, 2]. В больших вспышках эта энергия $\int (B^2/8\pi)dv$ достигает 10^{33} эрг. Однако магнитное поле на фотосфере в момент вспышки практически не меняется. Это значит, что энергия потенциального магнитного поля, т. е. поля фотосферных источников, не реализуется при вспышке. Реализуется только магнитная энергия токов в короне над активной областью. Эта энергия накапливается в предвспышечном состоянии. Трехмерное МГД моделирование динамики плазмы и магнитного поля в предвспышечном состоянии показало, что энергия для вспышки запасается в магнитном поле токового слоя, который возникает в короне над активной областью. В численных МГД экспериментах никаких предположений о характере процессов во вспышке не делается. Задание начальных и граничных условий осуществляется с использованием результатов измерений динамики магнитного поля в предвспышечном состоянии. Результаты расчета показывают [3], что образование токового слоя происходит в том месте, где регистрируется энерговыделение данной вспышки, причем запасенная в магнитном поле токового слоя энергия соответствует энергии этой вспышки.

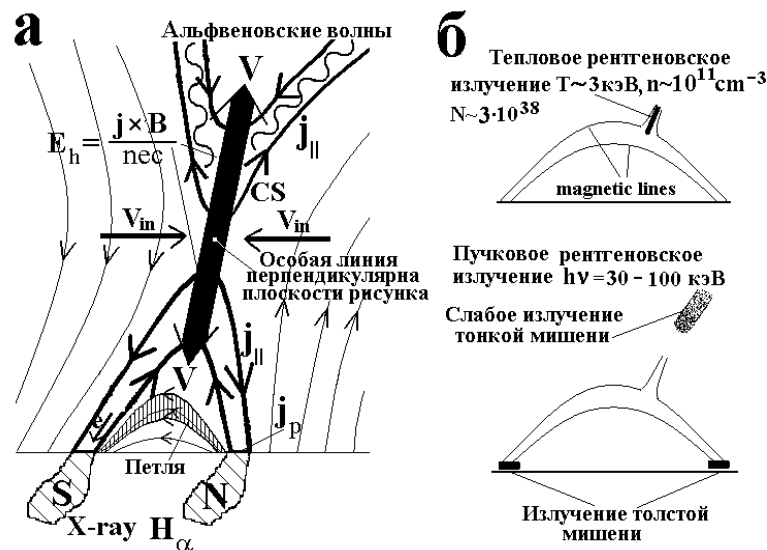


Рис. 1. а). Электродинамическая модель вспышки. Тонкими линиями показаны линии магнитного поля. Толстые линии – токи вдоль линий магнитного поля. Черная полоса – токовый слой. Электрическое поле Холла E_h направлено вдоль слоя вверх и вниз. Магнитное натяжение выбрасывает плазму из слоя. Поток вверх создает корональный выброс. Поток вниз создает послевспышечную петлю. **б).** Расположение источников рентгеновского излучения согласно данным RHESSI [4, 5].

Электродинамическая модель вспышки [2], построенная по данным численного моделирования, и сопоставление этих данных с результатами наблюдений показаны на рис. 1. Здесь, в отличие от данных, представленных на предыдущих Пулковских конференциях [6], обращено внимание на то, что продольные токи, распространяющиеся вверх, замыкаются токами смещения на фронте альфвеновской волны. Следует особо подчеркнуть, что показанная на рис. 1 мо-

дель является в настоящее время единственной, объясняющей все основные эффекты, наблюдаемые во вспышке.

Главным элементом модели является токовый слой. Слой разделяет линии магнитного поля противоположного направления. Плазма втекает в слой вместе с вмороженными линиями магнитного поля. Эти линии могут сливаться в окрестности особой X-линии – происходит магнитное пересоединение. Пересоединение обеспечивает диссипацию магнитной энергии, запасенной в поле токового слоя. Сила $\mathbf{j} \times \mathbf{V}/c$ ускоряет плазму, и поток плазмы вверх приводит к эжекции солнечного вещества из слоя. Нагревание плазмы за счет быстрого магнитного пересоединения при распаде токового слоя обеспечивает высокую температуру над петлей, а, следовательно, возникновение там теплового рентгеновского излучения в короне [2].

Важной особенностью корональных токовых слоев является проявление эффекта Холла $E_h = j_h/\sigma + j_{cs}B_n/nec$, здесь j_{cs} – плотность тока в слое. Благодаря силе $\mathbf{j} \times \mathbf{V}/c$, приложенной к электронному газу, происходит разделение (поляризация) зарядов, которое создает электрическое поле Холла E_h . Поле E_h направлено вдоль токового слоя в обе стороны от особой линии. Это поле ответственно за ускорение ионов вместе с электронами. В результате возникает корональный выброс массы (СМЕ). Членом j_h/σ в токовых слоях космической плазмы можно пренебречь.

Вследствие высокой анизотропии проводимости плазмы в магнитном поле короны поле Холла генерирует в короне продольные электрические токи, т. е. токи, направленные вдоль линий магнитного поля, пересекающие токовый слой ТС. Продольные токи, генерируемые полем Холла ниже X-линии, замыкаются в хромосфере токами Педерсена. Пучки электронов, ускоренных в направленном вверх продольном токе, высыпаются в хромосферу. Они вызывают свечение вспышечных лент и жесткое рентгеновское излучение на поверхности Солнца. По-видимому, электрическое поле в продольном токе распределено не равномерно, а сосредоточено в локальных разрывах.

При взрывном распаде токового слоя плотность тока в слое резко возрастает, и вместе с ней возрастает поле Холла. Создаются идеальные условия для генерации альфвеновской волны, распространяющейся в короне вдоль линий магнитного поля, которые пересекают токовый слой выше X-линии (на рисунке выше X-точки) и уходят в межпланетное пространство.

Источник теплового рентгеновского излучения в короне

Источник теплового рентгеновского излучения расположен в короне над вспышечной петлей [4] (рис. 1б), именно там, согласно электродинамической модели, должно происходить нагревание плазмы при пересоединении в токовом слое. Этот источник был обнаружен на космических аппаратах при вспышках, возникающих над лимбом Солнца. Корональный источник расположен в окрестности особой линии X-типа. Его спектр отвечает температуре электронов ~ 3 кэВ и концентрации $\sim 10^{11}$ см⁻³. Магнитное поле на границе токового слоя с такими параметрами $B = (8\pi nkT)^{1/2}$ равно ~ 100 Гаусс – типичное значение для поля токового слоя, вычисленного в численном МГД эксперименте с граничными условиями, взятыми из измерений в предвспышечном состоянии [2]. Этот результат

окончательно показал несостоятельность теорий хромосферного происхождения вспышки и подтвердил гипотезу Сыроватского о накоплении энергии вспышки в корональном токовом слое. Нагревание плазмы в токовом слое обеспечивается потоком вектора Пойтинга $V_{rec} B^2 / 8\pi \sim 10^{10}$ эрг/см²с при скорости пересоединения $V_{rec} = 10^7$ см/с.

Жесткое рентгеновское излучение с поверхности Солнца

Рентгеновские фотографии, снятые в различных диапазонах энергии квантов с разрешением ~ 1 угловой секунды, показали появление трех ярких центров излучения, возникающего при вспышке [4] (рис. 1б). Два источника жесткого рентгеновского излучения расположены на поверхности Солнца в подножьях вспышечной петли. При этом сама петля излучает кванты с энергией около 1 кэВ. По-видимому, это слабое излучение вызывается электронами, захваченными в поле петли. Поверхностные источники обладают типичным тормозным степенным спектром $\sim (h\nu)^{-3}$ (Рис. 2а).

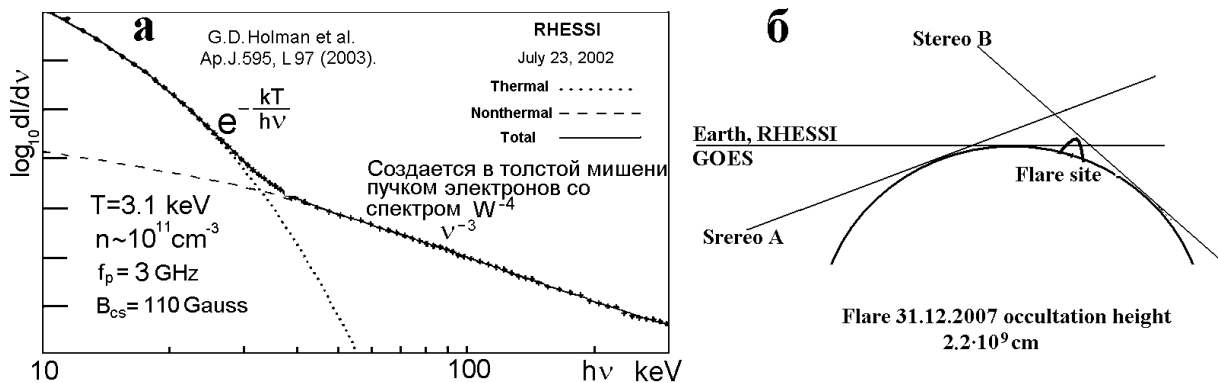


Рис. 2. а). Суммарный (тепловой и пучковый) спектр рентгеновского излучения [4]. **б).** Положение космических аппаратов, позволившее зарегистрировать слабое жесткое рентгеновское излучение короны [5].

Они вызваны высыпающимися вдоль линий поля электронными пучками с энергией большей 100 кэВ. Попадая на поверхность Солнца, электроны вызывают рентгеновское излучение, типичное для толстой мишени, когда пучок электронов, попадая на мишень, теряет энергию $dw/dx \sim -A/w$. Первоначальный степенной спектр пучка электронов $dI/dw = Aw^{-\gamma}$ преобразуется в степенной закон с другим показателем степени $dI/dw = Aw^{-\gamma+2}$. Спектр излучения из толстой мишени при сечении рождения кванта Крамерса $\sigma \sim 1/Wh\nu$ имеет вид $dI_{h\nu}/d(h\nu) = A(h\nu)^{-\gamma+1}$. Таким образом, для спектра излучения из оснований петли [4], который аппроксимируется степенным законом $\sim w^{-3}$ (рис. 2а), спектр ускоренных электронов имеет вид $\sim w^{-4}$.

Жесткое рентгеновское излучение из короны

Еще один источник жесткого рентгеновского излучения, имеющего спектр $\sim (h\nu)^{-\gamma}$, где $\gamma = 4.1 \pm 0.4$, был зарегистрирован аппаратом RHESSI [4] в короне над источником теплового излучения из токового слоя. Это излучение значительно слабее. Его регистрация стала возможной, т. к. вспышка про-

изошла за лимбом (Рис. 2б), и поэтому был исключен фон потока жесткого излучения из оснований петли. При этом аппарат WIND зарегистрировал поток быстрых электронов вблизи орбиты Земли со спектром $E^{-\delta}$, где $\delta = 2.9 \pm 0.3$. Отметим, что показатель рентгеновского спектра $\gamma = \delta + 1$ получается при генерации квантов в тонкой мишени. Такие условия должны реализоваться в плазме низкой плотности. Вместе с жестким рентгеновским излучением в короне был зарегистрирован всплеск радиоизлучения III-типа, который, по-видимому, был вызван тем же потоком электронов, достигших орбиты Земли. Появление пучка быстрых электронов над токовым слоем указывает на ускорительный механизм, действующий в момент вспышки над токовым слоем. По-видимому, ускорение электронов происходит в продольных токах за фронтом альфвеновской волны, как это следует из электродинамической модели.

Солнечные космические лучи

Релятивистские протоны достигают орбиты Земли с задержкой, обусловленной временем пролета частицы вдоль линий магнитного поля спирали Архимеда. Часть протонов попадает на поверхность Солнца, вызывая ядерные реакции с выходом γ -излучения. Импульс γ -излучения, т. е. длительность генерации релятивистских частиц, не превышает десяти минут. Однако нейтронные мониторы демонстрируют длительность потока релятивистских протонов, измеряемую часами. Для получения спектров использовалась мировая сеть нейтронных мониторов, работающих как единый многоканальный спектрометр космических лучей. В работе [7] показано принципиальное различие спектров быстрой и запаздывающей компонент.

Спектр протонов, пришедших с пролетным временем, т. е. частиц, несущих информацию о механизме ускорения, является экспоненциальным $\sim \exp(-E/E_0)$, где E_0 лежит в пределах 0.5-1.3 ГэВ. Спектры, снятые через 0.5 ч и позже после начала регистрации события, описываются степенным законом $\sim E^{-\gamma}$, где $\gamma = 5$.

Спектр частиц, ускоряемых в токовом слое в окрестности особой линии, был вычислен методом пробных частиц [8]. Использовалась конфигурация полей, рассчитанная в трехмерном численном МГД эксперименте для вспышки Бастилия (14.07.2000) [9]. Все условия соответствовали предвспышечному развитию активной области NOAA 9070, за исключением масштаба времени, который был сокращен, т. к. современные персональные компьютеры не позволили провести расчет по программе Пересвет в реальном времени. Расчет показал экспоненциальный спектр. Точное согласие измеренного и вычисленного спектров получилось при скорости пересоединения 10^7 см/с. Т. о. впервые была определена скорость пересоединения в реальной вспышке.

По-видимому, запаздывающая компонента, обладающая, в отличие от быстрой компоненты, довольно высокой изотропией, приходит к орбите Земли в результате диффузии, рассеиваясь на неоднородностях, и это рассеяние изменяет спектр частиц, ускоренных в токовом слое.

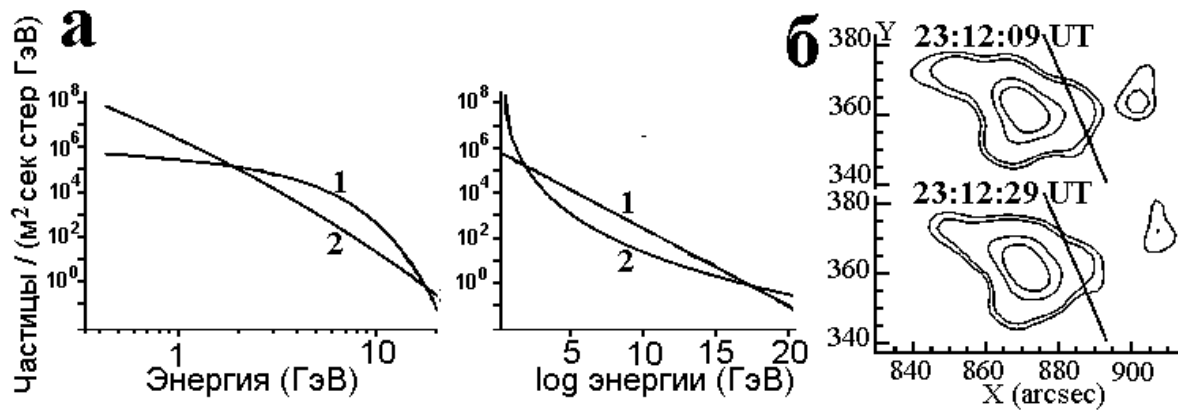


Рис. 3. (а) Спектры протонов в log и log-log масштабах 1) быстрой и 2) запаздывающей ($t > 30$ с) компонент. **(б)** Выброс корональной массы из токового слоя во вспышке 15.04.2002, рентгеновское излучение 10 кэВ [10].

Корональный выброс массы

Выброс массы в момент вспышки показан на рис. 3б. Типичная скорость выброса 10^8 см/с, его масса 10^{15} - 10^{16} грамм. Именно такая масса плазмы [4] содержится во время вспышки в тепловом корональном рентгеновском источнике, который соответствует положению токового слоя.

Заключение

Данные рентгеновских измерений подтверждают все основные предсказания электродинамической модели вспышки. Трехмерное МГД моделирование, выполненное в условиях реального поведения активной области, показало генерацию токовых слоев за счет накопления энергии в окрестности особой линии. Альтернативный механизм образования токового слоя основан на вытягивании линий арочного магнитного поля за счет выброса магнитного жгута. Однако наблюдаемая динамика полей в активной области в предвспышечном состоянии не обнаруживает появления жгута под магнитной аркой, а опубликованные данные численного моделирования этого явления проводятся при искусственном задании начальных условий.

Работа поддержана грантом РФФИ № 09-02-00043.

Литература

1. Podgorny A.I. and Podgorny I.M. Solar Phys. 139, 125 (1992).
2. Подгорный А.И. и Подгорный И.М. Астрономический журнал. 83, 940 (2006).
3. Podgorny A.I., Podgorny I.M., and Meshalkina N.S. Journ. of Atm. and Solar Terr. Phys. 70, 621 (2008).
4. Lin R.P. et al. Astrophys. J. 595, L69. (2003).
5. Krucker S. et al. Proceedings of ESPM-12. 2008. <http://espm.kis.uni-freiburg.de>
6. Подгорный И.М. и Подгорный А.И. Солнечная и солнечно-земная физика – 2008 ГАО РАН. Пулковое. Санкт-Петербург. С. 293.
7. Балабин Ю.В., Вашенюк Э.В., Мингалев О.В., Подгорный А.И. и Подгорный И.М. Астрон. журнал. 82, 940, (2005).
8. Балабин Ю.В., Вашенюк Э.В., Подгорный А.И. и Подгорный И.М. Труды апатитской конференции по физике полярных явлений. 2009. В печати.
9. Bilenko I.C., Podgorny A.I., and Podgorny I.M. Solar Phys. 207, 323 (2002).
10. Sui L., G.H. Holman, S.M. White, and J. Zang. Astrophys. J. 633, 1175 (2005).

МИНИМУМ ЦИКЛА КАК ПРЕДВЕСТНИК БУДУЩЕЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Понявин Д.И., Сильнов С.В.

НИИ Физики, Санкт-Петербургский государственный университет

MINIMUM OF THE SOLAR CYCLE AS PREDICTOR OF THE COMING SOLAR ACTIVITY

Ponyavin D.I., Silnov S.V.

Institute of Physics, Saint-Petersburg State University

The sunspot activity at minimum and maximum of solar cycle is modulated at secular Gleissberg scale. We have analyzed relationships between solar cycle length and solar cycle amplitude using historic sunspot numbers. It was found that the level of sunspot activity at the solar minimum can serve as predictor of the coming solar cycle. We predict the low level of solar activity at late of maximum of the 24th cycle $R = 70 \pm 30$.

Введение

23-й цикл солнечной активности (1996–2008 гг.) отличается затянувшейся фазой спада и глубоким минимумом. Согласно информации сайта <http://spaceweather.com> в период с начала 2004 по 20 сентября 2009 г. зафиксировано более 720 дней без пятен на поверхности Солнца. Хотя по статистике в среднем за минимум цикла бывает 485 дней без пятен. Несмотря на то, что первая группа пятен с ориентацией магнитного поля, соответствующего текущему 24-му циклу, появилась еще в январе 2008 г., роста активности на протяжении последних 1,5 лет практически не наблюдается. В данной работе анализируются долговременные вариации глубины минимумов солнечной активности, соотношения длины и амплитуды циклов, и делается прогноз наступающего максимума солнечной активности по данным текущего минимума солнечного цикла.

Анализ данных

Для расчетов использовались данные Solar Influences Data Analysis Center of the Royal Observatory of Belgium (<http://sidc.oma.be/sunspot-data/>).

Одним из способов выделения вековых вариаций является предложенный Гляйсбергом метод сглаживания ряда среднегодовых чисел Вольфа [1]. В этом методе фильтрации предлагается усреднять максимальные среднегодовые числа Вольфа $R(N)$ за 11-летний цикл за 5 соседних циклов, причем средние 3 цикла брать с весом 2, а крайние с единичным весом:

$$R_{\max} = \frac{1}{8} [\sum_{i=-2}^1 R(N+i) + \sum_{i=-1}^2 R(N+i)].$$

В работе [2] эта формула была применена и для минимальных среднегодовых чисел Вольфа (R) за период с 1769 по 1996 годы. В настоящей работе мы дополнили эти результаты данными за последние 12 лет по 2008 г. На рис. 1 показаны 3 вековых волны цикла Гляйсберга, построенные по значениям в минимумах (R_{\min}) и в максимумах (R_{\max}) солнечных циклов с 1720 г. по настоящее время.

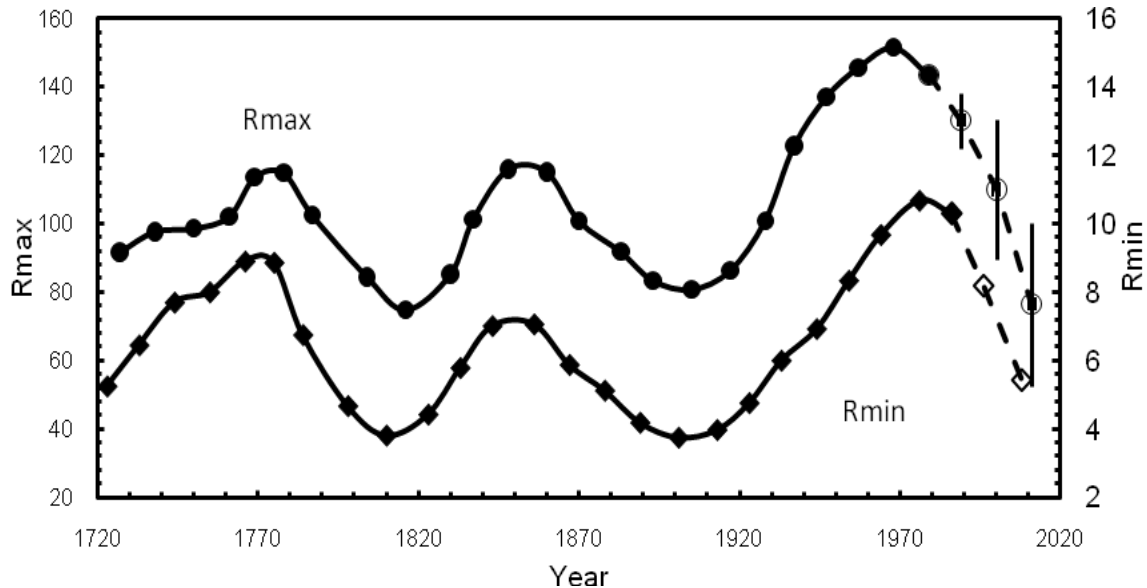


Рис. 1. Вековые вариации (цикл Гляйсберга) числа солнечных пятен. R_{\max} (верхняя кривая) по числам Вольфа в максимумах солнечного цикла, R_{\min} (нижняя кривая) по числам Вольфа в минимумах, пунктирные линии — экстраполяция полиномом 3-й степени.

Из графиков на рис. 1 видно, что вековой цикл, начиная с 1980-х годов, идет на спад. Аналогичный тренд наблюдается и в других параметрах солнечной активности. Например, в недавних работах [3, 4] показано уменьшение напряженности магнитного поля солнечных пятен с 3000 Гс до 2100 Гс за период с 1992 по 2009 год, независимо от фазы 11-летнего цикла.

На рис. 2 показано соотношение между значениями R_{\min} одного цикла и R_{\max} последующего (рис. 2а) и R_{\min} и R_{\max} для одного и того же цикла (рис. 2б). Более высокий коэффициент корреляции $K = 0,68$ (рис. 2а), в отличие от $K = 0,35$ (рис. 2б) позволяет сделать вывод о связи пятенной активности в минимуме с последующим максимумом цикла. И на основании регрессионных соотношений сделать прогноз среднегодовых чисел Вольфа в следующем цикле $R = 70 \pm 30$.

По аналогии с работой [5] были построены соотношения между длиной и амплитудой циклов. На рис. 3 показаны кросскорреляции между длиной и амплитудой. На рис. 3б длины циклов рассматривались как промежуток времени между двумя минимумами, а в качестве амплитуды ис-

пользовались максимальные среднегодовые числа Вольфа. А на рис. 3а длины и амплитуды циклов были рассчитаны из вейвлет преобразования ряда чисел Вольфа. Максимум корреляции достигается при сдвиге между рядами 11 лет ($K = -0,51$, рис. 3а) или один солнечный цикл ($K = -0,64$, рис. 3б). Таким образом, длина предыдущего цикла коррелирует с амплитудой следующего, на основании чего были построены регрессионные соотношения (рис. 4а, б), и по длине 23-го цикла спрогнозирована актив-

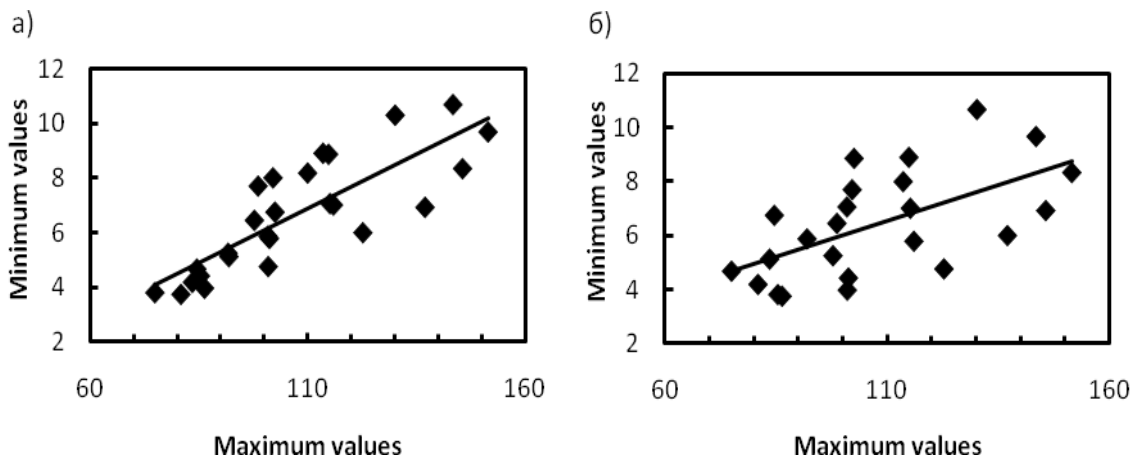


Рис. 2. Соотношение сглаженных по методу Гляйсберга чисел Вольфа а) в минимуме текущего цикла к максимуму последующего б) в максимуме и минимуме одного и того же цикла.

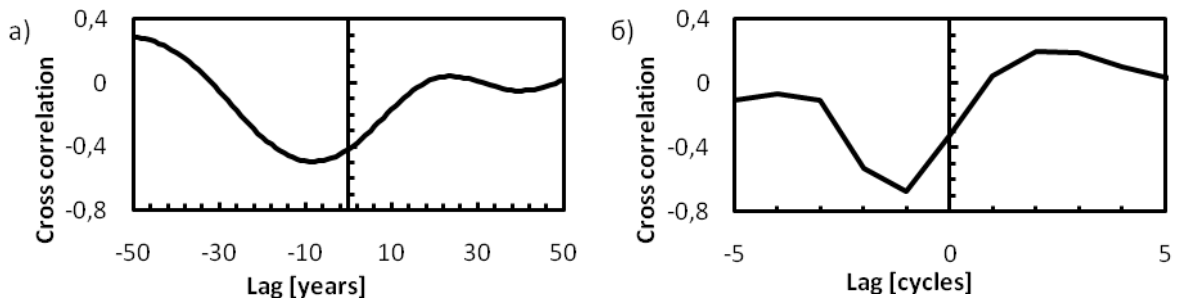


Рис. 3. Кросскорреляционная функция между амплитудой цикла и его длиной а) амплитуда и длина получены при помощи вейвлет преобразования данных б) из данных, подсчитанных для каждого цикла

ность в 24-м цикле. Прогнозы 24-го цикла на рис. 4 отмечены треугольным маркером. Круглым маркером отмечен прогноз, полученный из анализа цикла Гляйсберга. Исходя из распределения беспятенных дней по месяцам в 2008-2009 годах, мы оценили положение минимума, а также длину 23-го цикла в $L = 12,4 \pm 0,4$ года. Спрогнозированные максимальные среднегодовые числа Вольфа в 24-м цикле не превышают $R = 100$.

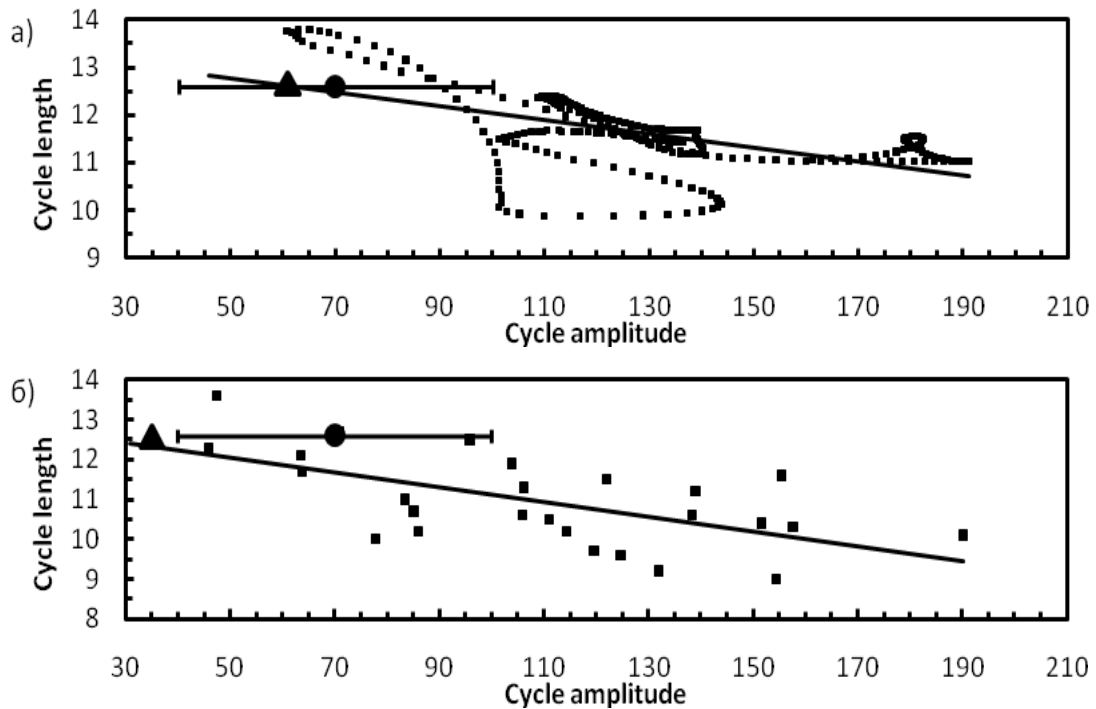


Рис. 4. Соотношение между амплитудой и длиной цикла:
а) амплитуда и длина получены при помощи вейвлет преобразования данных,
б) для каждого цикла.
▲ – прогноз 24-го цикла, ● – прогноз 24-го цикла по методу Гляйсберга.

Выводы

В данной работе показано наличие вековых вариаций солнечной активности как в максимумах активности, так и в минимумах. Кросскорреляционный анализ между длиной цикла и его амплитудой показал, что длина предыдущего цикла связана с амплитудой следующего, и эту связь можно использовать для прогнозирования солнечной активности. Исходя из вековых вариаций и длины 23-го цикла, сделан прогноз максимума 24-го цикла $R = 70 \pm 30$.

Литература

1. *Mouradian Z.* Gleissberg cycle of solar activity, In: Proceedings of the Second Solar Cycle and Space Weather Euroconference, 2002, p. 151-154
2. *Garcia A., Mouradian Z.* The Gleissberg cycle of minima, *Solar Phys.*, 1998, v.180, p.495-498.
3. *Penn M., Livingston W.* Temporal changes in sunspot umbral magnetic fields and temperatures, *Astrophys. J.*, 2006, v.649, L45-L48.
4. *Livingston W., Penn M.* Are Sunspots Different During This Solar Minimum?, *Eos*, 2009, Vol. 90, No. 30, p. 257-258
5. *Solanki S.K., Krivova N.K., Schussler M., Fligge M.* Search for a relationship between solar cycle amplitude and length, *Astron. Astrophys.*, 2002, v.396, p.1029-1035.

МОДЕЛИРОВАНИЕ 11-ЛЕТНЕГО ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В СВЕТЕ МЕХАНИЗМА ДИНАМО

Попова Е.П.¹, Артющкова М.Е.²

¹Московский государственный университет, физический факультет

²Институт Физики Земли РАН

Popova N.P.¹, Artushkova M.E.²

¹Department of Physics, Moscow State University

²Institut of Earth Physic RAS

Cycles of solar magnetic activity associated with the action of the solar dynamo mechanism that is based on the combined effect of the differential rotation and alpha-effect. The use of such representations provides a solution in the form of oscillating waves of toroidal field, extending from mid-latitudes to the equator. Forthright use of such a scheme gives the duration of the cycle of an order of magnitude smaller than actually observed. The proposed approach to address these difficulties is to take into account the meridional circulation. We examine the effects of solar meridional circulation on the propagation of dynamo waves depending on the type of matter motion in a Parker approximation. The meridional circulation can lengthen the solar-activity cycle, with the dynamo-wave behavior depending on the latitude variations in the velocity of the moving material. The results obtained can qualitatively explain the Maunder minimum. Consideration of a single-layer medium is described by one-way flow of matter and it does not allow describing return of matter. To resolve such difficulties, we consider two-layer medium, in which the layers are oppositely directed movement of substances and different diffusion coefficients. The behavior of the dynamo-wave is determined by the topology of the branches of Hamilton-Jacobi equation roots. We built the root diagram for this case.

Принято считать, что 11-летний цикл солнечной активности связан с распространением динамо волн, механизм генерации которых связан с работой динамо. Схема работы динамо была предложена на примере солнечного динамо Ю. Паркером [1]. Исследования простейших моделей солнечного динамо предсказали слишком короткий цикл активности. Введение меридиональной циркуляции дало возможность существенно удлинить цикл солнечной активности [2-4]. Уравнения динамо Паркера с учетом меридиональной циркуляции приобретают вид:

$$\frac{\partial A}{\partial t} + V \frac{\partial A}{\partial \theta} = \alpha B + \frac{\partial^2 A}{\partial \theta^2}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} + \frac{\partial(VB)}{\partial \theta} = D \cos \theta \frac{\partial A}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 B}{\partial \theta^2}. \quad (2)$$

Здесь B – тороидальное магнитное поле, A пропорционально тороидальной компоненте векторного потенциала, которая определяет полоидальное магнитное поле. θ – широта, которая отсчитывается от экватора. Множитель $\cos \theta$ отвечает уменьшению длины параллели вблизи полюса. Уравнения выписаны в безразмерных переменных, так что амплитуды

α -эффекта, градиента угловой скорости и коэффициент турбулентной диффузии объединены в безразмерное динамо-число D . Мы пользуемся $\alpha\omega$ -приближением. В диффузионных членах опущены эффекты кривизны. Для простоты мы считаем, что радиальный градиент угловой скорости не меняется с θ . По соображениям симметрии ($\alpha(-\theta) = -\alpha(\theta)$) уравнения (1, 2) можно рассматривать лишь для одного (северного) полушария с условиями антисимметрии (дипольная симметрия) или симметрии (квадрупольная симметрия) на экваторе. Так как магнитное поле Солнца имеет дипольную симметрию, мы ею и ограничиваемся. Решение системы (1, 2) ищется в виде:

$$\begin{pmatrix} \hat{A} \\ \hat{B} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A \\ |D|^{\frac{2}{3}} B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mu \\ \nu \end{pmatrix} \exp(|D|^{\frac{2}{3}} \gamma t + i |D|^{\frac{1}{3}} S), \quad (3)$$

где S , μ и ν – гладкие функции. S – аналог действия, а его производная $k = S'$ соответствует волновому вектору, который в данном случае является комплексным. Комплексное γ определяет собственное значение, его действительная часть дает скорость роста, а мнимая дает длительность цикла активности. Множители в комплексной скорости роста $|D|^{\frac{2}{3}}$ и $|D|^{\frac{1}{3}}$ в действии выбраны так, чтобы дифференциальное вращение, α -эффект, собственное значение и диссипация оказались одного порядка и вошли в старший член асимптотического разложения. В уравнениях (1, 2) V – меридиональная циркуляция

$$V = |D|^{\frac{1}{3}} \nu(\theta). \quad (4)$$

При подстановке выбранного вида искомого решения в уравнения Паркера, получаем алгебраическую систему уравнений для μ и ν . Условием разрешимости для этой системы является дисперсионное соотношение для частоты динамо-волны и ее волнового вектора, т.е. уравнение Гамильтона-Якоби

$$[\Gamma + ik\nu + k^2]^2 - i\hat{\alpha}k = 0, \quad (5)$$

где $\hat{\alpha} = \alpha \cos \theta$.

Для того чтобы построить решение системы (1, 2) и исследовать его поведение при различных видах меридиональной циркуляции мы решали (5).

В работах [2-4] мы рассматривали случаи, когда $\nu = const$, $\nu = \tilde{\nu} \sin 2\theta$, $\nu = \frac{\tilde{\nu}}{\sin 2\theta}$. Учет меридиональной циркуляции позволил не только существенно удлинить теоретическое значение длительности цикла солнечной активности, но и осуществлять переход от одного режима динамо к другому при изменении широтного профиля меридиональной циркуляции [4].

Рассмотрение однослойной среды описывает односторонний поток вещества и не позволяет описать его возвращение. Для решения такой трудности в данной работе рассматривается двухслойная среда, в которой

слои имеют противоположно направленное движение вещества и разные коэффициенты диффузии.

Система уравнений Паркера в сферических координатах для двух-слойной модели принимает вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial B}{\partial t} &= \frac{\eta}{n} \Delta B, \\ \frac{\partial A}{\partial t} &= \alpha(\theta)B + \frac{\eta}{n} \Delta A, \\ \frac{\partial b}{\partial t} &= D \cos \theta \frac{\partial a}{\partial \theta} + \Delta b, \\ \frac{\partial a}{\partial t} &= \Delta a. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь B , A , η – магнитное поле, магнитный потенциал, коэффициент диффузии в 1-м слое, b , a , n – магнитное поле, магнитный потенциал, коэффициент диффузии во 2-м слое, D – динамо число. Граничные условия при $\theta = 0$:

$$\begin{aligned} b &= B, \\ a &= A, \\ \frac{\partial b}{\partial r} &= \frac{\eta}{n} \frac{\partial B}{\partial r}, \\ \frac{\partial a}{\partial r} &= \frac{\partial A}{\partial r}. \end{aligned} \quad (7)$$

В дальнейшем будем обозначать величину $\frac{\eta}{n}$ как β . Представим решение системы уравнений Паркера в экспоненциальном виде:

$$\begin{aligned} B &= \mu \cdot e^{iD^{\frac{1}{3}}S\theta + \gamma D^{\frac{2}{3}}t - iD^{\frac{1}{3}}m_1r}, \\ A &= (\nu + \nu_1 r) \cdot e^{iD^{\frac{1}{3}}S\theta + \gamma D^{\frac{2}{3}}t - iD^{\frac{1}{3}}m_1r}, \\ a &= \zeta \cdot e^{iD^{\frac{1}{3}}S\theta + \gamma D^{\frac{2}{3}}t + iD^{\frac{1}{3}}m_2r}, \\ b &= (\chi + \chi_1 r) \cdot e^{iD^{\frac{1}{3}}S\theta + \gamma D^{\frac{2}{3}}t + iD^{\frac{1}{3}}m_2r} \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь $\gamma, \nu, \nu_1, \zeta, \chi, \chi_1, m_1, m_2$ – произвольные константы, а $S = \int kd\theta$. После подстановки решений в систему уравнений Паркера получаем:

$$(\sqrt{-\gamma - k^2} + \beta \sqrt{-\frac{\gamma}{\beta} - k^2})(\sqrt{-\gamma - k^2} + \sqrt{-\frac{\gamma}{\beta} - k^2}) - \frac{i\alpha \cdot k \cos \theta}{4\beta \sqrt{-\gamma - k^2} \cdot \sqrt{-\frac{\gamma}{\beta} - k^2}} = 0. \quad (9)$$

Выражение (9) является уравнением Гамильтона-Якоби, которое после сокращения на D получилось безразмерным. После преобразования этого уравнения мы получаем уравнение 6-й степени:

$$k^6 \cdot (\gamma\beta + \beta^4\gamma - \beta^3\gamma - \beta^2\gamma) + k^5 \cdot (-8i\beta^2\hat{\alpha} - 8i\beta\hat{\alpha}) + k^4 \cdot (-4\gamma^2\beta^2 + \beta\gamma^2 + \gamma^2\beta^4 + \beta^3\gamma^2 + \gamma^2) + k^3 \cdot (-8i\gamma\hat{\alpha} - 8i\beta^2\gamma\hat{\alpha} - 16i\beta\alpha\gamma) + k^2 \cdot (-16\alpha^2 + 2\beta^3\gamma^3 - 2\gamma^3\beta + 2\gamma^3 - 2\beta^2\gamma^3) + k \cdot (-8i\gamma^2\hat{\alpha} - 8i\beta\gamma^2\hat{\alpha}) + \beta^2\gamma^4 - 2\beta\gamma^4 + \gamma^4 = 0$$

Исследования уравнения Гамильтона-Якоби позволили построить решение для волнового вектора, т. е. в данном случае волна является бегущей (Рис. 1).

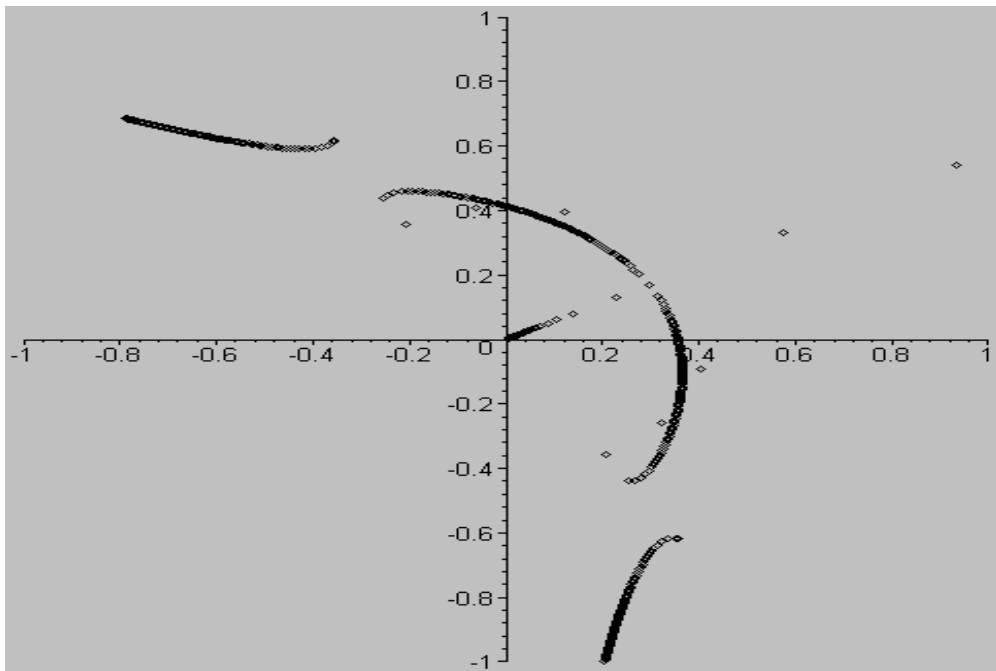


Рис. 1. Корневая диаграмма для случая $\beta = 0.5$.

Горизонтальной оси соответствует $Re k$, вертикальной оси соответствует $Im k$.

Литература

1. *E.N. Parker* (1955) *Astrophys. J.*, 122, 293.
2. *Е.П. Попова, М.Ю. Решетняк, Д.Д. Соколов*, Меридиональная циркуляция и распространение динамо-волн, *Астрономический журнал*, №1, 2008, 183-190.
3. *Н. Popova, D. Sokoloff*, Meridional circulation and dynamo waves, *Astron. Nachr.*, №7, 2008, P. 766-768.
4. *Е.П. Попова*, Влияние различных видов меридиональной циркуляции в Солнце на распространение динамо-волн, *Астрономический журнал*, №9, 2009, 928-934.
5. *E.N. Parker*, (1993) *Astrophys. J.*, 408, 707-719.

КОРОНАЛЬНЫЕ ДЖЕТЫ, ИХ СВОЙСТВА И SEP-СОБЫТИЯ

Порфирьева Г.А., Делоне А.Б.

Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва

CORONAL JETS, THEIR CHARACTERISTICS AND SEP-EVENTS

Porfir'eva G. A., Delone A. B.

State Astronomical institute by P. K. Sternberg, Moscow

E-mail: galina-porfirieva@yandex.ru

On the base of observations in EUV, UV, X-ray and white-light aboard Hinode, TRACE, SOHO, RHESSI and Johkoh data on morphological and physical properties of coronal jets on the Sun have been collected. The jets occur everywhere: in active regions (ARs), quiet Sun (QS), coronal holes (CH) and streamer periphery. Fine structure and dynamics of the jets, their relation with magnetic field (MF) and SEP-events are considered.

Temperatures, electronic densities N_e and velocities widely range.

Корональные джеты представляют собой коллимированные выбросы вещества с ограниченной пространственной протяженностью и меньшими, по сравнению с корональными выбросами вещества (СМЕ), массой и энергией. Джеты наблюдаются в широком диапазоне длин волн и могут возникать в ARs [1, 2], QS [3], CHs [4, 5], на периферии стримеров [6]. Рассматриваются результаты наблюдений из космоса. Анализ изображений, полученных на Hinode с высоким временным и пространственным разрешением одновременно с данными о MF, позволяет исследовать тонкую структуру джетов и динамику процессов, связанных с их возникновением. Джеты могут состоять из горячей ($\sim 10^6$ K) и/или холодной плазмы с плотностью $N_e \sim 10^7 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$, время жизни от 2-4^м до 60^м.

Примером холодных джетов являются джеты, наблюдавшиеся в AR 10938 25-28 мая 2003 г. с SOHO (рис. 1а) [7]. AR, в которой существовали системы низких и высоких петель, граничила с большой CH. Джеты возникали из самой южной части AR в результате пересоединения между закрытыми (AR) и открытыми (CH) силовыми линиями. По разности времен появления в поле зрения EIT, UVCS и LASCO C2 найдено, что джет двигался с ускорением, и скорость увеличилась от 95 км/с до 350 км/с. Щель спектрометра UVCS располагалась на 1,7 R_s . Температура джетов ($1.7 \times 10^5 \pm 5-6 \times 10^3$) K со временем изменялась мало, наблюдалось быстрое увеличение скорости в начале и быстрое уменьшение N_e в конце жизни джета. Общая энергия джета составляла около 2×10^{29} эрг.

Большинство джетов связано с микровспышками и возникает в местах со смешанной или паразитной полярностью, в ярких рентгеновских точках (BRP) или в точках, видимых в EUV. В [8, 9] проведен детальный анализ серии джетов, наблюдавшихся в западной части AR 10938 (N 01°). Испол-

зованы данные, полученные на Hinode, RHESSI, STEREO. Джеты зарождались в одном и том же месте вблизи ВХР (рис. 1б). Наблюдалось квазипериодическое гашение магнитного потока непосредственно перед каждым повторным выбросом джета, коррелирующее с эмиссией в рентгене и линии CaII H. Температура плазмы варьировала в широких пределах: $5,4 < \lg T < 6,4$, скорость вытекания превышала 150 км/с. Плотность N_e , вычисленная на основе анализа отношений интенсивностей линий FeXII (181/195), $\sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$, энергия 3×10^{29} эрг. По-видимому, происходили множественные пересоединения в малых объемах с последующим испарением вещества [10-12]. Процессы погружения MF и связь этого процесса с пересоединением обсуждается в [13-15].

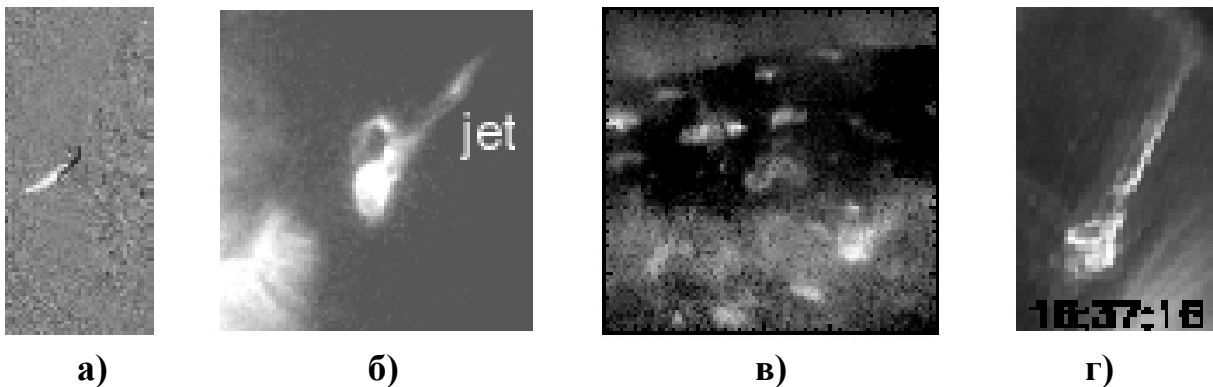


Рис 1. а) джет 27 мая 2003 г., EIT/SOHO [7]; б) джет из XBP 15 декабря 2007 г., Hinode [9]; в) джет из СН 9 января 2007 г., Fe X 184, EIS/ Hinode [16]; г) джет из QS 3 ноября 2000 г., TRACE [17].

На основе анализа наблюдений 27 джетов в белом свете и EUV (SOHO/LASCO, SOHO/EIT, апрель 1997 – февраль 1998) был сделан вывод, что многочисленные джеты возникают в полярной СН вблизи ярких EUV точек. Авторы [4] предполагают, что триггером для джетов послужило пересоединение между магнитными биполями и окружающим униполярным потоком. Угловая ширина джетов составляла $2-4^\circ$, скорость переднего края $\sim (400-1100)$ км/с, а средняя скорость центральной части ~ 250 км/с на $(2,9-3,7) R_s$. EUV-джет наблюдался у лимба полярной СН за $20-60^m$ до обнаружения джета в белом свете в поле зрения $(2-6 R_s)$ LASCO C2. В максимуме солнечной активности джеты ярче, шире ($3-7^\circ$, до $10-15^\circ$), динамичнее (скорости центральной части $300-500$ км/с, переднего края $700-1000$ км/с, средняя > 600 км/с) и расположены в широком диапазоне широт по диску Солнца [2]. На основании наблюдений на Hinode 9 января 2007 г. обнаружено, что в области СН видно множество ярких ВХР и EUV-точек, имеющих форму петель (рис. 1в). Джеты возникают из этих ярких точек над апексами петель [16]. Найдено, что радиальные скорости порядка 300 км/с, лучевые ~ 30 км/с, $\lg T = 4.4$ и $\lg T = 6.1$ в холодных и горячих джетах соответственно.

В [3] по наблюдениям на SOHO, TRACE, Yohkoh, BBSO исследованы джеты из области спокойного Солнца к северу от AR 9213 (N03°, W05°) 3 ноября 2000 г. Основание джета было расположено сбоку от вспышки SF (рис. 1г). Три рекуррентных выброса имели Ha, EUV и X-ray компоненты, различающиеся своей морфологией, эволюцией, размерами и положением в пространстве. EUV-джет был протяженнее Ha-джета более, чем в 3 раза, возникал раньше на 3-11^m, максимум интенсивности наступал раньше на 6-15^m.

Наблюдения на Hinode [17] показали тонкую структуру X-ray джета, 24 декабря 2006 г. в спокойном Солнце (N62°, W58°). Максимальная длина джета, имеющего форму большой петли, составляла $4,8 \times 10^5$ км, ширина – $3,7 \times 10^4$ км. Перестройка магнитных структур началась перед основным выделением энергии – появилось небольшое уярчение, а затем петельная структура, расширяющаяся со скоростью 60 км/с (13:20 – 13:33 UT). Джет возник над апексом петли сразу после ее разрыва в 13:33 UT, т.е. основное выделение энергии началось после разрушения расширяющейся структуры. Скорость джета составляла 150 км/с, температура 2-10 МК. Наблюдалась поперечная тонкая структура в виде отдельных струй.

В [18] исследовано 25 SEP-событий за период с ноября 1997 г. по март 2003 г. и обнаружено, что во всех случаях источником частиц высоких энергий являлись небольшие ARs, расположенные вблизи CHs. Пересоединение между закрытыми (AR) и открытыми (CH) силовыми линиями приводило к выделению накопленной энергии в виде джета, видимого в EUV (EIT) и SME, наблюдаемого в белом свете в поле зрения LASCO C2 и имеющего небольшие (30-40°) угловые размеры.

В [19] с джетами было отождествлено 6 SEP-событий. Все ARs располагались в пределах от 25 до 65° к западу от центрального меридиана. В [20] проанализировано SEP-событие с повышенным содержанием ³He, наблюдавшегося на Hinode 18 ноября 2006 г. и связанное с джетом в AR 10923 (S07, W50). Джет сопровождался серией радиовсплесков III-типа и потоком нерелятивистских электронов. Это событие можно объяснить пересоединением между расширяющимися петельными структурами и открытыми силовыми линиями крупномасштабного MF, укорененными на границе между тенью и полутенью ведущего пятна, где наблюдалось уярчение в мягком и жестком рентгене. Скорость джета составляла ~ 450 км/с, содержание изотопов He $0.1 < {}^3\text{He}/{}^4\text{He} < 0.5$.

Первые наблюдения SEP-событий [21, 22] обнаружили высокое содержание изотопа ³He вплоть до величины ³He/⁴He ~ 1. Типичное отношение ³He/⁴He в солнечной короне и солнечном ветре ~10⁻⁴. Величины ³He/⁴He, найденные в [19], варьирует в пределах от 0,18 до 1,39, а в [18] – от 0,05 до 33,4. Скорости джетов $500 < V < 1300$ км/с.

Итак, кратко представлены сведения о морфологических и физических свойствах корональных джетов. Выбросы происходят вдоль откры-

тых магнитных линий [6-8, 19, 20], но иногда вещество джета «управляется» криволинейными магнитными линиями и движется вдоль больших арок [17, 23]. Джеты видны в широком спектральном диапазоне и содержат горячую (1 МК) и (или) холодную (несколько сотен тысяч градусов) плазму с плотностью $n_e = 10^7$ - 10^{10} см⁻³. Скорости изменяются от 100-150 км/с до 600-1300 км/с. Джеты могут быть источниками SEP-событий. Содержание ³He увеличивается на порядки ($0,05 < {}^3\text{He}/{}^4\text{He} < 33$) по сравнению с содержанием в короне или солнечном ветре ($\sim 10^{-4}$). Джеты можно объяснить в рамках моделей пересоединения с учетом гравитации, магнитного натяжения и солнечного ветра.

Работа была выполнена при поддержке гранта РФФИ № 08-0201033.

Литература

1. *Alexander D., Fletcher L.* Solar Phys., 1999, **190**, 167.
2. *Wang Y.-M., Sheeley N. R., Jr.* Ap. J., 2002, **575**, 542.
3. *Jiang Y. C., et al.* Astron. and Astrophys., 2007, **469**, 331.
4. *Wang Y.-M., Sheeley N. R., Jr.* Ap. J., 1998, **508**, 899.
5. *Dobrzycka D. et al.* Ap. J., 2000, **538**, 922.
6. *Bemporad A., et al.* Ap. J., 2005, **635**, L189.
7. *Corti G., et al.* Ap. J., 2007, **659**, 1702.
8. *Chifor C., et al.* Astron. and Astrophys., 2008, **481**, L57.
9. *Chifor C., et al.* Astron. and Astrophys., 2008, **491**, 279.
10. *Shimojo M., et al.* PASJ, 1996, **48**, 123.
11. *Shimojo M., et al.* Ap. J., 2001, **550**, 1051.
12. *Miyagoshi T., Yokoyama T.* Ap. J., 2004, **614**, 1042.
13. *Von Rekowski B. & Hood A. W.* MNRAS, 2008, **385**, 1792.
14. *Chae J., et al.* Ap. J., 1999, **513**, L75.
15. *Yokoyama T., Shibata K.* PASJ, 1996, **46**, 393.
16. *Kamio S., et al.* PASJ, 2007, **59**, 757.
17. *Shimojo M., et al.* PASJ, 2007, **59**, 745.
18. *Wang Y.-M., Pick M., Mason G. M.* Ap. J., 2006, **639**, 495.
19. *Pick M., et al.* Ap. J., 2006, **648**, 1247.
20. *Nitta N. V. et al.* Ap. J., 2008, **675**, L125.
21. *Geiss J., Reeves H.* Astron. and Astrophys., 1972, **18**, 126.
22. *Serlemitsos A. T., Balasubrahmanyam V. K.* Ap. J., 1975, **198**, 195.
23. *Ko Y.-K., et al.* Ap. J., 2005, **623**, 519.

ОТЛИЧИЯ СТРУКТУРЫ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР В МИНИМУМАХ ДВУХ ПОСЛЕДНИХ ЦИКЛОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Просовецкий Д.В., Просовецкая Н.А.

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск

THE DIFFERENCES OF CORONAL HOLES STRUCTURE DURING TWO LAST SOLAR MINIMA

Prosovetsky D.V., Prosovetskaya N.A.

The Institute of solar-terrestrial physics SB RAS, Irkutsk

We have compared some middle- and low-latitude coronal holes in solar minima on joints of 22-23 and 23-24 cycles. The main goals of research were the finding of probable differences in topology of magnetic field, an altitude structure of emission and a magnetic flux for coronal holes of two last cycles. It is found, the emission properties of coronal holes are defined by presence long-living (> 2 years) magnetic structures with a configuration of a field unique for each minimum. The basic differences of the explored coronal holes of a minimum of cycle 23 in comparison with cycle 22 are in 2 times more value of the closed magnetic flux at chromospheric level, smaller average values of a magnetic field, less emission at chromospheric and coronal levels.

Отличия структуры и динамики солнечной атмосферы и солнечного магнитного поля в различных циклах солнечной активности изучались многими исследователями (например, [3, 5-8, 12, 14]). Сравнение двух последних циклов (22 и 23) представляет особый интерес в связи аномальностью 23-го цикла [10, 11, 14]. 23-й цикл по сравнению с 22-м отличается большей длительностью, величинами магнитного потока, площади факелов и пятен в 23-м цикле на 40-50% меньше [14]. В работах [3, 5, 7, 8, 12] исследовались сравнительные свойства интегральных параметров корональных дыр (КД) в двух последних циклах. Однако конфигурация магнитных полей, процессы транспортировки и выделения энергии на различных высотах в атмосфере КД [1, 9, 11], несомненно, оказывают решающее влияние на различие свойств КД в различных циклах активности.

При изучении сравнительных параметров КД в циклах мы ограничились периодами минимума (1995-1996, 2007-2009 [6]), поскольку в эти периоды слабо влияние эруптивных процессов и сильных полей. Использовались данные наблюдений SOHO, CCRT, NoRH, Nançau и методика экстраполяции фотосферных наблюдений магнитного поля в потенциальном приближении для нахождения его трехмерной конфигурации [13]. Изучались средне- и низкоширотные КД, поскольку методика экстраполяции дает неточные результаты в прилиम्бовых областях. Возможность применения экстраполированных данных была изучена по высотной структуре микроволнового излучения на частотах 17, 5,2 ГГц и 327, 150,9 МГц – от хромосферы до короны.

При изучении данных микроволновых, ультрафиолетовых и рентгеновских наблюдений мы выделили несколько важных свойств КД:

1. Наибольшие по площади и наиболее выраженные КД минимумов 22 и 23 циклов существуют в течение всего исследованного периода (рисунки 1 и 3). Этот результат находится в согласии со временем существования полярных дыр [8]. Наиболее заметное образование минимума 22 цикла – КД «Elephant's Trunk», существовала и в другие периоды 22 цикла ([4], с. 15).

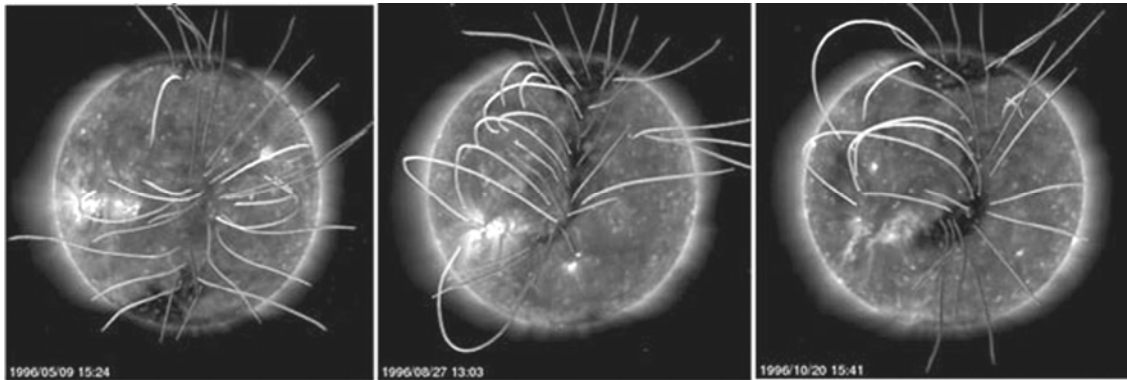


Рис. 1. Ультрафиолетовое излучение (195 \AA) и силовые линии магнитного поля КД «Elephant's Trunk» 9.05.1996, 27.08.1996 и 20.10.1996.

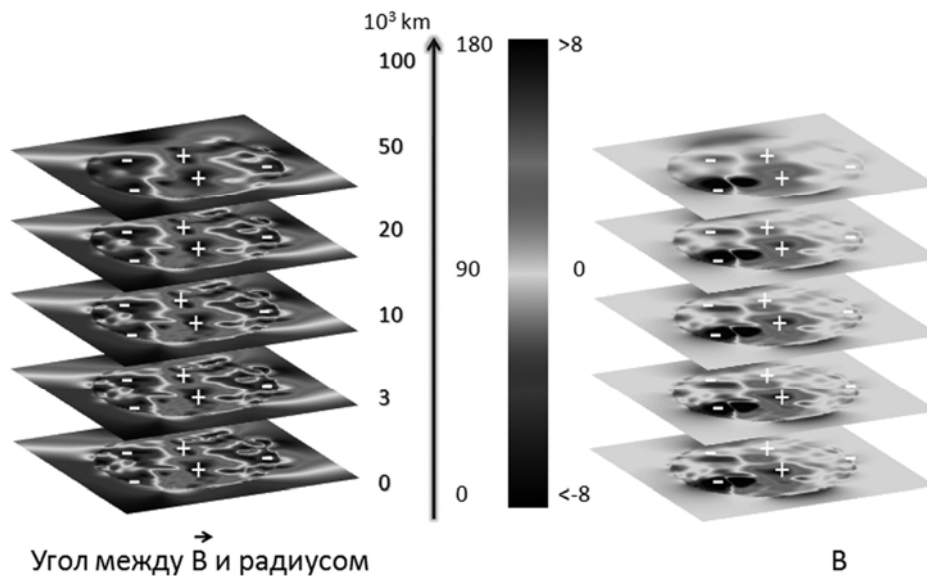


Рис. 2. Высотная (0, 3, 10, 20 и 50 тыс. км над фотосферой) зависимость угла между вектором магнитного поля и радиусом (слева) и величины магнитного поля (справа) 27.08.1996 г. + и – обозначают полярность поля.

2. Внутренняя структура КД минимума 23 цикла (рисунок 3) в отличие от дыр 22 цикла (рисунок 1) в ультрафиолетовом излучении более «рыхлая» и содержала мелкие петельные структуры. Для КД минимума 22 цикла характерным является изменение границ и исчезновение отдельных участков КД (рисунок 1 слева). Уникальным образованием является коль-

цевая КД, находившаяся вблизи центрального меридиана 17-18 октября 2007 г. и имевшая крупную активную область внутри.

3. Яркостные температуры микроволнового излучения на уровне хромосферы и нижней короны в КД 23 цикла в среднем меньше на 50%, что отражает отличие в параметрах плазмы и механизмов транспортировки энергии в атмосферах КД двух циклов [1, 9, 11].

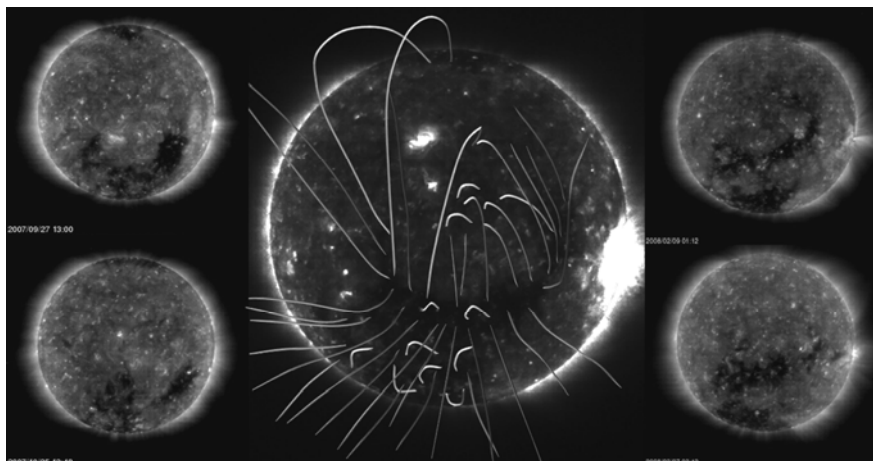


Рис. 3. Силовые линии магнитного поля в КД 17.12.2007 г. На боковых панелях: ультрафиолетовое излучение КД 27.09.2007 (слева вверху), 25.10.2007 (слева внизу), 9.02.2008 (справа вверху), 7.03.2008 (справа внизу).

Мы исследовали структуру магнитного поля КД 22 (рисунки 1, 2) и 23 (рисунки 3, 4) цикла. Определялись угол между радиусом и вектором магнитного поля, величина магнитного поля и поток излучения на различных высотах. На рисунках представлены КД, демонстрирующие наиболее характерные свойства топологии КД 22 и 23 циклов:

1. Магнитное поле Солнца сегментировано чередующимися участками разной полярности, а магнитное поле КД является одним из сегментов;
2. В минимуме 22 цикла преобладают меридиональные сегменты МП, связанного с КД, 23-24 – широтные (рисунки 2, 4);
3. Магнитное поле КД в минимумах двух циклов содержит три компоненты: открытую, низко расположенную (хромосфера) замкнутую и высоко расположенную (корона) замкнутую;
4. Структура магнитного поля КД сохраняется на всех исследованных периодах. Участки КД могут быть видны или не видны на разных оборотах, но структура магнитного поля, в целом, сохраняется;
5. Участки закрытой конфигурации магнитного поля могут не проявляться в излучении – ультрафиолетовом и микроволновом. Условиями видимости КД в УФ как темного образования относительно спокойного Солнца являются радиальность магнитного поля и его значения > 5 Гс.
6. В КД минимума 23 цикла величины низколежащего (хромосфера – переходная область) магнитного потока, создающегося замкнутыми за

пределами КД силовыми линиями, в 1,5 раза выше, чем в КД минимума 22 цикла.

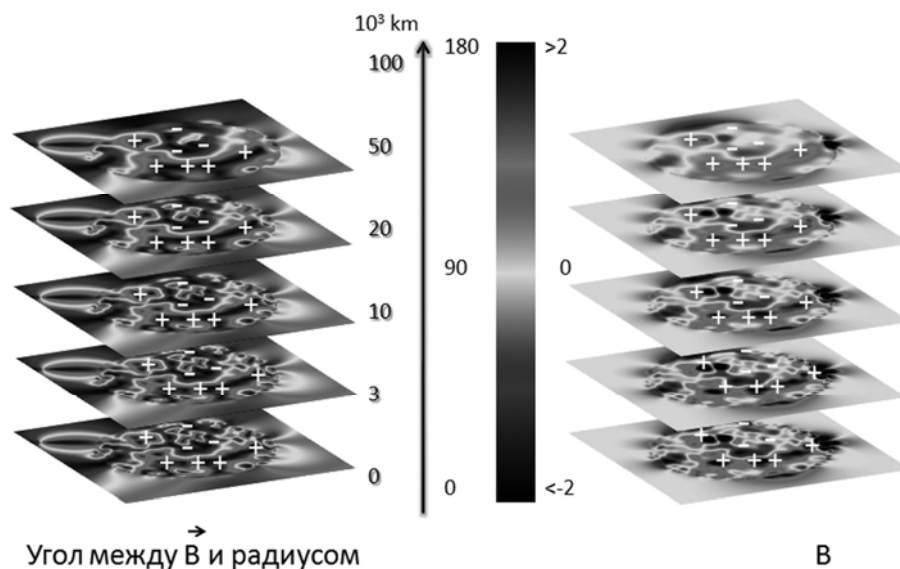


Рис. 4. Высотная зависимость угла между вектором магнитного поля и радиусом (слева) и величины магнитного поля (справа) 17.12.2007 г.

Таким образом, основой отличий структуры излучения КД в минимумах двух последних циклов является, по-видимому, различия конфигурации и значений магнитного поля. Возможно, структура и величина магнитного поля имеют решающее значение в определении механизмов перераспределения энергии в атмосфере КД, определяют параметры плазмы в ней и параметры процессов, определяющих нагрев короны и ускорение частиц плазмы.

Литература

1. *Просовецкий Д.В., Просовецкая Н.А.* // Тр. Всероссийской конференции «Солнечная и солнечно-земная физика - 2008», СПб, ГАО РАН, С. 315.
2. *Тавастшерна К.С., Тлатов А.Г.* Каталог и атлас синоптических карт корональных дыр и полостей волокон в линии He I 10830 Å. СПб.: 2006, Изд. ГАО РАН, 566 с.
3. *Antiochos S.K., DeVore C.R., Karpen J.T.* // The Astrophysical Journal, 2007, 671, p. 936.
4. *Ashwanden M.* Physics of Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions. Springer, 2006, UK, 2nd ed, ISBN: 978-3-540-30765-5
5. *Bilenko I.A.* // Solar Physics, 2004, 221, p. 261.
6. *Joselyn J.A., Anderson J., Coffey H., Harvey K. et al.* Solar Cycle 23 Project: Summary of Panel Findings // <http://www.sec.noaa.gov/info/Cycle23.html>
7. *Chapman S.A., Bromage B.J.I.* // Proc. SOHO 11 Symp., 2002.
8. *Harvey K.L., Recely F.* // Solar Physics 211: 31–52, 2002.
9. *Krissinel B.B., Grechnev V.V., Prosovetsky D.V. et al.* // PASJ, 2000, 52, p. 909.
10. *Luhmann J.G., Lee C.O., Li Yan et al.* // Solar Phys, 2009, 256, p. 285.
11. *Maksimov V.P., Prosovetsky D.V. et al.* // PASJ, 2006, 58, No.1, p. 1.
12. *Obridko V. N., Shelting B.D.* // Solar Physics, 1999, 187, p. 185.
13. *Rudenko G.V.* // Solar Physics, 2001, v. 198, Issue 1, pp. 5-30
14. *de Toma G., White O.R., Chapman G.A. et al.* // AJ, 2004, 609, 1140.
15. *Wang Y.-M.* // Space Sci Rev., 2009, 144, p. 383.

**ПРОГНОЗИРОВАНИЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ
ПОСРЕДСТВОМ ИССЛЕДОВАНИЯ РЯДА ЧИСЕЛ ВОЛЬФА
МЕСЯЧНОГО РАЗРЕШЕНИЯ, ИСПОЛЬЗУЯ НЕЛИНЕЙНЫЙ
РЕГРЕССИОННЫЙ ЧАСТОТНО-ВРЕМЕННОЙ АНАЛИЗ**

Пятигорский А.Г., Пятигорский Г.А.
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН
E-Mail: alxp@bk.ru, pga.crlab@mail.ioffe.ru

**PREDICTION OF SUN ACTIVITY BY MEANS OF RESEARCHING
THE WOLF NUMBERS USING NONLINEAR FREQUENCY-TIME
REGRESSION ANALYSIS**

Pyatigorsky A.G., Pyatigorsky G.A.
Ioffe Physico-Technical Institute, Politekhnikeskaya 26,
E-Mail: alxp@bk.ru, pga.crlab@mail.ioffe.ru

Results of Wolf sunspot numbers prediction by the method of the nonlinear frequency-time regression analysis are reported. Three mathematical models for extrapolation of Wolf sunspot numbers are considered.

В данной работе (являющейся логическим продолжением [1]) была предпринята попытка прогноза солнечной активности (СА) на несколько десятилетий вперед, а также оценка правдоподобия такого прогноза с помощью трёх моделей, предложенных авторами. В качестве основы была взята модель разложения исходного ряда $W(t)$ [2] на сумму волновых пакетов $M(t)$:

$$W(t) = \sum_{i=1}^n M_i(t) \quad (1)$$

В качестве $M_i(t)$ выступали авторские модели описания волновых пакетов № 1, № 2 и № 3 (см. формулы (2), (3) и (4) соответственно):

$$\left\{ \begin{array}{l} M_i(t) = \cos\left(\frac{\pi}{2} R_i(t)\right) (S_i \sin(\omega_i t) + C_i \cos(\omega_i t)), \\ t \in [v_i - \Delta_i; v_i + \Delta_i]; \quad R_i(t) = \frac{t - v_i}{\Delta_i}; \quad \omega = \frac{2\pi}{T_i} \end{array} \right. \quad (2)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} M_i(t) = \exp\left(-R_i^2 \left(1 + \frac{K_j R_i}{\sqrt{1+B_i^2}}\right)^2\right) (S_i \sin(\omega_i t) + C_i \cos(\omega_i t)), \\ t \in [-\infty; +\infty]; \quad R_i(t) = \frac{t - v_i}{\Delta_i}; \quad \omega_i = \frac{2\pi}{T_i} \end{array} \right. \quad (3)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} M_i(t) = \exp(-R_i^2 \left(1 + \frac{K_i R_i}{\sqrt{1+R_i^2}}\right)^2) (S_i \sin(\omega_i t) + C_i \cos(\omega_i t)), \\ t \in [-\infty; +\infty]; \quad R_i(t) = \frac{t - v_i}{\Delta_i}; \quad \omega_i = \frac{2\pi}{T_i} \left(1 + \frac{A_i R_i}{\sqrt{1+R_i^2}} + \frac{B_i R_i}{1+R_i^2}\right) \end{array} \right. \quad (4)$$

В качестве данных в ряде расчетов использовался знакопеременный ряд Вольфа $K(t)$ (5) (модифицированный из исходного по методу, изложенному Г.В. Куклиным [3]). Знак перед квадратным корнем определяется чётностью номера цикла солнечной активности:

$$K(t) = \pm \sqrt{W(t)}. \quad (5)$$

Подобное преобразование позволяло резко (в разы) уменьшить время, необходимое для расчётов по нелинейной минимизации.

На рисунке 1 показаны результаты применения модели № 2 для предсказания СА, где в качестве входных данных использовался ряд $K(t)$. Точками на рисунке показан график исходного ряда Вольфа $W(t)$ (1749-1964 гг.). Сплошной линией показан график, полученный посредством аппроксимации исходных данных при использовании 50 волновых пакетов в модели № 2 до 2050 года. Жирной горизонтальной линией сверху рисунка показано время, где исходные данные были изъяты и показаны исключительно для сравнения с предсказанием метода прогноза. Анализ этого рисунка свидетельствует о хорошем соответствии предсказания 2 и 3 пропущенного в данных цикла СА и о посредственном предсказании для 1 и 4 цикла.

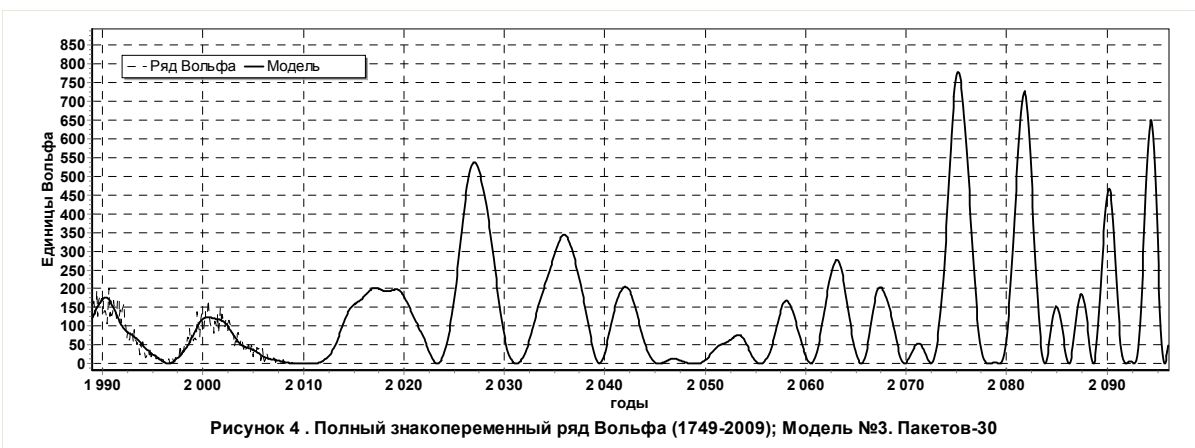
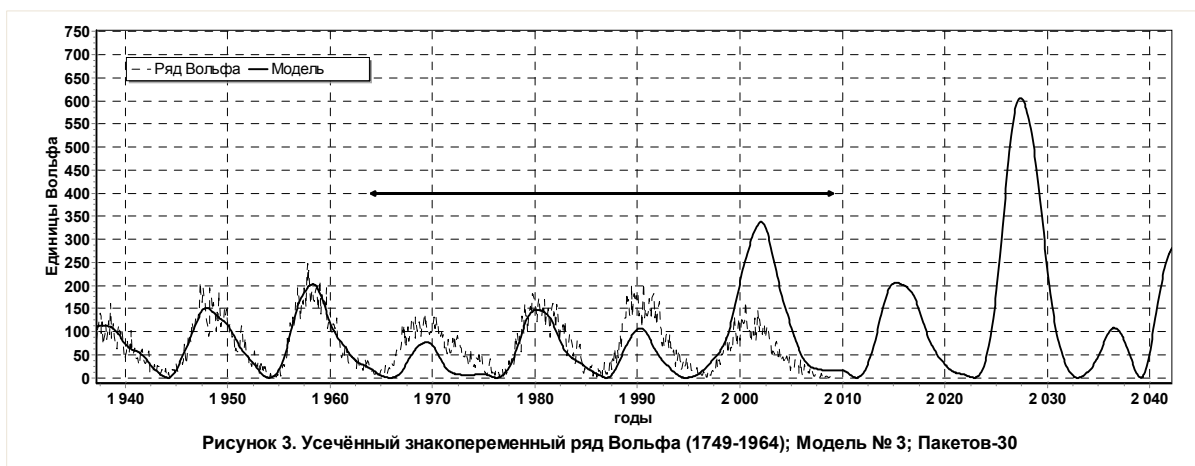
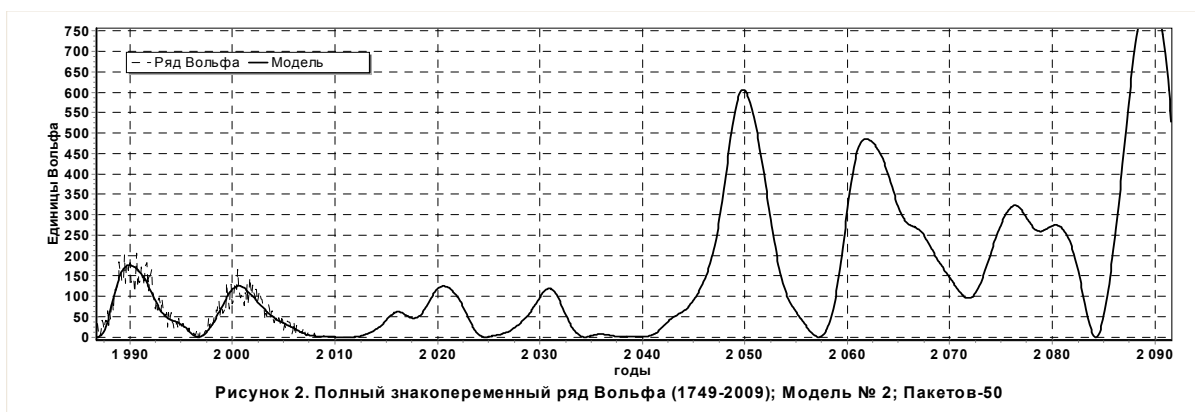
На рисунке 2 показаны результаты применения модели № 2 для предсказания СА, аналогично результатам рисунка 1, но без изъятия данных.

На рисунке 3 показаны результаты применения модели № 3 с 30 волновыми пакетами для предсказания СА, аналогично результатам рисунка 1 с аналогичным механизмом изъятия данных. Анализ этого рисунка свидетельствует о несколько лучшем соответствии предсказания для 1, 2 и 4 пропущенного в данных цикла СА, чем на рисунке 1, и о несколько худшем уровне предсказания для 3 цикла.

На рисунке 4 показаны результаты применения модели № 3 с 30 волновыми пакетами (аналогично результатам рисунка 3), но без изъятия данных.

На рисунке 5 показан прогноз СА при использовании модели № 3 для исходного ряда Вольфа $W(t)$ с 70 волновыми пакетами.

На рисунке 6 показан прогноз СА при использовании модели № 1 для исходного ряда Вольфа $W(t)$ с 229 волновыми пакетами.



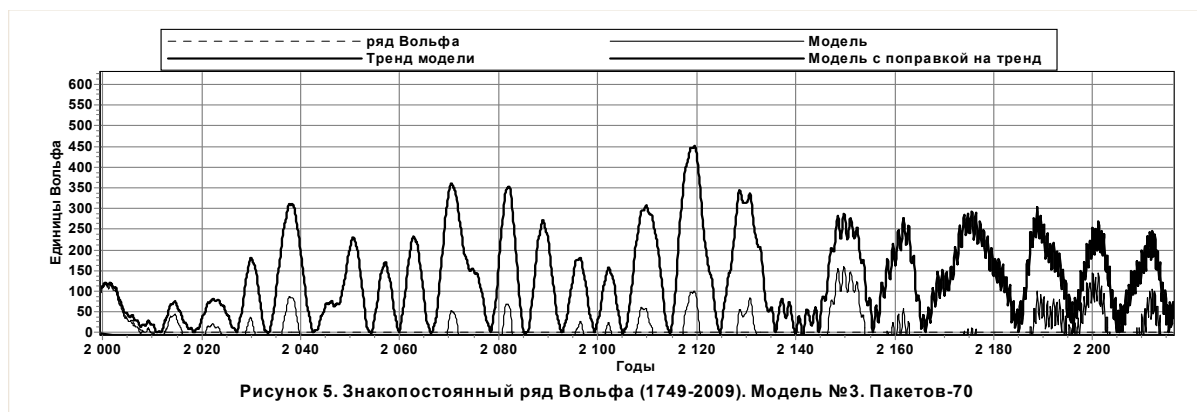


Рисунок 5. Знакопостоянный ряд Вольфа (1749-2009). Модель №3. Пакетов-70



Рисунок 6. Знакопостоянный ряд Вольфа (1749-2009). Модель №1. Пакетов-229

Выводы

Полученные результаты показали:

1. Используемые методы позволяют прогнозировать СА на три цикла на качественном уровне.
2. Усложнение модели позволяет получать более корректные результаты с меньшим количеством используемых волновых пакетов.
3. Использование знакопеременного ряда $K(t)$ оказалось полезно для уменьшения времени расчётов, но для долговременного предсказания (на десятки циклов СА) в рамках авторских моделей оказалось неприменимо.
4. Все рассматриваемые модели имеют тенденцию к существенному увеличению СА для последующих 100-150 лет относительно предыдущих циклов. Кроме того, возможно некоторое изменение характера СА на временных масштабах порядка 10-50 лет в ближайшее столетие.

Литература

1. А.Г. Пятигорский, Г.А. Пятигорский. Прогнозирование солнечной активности на основе исследования ряда чисел Вольфа посредством нелинейного регрессионного анализа. // В трудах конференции «Солнечная и солнечно-земная физика – 2008» ГАО РАН. Санкт Петербург. 2008. С. 323-326.
2. Интернет-сайт <http://sidc.oma.be/index.php3>
3. Г.В. Куклин. Методика преобразования помесечного ряда чисел Вольфа в модифицированный знакопеременный ряд. // 1998. Частное сообщение.

РАЗЛИЧИЯ В ФИЗИЧЕСКОЙ ПРИРОДЕ ОТКЛИКОВ СИСТЕМЫ АТМОСФЕРА-ОКЕАН НА ВОЗДЕЙСТВИЕ ВАРИАЦИЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ РАЗЛИЧНОГО ВРЕМЕННОГО МАСШТАБА

Распопов О.М.¹, Дергачев В.А.²

¹*Санкт-Петербургский филиал Учреждения Российской Академии Наук Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова, Россия*

²*Учреждение Российской Академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия*

DIFFERENCES IN PHYSICAL ORIGINS OF THE ATMOSPHERE-OCEAN SYSTEM RESPONSE TO SOLAR ACTIVITY VARIATIONS OF VARIOUS TIME SCALES

Raspopov O.M.¹, Dergachev V.A.²

¹*St.-Petersburg Filial (Branch) of N.V. Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radiowaves Propagation of RAS, Russia*

²*A.F. Ioffe Physico-Technical Institute of RAS, St.-Petersburg, Russia*

Responses of atmospheric and climatic processes to solar forcing are analyzed. It is shown that in the case of short-term solar activity variations (hours, days) the structure and dynamics of atmospheric processes exhibit an almost real-time response. In the case of long-term solar activity variations (years and longer) an important role is played by the atmospheric circulation, and the atmosphere-ocean system as a whole begins to react to solar forcing. This leads to regional responses to global solar forcing. In addition, in the case of decadal variations (11- and 22-year solar cycles) the solar signal can interact with inherent noises of the atmosphere-ocean system in the same frequency range. Experimental data indicate that this interaction can enhance the solar signal by a factor of 2-3.

Введение

Анализ воздействия вариаций солнечной активности на процессы в нижней атмосфере базируется либо на рассмотрении атмосферных эффектов кратковременной солнечной активности, либо на рассмотрении эффектов долговременной солнечной активности. При обобщении полученных результатов зачастую не принимаются во внимание различия в физических процессах в атмосфере при воздействии вариаций солнечной активности (СА) различной длительности. В случае долговременных вариаций СА существенную роль начинает играть атмосферная циркуляция, которая из-за особенностей развития динамических процессов в системе атмосфера – океан может в корне изменить картину атмосферного отклика на внешнее глобальное воздействие СА. Целью настоящей работы является демонстрация на основе экспериментальных данных и результатов моделирования физических различий в отклике нижней атмосферы на воздействие кратковременных и долговременных вариаций СА. Под кратковременными вариациями СА мы будем понимать ее вариабельность в минуты, часы, дни.

Под долговременными вариациями СА мы будем понимать ее вариабельность в годы, десятки, сотни и тысячи лет. При этом будет сделано отдельное рассмотрение в рамках долговременной СА воздействие на атмосферные процессы декадных (10-30 лет) и вековых (80-100 и более лет). Это связано с тем, что в случае декадных вариаций солнечный сигнал может взаимодействовать с собственными шумами в системе атмосфера – океан в том же диапазоне частот. В диапазоне периодов вековых вариаций собственных частот в системе атмосфера – океан не выявлено.

Отклик процессов в нижней атмосфере на воздействие кратковременных вариаций солнечной активности

Воздействие кратковременной СА на процессы в нижней атмосфере достаточно подробно изучено М.И. Пудовкиным и его сотрудниками (С.В. Веретененко, А.Л. Морозова, А.А. Любич и др.). Группа М.И. Пудовкина анализировала отклик атмосферных процессов (вариации прозрачности атмосферы, вариации облачного покрова, температуры, давления и т.д.) во временных интервалах солнечных вспышек, солнечных протонных событий, магнитных суббурь и Форбуш-понижений космических лучей. Результаты этих исследований можно найти в обзорных статьях [1-3]. Приведем ряд конкретных результатов о воздействии кратковременной СА на процессы в нижней атмосфере. На рис. 1 в его верхней части показаны

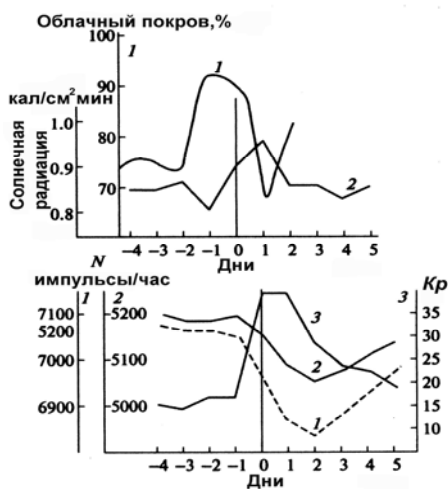


Рис. 1.

т.е. (1) осредненные значения вариаций облачного покрова по спутниковым данным над четырьмя районами США после солнечных вспышек [4] и (2) – вариации прозрачности атмосферы в субавроральной зоне в ходе солнечных вспышек и последовавших интенсивных магнитных бурь, осредненные по 27 событиям [5]. Момент $\Delta t = 0$ соответствует дню начала магнитной бури, а $\Delta t = -2$ – дню солнечной вспышки. В нижней части рисунка показаны (1, 2) – осредненные по тем же событиям значения потока космических лучей N (КЛ) в авроральной обсерватории Апатиты и среднеширотной обсерватории Москва, соответственно, (3) – осредненные значения суммарного за сутки Кр-индекса [5]. Представленные данные свидетельствуют, что возрастание потоков КЛ приводит к повышению плотности облачного покрова, а их уменьшение – увеличению прозрачности атмосферы.

Важным результатом группы М.И. Пудовкина является демонстрация экспериментальных данных, свидетельствующих, что резкое уменьшение или увеличение потока КЛ изменяет динамику атмосферной циркуляции. На Рис. 2а показано движение барического фронта во время усиления по-

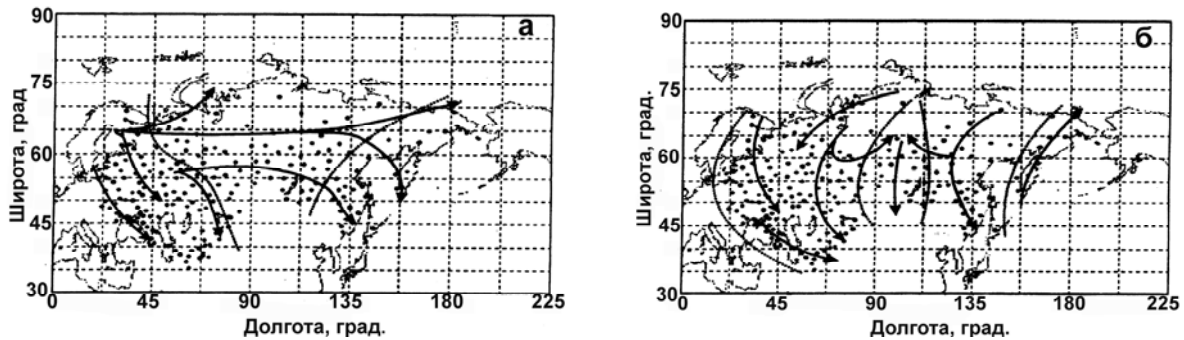


Рис. 2.

тока КЛ (солнечное протонное события), а на Рис. 2б – движение барического фронта во время ослабления потока КЛ (Форбуш-понижение КЛ) [6]. Как видно из рисунков, резкое изменение интенсивности потоков КЛ сразу же отражается на атмосферной циркуляции. При этом уменьшение или увеличение потоков КЛ имеют различный отклик в атмосферной циркуляции. Приведенные примеры, также как и другие результаты М.И. Пудовкина и его сотрудников, позволяют сделать следующее заключение. Во-первых, при воздействии кратковременной СА регистрируется отклик нижней атмосферы в реальном времени. Другим важным результатом является стимуляция атмосферной циркуляции при резком изменении СА (изменение интенсивности потока КЛ). Это означает, что при рассмотрении эффектов долговременной СА на нижнюю атмосферу необходимо рассматривать глобальную картину отклика системы атмосфера – океан на внешнее солнечное воздействие.

Отклик процессов в нижней атмосфере на воздействие долговременной солнечной активности (декадные колебания)

В работе [7] проанализирован температурный отклик системы атмосфера – океан на глобальное воздействие вариаций солнечной инсоляции в декадном диапазоне периодов. На Рис. 3 показаны результаты моделирования пространственного распределения приземных температур на вариации солнечной радиации в диапазоне периодов 9-25 лет. Результаты моделирования свидетельствуют, что климатический отклик на декадные вариации СА имеет нелинейный характер, что приводит к существованию его региональной структуры. Действительно, на земной поверхности проявляются регионы как с положительной, так и с отрицательной температурной реакцией на повышение интенсивности солнечной радиации. На границе этих регионов может не проявляться совсем воздействие вариаций СА, т.е. на земной поверхности могут быть регионы, климатические параметры которых не испытывают воздействия декадных вариаций солнечной активности.

В работе [8] проанализированы вариации поверхностной температуры воды в Тихом океане. На Рис. 4 приведен частотный спектр этих температур, в котором четко выделяются периодичности, которые можно отождес-

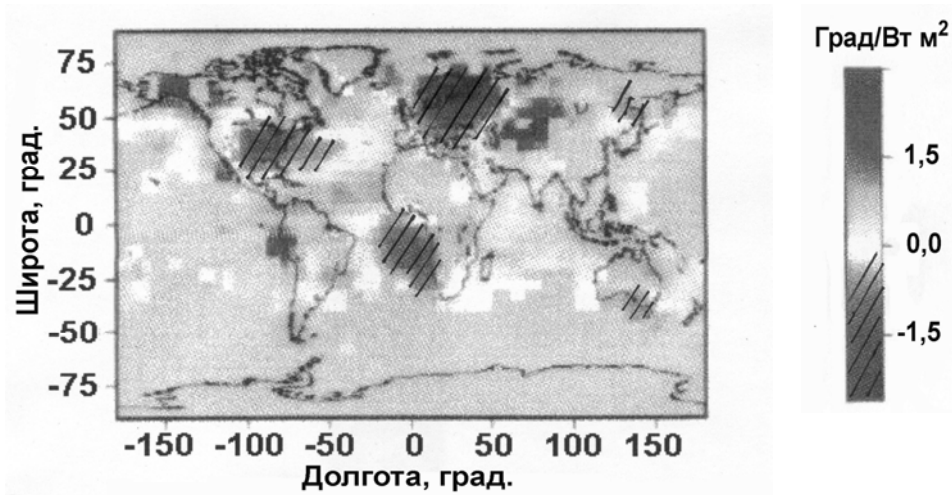


Рис. 3.

твить с Hale и Schwabe циклическими СА. Авторы [8], оценив амплитуду десятилетней вариации, показали, что амплитуда температурной вариации в 2-3 раза больше, чем это следует из термодинамических соображений, исходя из амплитуды вариаций солнечной радиации в 11-летнем цикле. Авторы [8] провели моделирование воздействия слабого солнечного сигнала на атмосферно-океаническую систему и показали, что происходит усиление сигнала в 2-4 раза путем синхронизации в декадном диапазоне белого шума. Применительно к 22-летней солнечной вариации в [9] проведено моделирование воздействия вариаций солнечной активности на систему атмосфера – океан – ледяной покров. На Рис. 5 приведены результаты моделирования глобального приземного температурного отклика на упомянутую систему слабого солнечного сигнала (0,5 Вт/м) с периодом в 22 года. Как видно из рисунка, система усилила сигнал в 3 раза. Усиление 11-летнего солнечного сигнала в системе атмосфера – океан было показано в [10] на основе концепции «стохастического резонанса».



Рис. 4.

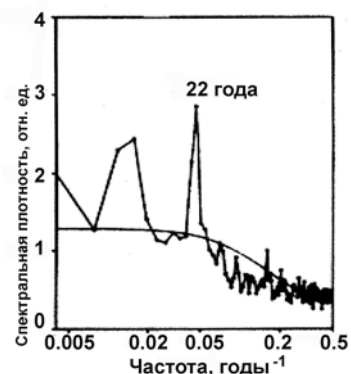


Рис. 5.

Таким образом, климатический отклик на воздействие декадных вариаций солнечной активности имеет более сложную структуру, нежели при воздействии кратковременных вариаций СА. Этот отклик имеет нели-

нейный характер, и происходит усиление эффектов воздействия исходного солнечного сигнала.

Отклик процессов в нижней атмосфере на воздействие долговременной солнечной активности (вековые вариации)

Результаты анализа внутренних периодичностей в системе атмосфера-океан свидетельствуют, что их период не превышает 60-80 лет. Поэтому на климатический отклик на воздействие вековых вариаций СА, в отличие от декадных вариаций, они не могут оказывать влияние. На Рис. 6 приведены результаты моделирования отклика приземной температуры системы атмосфера – океан на воздействие вековых вариаций солнечной инсоляции [7]. Как и в случае декадных вариаций, температурный отклик имеет региональный характер: имеются регионы с положительным и отрицательным откликом на усиление солнечной радиации. При этом пограничные области оказываются не чувствительными к солнечному воздействию. Результаты моделирования были подвергнуты экспериментальной проверке на примере 200-летних вариаций солнечной активности (deVries cycle) [11-12]. На Рис. 6 звездочками отмечены районы, для которых имелись клима-

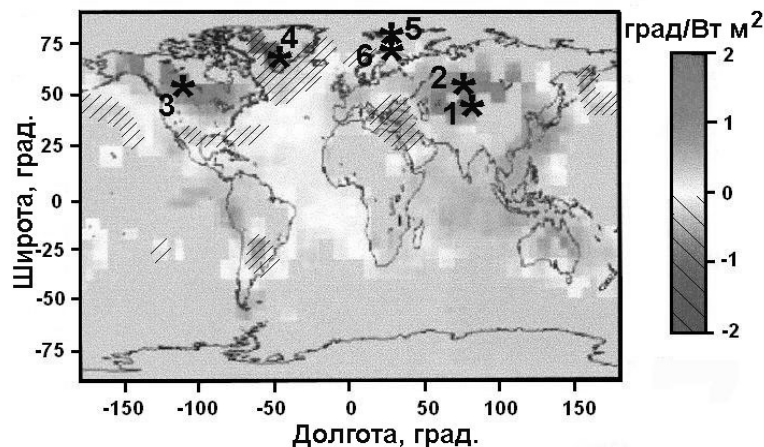


Рис. 6.

тические данные с годичным разрешением за последнее тысячелетие (летние или среднегодовые температуры, или вариации осадков, или данные по атмосферной циркуляции). 200-летние вариации климатических параметров были сопоставлены с вариациями солнечной активности по данным о концентрации радиоуглерода в кольцах деревьев. Результаты анализа показали, что для районов, для которых проявляется четкий температурный отклик на вариации СА, имеет место хорошая корреляция между СА и климатическими параметрами (пункты 1-4). В то же время для пограничного района (Серная Атлантика, пункты 5-6) климатический отклик на вековые вариации солнечной активности ослаблен, а в некоторых временных интервалах – отсутствует. Таким образом, экспериментальная проверка результатов моделирования воздействия вековых вариаций СА на климатические параметры подтвердила справедливость результатов модельных

расчетов. С другой стороны, как экспериментальные данные, так и моделирование, свидетельствуют, что климатический отклик системы атмосфера – океан на воздействие вековых вариаций СА имеет нелинейный характер и, вследствие этого, региональную структуру.

Заключение

Проведенный анализ свидетельствует, что имеют место существенные физические различия в отклике нижней атмосферы на воздействие кратковременных и долговременных вариаций солнечной активности.

При воздействии кратковременной солнечной активности отклик процессов в нижней атмосфере происходит в реальном времени.

В формировании отклика нижней атмосферы на воздействие декадных вариаций солнечной активности участвуют, по крайней мере, три физических процесса:

- исходный солнечный сигнал,
- атмосферная циркуляция,
- усиление первичного сигнала из-за наличия собственных шумов в системе атмосфера – океан в том же диапазоне частот

В формировании отклика нижней атмосферы на воздействие вековых вариаций солнечной активности участвуют, по крайней мере, два физических процесса:

- исходный солнечный сигнал,
- атмосферная циркуляция.

Работа выполнена в рамках Программы Президиума РАН №16 «Окружающая среда в условиях изменяющегося климата: экстремальные природные явления и катастрофы».

Литература

1. *Pudovkin M.I.* 2004. Intern. // J. Geomagn.Aeron. GI2007. doi: 10.1029/2003G1000060.
2. *Пудовкин М.И., Распопов О.М.* 1992. // Геомаг. и аэрон. Т.32, №5. С. 1-9.
3. *Распопов О.М., Веретененко С.В.* 2009. // Геомаг. и аэрон. Т. 49, №2. С. 147-155.
4. *Дмитриев А.А., Ломакина Е.Ю.* 1977. // В: «Эффекты солнечной активности в нижней атмосфере». Л.: Гидрометеиздат. С. 70-72.
5. *Пудовкин М.И., Веретененко С.В.* 1992. // Геомаг. и аэрон Т.32, №1. С. 148-150.
6. *Morozova A.L., Pudovkin M.I., Thejll P.* 2002. // Int. J. Geom. Aeron. V.3, №2. H/181-189.
7. *Waple F.M., Mann M.E., Bradly et al.* 2002. // Climate Dynamic. V.18. P. 563-578.
8. *White W.B., Dettinger M.D., Cayan D.R.* 2000. // In: “The solar cycle and terrestrial climate”. Proceeding of 1st Solar and Space Weather Euroconference, Tenerife, Spain, ESA SP-463. P. 125-134.
9. *Drijfhout S.S., Haarsma R.J., Opsteegh J.D et al.* 1999. Geoph. Res. Lett. V.26. P. 205-208.
10. *Lawrence J.K., Ruzmaikin A.A.* 1998. // Geoph. Res. Lett. V.25. 159-162
11. *Raspopov O.M., Dergachev V.A., Esper J., et al.* 2008. // Palaeogeography, Palaeoclimatology, Palaeoecology. V.259. P 6-
12. *Распопов О.М., Дергачев В.А., Козырева О.В. и др.* 2009. // Изв. РАН. Сер. Географ. №2. С. 17-27.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ДИНАМИКА ОСНОВАНИЙ ВСПЫШЕЧНОЙ ПЕТЛИ

Резникова В.Э.¹, Мельников В.Ф.^{2,1}, Ji H.³

¹ФГНУ НИРФИ, Нижний Новгород, Россия

²ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

³РМО, Нанкин, Китай

SPATIAL DYNAMICS OF FLARING LOOP FOOTPOINTS

Reznikova V.E.¹, Melnikov V.F.^{2,1}, Ji H.³

¹RRI, Nizhny Novgorod, Russia

²CAO RAS, St.-Petersburg, Russia

³PMO, Nanjing, China

Movement of loop footpoints during the flare has been analyzed using Nobeyama Radioheliograph. It was found, that footpoint distance decreases during the first temporal peak of multiple-component time profile of flux. Shearing angle decreases during the whole of microwave burst.

Пространственное перемещение оснований магнитной петли в ходе вспышки несет важную информацию о сценарии развития вспышки и механизме её возникновения. Исследования, проведенные по наблюдениям в жестком рентгене, а также в линии H_{α} [1-3] показали, что на начальной стадии вспышек неоднократно наблюдалось сближение HXR-источников в основаниях и H_{α} - ядер. Авторы считают, что подобное движение связано с релаксацией магнитного поля с широм и, как правило, соответствует уменьшению ширового угла. В микроволновом диапазоне этот феномен не исследован, поскольку источники в 2-х основаниях редко наблюдаются одновременно в течение всего всплеска. В данной работе впервые по наблюдениям на радиогелиографе Нобейама исследовано перемещение оснований микроволновой петли для события 22 августа 2005 г.

На рис. 1 приведены результаты измерений на частоте 17 ГГц в поляризации (параметр Стокса V), поскольку именно в поляризации основания были видны на протяжении всего многокомпонентного всплеска. Временные профили потоков, соответствующих южному (SFP) и северному (NFP) основаниям показаны на рис. 1а, потоки рассчитаны из областей размером $10'' \times 10''$. На рис. 1б показано как менялось со временем видимое расстояние между основаниями микроволновой петли. Видно, что это расстояние уменьшилось на $5''$ в течение первого пика всплеска, затем увеличилось во время второго пика, оставалось почти неизменным в течение третьего и четвертого пиков и снова уменьшилось. Скорости изменений приведены на графике. Эволюция ширового угла изображена на рис. 1с. Шировый угол определяется как угол между линией, соединяющий центры двух ос-

нований и перпендикулярно к нейтральной линии магнитного поля. Измерение ширового угла проводилось с помощью наложения траекторий центров микроволновых источников на MDI-магнитограмму. Видно, что, начиная со второго пика на временном профиле, шировый угол уменьшается на всем протяжении всплеска, а его колебания происходят в фазе с пиками параметра V (т.е., в противофазе с пиками интенсивности излучения).

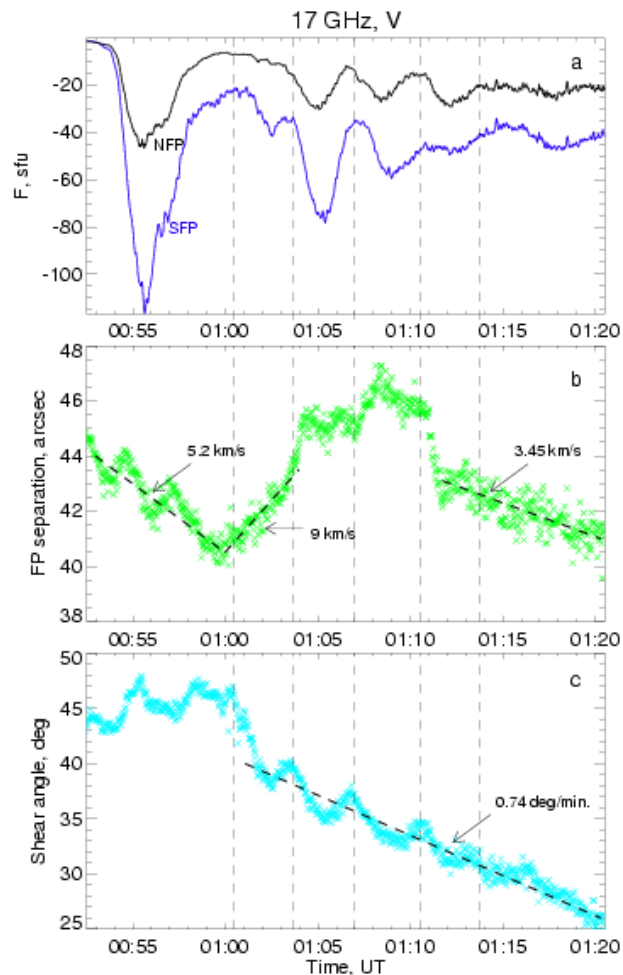


Рис. 1.

Обнаруженное сближение оснований в начале вспышки согласуется с эффектом, недавно открытым в жестком рентгене и линии H_{α} . Однако объяснение его релаксацией магнитного поля с широм в данном случае затруднено, поскольку уменьшение ширового угла начинается лишь со второго временного пика, когда расстояние между основаниями растет.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 07-02-01066, 08-02-92228-ГФЕН, 09-02-00624.

Литература

1. Ji H., Huang G., Wang H. et al. *ApJ*, 2006, 636, L173
2. Ji H., Huang G., Wang H. *ApJ*, 2007, 660, 893
3. Ji H., Wang H., Liu C., Dennis B.R., *ApJ*, 2008, 680, 734

ГЕНЕРАЦИЯ В КОНВЕКТИВНОЙ ЗОНЕ СОЛНЦА ДВУХ ~11-ЛЕТНИХ ЦИКЛОВ, ОБУСЛОВЛЕННЫХ РАЗНЫМИ МЕХАНИЗМАМИ ИХ ГЕНЕРАЦИИ

Ривин Ю.Р.
Ju_rivin@web.de

GENERATION INSIDE THE SOLAR CONVECTION ZONE OF TWO CYCLES WITH DURATION OF ~11 YEARS, THE CAUSED BY DIF- FERENT MECHANISMS OF THEIR GENERATION

Rivin Yu.R.

The cycle of the top area is formed at the expense of detecting of a magnetic cycle by the mechanism of formation of spot, bottom – for the account of detecting of a magnetic cycle on the bottom area and modulation by its second harmonic of amplitude of a variation of a magnetic field with the period of ~27 days.

Совместные анализы среднегодовых значений общего магнитного поля Солнца (\mathbf{B}) и его модуля ($|\mathbf{B}|$) позволили предположить существование в конвективной зоне двух разных по своим свойствам систем магнитных полей [1-6].

Система, которая связана с \mathbf{B} , образуется в приповерхностных слоях зоны. Эти поля создаются всплывающим из глубин зоны магнитным потоком, проходящим через экваториальную щель. После окончания всплытия поток уносится дрейфом на приполярные широты, где создаёт структуру дипольной части с отсутствием \mathbf{B}_ϕ .

Другая система, представленная $|\mathbf{B}|$, приносится на фотосферу тем же магнитным потоком, также просачивается через щель на экваторе, но: 1) имеет все три компоненты (включая \mathbf{B}_ϕ), 2) Z-компоненту, соответствующую $|\mathbf{B}_0|$, 3) не уходит с меридиональным дрейфом, а сохраняется на экваториальной фотосфере и пульсирует в ~11-летнем цикле на широтах $\sim \pm 50^\circ$, усиливая или уменьшая свою мощность во всех компонентах. Такое поведение $|\mathbf{B}|$ может быть интерпретировано как изменение амплитудно-модулированного процесса. В [2-6] высказано мнение, что эта система полей имеет место в районе тахоклина.

Существование двух систем магнитных полей с разными свойствами на разных глубинах неминуемо должно приводить к двум разным по своему происхождению и свойствам ~11-летним циклам.

Действительно, ~11-летний цикл \mathbf{B} верхней области, который обеспечивает создание большинства пятен на фотосфере, есть, вероятно, результат детектирования магнитного цикла нелинейным механизмом образования пятен. Такой же по продолжительности цикл в нижней области являет-

ся результатом нелинейного преобразования магнитного цикла на нижней области, но, кроме того, он модулирует ещё и амплитуду ~ 27 -дневной вариации (с её двумя гармониками). Именно поэтому для его выделения из среднегодовых значений необходимо или проводить анализ по суточным значениям B , или применить к данным наблюдений нелинейное преобразование.

Различие двух разных ~ 11 -летних циклов подтверждается также данными по межпланетному магнитному полю ММП (цикл отсутствует в среднегодовых значениях компонент ММП, но появляется в них у $|ММП|$ [7]), по геомагнитной активности (циклы вспышечных и рекуррентных возмущений), по космическим лучам (циклы солнечных и галактических КЛ), по циклу потока солнечных нейтрино и по другим проявлениям (в частности, два максимума ~ 11 -летнего цикла отмечено в спектре среднегодовых значений чисел Вольфа, построенном с высоким разрешением по периодам [8]).

Эта статья будет помещена также на сайт автора www.riv-sun-earth.de.

Литература

1. Обридко В.Н., Ривин Ю.П. // Астрономический журнал. 1996. Том 73. №5. С.812-818.
2. Rivin Yu.R. // Изв. РАН. Сер. Физическая. 1998. Т. 62. №9. С.1867-1872.
3. Rivin Yu.R. // Solar Physics. 1999. Vol.187. No.1. P.207-222.
4. Ривин Ю.П. // Труды конф. «Солнце в эпоху смены знака магнитного поля». 2001. Санкт-Петербург. ГАО РАН. С 337-340.
5. Rivin Yu.R. // "International Heliophysical Year: New insights into solar – terrestrial Physics (IHU2007-NISTP) November 5-11.2007. Zvenigorod". Abstracts. IZMIRAN. Troitsk. Moscow region. Russia. 2007. P.104.
6. Ривин Ю.П. // Труды конф. «Солнечная и солнечно земная физика 2008». 2008. Санкт-Петербург. ГАО РАН. С.337-342.
7. Ривин Ю.П., Громова Л.И. // Астрон. вестник. 2000. Т. 34. №2. С.139-142.
8. Rivin Yu.R. // Astronomical and Astrophysical Transactions. 1999. Vol. 18. No 1. P. 287-296.

ОСНОВНЫЕ ЭТАПЫ ФОРМИРОВАНИЯ МАГНИТНОГО ЦИКЛА ВНУТРИ КОНВЕКТИВНОЙ ЗОНЫ СОЛНЦА

Ривин Ю.Р.
ju_rivin@web.de

THE BASIC STAGES OF FORMATION OF THE MAGNETIC CYCLE INSIDE THE SOLAR CONVECTION ZONE

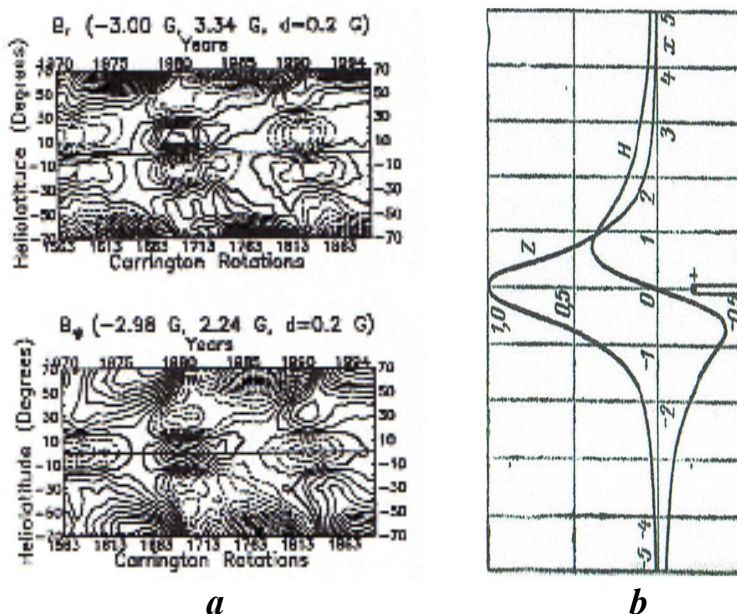
Rivin Ju.R.

Analyses spatially – time structure of the general magnetic field of the Sun on an interval of ~30 years allow to allocate a magnetic cycle with $T \approx 22$ the year, having three basic stages of formation. The description of these stages and their discussion is resulted.

1. Магнитный цикл общего магнитного поля Солнца

Магнитный цикл Солнца – сложное, периодически повторяющееся через ~22 года, образование каждой из двух полярностей общего магнитного поля \mathbf{B} . Он формируется в приповерхностных слоях конвективной зоны ($\leq 0.2 R_{\odot}$) в ходе трех последовательных этапов [1]:

1) *Начало цикла, его приэкваториальная фаза.* Появление на поверхности фотосферы вблизи экватора первых следов магнитного поля новой полярности в меридиональной \mathbf{B}_{θ} и радиальной \mathbf{B}_R компонентах на диаграмме широта – время, построенной авторами [2] (фиг. 1a). В широтной компоненте \mathbf{B}_{ϕ} следы \mathbf{B} отсутствуют. Области максимальных значений \mathbf{B}_{θ} вблизи экватора занимают широты $\sim \pm 12^{\circ}$, фокусов \mathbf{B}_R – $\sim \pm 30^{\circ}$. Последующее нарастание на тех же широтах нового магнитного поля в течение 3-5 лет (что соответствует ветви роста цикла чисел Вольфа).



Фиг. 1. *a* – Широтно-временное изменение радиальной (сверху) и меридиональной (внизу) компонент \mathbf{B} (средних за 40 CR оборотов) в 1970-1995 гг. согласно [2, 3]; *b* – вертикальная (Z) и горизонтальная (H) компоненты магнитного поля над однополюсным магнитом, лежащим в горизонтальной плоскости (на рисунке – ось Z).

2) Меридиональный дрейф \mathbf{B} от экватора к полярным регионам. После окончания роста \mathbf{B} в течение 6-7 лет происходит его дрейф от экватора к полярным регионам.

3) Полярная фаза магнитного цикла. Меридиональный дрейф \mathbf{B} заканчивается очень быстрым внедрением этого поля в полярный регион, полным заполнением региона, существованием там в течение ~ 11 лет, созданием за счёт концентрации магнитных полей на полюсах поля диполя, соосного с осью вращения Солнца.

В самом конце ~ 22 -летнего цикла магнитное поле мгновенно сбрасывается от полюса к экватору и становится основой для создания там нового всплывающего потока той же полярности, который начинает очередной магнитный цикл с несколько новыми характеристиками периода, амплитуды и фазы.

2. Обсуждение результатов

Существование цикла с $T \approx 22$ года в изменении знака полярности ведущих и хвостовых магнитных полей активных областей было впервые обнаружено ~ 100 лет назад Хейлом (Hale G.E.). Анализы $H\alpha$ -карт, проведённые во второй половине прошлого века, показали, что важной характеристикой такого цикла является меридиональный дрейф магнитного поля каждой полярности от экватора к полюсу. Однако наблюдения, лежащие в основе карт, не позволили создать полную картину протекания такого цикла от его начала до конца. Её оказалось возможным получить только по данным наблюдений общего магнитного поля Солнца на фотосфере вне активных областей по данным наблюдений в обсерватории Китт Пик [2].

Важную роль в создании картины протекания магнитного цикла сыграло построение по данным этих наблюдений изменений \mathbf{B} в приэкваториальной области [2-4]. Сравнение двух фигур ($1a, b$) позволяет интерпретировать изменения компонент \mathbf{B}_θ и \mathbf{B}_R в начале магнитного цикла как изменение поля магнитного диполя, который в плоскости экватора всплывает из глубин конвективной зоны к поверхности фотосферы. Вертикальной оси всплытия такого диполя соответствует \mathbf{B}_θ , а горизонтальной – \mathbf{B}_R . Поскольку \mathbf{B} не имеет \mathbf{B}_ϕ , а \mathbf{B}_θ всплывает только в узкой полосе широт $\sim \pm 12^\circ$, то эту полосу можно назвать «экваториальная щель» и считать, что область первого этапа появления и всплытия \mathbf{B} новой полярности ограничена на фотосфере только экваториальной щелью. Такое появление нового \mathbf{B} служит, по-видимому, дополнительным указанием на возможность рождения всплывающего диполя (магнитного потока) не у основания конвективной зоны, а в её приповерхностной области.

Магнитный поток, внедрившийся через экваториальную щель на приэкваториальные широты, так бы и оставался там после прекращения его подъёма, медленно релаксируя. В этом случае на Солнце отсутствовали бы, вероятно, общее магнитное поле и его магнитный цикл. Но на реальном Солнце в этот момент начинается дрейф \mathbf{B} от экватора к полюсу.

Краткий обзор возможных механизмов такого дрейфа дан в работе [5]. В конце обзора дрейф связывается со слабым крупномасштабным диффузным полем DF из [6]. Это поле вблизи поверхности конвективной зоны медленно всплывает и сильно сносится меридиональным дрейфом. Но с авторами [5] трудно согласиться в том, что DF – глубинное образование. По-видимому, оно формируется и имеет место в верхней части конвективной зоны. Кроме того, в [6] не учитывается существование в конвективной зоне двух областей детектирования магнитного цикла и возможное влияние ~11-летнего цикла нижней области на верхнюю. Отсюда можно заключить, что известные пока механизмы происхождения меридионального дрейфа не полностью адекватны данным наблюдений, они требуют дальнейших исследований.

До сих пор полярный цикл магнитного поля Солнца с $T \approx 11$ лет рассматривался как отдельное образование, независимое от процессов на экваторе. Однако, данные фиг. 1а не согласуются с этим мнением. Они показывают, что магнитный полярный цикл обусловлен пришедшими от экватора полями и, следовательно, является второй половиной магнитного цикла этих полей. Из анализа этой фигуры следует также, что магнитное поле определённой полярности – появившееся впервые на фотосфере как поле «плоского» экваториального диполя – после попадания в полярные регионы обоих полушарий преобразуется в магнитное поле глобального диполя соосного с осью вращения Солнца. В итоге это приводит к созданию, во-первых, заключительной половины самого магнитного цикла, а, во-вторых, квазидипольного общего магнитного поля Солнца. При этом момент внедрения B на высокие широты практически совпадает с появлением поля экваториального диполя другой полярности, в результате чего образуется система вложенных один в другой магнитных циклов. Очень короткие времена загрузки в полярные регионы B и сброса из них на экватор, по-видимому, служат дополнительным указанием происхождения этих процессов в верхних слоях конвективной зоны.

3. Выводы

1. Магнитный цикл одной из полярностей общего квазидипольного магнитного поля Солнца формируется в три этапа. На первом – это поле всплывающего в плоскости экватора магнитного потока. Такой поток может быть аппроксимирован полем квазидиполя, которое просачивается через экваториальную щель на фотосферу в B_{θ} и B_R . Вторым этапом – после окончания всплытия происходит дрейф поля от экватора к полюсу с началом затекания в полярные регионы обоих полушарий (6-7 лет). Третий этап – полярная часть магнитного цикла (~11 лет). Этот этап и магнитный цикл в целом заканчиваются сбросом магнитного поля этой полярности через ~22 года на экватор, после чего всё повторяется снова. Подобная динамика, скорее всего, обязана процессам вблизи поверхности конвективной зоны.

2. Если бы меридиональный дрейф поля отсутствовал, то не было бы, возможно, ни магнитного цикла, ни общего магнитного поля Солнца. Между тем, хотя существование такого дрейфа подтверждается другими данными наблюдений, разработок механизмов его происхождения, адекватных таким данным, до сих пор не получено.

3. Квазидипольное общее магнитное поле Солнца ***B*** образуется, по-видимому, на третьем этапе магнитного цикла за счет прихода полей от экватора в полярные регионы.

4. Магнитный цикл солнечной активности можно аппроксимировать двумя ~ 11 летними импульсами разной полярности. Такая аппроксимация соответствует гипотезе Вальдмайера об их эруптивной природе. Отсюда магнитный цикл имеет также эруптивную природу.

Эта статья будет помещена также на сайт автора www.riv-sun-earth.de.

Литература

1. Ривин Ю.Р. // Труды конф. «Солнечная и солнечно-земная физика. 2008». 2008. Санкт-Петербург. ГАО РАН. С.337-342.
2. Ivanov E.V., Obridko V.N. // Solar Physics.2002. Vol.206. P.1-19.
3. Ривин Ю.Р. // Труды конф. «Солнце в эпоху смены знака магнитного поля». 2001. Санкт-Петербург. ГАО РАН. С.337-340.
4. Обридко В.Н., Ривин Ю.Р. // Астрон. ж. 1996. Т.73. №5. С.812-818.
5. Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д. // Труды конф. «Солнечная активность и космические лучи после смены знака полярного магнитного поля Солнца». 2002. Санкт-Петербург. ГАО РАН. С.413-424.
6. Dikrati M., Choudhuri A.R. // Astron. Astrophys., 1994. V. 291. P. 975.

**О ВЫСОТЕ ИСТОЧНИКА ЦИКЛОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
НАД ПЯТНОМ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ
СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 1984 г. НА КУБЕ**

Родригес Р.¹, Сьерра П.¹, Петерова Н.Г.², Борисевич Т.П.³

¹*Институт геофизики и астрономии, Гавана, Куба*

²*СПбФ САО РАН, Санкт-Петербург*

³*ГАО РАН, Санкт-Петербург*

**ABOUT THE HEIGHT OF THE CYCLOTRON SOURCE ABOVE A
SUNSPOT BY THE SOLAR ECLIPSE, 1984 OBSERVATIONS
ON THE CUBA**

Rodriguez R.¹, Sierra P.¹, Peterova N.G.², Borisevich T.P.³

¹*Institute of Geophysics and Astronomy, Havana, Cuba*

²*St. Petersburg Branch of SAO RAS, Saint Petersburg*

³*GAO RAS, Saint Petersburg*

Определение радиоастрономическими методами высоты источников S-компоненты радиоизлучения Солнца остается одной из самых сложных проблем исследований корональной плазмы над активными областями (АО). Трудности измерений обусловлены сложной структурой источника излучения, меняющейся в зависимости от угла зрения, а также ограниченностью пространственного разрешения наблюдений в радиодиапазоне – наилучшее составляет (2-5)" и достигается только при эпизодических наблюдениях во время солнечных затмений или на таких инструментах как VLA и WSRN. Преимуществом затменных наблюдений является высокая точность координатных измерений, определяемая возможностью рассчитать обстоятельства затмения аналитически. Благодаря этому, результаты сопоставления координат деталей источника радиоизлучения и структурных особенностей АО на уровне фотосферы считаются наиболее достоверными.

Источники циклотронного излучения над пятнами – это наиболее яркие детали сложной структуры изображения АО в радиодиапазоне. Их яркость T_b в квазиспокойном состоянии (вне вспышек и событий типа СМЕ) достигает 2-3 МК, уступая только пекулярным деталям с $T_b \sim 10$ МК. Теория циклотронного излучения применительно к солнечным пятнам хорошо разработана, и аппарат этой теории позволяет детально исследовать физические параметры корональной плазмы над пятном, такие как распределение температуры и плотности (T_e и N_e), а также структуру коронального магнитного поля. Однако значимость этих исследований значительно снижается, если не указать достаточно точно положение области, где генерируется излучение циклотронных деталей корональной структуры АО.

Этим определяется важность и актуальность проблемы измерений высоты источников излучения в радиодиапазоне.

Солнечное затмение 30.05.1984 г. наблюдалось на Кубе с помощью двух радиотелескопов Гаванской радиоастрономической станции (ERN), работающих в микроволновом диапазоне – один на волне 3.2 см ($D = 2$ м, параметр Стокса I), другой – на волнах 2.0 и 4.5 см ($D = 3$ м, I и V). В штатном режиме инструменты работают по программе Службы Солнца, главным образом обеспечивая мониторинг всплесков, начиная с 1969 г. до настоящего времени. За 40 лет работы ERN через нее прошло более 10 солнечных затмений, результаты наблюдений некоторых из них можно считать в числе основополагающих, на которых базируются наши представления о структуре и физических параметрах корональной плазмы над АО.

Обстоятельства затмения 30.05.1984 г. были благоприятными для изучения циклотронных источников излучения – на диске Солнца в этот день существовало несколько групп пятен, основными из которых были СД 119 и СД 121 (нумерация бюллетеня «Солнечные данные»). Исключительно удачным оказалось расположение этого комплекса активности относительно направления движения лунного края – оно было ортогональным в моменты покрытия и открытия (см. левую часть рис. 1), что обеспечило

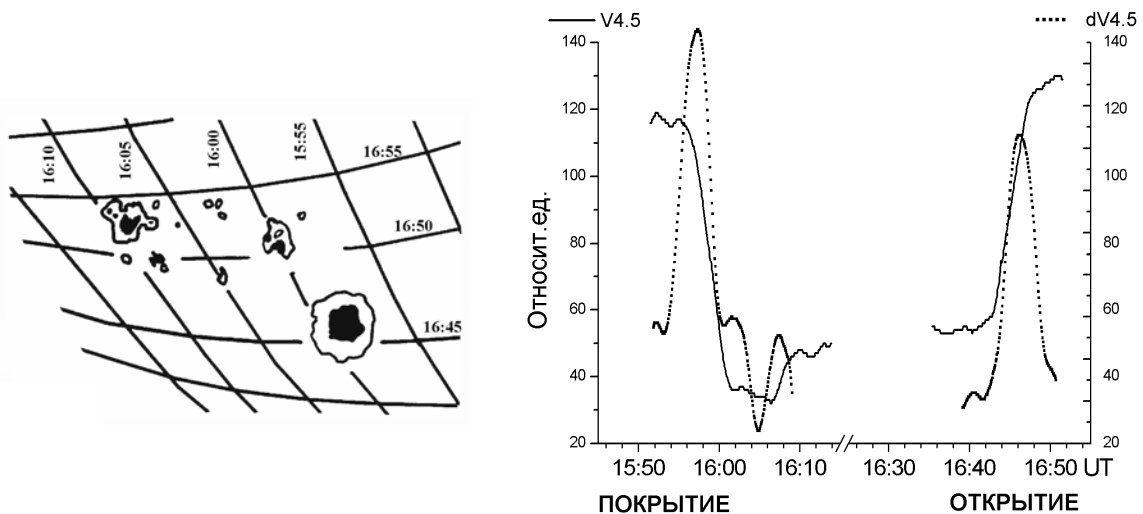


Рис. 1.

квазидвумерность затменного изображения, не всегда реализуемую при наблюдении затмений. В день затмения 30.05.1984 г. было получено одно из лучших (по соотношению сигнал\шум) изображение источника излучения над самым крупным пятном комплекса в поляризованном свете (параметр Стокса V). В правой части рис. 1 по наблюдениям на волне 4.5 см показано распределение яркости по источнику (dV) в момент покрытия и открытия, сглаженное аппаратной функцией с эквивалентным разрешением 12.5". Анализ распределения яркости позволяет сделать следующие выводы: 1) размеры области излучения составляли (13×20)" при размерах тени

пятна на уровне фотосферы $\sim 20''$; 2) радиальное распределение яркости поляризованного излучения по пятну было близко к гауссиане, в форме которой чаще всего представляют предполагаемое распределение, когда оно не известно; 3) центр тяжести излучения источника был смещен к ES по отношению к центру тени пятна на $4.5''$. Это смещение можно интерпретировать как эффект высоты и оценить ее значение – оно оказалось ~ 5 тыс. км над уровнем фотосферы. Таким образом, затменные наблюдения в очередной раз свидетельствуют, что источники циклотронного излучения низко расположены над солнечными пятнами.

В силу малости высоты источников циклотронного излучения, которую обычно трудно измерить, при интерпретации наблюдений на инструментах NoRH, SSRT и РАТАН-600 используются модельные представления, в частности, о дипольном характере коронального магнитного поля. Согласно теории, циклотронное излучение над пятнами генерируется на низких гармониках гирочастоты, преимущественно 2-й и 3-й, в тонких слоях, концентрически расположенных над пятнами (см. схему на рис. 2).

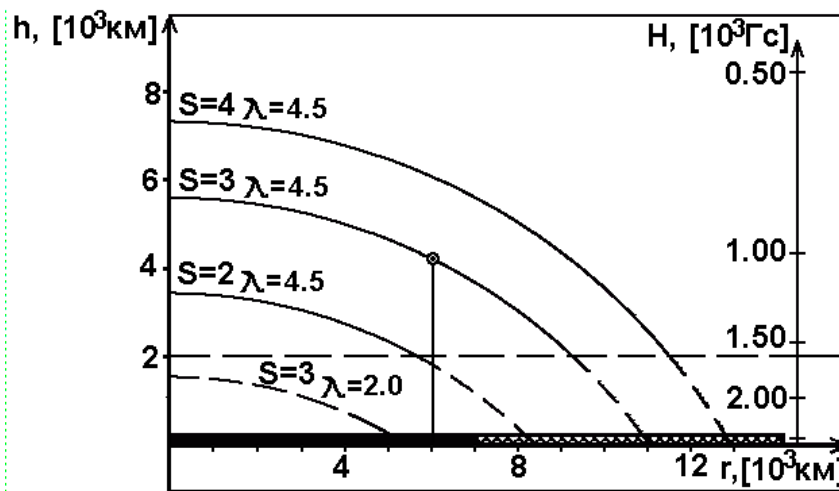


Рис. 2.

Значение гирочастоты жестко связано со значением магнитного поля. На волне 4.5 см 3-й гироуровень, который вносит основной вклад в поляризованную составляющую излучения источника, соответствует напряженности магнитного поля $H = 3570/\lambda$ Гс, что дает значение 800 Гс. На уровне фотосферы максимальная напряженность магнитного поля в главном пятне СД 119 по данным КрАО достигала 2600 Гс. Исходя из этих данных и пользуясь известной методикой [1], было рассчитано магнитное поле в короне, показанное на рис. 2. На этом рисунке эффективные размеры источника поляризованного излучения по наблюдениям затмения 30.05.1984 г. на волне 4.5 см помещены на профиль 3-го гироуровня. Видно, что они соответствуют высоте ~ 4.5 тыс. км.

Модельная оценка высоты достаточно хорошо согласуется с оценкой на основе прямых измерений (~ 5 тыс. км), если учесть, что: 1) не все зна-

чение смещения 4.5", а только, возможно, его часть, следует приписывать эффекту высоты, и 2) яркостная температура 3-го гироуровня меняется сложным образом по профилю гироуровня от его вершины к основанию. Это обусловлено как ходом электронной температуры в короне, так и зависимостью от угла зрения, под которым источник излучения виден в момент наблюдений. В целом, понятие “высота” источника циклотронного излучения над солнечными пятнами можно рассматривать как эффективное, суммирующее все эффекты. Очевидно, что его значение должно находиться в пределах от вершины 3-го гироуровня до границы с нижней (холодной) короной, где гироуровень обрывается. В случае пятна СД 119 эта граница находится на высоте ~2 тыс. км, т.к. источник поляризованного излучения над пятном на волне 2.0 см не зафиксирован. Этот факт можно объяснить, предположив, что магнитное поле пятна было недостаточно для генерации циклотронного излучения на коротких волнах – на волне 2.0 см 3-й гироуровень целиком находился в области нижней короны (см. рис. 2).

Пулковская школа солнечной радиоастрономии внесла значительный вклад в развитие исследований Солнца методом затменных наблюдений. Первые наблюдения этим методом были проведены в Пулкове в декабре 1956 г. Уже тогда были получены пионерские записи очень высокого качества, позволившие измерить размеры и координаты источников поляризованного излучения над солнечными пятнами [2]. Этой школе принадлежат основополагающие разработки методов наблюдений и их обработки, выполненные Г.Б. Гельфрейхом и А.Н. Коржавиным [3], получившие признание научной общественности. Наблюдения солнечного затмения 30.05.1984 г. на Кубе были проведены с использованием всех этих разработок и могут служить иллюстрацией пулковского опыта наблюдений солнечных затмений радиоастрономическими методами. Основным результатом наблюдений затмения 30.05.1984 г. является подтверждение вывода о том, что источники циклотронного излучения располагаются на небольшой высоте над пятнами, не превышающей 10 тыс. км. Кроме того, показана правомерность использования модельных оценок в тех случаях, когда прямые измерения высоты не обладают достаточной точностью.

Работа выполнена при поддержке гранта НШ-6110.2008.2.

Литература

1. *M. Klyana, T.I. Kaltman and V. Bumba*, in: SOLMAG 2002. Proceedings of the Magnetic Coupling of the Solar Atmosphere Euroconference and IAU Colloquium 188, 11 - 15 June 2002, Santorini, Greece, 449, (Ed. H. Sawaya-Lacoste. ESA SP-505, Netherlands, 2002).
2. *Д.В. Корольков, Н.С. Соболева, Г.Б. Гельфрейх*, 1960, Изв. ГАО, № 164, с.81.
3. *А.Н. Коржавин и др.*, 1975, СД, № 3, с.87.

НАБЛЮДАЕМАЯ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬ 22-ЛЕТНИХ ЦИКЛОВ ПЯТНООБРАЗОВАНИЯ НА СОЛНЦЕ

Рощина Е.М., Сарычев А.П.

Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

OBSERVATIONAL CONSECUTION OF THE 22-YEARS CYCLES OF THE SUNSPOT FORMATION

Roshchina E.M., Sarychev A.P.

Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia

Repeat of the 22-years magnetic cycles of the solar activity either in 20.9 ± 0.4 years or 23.3 ± 0.4 years are revealed (the interval between cycles there is less, if the amplitude of the cycles to be on the increase).

Как известно, квазипериодическую кривую активности Солнца обычно делят на отдельные циклы, продолжающиеся от одного минимума до другого примерно 11 лет. Если учитывать полярность магнитного поля солнечных пятен, то циклы активности повторяются не через 11 лет, а через 22 года. При анализе влияния Солнца на окружающую среду естественно считать границами цикла эпохи минимума активности. Однако такое определение границ цикла не вполне соответствует наблюдаемому процессу пятнообразования на Солнце. Вблизи минимума одновременно наблюдаются пятна, физически принадлежащие и завершающемуся, и начинающемуся циклам. Поэтому вычисление длины цикла как промежутка времени между соседними минимумами не оправдано с точки зрения физики пятнообразования. Фактическая продолжительность «11-летних» физических циклов пятнообразования составляет 12-14 лет, но они следуют друг за другом примерно через 11 лет. Цель нашей работы – на основании имеющихся наблюдений оценить временной интервал Δ между соседними циклами, и тем самым получить количественную характеристику последовательности циклов.

В качестве интервала Δ можно использовать разность эпох соседних максимумов относительного числа пятен R_z . Однако разные авторы предлагают разные способы фиксации экстремумов, приводящие к несколько различным интервалам [1-5]. Поэтому величину Δ мы определяем как разность эпох медиан соседних циклов. Эпоха медианы вычисляется достаточно надёжно [6]. Для большей достоверности выводов мы используем временной ряд среднемесячных значений R_z , начиная с 8-го цикла по юрихской нумерации (годы 1833-2008). Чтобы проанализировать последовательность 22-летних циклов, найденные значения Δ были просуммированы для пар, составленных из чётного и нечётного циклов. Принято, что имен-

но из таких пар состоят 22-летние циклы [7, 8]. Суммы $\Sigma = \Delta_{2n} + \Delta_{2n+1}$ представлены на рисунке в виде семи отрезков горизонтальных прямых, показывающих, какие циклы объединены в пару. На рисунке видно, что значения Σ концентрируются около двух средних величин, обозначенных горизонтальными прерывистыми прямыми. В верхней части рисунка помещена

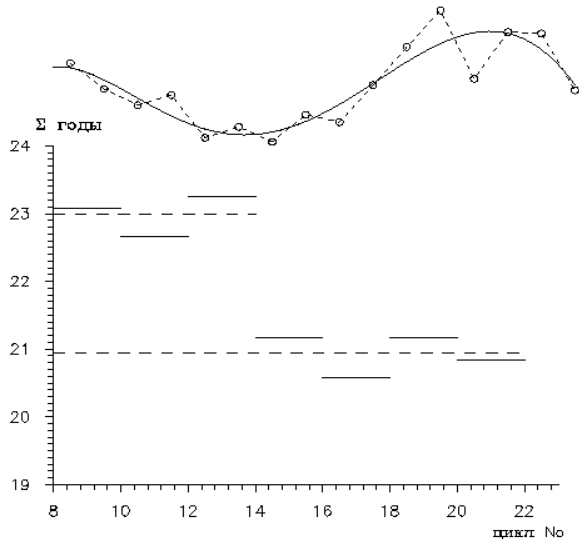


иллюстрация наблюдаемых изменений среднего за 11-летний цюрихский цикл значения R_z в произвольных единицах (сплошная линия — аппроксимация изменений полиномом 5-й степени). Такое долговременное изменение солнечной активности обычно называют вековым циклом. При сопоставлении верхней и нижней частей рисунка видно, что величина Σ зависит от знака вековых изменений интенсивности пятнообразования и не зависит от самой интенсивности.

Если 22-летний цикл находится на ветви спада векового цикла, то следующий за ним 22-летний цикл начинается в среднем через 23 года. В то же время, на ветви роста и в максимуме векового цикла 22-летние циклы повторяются с интервалом около 21 года.

Итак, из наблюдений следует, что в фазе подъёма и в максимуме векового цикла 22-летние циклы повторяются заметно чаще, чем на спаде векового цикла. Этот эффект нужно учитывать при разработке теории циклических изменений активности Солнца. Кроме того, обнаруженный эффект можно использовать при долгосрочном прогнозировании активности.

Литература

1. Витинский Ю.И., Ихсанов Р.Н. // Солнечные данные. 1960. № 1. С. 71.
2. Жуков Л.В., Музалевский Ю.С. // Астрон. журн. 1970. Т.47. № 2. С. 357.
3. Solanki S.K., Krivova N.A., Schüssler M., Fligge M. // Astron. Astrophys. 2002. V. 396. P. 1029.
4. Benestad R.E. // Geophys. Res. Lett. 2005. V. 32. № 15. L. 15714.
5. Du Z.L., Wang H.N., He X.T. // Chin. J. Astron. Astrophys. 2006. V. 6. № 3. P. 338.
6. Mursula K., Ulich Th. // Geophys. Res. Lett. 1998. V. 25. № 11. P. 1837.
7. Гневышев М.Н., Оль А.И. // Астрон. журн. 1948. Т. 25. № 1. С. 18.
8. Гневышев М.Н., Оль А.И. // Солнечные данные. 1987. № 8. С. 90.

МАГНИТНОЕ ПЕРЕСОЕДИНЕНИЕ В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ

Сасунов Ю.Л., Семенов В.С.

Санкт Петербургский Государственный Университет, Россия

MAGNETIC RECONNECTION IN THE SOLAR WIND

Sasunov Yu.L., Semenov V.S.

Saint Petersburg State University, Russia

Magnetic reconnection is a plasma process that changes magnetic field topology and ultimately converts magnetic energy to bulk flow energy and plasma heating. It occurs frequently at thin current sheets in the solar wind and produces Petschek-type exhausts, i.e., outflows of jetting plasma bounded by pairs of back-to-back rotational discontinuities. The exhausts are identified as roughly Alfvénic accelerated or decelerated plasma flows confined to field reversal regions that commonly take the form of bifurcated (double step) current sheets. The exhausts are embedded within the solar wind flow and are convected past a spacecraft on time scales ranging from a few seconds up to several hours. Near solar activity minimum a spacecraft in the solar wind upstream from Earth typically encounters 40–70 reconnection exhausts each month, the large majority of which are found in the low-speed wind, are associated with field rotations. In virtually all cases, two or more spacecraft are needed to detect the oppositely directed exhaust jets that result from reconnection in the solar wind.

Магнитное пересоединение – это фундаментальный процесс в космической плазме, связанный с взрывообразным преобразованием накопленной магнитной энергии в кинетическую и внутреннюю энергии и резкой перестройкой топологии магнитного поля. Он считается ответственным за такие грандиозные явления как солнечные вспышки [1]; магнитосферные суббури, и полярные сияния в частности [2]; взаимодействие солнечного ветра с магнитосферами Земли и других планет [1]; деструктивные неустойчивости в современных термоядерных установках [3], таких как токамак. Этот список можно продолжать, магнитное пересоединение чрезвычайно широко распространено в природе, например, в солнечном ветре [4]. Ввиду чрезвычайной важности этого процесса его исследованию посвящены специальные многоспутниковые проекты. Например, только в последнее время в магнитосфере Земли были реализованы российский проект INTERBALL, европейский проект Cluster, китайский проект Double Star и американский проект THEMIS.

Пересоединение магнитных силовых линий происходит в токовых слоях, которые, как правило, являются границами раздела двух различных сред, каждая из которых имеет собственные (разнесенные в пространстве) источники плазмы и магнитного поля. В результате пересоединения прежде не взаимодействующие среды оказываются связанными магнитными силовыми линиями. Иными словами, между этими средами, например,

магнитосферой и солнечным ветром, возникает взаимодействие. Одновременно магнитная энергия преобразуется в кинетическую энергию двух плазменных струй, распространяющихся в обе стороны от линии пересоединения с огромными скоростями (альвеновскими, порядка тысячи км/с) [1, 2].

Магнитное пересоединение уверенно регистрируется на Солнце [1], на дневной магнитопаузе [2], в хвосте магнитосферы [5], но как это ни странно, наиболее ярко выраженные признаки пересоединения наблюдаются именно в солнечном ветре [6]. На рисунке 1 представлен случай пересоединения на границе вспышечного потока 2001.08.31 [6] (a – измеренные параметры солнечного ветра, b – упрощенная схема пересечения спутником ускоренного потока). Из представленного рисунка хорошо видно, что при пересечении спутником (Рис. 1 (b) пунктирная линия) зоны выхлопа (exhaust-зона ускоренного потока) напряженность магнитного поля падает (Рис. 1. (a), верхняя панель), скорость плазмы возрастает (Рис. 1 (a) вторая сверху), плазма нагревается (Рис. 1 (a) третья сверху) и сжимается (Рис. 1 (a) четвертая сверху). Таким образом, все наиболее важные признаки классического пересоединения отчетливо просматриваются в этом случае. По данным Гослинга [7], такого рода случаев происходит 40-70 каждый месяц. Можно построить теорию распада токового слоя на систему МГД разрывов и волн разрежения, возникающих вследствие пересоединения, и провести детальное сопоставление возникающей структуры зоны выхлопа с экспериментальными данными.

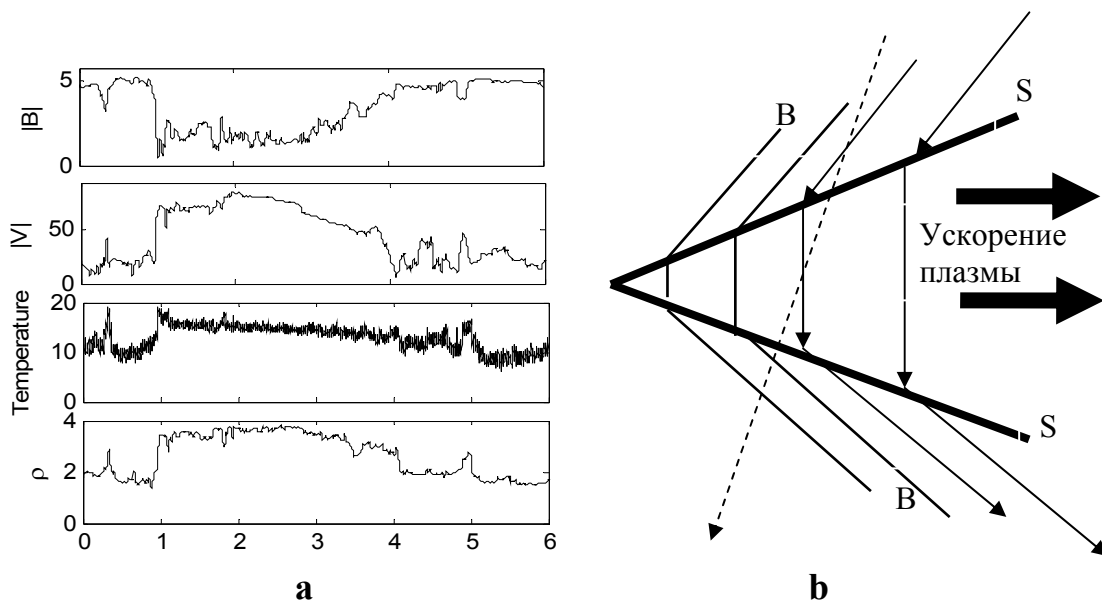


Рис. 1. a – случай пересоединения (Wind 2001/08/31/ 23:56),
b – схема пересоединения.

С теоретической точки зрения токовый слой представляет собой тангенциальный разрыв, разделяющий две среды с различными параметрами, на котором выполняется баланс полного давления. Вследствие пересоеди-

нения этот тангенциальный разрыв распадается на систему МГД разрывов, которые распространяются в обе стороны от токового слоя в следующей последовательности: сначала быстрая ударная волна, затем альфеновский разрыв, потом медленная ударная волна (или волна разрежения) и, наконец, контактный разрыв [8]. Поскольку интенсивность быстрых ударных волн зависит в основном от скачка полного давления (а оно постоянно поперек слоя пересоединения в продолжении всего процесса, так как слой пересоединения представляет собой пограничный слой), в решение задачи о магнитном пересоединении быстрая ударная волна имеет малую амплитуду, и ее можно учесть в дальнейшем по методу возмущений. Поэтому наиболее общая система возникающих разрывов в задаче о пересоединении есть ASCSA, где А – альфеновский разрыв, S – медленная ударная волна, С – контактный разрыв (Рис. 2).

Вообще говоря, при большой асимметрии параметров по разные стороны токового слоя вместо медленной ударной волны может стоять медленная волна разряжения. Но так как нам пока не встретился ни один случай столь сильной асимметрии в солнечном ветре, мы приводим формулы только для слабо асимметричных токовых слоев, в распаде которых участвует медленная ударная волна. Таким образом, при пересечении слоя пересоединения (Рис. 2, пунктирная линия) измерительные приборы спутника должны фиксировать систему разрывов ASCSA.

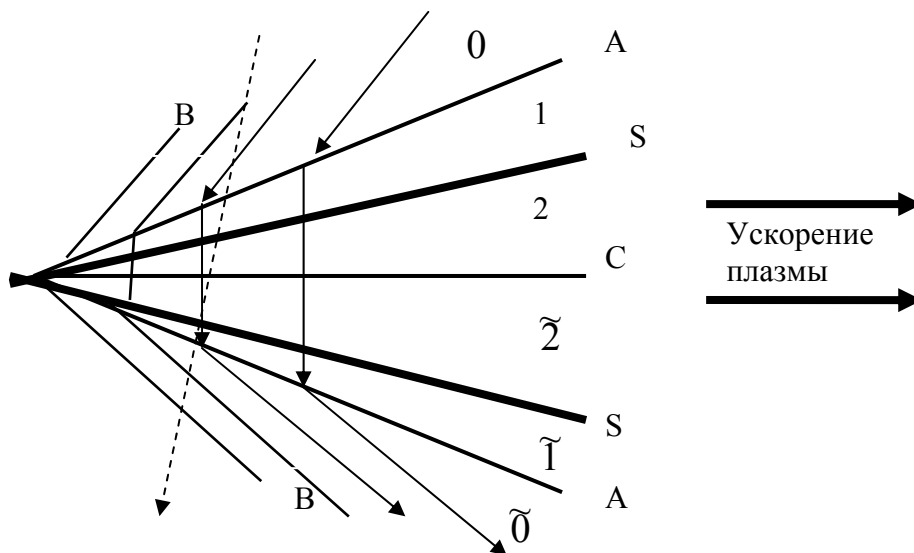


Рис. 2. Схема распада токового слоя.

На альфеновских разрывах поле поворачивается, сохраняя модуль, а плотность плазмы остается неизменной. Решая систему уравнений для разрывов и вводя единичный вектор поворота \vec{b}_1 , скаляр η , характеризующий во сколько раз магнитное поле ослабло после ударной волны, можно получить [7]:

$$\begin{aligned}\vec{B}_1 &= \vec{b}_1 | B_0 |, \\ \vec{V}_{A1} &= \vec{V}_0 - \text{sgn}(mB_n)(\vec{b}_1 | V_{A0} | - \vec{V}_{A0}), \\ \rho_1 &= \rho_0, \\ p_1 &= p_0,\end{aligned}$$

где m – поток массы, sgn – знак берется «+», если поток массы и магнитного поля сонаправлены и «-» в противном случае.

На медленных ударных волнах падает магнитное поле, возрастает плотность и скорость плазмы.

$$\begin{aligned}\vec{B}_2 &= \vec{b}_1 \eta | B_0 |, \\ \vec{V}_2 &= \vec{V}_0 - \text{sgn}(mB_n)(\vec{V}_{A0} - \vec{b}_1 | V_{A0} | G(\eta)), \\ \frac{\rho_2}{\rho_0} &= 1 + \frac{1 - \eta^2}{2\beta + (\gamma - 1)(1 - \eta)},\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}\beta &= 4\pi\gamma \frac{p_0}{B_0^2}, \\ G(\eta) &= 1 - \sqrt{(1 - \eta)(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \eta)}, \\ \eta | B_0 | &= \tilde{\eta} | \tilde{B}_0 |,\end{aligned}$$

где γ – показатель политропы, знаком « \sim » производится выделение одной области от другой в соответствии с рисунком 2.

После вращения на внешних альвеновских разрывах магнитное поле более не меняет направления внутри всей зоны выхлопа. Замечательным результатом модели является то, что это направление можно определить сразу по начальным значениям скорости плазмы и альвеновской скорости по разные стороны токового слоя по формуле:

$$\begin{aligned}\vec{h} &= \text{sgn}(mB_n)(\vec{V}_0 - \vec{V}_0^{\tilde{\eta}}) + \vec{V}_{A0} + \vec{V}_{A0}^{\tilde{\eta}}, \\ \vec{b}_1 &= \frac{\vec{h}}{|h|}.\end{aligned}$$

Напряженность магнитного поля в слое между медленными ударными волнами определяется параметром η , который определяется из решения трансцендентного уравнения:

$$|h| = |V_{A0}| G(\eta) + |\tilde{V}_{A0}| G(\tilde{\eta}).$$

Используя эти решения и зная параметры невозмущенной среды до и после всех разрывов, можно определить МГД параметры в зоне выхлопа. Для демонстрации результатов вычисления рассмотрим событие

2001/08/31, рассмотренное в [4]. Слой пересоединения был зафиксирован на 5 спутниках (SOHO, Wind, Genesis, ACE, Geotail). Три из них (Wind, ACE, Geotail) измеряли магнитное поле, что позволяет методом триангуляции найти нормаль к токовому слою $\vec{n} = (0.28 \ 0.28 \ -0.92)$. Интересно отметить, что нормаль, найденная методом триангуляции, немного отличается от нормали, найденной Гослингом и др. по методу MVA [4] $\vec{n} = (0.39, 0.53, -0.75)$. Схема распада будет проиллюстрирована на примере данных спутника Wind, хотя аналогичный расчет можно проделать и для остальных спутников. На Рис. 3 представлены теоретические результаты распада разрыва (кусочно-гладкая прямая) и данные спутника Wind, представленные в нормальной системе координат.

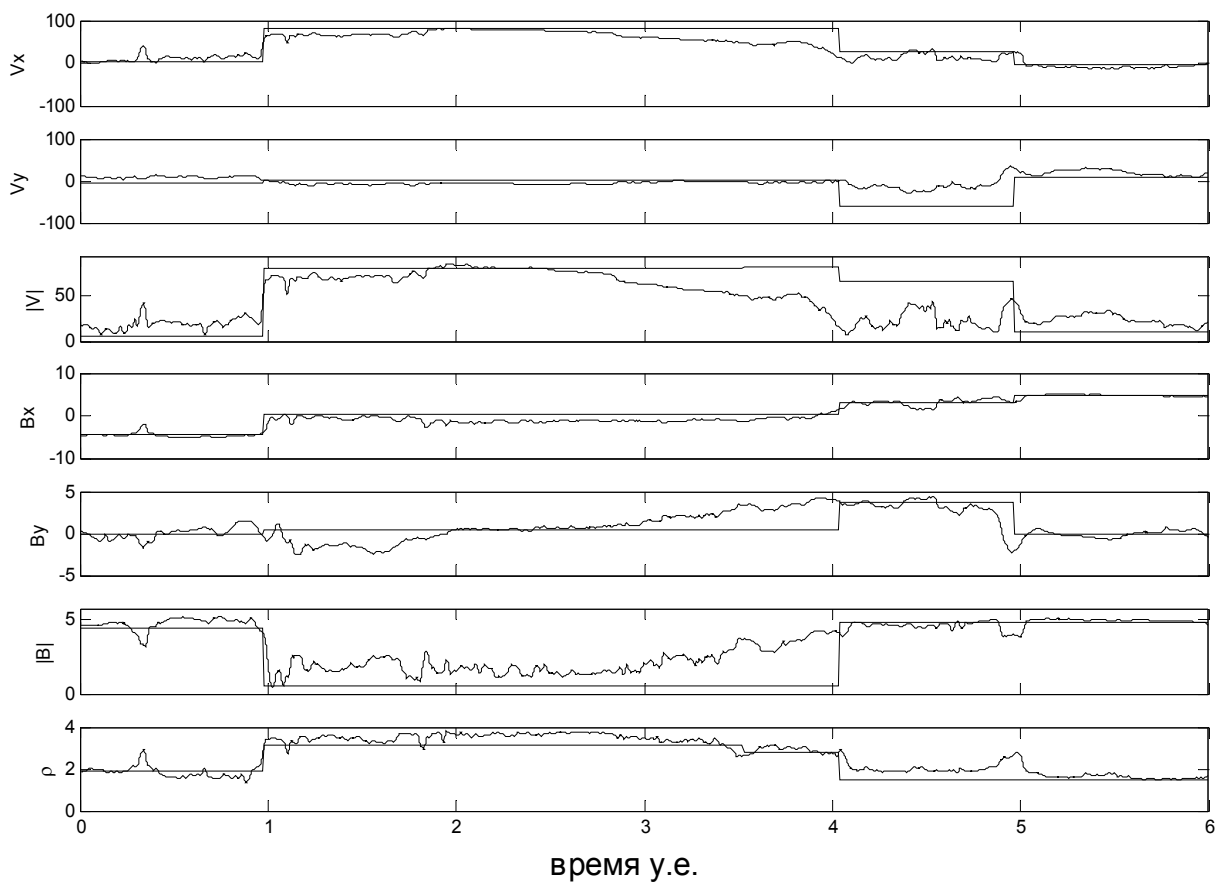


Рис. 3. Сравнение теории с данными.

Рассматриваемый случай пересоединения практически симметричный, к небольшой асимметрии приводит лишь наличие малого значения u -компоненты магнитного поля. Тем не менее, удастся выделить альвееновский разрыв при $t = 5$ (Рис. 3), на котором модуль поля не меняется, но магнитное поле поворачивается. Разрывы при $t = 1$ и $t = 4$, по-видимому, можно отождествить с медленными ударными волнами, на которых плазма ускоряется, сжимается и нагревается. Из-за практической симметричности

данного события контактный разрыв имеет малую амплитуду, и его трудно обнаружить в экспериментальных данных.

Таким образом, проведенный анализ позволяет выделять положение отдельных разрывов, что может дать ценную информацию о местоположении линии пересоединения, структуре возникающих разрывов (медленной ударной волны и альвеновского разрыва).

Литература

1. *E.R. Priest and T.G. Forbes*, Magnetic Reconnection: MHD Theory and Applications (Cambridge: Cambridge University Press), 2000.
2. *M.I. Pudovkin and V.S. Semenov*, Magnetic Field Reconnection Theory and the Solar Wind – Magnetosphere Interaction: a Review, *Space Sci. Rev.*, vol. 41, pp. 1-89, 1985.
3. *D. Biskamp*, Nonlinear Magnetohydrodynamics (Cambridge: Cambridge University Press), 1993.
4. *J.T. Gosling, S. Eriksson, T.D. Phan, D.E. Larson, et al.*, Direct evidence for prolonged magnetic reconnection at a continuous X-line within the heliospheric current sheet, *Geophys. Res. Lett.*, vol. 34, L06102, doi:10.1029/2006GL029033, 2007.
5. *V. Sergeev, V. Semenov, M. Kubyshkina, V. Ivanova, et al.*, Observations of repeated intense near-Earth reconnection on closed field lines with Cluster, Double Star and other spacecraft, *Geophys. Res. Lett.*, vol. 34, L02103, doi:10.1029/2006GL028452, 2007.
6. *T.D. Phan, J.T. Gosling, M.S. Davis*, Prevalence of extended reconnection X-lines in the solar wind at 1 AU, *Geophys. Res. Lett.*, vol. 36, L09108, doi:10.1029/2009GL037713, 2009.
7. *J.T. Gosling, T.D. Phan, R.P. Lin, and A. Szabo*, Prevalence of magnetic reconnection at small field shear angles in the solar wind, *Geophys. Res. Lett.*, 34, L15110, doi:10.1029/2007GL030706, 2007.
8. *M.F. Heyn, H.K. Biernat, R.P. Rijnbeek, and V.S. Semenov*, The Structure of Reconnection Layers, *J. Plasma Phys.*, vol. 40, part 2, pp. 235-252, 1988.

СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ СОЛНЕЧНОГО ОПЕРАТИВНОГО ТЕЛЕСКОПА КИСЛОВДСКОЙ ГОРНОЙ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ СТАНЦИИ

Середжинов Р.Т., Тлатов А.Г., Шрамко А.Д., Дормидонтов Д.В.

Горная астрономическая станция ГАО РАН, г. Кисловодск

THE CONTROL SYSTEM OF SOLAR PATROL TELESCOPE OF KISLOVODSK MOUNTAIN STATION

Seredzhinov R.T., Tlatov A.G., Shramko A.D., Dormidontov D.V.

The Kislovodsk Mountain Astronomical Station of the Central Astronomical Observatory of the Russian Academy of Sciences at Pulkovo

This paper describes the control system of solar patrol telescope of Mountain Station at Kislovodsk. We suppose that this system will operate in a continuous mode and also to help us the solar atmosphere observe in some spectral line. The main part of system is the subsystem that allows scanning and positioning the solar disk on the spectrograph slit accurate within 1 arc second. Subsystem electromagnets drive the primary mirror and one secondary mirror. As a feedback signal we use signals from LVDT sensors and the signal from photo sensor in primary mirror focus. There is an electronic control system block diagram in the paper.

Обеспечение непрерывного наблюдения за Солнцем предъявляет жесткие требования всем системам телескопа. Наиболее важной системой является система позиционирования и сканирования Солнца. Поскольку наблюдения ведутся непрерывно в течение всего дня, то телескоп постоянно подвергается воздействию внешних факторов, таких как: порывы ветра, прикосновение к корпусу обслуживающего персонала, толчки от срабатывания механизмов внутри корпуса. Любое из этих воздействий приводит к колебанию конструкции и оправы главного зеркала телескопа, что влияет на качество изображения. По этой причине система позиционирования должна дополняться системой защиты от вибраций.

Для защиты от вибраций существуют пассивные и активные средства с различными типами компенсаторных устройств. Перечисленные внешние факторы вызывают низкочастотные колебания оправы зеркала в диапазоне единиц Герц. В области низких частот наиболее эффективными являются активные средства защиты с компенсаторными устройствами гидравлического, пневматического, электромагнитного типа, использующие управление по силе, энергетическим критериям, перемещению, скорости и ускорению [1]. Применительно к патрульному телескопу наиболее оптимальным компенсаторным устройством является устройство электромагнитного типа с управлением по перемещению.

На рисунке 1 показана структурная схема системы позиционирования для одной координаты.

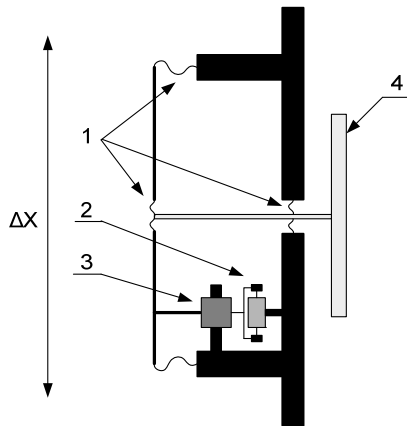


Рис. 1. Структурная схема системы позиционирования.

Цифрами обозначены следующие устройства:

- 1 удерживающие латунные пластины;
- 2 датчик перемещения типа LVDT;
- 3 электромагнит с подвижной катушкой и неподвижным сердечником;
- 4 оправа главного зеркала.

Электронная система управления

Поскольку в качестве датчика перемещения в системе позиционирования используется линейный дифференциальный трансформатор (LVDT) и используется электромагнитное компенсаторное устройство, то необходимо рассмотреть структуру электронной системы, которая обеспечивает снятие информации о перемещении и выработку выходного воздействия на компенсаторное устройство. Структурная схема электронной системы показана на рис. 2, где цифрами обозначены следующие основные устройства:

- 1 задающий генератор сигнала синусоидальной формы;
- 2 фазосдвигатель;
- 3 усилитель;
- 4 фильтр верхних частот (ФВЧ);
- 5 аналоговый умножитель;
- 6 фильтр нижних частот (ФНЧ);
- 7 фотодетекторы;
- 8 ПД-регулятор с регулируемым коэффициентом усиления;
- 9 ПД-регулятор;
- 10 цифро-аналоговый преобразователь (ЦАП).

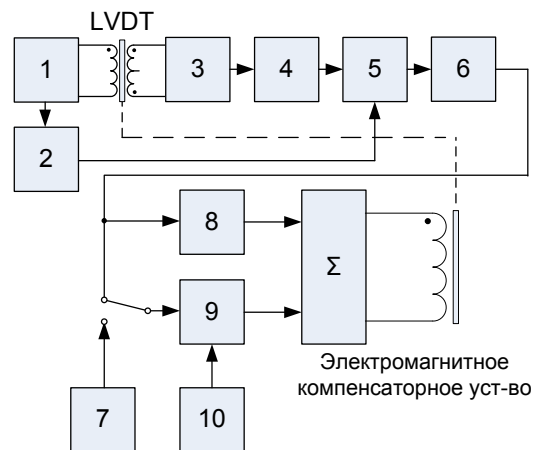


Рис. 2. Структурная схема электронной системы управления.

Литература

1. С.П. Стрелков. Введение в теорию колебаний. – М.: Наука, 1964. – 431 с., ил.
2. М. Васильев. Пассивное и активное гашение вибраций // Мотор №1.
3. Linear and Angular Displacement Transducers // Technical Bulletin 1002B
4. В.И. Анурьев. Справочник конструктора – машиностроителя: В 3. Т. – 8-е изд., перераб. и доп. – М.: Машиностроение, 2001.

**ПРИМЕНЕНИЕ ЛОГАРИФМИЧЕСКИ-ПАРАБОЛИЧЕСКОЙ
МОДЕЛИ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ УСКОРЕННЫХ
ЧАСТИЦ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК
В РЕНТГЕНОВСКОМ ДИАПАЗОНЕ**

Сизых Т.С., Кашапова Л.К.

Институт Солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

**APPLICATION OF THE LOG-PARABOLIC MODEL FITTING TO
FINDING OF ACCELERATED PARTICLE PARAMETERS
ACCORDING TO THE HXR OBSERVATIONS OF SOLAR FLARES**

Sizykh T.S. Kashapova L.K.

Institute of Solar-Terrestrial Physics, Irkutsk, Russia

We present the results of testing of the log-parabolic model fitting, suggested by Grigis and Benz (2008). The method was successfully realized as IDL code and applied to two homologous flares (M1.5 and C9.4). It is shown that the log-parabolic fitting could be used for study of the flares, which are less powerful than X-class flares.

Одними из важных характеристик процессов, происходящих во время солнечных вспышек, являются параметры потока ускоренных частиц. Существует два способа для количественной оценки этих параметров: спектры микроволнового излучения и рентгеновские спектры для энергий свыше 20-30 кэВ (нетепловая рентгеновская компонента). Наблюдаемая связь между спектральными характеристиками, полученными по данным рентгеновского и микроволнового диапазонов, подробно обсуждается в [1]. В последнее время для аппроксимации нетепловой части рентгеновского спектра часто используется двойной степенной закон (broken-power-law). Однако у этой модели имеется ряд недостатков, который может приводить к проблемам при определении и интерпретации параметров ускоренных электронов. В [2] было предложено использовать для аппроксимации спектра и вычисления параметров ускоренных частиц вместо двойного степенного закона логарифмически-параболическую модель. Она представляет собой простую степенную зависимость, дополненную параметром, описывающим искривление спектра. В результате применения данной методики к вспышкам X класса были получены свидетельства того, что во время разных фаз ускорения в этих вспышках, скорее всего, действовал один механизм, чем два разных. Таким образом, был предложен способ достаточно простой интерпретации рентгеновских спектров мощных вспышек, и при этом показано, что результаты применения данного метода могут изменить взгляд на возможные сценарии ускорения во время вспы-

шек. Возникает вопрос – насколько применима данная методика для менее мощных вспышек.

В данной работе мы воспроизвели методику, предложенную в [2]. Тестирование, проведенное для вспышки 17 января 2005, показало, что методика успешно реализована в виде программного обеспечения. С помощью логарифмически-параболического метода были исследованы две гомологичные вспышки 01 июня 2002 (M1.5) и 02 июня 2002 (C9.4) [3]. Положение полученных значений на зависимости спектрального индекса от фотонного потока согласуется со значениями, полученными для вспышек X класса, указывая на менее мощные вспышки (рис. 1). Сравнение полученных значений спектрального индекса и кривизны спектра с результатами моделирования процессов ускорения для вспышек X-класса показало, что механизм ускорения во время вспышки 1 июня 2002 был подобен механизмам ускорения вспышек, исследованных в [2].

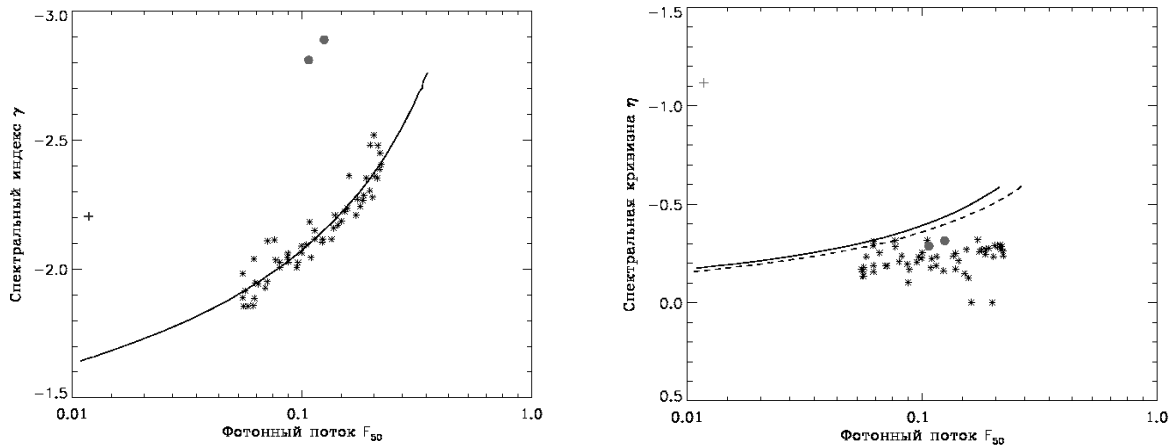


Рис. 1. На правой панели: зависимость спектрального индекса от фотонного потока. На левой панели: зависимость спектральной кривизны от фотонного потока. Звездочками показаны значения, полученные в [2], точки и крестики – значения, полученные для вспышек 01 июня 2002 (M1.5) и 02 июня 2002 (C9.4). Сплошной и пунктирной линиями показаны результаты моделирования [2].

На основе проведенного исследования можно сделать вывод, что логарифмически-параболический метод, возможно, успешно применять не только для вспышек X-класса, но и для импульсной фазы и менее мощных событий.

Литература

1. *Silva A.V.R., Wang H., Gary D.E.* // *Astrophysical J.*, 2000, v.545, p. 1116.
2. *Grigis P.C., Benz A.O.* // *The Astrophysical Journal*, 2008, v.683, p. 1180.
3. *Meshalkina N.S. et al.* // *Publ. Astron. Soc. Japan*, 2009, в печати.

ОБ УСИЛЕНИИ ДОЛГОПЕРИОДНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ Н-КОМПОНЕНТЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ ПЕРЕД МОЩНЫМИ СОЛНЕЧНЫМИ ВСПЫШКАМИ

Смирнова А.С., Снегирев С.Д., Шейнер О.А.

*Федеральное государственное научное учреждение «Научно-исследовательский
радиофизический институт» (ФГНУ НИРФИ), Россия, Нижний Новгород*

THE GROWTH OF LONG-PERIOD PULSATIONS OF H-COMPONENT OF GEOMAGNETIC FIELD BEFORE THE LARGE SOLAR FLARES

Smirnova A.S., Snegirev S.D., Sheiner O.A.

Radiophysical Research Institute (NIRFI), Russia, Nizhniy Novgorod

The possible reasons causing the growth of pulsations of horizontal component of geomagnetic field before the solar proton flares have been discussed in this paper. The data from 17 stations covered 144 deg of longitude and 59 deg of latitude as well as X-ray emission data from GOES satellite have been used for analysis. The growth of pulsations of H-component of geomagnetic field has been detected at the all-tested stations during 2-3 days before the large solar flare 23 March 1991 using the method of wavelet-analysis. Amplitudes of fluctuations with the 30-60 minute's periods increase in 10 times for middle-latitude and in 6 times for high-latitude stations in comparison with undisturbed time intervals. The probable reason of such fluctuations-precursors appearance is the relationship between the oscillating processes in the solar atmosphere and in the atmosphere of the Earth before the flares. The features of spectral component have been studied for the stations situated on different latitudes and longitudes. The practical importance of this study consists of opportunity to use these results for the development of short-term forecasting and diagnostic techniques of geoeffective solar phenomena.

1. Результаты вейвлет-анализа тестовых данных Н-компоненты геомагнитного поля

Для получения опорных образцов вейвлет-спектров на геомагнитных станциях различных широт в период отсутствия геоэффективных явлений солнечной активности было проведено тестовое исследование. Рассматривались данные 10 геомагнитных станций, охватывающих 55 градусов по широте и 141 градус по долготы. Пульсации с периодами 30-60 минут наблюдаются в послеполуденные и вечерние часы. Их мощность составляет для среднеширотных станций $10-20 \text{ nT}^2$, тогда как для высокоширотных станций она существенно выше – $1000-2500 \text{ nT}^2$.

2. Поиск долгопериодных колебаний в период времени, примыкающий к крупной протонной вспышке

Для исследования была выбрана вспышка 22.03.1991 г., т.к. событие сопровождалось необычайно высоким потоком протонов (с энергиями $>10 \text{ MeV}$) – 43000 pfu. В оптическом диапазоне наблюдалась вспышка класса

3В, в рентгеновском – X9. Максимум вспышечного события в рентгеновском диапазоне отмечен 22.03.1991 в 22:47 UT. Рассматриваемый случай можно считать уединенным, т.к. в рассматриваемый нами период не было зафиксировано других протонных вспышек, и можно с уверенностью говорить о воздействии на Землю именно этого вспышечного события [1].

Расположение используемых в работе станций в геомагнитных координатах отражено на рис. 1.

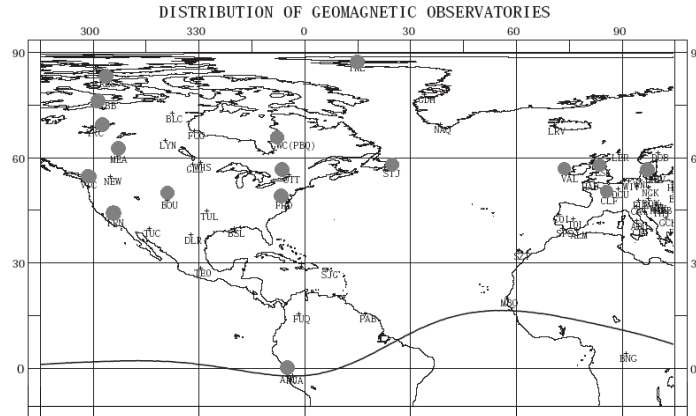


Рис. 1. Распределение используемых в работе геомагнитных станций.

Долгопериодные пульсации (с периодами 30-60 минут) Н-компоненты геомагнитного поля наблюдаются на всех протестированных станциях за 2-3 дня до вспышки. Они представляют собой усиление мощности колебаний горизонтальной компоненты магнитного поля Земли (МПЗ) с периодами 30-60 минут. Для среднеширотных станций мощность предвспышечных колебаний повышается приблизительно в 10 раз по сравнению со спокойными периодами. Для высокоширотных станций это увеличение составляет 2-5 раз.

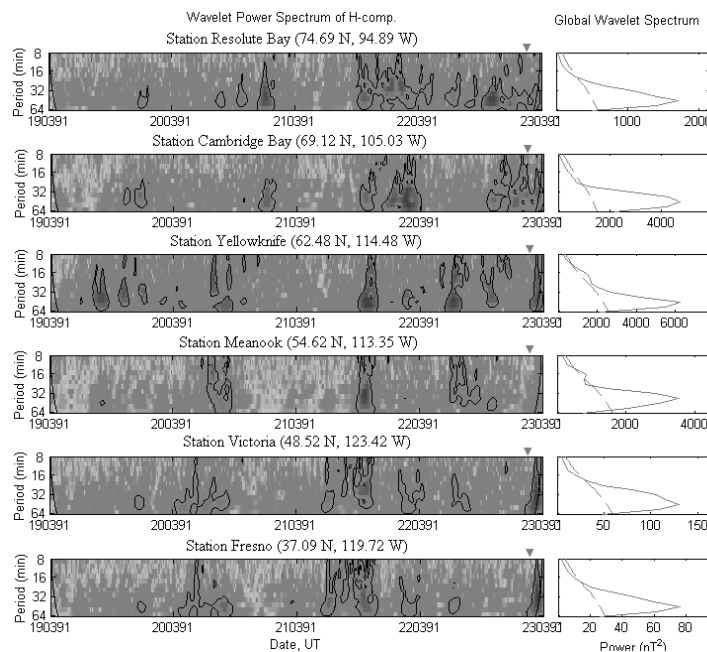


Рис. 2. Меридиональный разрез.

Существуют особенности поведения спектральных компонент для станций различной широты и долготы. На станциях близких геомагнитных широт предвспышечные колебания идентичны и возникают одновременно, их мощность отличается незначительно. Коэффициент корреляции спектральных плотностей (усредненных по периодам 30-60 минут) для таких станций достигает 0.99, что свидетельствует о достоверности наблюдаемого эффекта. Для станций, расположенных на одном геомагнитном меридиане, мощность долгопериодных колебаний снижается при движении от высокоширотной станции Yellowknife (64.48 N) к среднеширотной станции Fresno (37.09 N) приблизительно в 60 раз (рис. 2). Кроме того, на станциях средних широт (Victoria и Fresno) колебания появляются с опережением несколько часов, что не удивительно, т.к. в высоких широтах из-за большой зашумленности процесс раскачки ионосферы идет медленнее.

3. Возможные причины возникновения долгопериодных пульсаций-предвестников в горизонтальной компоненте МПЗ

Ранее [2] выдвигалась гипотеза о том, что причиной усиления долгопериодных пульсаций-предвестников является связь между колебательными процессами в солнечной атмосфере накануне вспышечных событий и в атмосфере Земли. Предвспышечные колебания физических параметров солнечной атмосферы модулируют колебания сходных периодов, как в радиодиапазоне, так и в других диапазонах электромагнитных волн [3]. Пульсации рентгеновского и ультрафиолетового излучения в свою очередь посредством резонансного эффекта приводят к усилению колебаний ионосферных токовых систем и, как следствие, геомагнитного поля. В пользу этого предположения говорит тот факт, что коэффициент корреляции спектральных плотностей, усредненных по периодам 30-60 минут, для станций Fredericksburg и Belsk, расположенных на различных материках, составляет 0.93, тогда как для станций Fredericksburg и Boulder, находящихся на небольшом расстоянии – всего 0.26. Это объясняется тем, что станции Fredericksburg и Belsk попадают под влияние одной и той же токовой системы, которая может простираться на несколько тысяч километров, а станции Fredericksburg и Boulder – под влияние различных токовых систем. Механизм усиления долгопериодных колебаний на станциях высоких широт может вызываться тем же механизмом, если токовая система охватывает различные широты. Другой возможный механизм предположительно связан с резонансом силовых линий, возникающим при обдувании магнитосферной полости солнечным ветром.

Для выяснения причин усиления долгопериодных колебаний было проведено исследование спектрального состава потока рентгеновского излучения. На верхней панели рис. 3 представлен тестовый вейвлет спектр потока рентгеновского излучения в интервале 3-5 Å. Пульсации наблюда-

ются как в дневные, так и в утренние и вечерние часы. Их мощность составляет 10^{-19} (Watts/Meter²)².

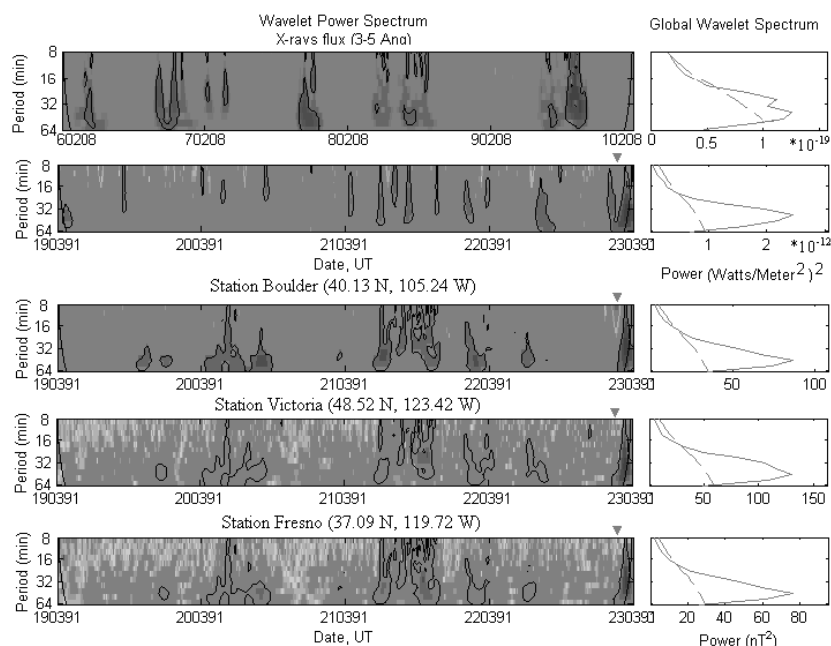


Рис. 3. Результат вейвлет-анализа потока рентгеновского излучения и Н-компоненты МПЗ для среднеширотных станций.

На второй панели рис. 3 изображен вейвлет-спектр рентгеновского излучения в интервале 3-5 Å накануне рассматриваемой вспышки 23.03.1991 г. В нем также присутствуют долгопериодные компоненты, причем их мощность (10^{-12} (Watts/Meter²)²) значительно превышает значения, зафиксированные для спокойных интервалов. На трех последующих панелях рис. 3 изображены вейвлет-спектры для среднеширотных станций Fresno, Victoria и Boulder. Коэффициент корреляции на всем исследуемом интервале спектральной плотности рентгеновского излучения и горизонтальной компоненты МПЗ, усредненных по периодам 30-60 минут, достигает 0.93. Это свидетельствует в пользу гипотезы о влиянии спектрального состава ионизирующего предвспышечного излучения Солнца на спектр усиливающихся геомагнитных колебаний.

Литература

1. Смирнова А.С., Снегирев С.Д., Шейнер О.А. О долгопериодных пульсациях Н-компоненты магнитного поля Земли перед солнечными протонными вспышками. Тезисы докладов тринадцатой научной конференции по радиофизике, 7 мая 2009 г.
2. Снегирев С.Д., Фридман В.М., Шейнер О.А. О флуктуациях магнитного поля Земли, предшествующих крупным солнечным вспышкам // В сб.: «Солнечно-земная физика». Вып.8 – Новосибирск: СО РАН, 2005. с. 27-29. (ISSN 0135-3748)
3. Kobrin M.M., Korshunov A.I., Arbuzov S.I. et al. // Solar Phys. 1978. V. 56. P. 359-373.

ЧТО МЫ ЗНАЕМ О СИММЕТРИЯХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СОЛНЦА И ЗВЕЗД?

Соколов Д.Д.¹, Мосс Д.², Саар С.³, Арльт Р.⁴

¹*Физический факультет МГУ, Москва, Россия*

²*Университет Манчестера, Манчестер, Великобритания*

³*Гарвард-смитсоновский центр астрофизики, Кембридж, США*

⁴*Астрофизический Институт, Потсдам, Германия*

WHAT CAN WE KNOW ABOUT THE SYMMETRY PROPERTIES OF SOLAR AND STELLAR MAGNETIC FIELDS?

Sokoloff D.¹, Moss D.², Saar S.³, Arlt R.⁴

¹*Department of Physics, Moscow State University, Moscow, Russia*

²*School of Mathematics, University of Manchester, Manchester, UK*

³*Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge, MA, USA*

⁴*Astrophysical Institute Potsdam, Potsdam, Germany*

We summarize evidence that neither dynamo theory nor the observational data give strong support to the idea that solar and stellar magnetic fields must have dipolar rather than quadrupolar symmetry with respect to the stellar equator. We demonstrate that even the most basic model for magnetic stellar activity, i.e. the Parker migratory dynamo, provides many possibilities for the excitation of large-scale stellar magnetic fields of non-dipolar symmetry. We demonstrate the spontaneous transition of the dynamo-excited magnetic field from one symmetry type to another. We explore observational tests to distinguish between the two types of magnetic field symmetry, and thus detect the presence of quadrupolar magnetic symmetry in stars. Complete absence of quadrupolar symmetry would present a distinct challenge for contemporary stellar dynamo theory. We revisit some observations which, depending on further clarification, may already be revealing some properties of the quadrupolar component of the magnetic fields generated by stellar dynamos.

В рамках этой работы мы выясняем, в какой степени можно ожидать, что наблюдения звездной и солнечной активности способны выявить пример того, что магнитная конфигурация данной звезды имеет квадрупольную (а не дипольную) симметрию либо существенную компоненту с квадрупольной симметрией.

Конечно, звезды в первом приближении симметричны относительно своего экватора. Эта симметрия оказывается совместимой с двумя типами симметрии магнитного поля: дипольной (магнитное поле антисимметрично относительно экватора) и квадрупольной (магнитное поле симметрично относительно экватора). Из закона Хейла следует, что солнечная магнитная активность сейчас, в основном, соответствует дипольной симметрии магнитного поля. Эта симметрия свойственна как тороидальному магнитному полю, наблюдаемому по солнечным пятнам, так и полоидальному магнитному полю. Отметим, что связь симметрий тороидального и полоид-

дального магнитных полей не является чисто наблюдательным фактом, а опирается на теоретические соображения.

В качестве механизма возбуждения звездной активности рассматривается т.н. процесс динамо. На первый взгляд, он должен возбуждать, прежде всего, магнитные поля дипольной симметрии, поскольку такую симметрию имеет старшая мода свободного затухания магнитного поля в отсутствие источников генерации. Именно возбуждение подобной моды обычно и рассматривают в работах по теории солнечного и звездного динамо. При интерпретации наблюдений обычно молчаливо предполагают, что магнитное поле звезды должно иметь дипольную симметрию. Однако на деле теория динамо предлагает более широкий спектр возможностей, так что *a priori* не видно причин, почему в некоторых звездах или даже на Солнце в определенный период его истории не может существовать магнитное поле квадрупольной симметрии.

Более того, архивные наблюдения солнечной активности непосредственно перед и в конце минимума Маундера, как известно, содержат намеки на существование в это время на Солнце магнитных конфигураций, существенно асимметричных относительно солнечного экватора. В терминологии теории динамо подобные конфигурации называются решениями со смешанной четностью и действительно возникают в ряде моделей сферических динамо.

Простейшая модель солнечного динамо – динамо Паркера с алгебраическим подавлением динамо – действительно легче всего возбуждает магнитные поля с дипольной симметрией. В нашей недавней работе (Moss et al., 2008) мы, однако, путем прямого численного моделирования обнаружили, что это решение со временем может переходить в состояние с квадрупольной симметрией. Это случается, если интенсивность работы динамо существенно превосходит критическую, при которой начинается генерация магнитного поля. По-видимому, эта возможность ранее не привлекала внимание исследователей, возможно потому, что обычно изучались решения в одном полушарии звезды, так что дипольная симметрия постулировалась.

Изучение литературы показало, что подобные феномены встречались ранее и в более реалистических моделях сферических динамо, однако не привлекали специального внимания исследователей.

Среди причин, которые заставляют считать магнитные поля с дипольной симметрией более предпочтительными с точки зрения теории динамо, часто называют более их простую (по крайней мере, вблизи порога возбуждения динамо) пространственную структуру, что дает меньшие диссипативные потери. Однако этот аргумент не кажется очень убедительным, поскольку он относится лишь к широтной структуре магнитного поля, тогда как диссипативные потери определяются, прежде всего, радиальной структурой магнитного поля. Анализ литературы показывает, что характерные

пространственные масштабы дипольных и квадрупольных магнитных полей, возбуждаемых механизмом динамо в тонкой сферической оболочке, могут практически совпадать, а в этом случае очень близки и пороги возбуждений этих конфигураций. Более того, небольшие изменения параметров течения в рамках двумерных динамо среднего поля могут привести к тому, что квадрупольная конфигурация станет более легкой для возбуждения, нежели дипольная. В литературе обнаруживаются примеры решений со смешанной четностью, а также примеры существования метастабильных дипольных и квадрупольных конфигураций.

Обратимся теперь к наблюдательным данным о магнитных полях холодных звезд. Здесь обычно обсуждаются конфигурации с дипольной симметрией, хотя при ближайшем рассмотрении оказывается, что эта симметрия, как правило, постулируется, а не выводится из наблюдений. Единственное прямое указание на дипольную симметрию возбуждаемого магнитного поля относится к карликам спектрального класса M, которые по своим свойствам достаточно удалены от звезд, похожих на Солнце. Создается впечатление, что гипотеза дипольной симметрии выбирается в силу ее простоты. Конечно, в таком подходе есть свой резон, однако в силу общей неясности вопроса он, как кажется, требует более внимательного изучения.

В самое последнее время представление о том, что магнитное поле Солнца имеет дипольную симметрию во все эпохи за исключением, быть может, редких эпизодов, связанных с глобальными минимумами солнечной активности, перестало быть очевидным. Опираясь на архивные наблюдательные данные астронома-любителя XVIII в. Штаудахера Арльту (2009), удалось реконструировать солнечные баттерфляй-диаграммы для этого столетия (за исключением сравнительно коротких эпох, для которых данные отсутствуют). Разумеется, на них не видно полярности групп пятен, однако для некоторых циклов наибольшая концентрация пятен наблюдается непосредственно на солнечном экваторе. Это является признаком магнитной конфигурации с квадрупольной симметрией. Напротив, дипольная симметрия магнитного поля предполагает, что магнитное поле, а с ним и плотность пятен, имеют минимум на солнечном экваторе. Такие циклы тоже видны на баттерфляй-диаграмме, построенной для XVIII века. Конечно, как и все архивные свидетельства, этот факт имеет ограниченную степень доказательности, однако необходимость серьезного отношения к возможности возбуждения квадрупольных магнитных конфигураций на Солнце кажется теперь очевидной.

Большинство методов наблюдения магнитных полей на звездах оказываются малопригодными для определения типа симметрии магнитного поля (см. подробнее Moss et al., 2008). Однако не исключено, что определенные указания на возможность существования полей различных симметрий на звездах все же имеются. Дело в том, что если звездное динамо работает в сильно надкритическом режиме, что характерно для быстро

вращающихся звезд, то возникают различные явления, осложняющие стандартное циклическое поведение, в частности, наличие многих периодов. Биения между магнитными конфигурациями с дипольной и квадрупольной симметрией вполне могут служить причиной мультипериодической активности некоторых звезд. Циклическая квадрупольная компонента может проявляться как амплитудная или частотная модуляция, наложенные на основной период дипольной конфигурации, или даже как основной период, если квадрупольная конфигурация доминирует над дипольной. Эти соображения показывают, что квадрупольные конфигурации *могут* встретиться и на уже изученных звездах. В качестве кандидатов на наличие такого рода конфигураций можно назвать подкласс умеренно-активных холодных карликов, для которых в рамках длительных Ca II HK измерений обнаружено многопериодическое поведение. Вторичные периоды известны и из фотометрического мониторинга одиночных карликов. Звезды, у которых известны вторичные циклы, как правило, моложе звезд, для которых подобные циклы не обнаруживаются. Согласно современным представлениям, для этих звезд ожидается более интенсивная работа звездного динамо, а, следовательно, и сравнительно более легкое возбуждение квадрупольных магнитных конфигураций по сравнению со звездами, похожими на Солнце.

Суммируя, можно заключить, что теория динамо не дает существенного предпочтения для возбуждения магнитных конфигураций дипольной симметрии по сравнению с квадрупольными конфигурациями. По нашему мнению, такое предпочтение не следует и из наблюдательных данных. Это делает интересным наблюдательное определение симметрии магнитного поля по данным картирования поверхности звезд поздних спектральных типов в контексте выводов теории звездного динамо. Мы осознаем сложность такой задачи, однако степень важности выводов, которые могут быть получены на этом пути, оправдывает, как кажется, требуемые усилия.

Литература

- R. Arlt, The butterfly diagram in the eighteenth century, *Solar Physics*, **255**, N 1, 143-153, 2009
- D. Moss, S.H. Saar, D. Sokoloff, What can we hope to know about the symmetry properties of stellar magnetic fields? *MNRAS*, **388**, N1, 416-420, 2008

МОДЕЛИРОВАНИЕ СПОКОЙНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТУБЕРАНЦЕВ

Соловьев А.А.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

THE MODELING OF QUIESCENT SOLAR PROMINENCES

Solov'ev A.A.

Central (Pulkovo) astronomical observatory of RAS

To simulate the structure of dense cold solar prominences supported by magnetic forces in equilibrium above the photosphere we propose to reverse the magnetohydrostatic problem. The magnetic field structure is first prescribed and then plasma distributions (the exact distributions of pressure, density and temperature) is solved for. The force balance across field lines can be expressed in a compact integral for any systems possessing the translational or axial symmetries. This integral allows us to generate exact solutions from given magnetic field geometries.

As example of application of the inverse problem solutions the model of dense ($n = (2 \div 3) \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) and cold ($T = (4 \div 50) \times 10^3 \text{ K}$) solar filament with the magnetic field about 35 G is presented.

Для выработки метода, пригодного для теоретического описания спокойных солнечных протуберанцев, рассмотрим решение обратной магнитогидростатической задачи для систем, инвариантных по отношению к сдвигу вдоль одной из координат или к вращению относительно какой-либо оси. В обратной задаче не магнитное поле находится по заданному распределению газового давления, а наоборот – магнитное поле считается известным, и по нему рассчитываются давление, плотность и температура. Впервые к такой постановке задачи для систем с трансляционной симметрией обратился Лоу [1] и в работе [2] для одного из частных случаев, в модели протуберанца, удерживаемого в поле бесконечного прямого тока с расходящимся интегралом погонной энергии, ему удалось получить волокно на 1/5 часть корональной температуры (примерно на $3 \times 10^5 \text{ K}$) более холодное, чем окружающая корона с температурой 1-2 млн. К. Однако, волокно с $T \geq 7 \times 10^5 \text{ K}$ мало похоже на спокойный протуберанец.

В наиболее общей ковариантной форме обратная задача магнитогидростатики для систем, обладающих трансляционной, осевой или винтовой симметрией была решена в работе [3].

Мы выведем общие интегральные выражения для давления и плотности в магнитоплазменных конфигурациях с трансляционной и осевой симметриями в декартовых и цилиндрических координатах.

Система уравнений магнитной гидростатики имеет вид:

$$\left. \begin{aligned} -\nabla P + (4\pi)^{-1} [\text{rot} \mathbf{B} \times \mathbf{B}] - \rho \mathbf{g}(\mathbf{r}) &= 0, \\ \text{div} \mathbf{B} &= 0, \quad P = \rho \frac{\Re}{\mu} T. \end{aligned} \right| \quad (1)$$

Рассмотрим вначале прямые волокна, расположенные горизонтально в плоской равновесной атмосфере, для которых выполняется требование инвариантности относительно произвольных смещений вдоль одной из координатных осей (ось волокна). Пусть в декартовых координатах x, y, z это будет ось y : $\frac{\partial}{\partial y} = 0$, а ось z направим вертикально вверх. Тогда сила тяжести:

сти: $-\rho g(z) \mathbf{e}_z$, и система (1) приводится к виду [4]:

$$\Delta A = -\frac{1}{2} \frac{dB_y^2(A)}{dA} - 4\pi \frac{\partial P(A, z)}{\partial A}, \quad (2)$$

$$\rho(x, z)g(z) = -\frac{\partial P(A, z)}{\partial z}, \quad T(x, z) = \frac{\mu}{\Re} \frac{P(x, z)}{\rho(x, z)}. \quad (3), (4)$$

Компоненты магнитного поля в плоскости $(x-z)$ в соответствии с условием соленоидальности выражаются через функцию магнитного потока A (это y -компонент векторного потенциала) производными

$$B_x = -\frac{\partial A}{\partial z}, \quad B_z = \frac{\partial A}{\partial x}, \quad (5)$$

а продольное поле $B_y(A)$, которое при наличии трансляционной симметрии зависит только от функции потока A , следует определять вместе с другими неизвестными функциями $A(x, z)$, $p(A, z)$, $\rho(A, z)$ из решения системы (2)-(4). Эта система является неполной: в ней отсутствует уравнение переноса энергии, и потому число неизвестных функций на единицу больше числа уравнений.

Наш подход заключается в том, чтобы решать не *прямую задачу* магнитогидростатики (когда правая часть уравнения (2) подбирается из сугубо математических соображений так, чтобы получить решение для A), а *обратную*: считая магнитную структуру системы заданной, находить термодинамические распределения $P(x, z)$, $\rho(x, z)$, $T(x, z)$. Обычно, приступая к моделированию протуберанца, мы уже представляем себе его магнитную конфигурацию (см. схематических модели [7-10] и др.). Значит, следует задать интересующую нас магнитную форму протуберанца аналитически, т.е. подобрать функцию $A(x, z)$, и проинтегрировать уравнение равновесия по A , определив тем самым распределение газового давления в системе. Затем из (3) можно найти плотность и, наконец, из (4) – температуру.

Проинтегрируем (2), рассматривая z как фиксированный параметр, тогда, очевидно, $dA = A_z dz + A_x dx = A_x dx$. (Здесь и далее производную от A по координате обозначаем соответствующим нижним индексом). Тогда:

$$4\pi P = -\frac{B_y^2(A)}{2} - \int [A_{xx} + A_{zz}] A_x dx + 4\pi C(z). \quad \text{Отсюда после взятия одного из инте-}$$

гралов следует: $8\pi P = -B_y^2(A) - 2\int A_{zz}A_x dx - (A_x)^2 + 8\pi C(z)$. Если магнитный поток стремится к нулю при $z \rightarrow \pm\infty, x \rightarrow \pm\infty$, то, очевидно, константа интегрирования имеет вид: $C(z) = (8\pi)^{-1} B_y^2(0) + P(z, 0)$, где $B_y^2(0)$ – внешнее продольное поле, не зависящее от координат, а $P(z, 0) \equiv P_0(z)$ – гидростатическое давление атмосферы, свободной от магнитного поля. Следовательно:

$$P(z, A) = P_0(z) - (B_y^2(A) - B_y^2(0))(8\pi)^{-1} - \left(2\int A_{zz}A_x dx + (A_x)^2\right)(8\pi)^{-1}. \quad (6)$$

Далее, для того, чтобы найти распределение плотности, необходимо, согласно (3), вычислить частную производную $\frac{\partial P(A, z)}{\partial z}$. Заметим, что для любой дифференцируемой функции $S(x, z)$ справедливо:

$$\frac{\partial S(x, z)}{\partial x} = \frac{\partial S(x, A)}{\partial x} + A_x \frac{\partial S(x, A)}{\partial A} = A_x \frac{\partial S(x, A)}{\partial A}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial S(x, z)}{\partial z} = \frac{\partial S(z, A)}{\partial z} + A_z \frac{\partial S(z, A)}{\partial A} = A_z \frac{\partial S(x, A)}{\partial A}. \quad (8)$$

Из (8), полагая, что A_x не равна тождественно нулю, выводим:

$$\frac{\partial S(z, A)}{\partial z} = \frac{\partial S(x, z)}{\partial z} - A_z \frac{\partial S(z, A)}{\partial A} = \frac{\partial S(x, z)}{\partial z} - \frac{A_z}{A_x} \left(A_x \frac{\partial S(x, z)}{\partial A} \right).$$

Выражение, стоящее справа в круглой скобке, согласно (7), равно $\frac{\partial S(x, z)}{\partial x}$.

Следовательно,

$$\frac{\partial S(x, z)}{\partial z} = \frac{\partial S(x, z)}{\partial z} - \frac{A_z}{A_x} \frac{\partial S(x, z)}{\partial x}. \quad (9)$$

Используя (9), найдем из выражения для давления (6) распределение плотности:

$$\rho(z, x)g(z) = \rho_0(z)g(z) + \frac{1}{8\pi} \left[\frac{\partial}{\partial z} \left((A_x)^2 + 2\int A_{zz}A_x dx \right) - 2A_z \Delta A \right]. \quad (10)$$

Рассмотрим далее случай осевой симметрии в координатах r, φ, z при условии, что ни одна из величин от φ не зависит. Тогда (1) сведется к системе:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -\frac{1}{2} \frac{d\Omega^2(\psi)}{d\psi} - 4\pi r^2 \frac{\partial P(\psi, z)}{\partial \psi}. \quad (11)$$

$$\rho(r, z)g(z) = -\frac{\partial P(\psi, z)}{\partial z}, \quad T(r, z) = \frac{\mu}{\Re} \frac{P(r, z)}{\rho(r, z)}, \quad (12), (13)$$

где величины

$$\psi(r, z) = \int_0^r B_z r dr, \quad \Omega(r, z) = \frac{4\pi}{c} \int_0^r j_z r dr \quad (14), (15)$$

с точностью до постоянных множителей представляют магнитный поток и электрический ток через круг радиуса r , перпендикулярный к оси z , соответственно, а компоненты магнитного поля выражаются формулами:

$$B_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial a}{\partial z}, \quad B_z = \frac{1}{r} \frac{\partial a}{\partial r}, \quad B_\varphi = \frac{\Omega(a)}{r}. \quad (16)$$

Уравнение (11) отличается от известного уравнения Грэда-Шафранова ([3], с. 326) только тем, что здесь газовое давление зависит как от магнитного потенциала, так и от координаты z , а уравнение (12) означает требование гидростатического равновесия вдоль любой магнитной поверхности $\psi = const$.

Проинтегрируем (11), фиксируя z . Очевидно: $d\psi = \psi_r dr$. (Здесь и далее производную от ψ по координате обозначаем соответствующим нижним индексом). Тогда:

$$\begin{aligned} -4\pi P &= \int \left[\frac{\psi_{rr}}{r^2} - \frac{\psi_r}{r^3} + \frac{\psi_{zz}}{r^2} + \frac{1}{2r^2} \frac{d\Omega^2(\psi)}{d\psi} \right] d\psi - 4\pi C(z) = \\ &= \frac{\Omega^2}{2r^2} + \int \frac{\Omega^2}{r^3} dr + \int \frac{\psi_{zz} + \psi_{rr}}{r^2} \psi_r dr - \int \frac{\psi_r^2}{r^3} dr - 4\pi C(z). \end{aligned}$$

Взяв по частям интеграл $\int \frac{\psi_{rr}}{r^2} \psi_r dr$ и сократив два последних интеграла, приходим к выражению: $4\pi P = \frac{\Omega^2 + \psi_r^2}{2r^2} + \int \frac{\Omega^2}{r^3} dr + \int \frac{\psi_{zz}}{r^2} \psi_r dr + 4\pi C(z)$. Для того чтобы найти распределение плотности, необходимо, согласно (12), вычислить частную производную $\frac{\partial P(\psi, z)}{\partial z}$. Аналогично (7), (8) для любой дифференцируемой функции имеем:

$$\frac{\partial S(r, z)}{\partial r} = \frac{\partial S(r, \psi)}{\partial r} + \psi_r \frac{\partial S(r, \psi)}{\partial \psi} = \psi_r \frac{\partial S(z, \psi)}{\partial \psi}; \quad \frac{\partial S(r, z)}{\partial z} = \frac{\partial S(z, \psi)}{\partial z} + \psi_z \frac{\partial S(z, \psi)}{\partial \psi} = \psi_z \frac{\partial S(r, \psi)}{\partial \psi}.$$

Из второго равенства выводим:

$$\frac{\partial S(z, \psi)}{\partial z} = \frac{\partial S(r, z)}{\partial z} - \psi_z \frac{\partial S(z, \psi)}{\partial \psi} = \frac{\partial S(r, z)}{\partial z} - \frac{\psi_z}{\psi_r} \left(\psi_r \frac{\partial S(\psi, z)}{\partial \psi} \right).$$

Выражение, стоящее справа в круглой скобке, равно $\frac{\partial S(r, z)}{\partial r}$. Отсюда:

$$\frac{\partial S(\psi, z)}{\partial z} = \frac{\partial S(r, z)}{\partial z} - \frac{\psi_z}{\psi_r} \frac{\partial S(r, z)}{\partial r}.$$

В нашем случае

$$S(r, z) = \frac{\Omega^2 + \psi_r^2}{2r^2} + \int \frac{\Omega^2}{r^3} dr + \int \frac{\psi_{zz}}{r^2} \psi_r dr + 4\pi C(z).$$

Подставляя это выражение в последнюю формулу, найдем:

$$\begin{aligned} \frac{\partial S(\psi, z)}{\partial z} &= \frac{\Omega^2}{r^3} \frac{\psi_z}{\psi_r} + \left(\frac{\psi_r^2}{2r^2} \right)_z - \frac{\psi_z}{\psi_r} \left(\frac{\psi_r \psi_{rr}}{r^2} - \frac{\psi_r^2}{r^3} \right) - \frac{\psi_z}{\psi_r} \frac{\Omega^2}{r^3} + \\ &+ \left(\int \frac{\Omega^2}{r^3} dr \right)_z + \left(\int \frac{\psi_{zz} \psi_r}{r^2} dr \right)_z - \frac{\psi_z \psi_{zz}}{r^2} + 4\pi C_z = \\ &= \left(\frac{\psi_r^2 - \psi_z^2}{2r^2} \right)_z + \left(\int \frac{\Omega^2}{r^3} dr \right)_z + \left(\int \frac{\psi_{zz} \psi_r}{r^2} dr \right)_z - \psi_z \left(\frac{\psi_{rr}}{r^2} - \frac{\psi_r}{r^3} \right) + 4\pi C_z = \\ &= \left(\frac{\psi_r^2 - \psi_z^2}{2r^2} + \int \frac{\Omega^2}{r^3} dr + \int \frac{\psi_{zz} \psi_r}{r^2} dr \right)_z - \frac{\psi_z}{r} \left(\frac{\psi_r}{r} \right)_r + 4\pi C_z(z). \end{aligned}$$

Окончательно:

$$\rho g = \frac{1}{4\pi} \left[\left(\frac{\psi_r^2 - \psi_z^2}{2r^2} + \int \left(\frac{\Omega^2}{r^3} + \frac{\psi_{zz} \psi_r}{r^2} \right) dr \right)_z - \frac{\psi_z}{r} \left(\frac{\psi_r}{r} \right)_r \right] + C_z(z). \quad (17)$$

Приведем в качестве примера применения полученных выше общих выражений расчет структуры спокойного солнечного протуберанца (длинное волокно, инвариантное по отношению к произвольным смещениям вдоль декартовой оси y). Зададим функцию магнитного потока в виде:

$$A(x, z) = \frac{B_0}{k^2} \frac{k^2(z - z_0)^2 - 0.25}{(1 + 2k^2(z - z_0)^2 + k^2x^2)^2}, \quad (18)$$

где B_0 – единица измерения напряженности магнитного поля, k – обратный масштаб длины, а z_0 – вертикальная координата геометрического центра конфигурации. С потоком (18) распределения плотности и температуры в волокне, рассчитанные по формулам (4), (6), (10), имеют вид, представленный на рис. 1, 2 и 3.

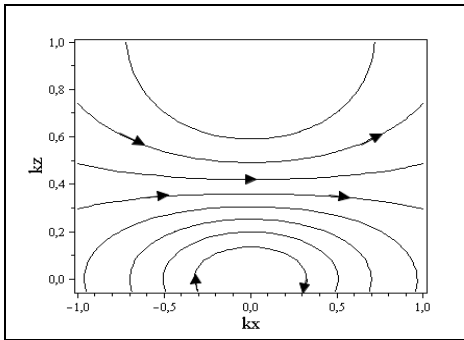


Рис. 1. Геометрическая форма магнитных силовых линий в плоскости $(x - z)$, получаемая из условия $A = const$ для функции (18), соответствует протуберанцу нормального типа – направление поперечного поля в теле протуберанца совпадает с направлением поля на фотосфере вблизи линии раздела магнитных полярностей.

Как видно из представленных рисунков, функция магнитного потока (18) описывает плотное и очень холодное волокно, расположенное непосредственно над фотосферной линией раздела полярностей на относительно небольшой высоте, на интервале от нескольких до 20 тысяч км. Средние по волокну значения плотности, температуры и напряженности магнитного поля типичны для спокойных солнечных протуберанцев.

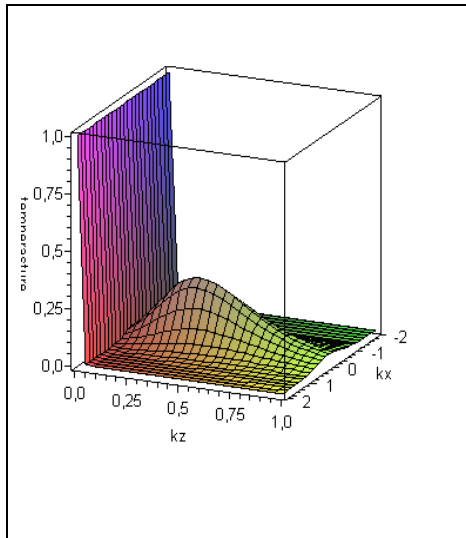


Рис. 2. Пространственное распределение плотности в протуберанце, рассчитанное по формулам (10) и (18) при значении $B_0 = 35 Гс$. Для продольного поля принято $B_y^2(A) = 2k^4 A^2$ и положено $z_0 = 0$. Обратный масштаб длин взят равным $k = 1/20 M_\odot$. Концентрация частиц измеряется в единицах $n_0 = 10^{12} см^{-3}$, согласно модели солнечной короны, описанной в [10]. Максимальная плотность газа в волокне $n = 3 \times 10^{11} см^{-3}$ достигается на интервале от $(0.25 \div 0.35)kz$, что соответствует высотам от 5 до 8 тыс. км от уровня переходного слоя.

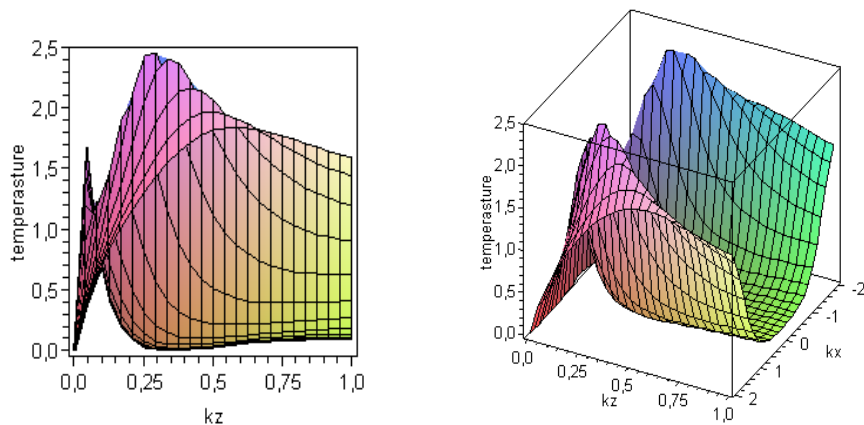


Рис. 3. Распределение температуры газа в том же волокне дано в двух проекциях, T выражена в млн. К. На интервале высот $(0.25 \div 0.35)kz$ температура опускается до 4 000 К.

Работа поддержана Программой Президиума РАН П-30, Программой ОФН-15 и НШ-6110.2008.2.

Литература

1. *B.C. Low*, Solar Phys. **65**, 147 (1980).
2. *B.C. Low*, Astrophys. J. **246**, 538 (1981).
3. *В.Н. Шаповалов, О.В. Шаповалова*, Известия вузов. Физика. **46**, 74 (2003).
4. *А.А. Соловьев*, Астрон. журнал. **87**, №1 (2010).
5. *S.B. Pikelner*, Solar Phys. **17**, 44 (1971).
6. *M. Kuperus and M.A. Raadu*, Astron. Astrophys., **31**.189 (1974).
7. *D.M. Rust and A. Kumar*, Solar Phys. **155**, 69 (1994).
8. *D.M Rust*, Advances in Space Research. **32**, 1895 (2003).
9. *Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц*, Электродинамика сплошных сред. М. Физматлит. (2003).
10. *А.А. Соловьев*, Астрономический журнал. **87**, №1 (2010).

МОДЕЛЬ ПРОТУБЕРАНЦА С ОБРАТНОЙ ПОЛЯРНОСТЬЮ

Соловьев А.А.¹, Киричек Е.А.¹, Кришталь А.Н.², Черемных О.К.³

¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

²Главная астрономическая обсерватория НАН Украины

³Институт космических исследований НАН Украины

THE MODEL OF QUIESCENT PROMINENCE OF INVERSE POLARITY

Solov'ev A.A.¹, Kirichek E.A.¹, Kristal A.N.², Cheremnykh O.M.³

¹Central (Pulkovo) astronomical observatory of RAS

²Central astronomical observatory of NAS, Ukraine

³Space Researches Institute of NAS, Ukraine

The model of solar prominence with the reversal polarity of magnetic field is constructed on the base of inverse magnetohydrostatic problem for systems invariant in the given direction. The particle concentration in the filament is about $(1 \div 5) \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, the temperature amounts $(4 \div 50) \times 10^3 \text{ K}$ and the strength of magnetic field is approximately 10 G.

Решение обратной магнитостатической задачи для систем, обладающих трансляционной инвариантностью (пусть это будет инвариантность относительно смещений вдоль горизонтальной декартовой оси y , совпадающей с осью солнечного волокна) имеет вид [1]:

$$P(z, x) = P_0(z) - (B_y^2(A) - B_y^2(0))(8\pi)^{-1} - \left(2 \int A_{zz} A_x dx + (A_x)^2\right)(8\pi)^{-1}, \quad (1)$$

$$\rho(z, x)g(z) = \rho_0(z)g(z) + \frac{1}{8\pi} \left[\frac{\partial}{\partial z} \left((A_x)^2 + 2 \int A_{zz} A_x dx \right) - 2 A_z \Delta A \right], \quad (2)$$

$$T(x, z) = \frac{\mu P(x, z)}{\Re \rho(x, z)}, \quad B_x = -\frac{\partial A}{\partial z}, \quad B_z = \frac{\partial A}{\partial x}. \quad (3), (4)$$

Здесь $A(x, z)$ – функция магнитного потока, которую следует задавать независимо, тогда давление $P(x, z)$, плотность $\rho(x, z)$, температура $T(x, z)$ и компоненты магнитного поля B_x, B_y определяются из приведенных выражений. Нижние значки у A означают производные по координате. Продольное магнитное поле B_y , входящее в формулу для давления, также следует задавать в виде некоторой функции от потока A . Выберем A в следующей форме:

$$A(x, z) = \frac{B_0}{k} (kz - 0.13) \exp(1 - 5k^2 x^2 - 15k^2 z^2), \quad (5)$$

где B_0 - единица измерения магнитного поля, k – обратный масштаб длины. Для продольного поля примем $B_y^2(A) = 10k^2 A^2$, напряженность B_0 положим равной 10 Гс, а для масштаба длины выберем величину $k^{-1} = 50 \text{ Мм}$. Результаты расчетов по приведенным выше формулам представлены на рис. 1-3.

Функции $P_0(z)$ и $\rho_0(z)$ взяты из модели гидростатической короны, свободной от магнитного поля [1].

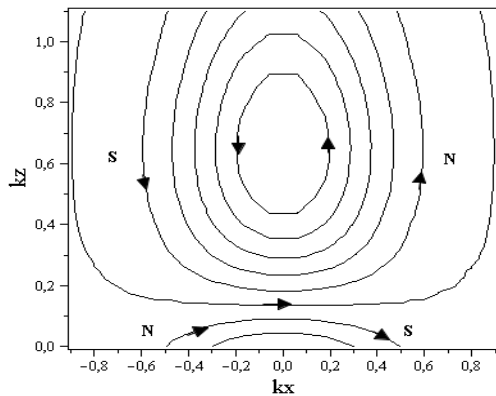


Рис. 1. Геометрическая форма магнитных силовых линий, задаваемая распределением (5). Для наблюдателя, расположенного сверху, полярности магнитного поля на боковых сторонах волокна противоположны полярностям, регистрируемым на фотосфере вблизи нейтральной линии, вдоль и над которой располагается плотное и холодное волокно.

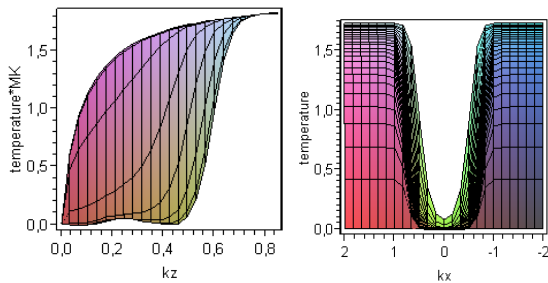


Рис. 2. Распределение температуры в волокне, по высоте (слева) и в поперечном по отношению к оси волокна x -направлении (справа). T выражена в миллионах К. Наиболее низкую температуру, около 4 тыс.К газ имеет на высотах $(0.25 - 0.45)kz$, что соответствует 12-20 Мм.

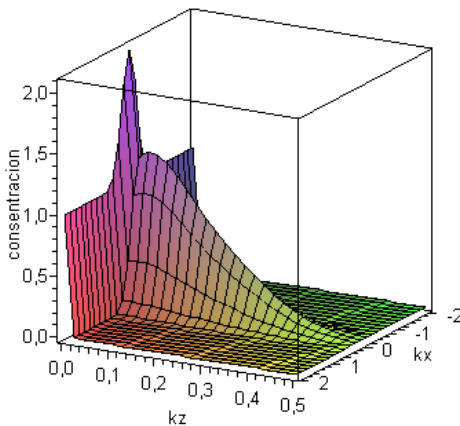


Рис. 3. Распределение концентрации газа в волокне $n(x, z)$ дано в единицах $n_0 = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. В интервале высот $(0.25 - 0.45)kz$, где достигается самая низкая температура газа (до 4000 К), плотность частиц составляет $(1 \div 5) \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, что на два с лишним порядка превышает плотность частиц на соответствующем геометрическом уровне в окружающей волокно гидростатической короне, в которой магнитного поля нет.

Как видим, представленное распределение описывает достаточно плотное и холодное солнечное волокно, расположенное на высотах между 10 и 20 Мм, с поперечным магнитным полем около 10 гаусс и продольным полем с напряженностью около 30 Гс. Волокно расположено над фотосферной линией раздела полярностей. Внешнее магнитное поле отсутствует, поскольку $B_y(A)$ обращается в ноль на бесконечности, при $A \rightarrow 0$.

Литература

1. А.А. Соловьев. *Астрономический журнал*. 87, №1 (2010).

МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ СИНОПТИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ НА ГОРНОЙ СТАНЦИИ ГАО РАН

Тлатов А.Г., Васильева В.В., Макарова В.В.

Кисловодская Горная станция ГАО РАН

PROCESSING METHODS FOR SYNOPTICAL OBSERVATION OF SOLAR ACTIVITY AT KISLOVODSK SOLAR STATION

Tlatov A.G., Vasil'eva V.V., Makarova V.V.

Kislovodsk solar station of the Pulkovo observatory

The work describes methods of detection for the solar activity's elements which are used at Kislovodsk Solar Station. The results of automated recognition are verified with the available statistical data from other observatories that revealed high detection accuracy. The work also contains the parameters of solar spots' areas, solar spots' shadows, faculae in accordance with the observations in white light throughout the 23rd cycle and magnetic flows of these active elements, calculated at Kislovodsk Solar Station, and white-light images and magnetograms from SOHO/MDI.

1. Введение

Синоптические наблюдения на Кисловодской солнечной станции выполняются с 1947 года. На станции проводятся наблюдения солнечных пятен, низкоширотных факелов в белом свете, протуберанцев в линии Н-альфа, спектральной короны в линиях 5303Å и 6374Å, наблюдения диска Солнца в линиях CaIIK и Н-альфа, полярных факелов и радионаблюдения на волнах 5 и 3 см. За это время накоплены фотографические архивы рядов наблюдений и ряды обработки этих данных. Одним из основных условий при переходе на компьютерные методы обработки для нас служил критерий максимального сохранения системы рядов полученных данных. То есть максимального соответствия площади, числа и других параметров выделяемых активных элементов прежней ручной процедуре. С другой стороны, компьютерные методы позволяют облегчить процедуру анализа изображений и выполнить промеры индексов, ранее не выполнявшихся ввиду трудоемкости.

Поэтому нами была поставлена задача создания алгоритмов и программных средств, позволяющих выполнять ежедневный анализ изображений в полуавтоматическом режиме, когда критерии выделения активных элементов проводятся при контроле наблюдателя. А также в режиме полностью автоматической обработки длительных серий наблюдательных данных.

В статье мы приводим результаты сравнения обработки наблюдений в белом свете в режиме автоматической и ручной обработки.

2. Сравнительные результаты анализа 23-го цикла активности в белом свете

Данные наблюдений Солнца в белом свете телескопом SOHO/MDI являются удобным набором данных для проверки алгоритмов и программных средств выделения элементов солнечной активности. Данные обеспечивают наблюдения в континууме вблизи линии NiI 6768Å и магнитограммные наблюдения в этой линии [5]. На изображениях в белом свете представлены как солнечные пятна, так и факельные площадки, контраст которых возрастает у солнечного лимба

Мы приводим результаты автоматического выделения площадей солнечных пятен, ядер солнечных пятен и факелов в белом свете и сравнение этих параметров с результатами полуавтоматического выделения по наблюдениям Кисловодской солнечной станции. В качестве параметров для выделения солнечных пятен мы использовали метод порогового уровня [7] $\Delta I' < 0,91 \cdot I_{QS}$, где I_{QS} – локальный уровень спокойного Солнца.

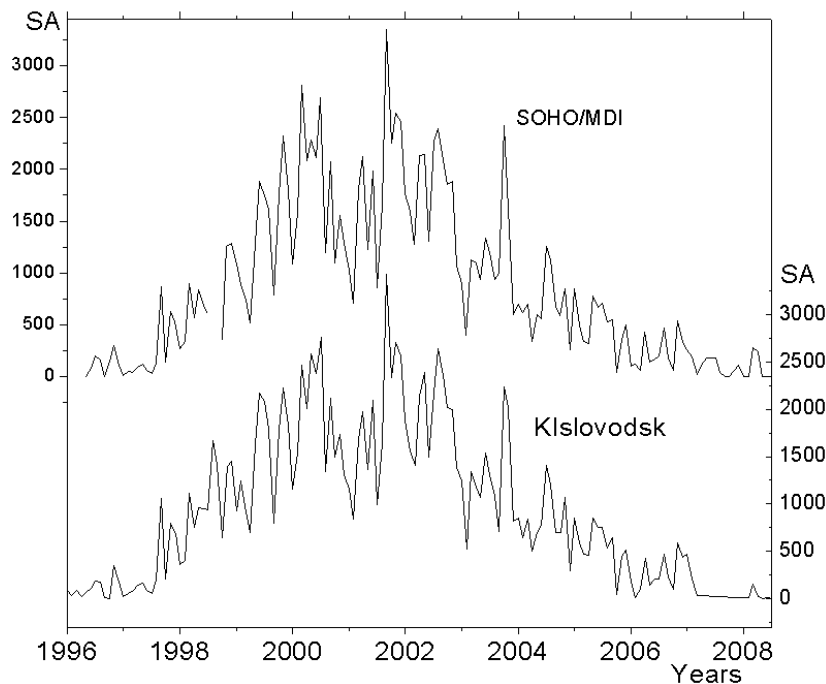


Рис. 1. Среднемесячные значения площади пятен по данным автоматической обработки наблюдений SOHO/MDI (верхняя панель). На нижней панели представлены результаты ручной обработки площади солнечных пятен по данным Кисловодской солнечной станции. Площадь представлена в единицах $10^{-6} \cdot S_{hm}$.

На рис. 1 представлены среднемесячные значения площади пятен и площади тени пятен. Сравнение с данными ручной обработки можно выразить соотношениями: $A_{spot}^{MDI} = -20(\pm 15) + 0,95(\pm 0,013)A_{spot}^{Kisl}$, $R = 0,987$ с данными Kисловодск solar station и $A_{spot}^{MDI} = -9(\pm 13) + 1,07(\pm 0,012)A_{spot}^{NOAA}$, $R = 0,991$ с данными US Air Force/NOAA Data Center, US (<http://solarscience.msfc.nasa.gov>). Высокий коэффициент корреляции данных и коэффициент b в формуле

линейной регрессии, близкий к 1, говорит об эффективности выбранных параметров.

Информация о внутренней структуре солнечных пятен является важной для различных приложений, таких как динамика развития солнечных пятен, определение вклада пятен в полный поток солнечного излучения, развитие моделей структуры солнечных пятен и др. Мы провели выделение тени пятен. На Рис. 2 (верхняя панель) представлены среднемесячные значения площади тени за период 1996-2008 гг. Площади тени пятен связаны с площадью пятен соотношением $U = 34(\pm 10) + 0,13(\pm 0,008)A_{spot}^{MDI}$, $R = 0,80$. Для изучения характеристики отдельных пятен используется параметр $q' = \bar{A}/U - 1$, где A – полная площадь всего пятна, U – площадь тени. [1]. На Рис. 2 (нижняя панель) приведены вариации этого параметра в течение 23-го цикла активности. Средняя величина параметра в 23-м цикле составила $\bar{q}' \approx 4,2$ что близко к значению в 16 и 17-м циклах активности по данным Greenwich observatory [1].

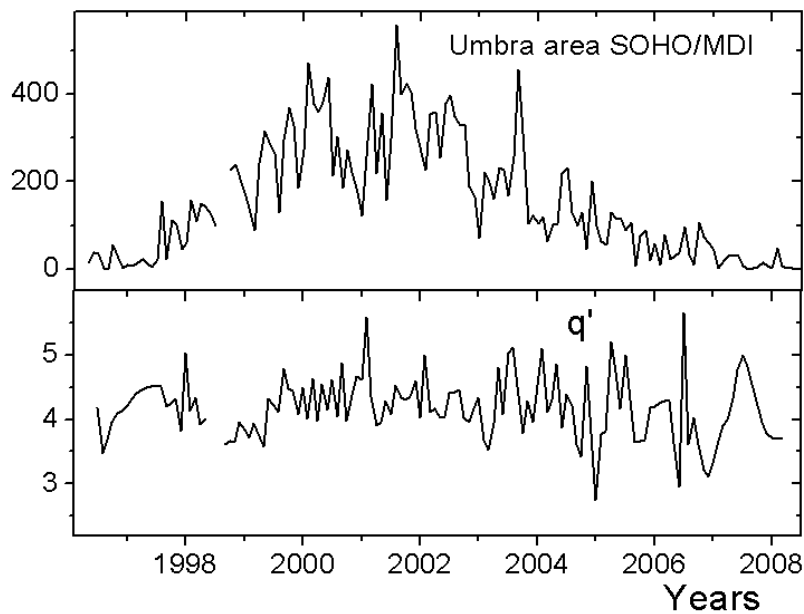


Рис. 2. Верхняя панель: Среднемесячные значения площади тени солнечных пятен по данным автоматической обработки наблюдений SOHO/MDI. На нижней панели представлен параметр q' отношения площади всего пятна к площади тени пятна: $q' = \bar{A}/U - 1$.

Одним из важных вопросов, касающихся оценки изменения светимости, является соотношение между площадью солнечных пятен, являющимися областями пониженной светимости, и площадью факельных площадок [2, 3]. Для выделения факелов в белом свете мы использовали пороговый уровень $\Delta I' > 1,05 \cdot I_{QS}$. На Рис. 3 представлены среднемесячные значения площади факелов, полученные при ручной обработке на ГАС ГАО и при автоматической обработке по данным SOHO/MDI. Между этими ря-

дами существует соотношение: $A_{Faculae}^{MDI} = 0,2(\pm 0,3) + 2,94(\pm 0,1)A_{Faculae}^{Kisl}$ при коэффициенте корреляции $R = 0.91$. Площадь факелов в белом свете при автоматической обработке почти в 3 раза выше площади факелов, полученной при ручной обработке. Между площадью пятен и площадью факелов следующее соотношение: $A_{Faculae}^{MDI} = 1,3(\pm 0,3) + 5,4(\pm 0,2)A_{spot}^{NOAA}$, $R = 0,88$.

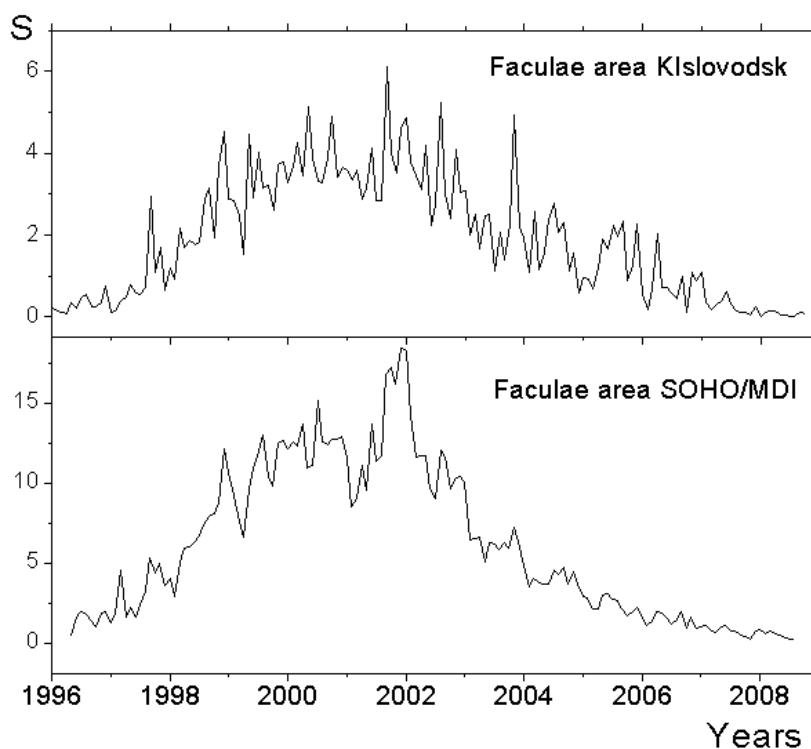


Рис. 3. Верхняя панель: Среднемесячные значения площади факелов в белом свете по данным ручной обработки ГАС ГАО. Нижняя панель: Площадь факелов, полученная при автоматической обработке по данным наблюдений SOHO/MDI. Площадь представлена в единицах $10^{-3} \cdot S_{hm}$.

Наибольший контраст факелов в белом свете наблюдается вблизи солнечного лимба. Заданные параметры автоматического детектирования позволяли выделять факелы в диапазоне расстояний $0.3 < r/R < 1.0$. Поэтому, как правило, площадь факелов в белом свете меньше площади факелов, регистрируемых в спектральных линиях. Так, между площадью факелов в линии CaIIK по данным наблюдений обсерватории Кодайканал в работе [4] установлено соотношение: $A_{plage}^{CallK} = 8,5(\pm 0,3) + 15(\pm 0,25)A_{spot}^{NOAA}$, $R = 0,88$, т.е. найденная площадь факелов в белом свете примерно в 3 раза меньше площади кальциевых площадок.

Для определения параметров магнитного поля мы провели наложение границ пятен и факелов, найденные в белом свете, на магнитограммы, наиболее близкие по времени. Похожий анализ использовался в работе [7]. Значения магнитного потока для солнечных пятен и отдельно для тени солнечных пятен и факелов представлены на Рис. 4. При определении по-

тока мы использовали данные магнитного поля вдоль луча зрения, взятые из ежедневных магнитограмм, по времени наиболее близкие к изображениям в белом свете. Эффекты насыщения магнитного поля не учитывались [6]. Абсолютные значения магнитного потока от солнечных пятен и факелов связаны соотношением: $\Phi_{Faculae} = 27(\pm 7) + 0,66(\pm 0,04)\Phi_{Spot}$, $R = 0,81$. Между

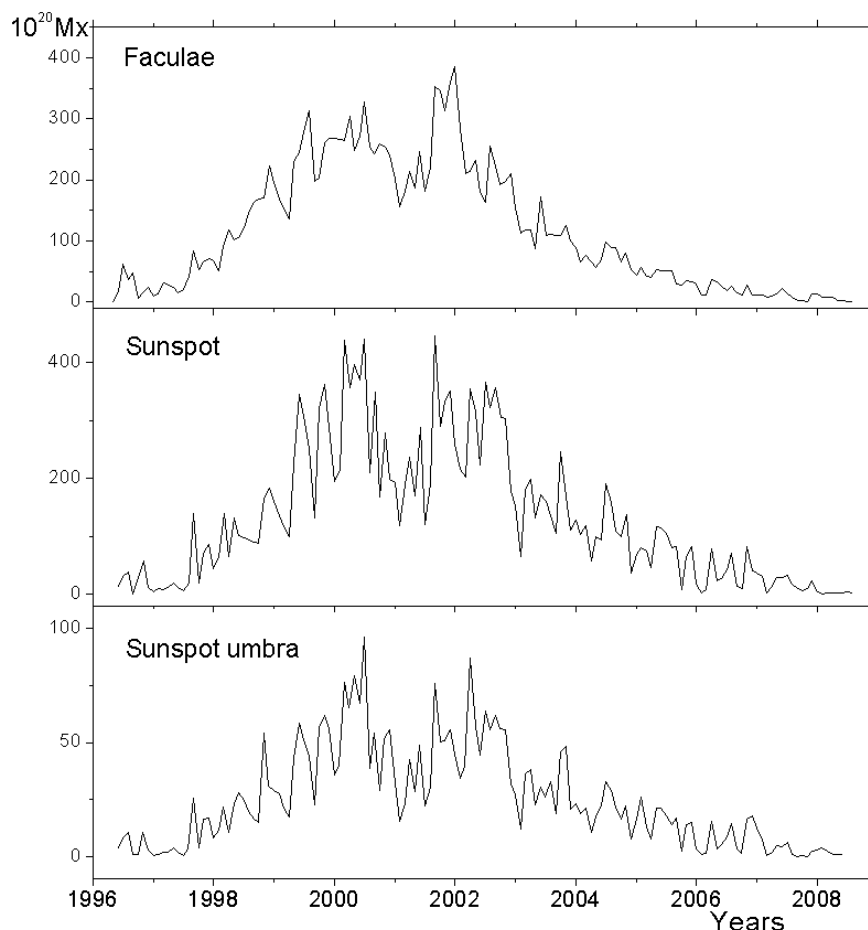


Рис. 4. Абсолютные величины магнитного потока, полученные при наложении выделенных элементов активности на магнитограммы по данным SOHO/MDI.

Верхняя панель: Магнитный поток факелов.

Средняя панель: Магнитный поток солнечных пятен.

Нижняя панель: Магнитный поток тени солнечных пятен.

площадью пятен, выраженной в миллионных долях солнечной полусферы, и их магнитным потоком в единицах 10^{20} Mx существует следующее соотношение: $\Phi_{Spot} = 3,9(\pm 3) + 0,147(\pm 0,03)A_{Spot}$, $R = 0,98$.

3. Заключение

В работе представлены параметры солнечных пятен, тени солнечных пятен, факелов по наблюдениям в белом свете в течение 23-го цикла и магнитные потоки этих элементов активности, вычисленные по наблюдениям SOHO/MDI. Основной целью разрабатываемых нами автоматических

методов является сохранение стабильности системы рядов наблюдений. Сравнение площади солнечных пятен, проведенное для 23-го цикла активности в автоматическом режиме, с результатами ручной обработки по данным ГАС ГАО и NOAA показало высокую степень корреляции и близкие абсолютные значения. Применение автоматических и полуавтоматических компьютерных методов позволяет значительно расширить перечень измеряемых параметров, проводить перекрестный анализ данных на изображениях различных типов наблюдений.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и программ РАН.

Литература

1. *Antalova A.*: 1971, BAICz, 22, 352.
2. *Foukal P. and Lean, J.*: 1988, ApJ, 328.
3. *Fröhlich C.*: 1994, in *The Sun as a Variable Star: Solar and Stellar Irradiance Variations*, ed. J.M. Pap, C. Fröhlich, H.S. Hudson and S.K. Solanki; Cambridge: Cambridge Univ. Press, 355.
4. *Tlatov, A.G., Pevtsov, A.A., Singh, J.*: 2009, *Solar Physics*, **255**, 239.
5. *Scherrer, P.H., Bogart, R.S., Bush, R.I. and 9 other authors and MDI Engineering Team*: 1995, *Solar Phys.* **162**, 129.
6. *Ulrich, R.K.; Bertello, L.; Boyden, J.E.; Webster, L.*: 2009, *Solar Physics*, **255**, 53.
7. *Zharkov S., Zharkova V.V. and Ipson S.S.*: 2005, *Solar Physics*, **228**, 377.

ВЕБ-СИСТЕМА АНАЛИЗА СОЛНЕЧНЫХ ДАННЫХ РАТАН-600

Тохчукова С.Х., Кальтман Т.И., Модин Е.В.

Специальная Астрофизическая обсерватория, Санкт-Петербург, Россия

THE WEB-BASED SYSTEM FOR THE RATAN-600 SOLAR DATA ANALYSIS

Tokhchukova S.Sh., Kaltman T.I., Modin E.V.

Special Astrophysical observatory, Saint Petersburg, Russia

The circularly polarized solar emission (right and left polarization) are regularly registered in a broad range of microwaves (3-18 GHz with 1% spectral resolution) at 80 channels simultaneously.

Presented here an intelligent information system is intended to a data collection, storage, processing, analysis, modeling and a convenient using of the large data archive via the interactive web applications.

The system carries out an automatic quality control and preprocessing of the data, a search of active regions and their identification. The system provides the web interface to analyze a data, to compare with data of other observatories (SOHO, SSRT, Nobeyama) and so on.

Сетевой интерактивный ресурс данных <http://www.spbf.sao.ru/prognoz/> предназначен для решения задач диагностики солнечной плазмы и прогноза солнечной активности в режиме онлайн на основе регулярных данных нового многоволнового комплекса радионаблюдений Солнца на РАТАН-600. Спектрально-поляризационные наблюдения Солнца в диапазоне 3-18 ГГц с 1% разрешением по частоте проводятся на 80 каналах, из которых одновременно регистрируются 56 каналов, выбранные наблюдателем.

Сервер является конечным элементом автоматизированной системы сбора и переноса солнечных данных РАТАН-600, предоставляя свободный доступ по сети Интернет коллективам научных учреждений РАН и заинтересованным зарубежным пользователям к архивам данных, веб-приложениям для просмотра и обработки данных, веб-приложениям для моделирования радиоизлучения различных структур в атмосфере Солнца.

Для сопоставления с данными РАТАН-600 на сайте используются данные других крупных радиотелескопов и радиогелиографов, таких как радиогелиограф Нобейма на волне 1.7 см, ССРТ (Сибирский солнечный радиотелескоп) на волне 5.2 см, радиогелиограф метрового диапазона в Нансей (Франция). Для задач сайта также ежедневно скачиваются в автоматическом режиме спутниковые данные SOHO MDI (FITS), Hinode XRT (FITS), изображения в формате GIF с SOHO EIT и др.

Пользователям предоставлены следующие возможности по обработке и представлению данных солнечных наблюдений на РАТАН-600:

- 1) поиск в базе данных по дате/времени проведения наблюдения и другим параметрам, для выбора ряда наблюдений для исследования;
- 2) разнообразные способы графического представления данных (некоторые примеры показаны на рис. 1, 2);

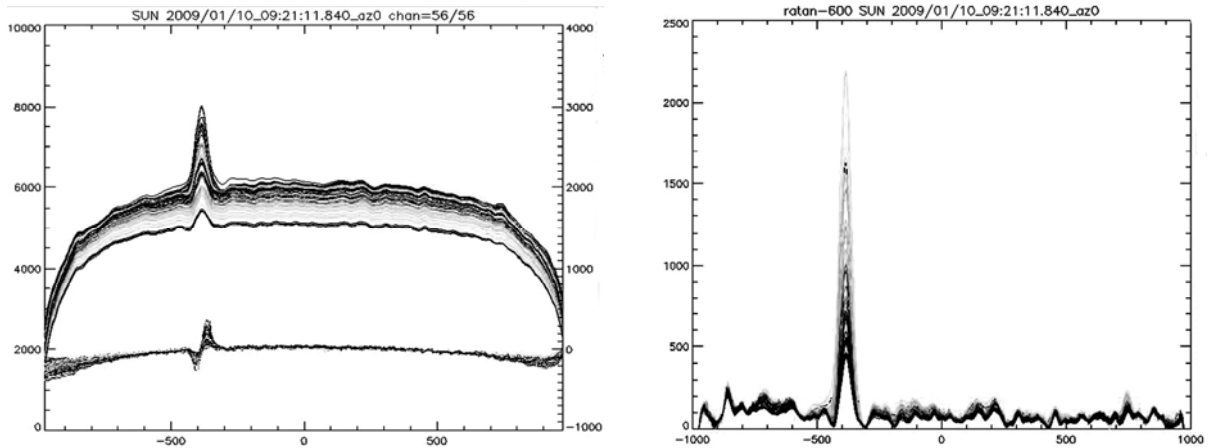


Рис. 1. Слева: откалиброванные данные наблюдений на РАТАН-600 за 10.01.09, показаны сканы излучения Солнца в полной интенсивности и поляризации (параметры Стокса I, V), показаны все имеющиеся частоты в градациях серого (на сайте есть также возможность выбрать одну из многочисленных цветных палитр). Справа: те же данные (параметр Стокса I) после вычитания уровня спокойного Солнца, видна активная область и множество супергрануляционных источников.

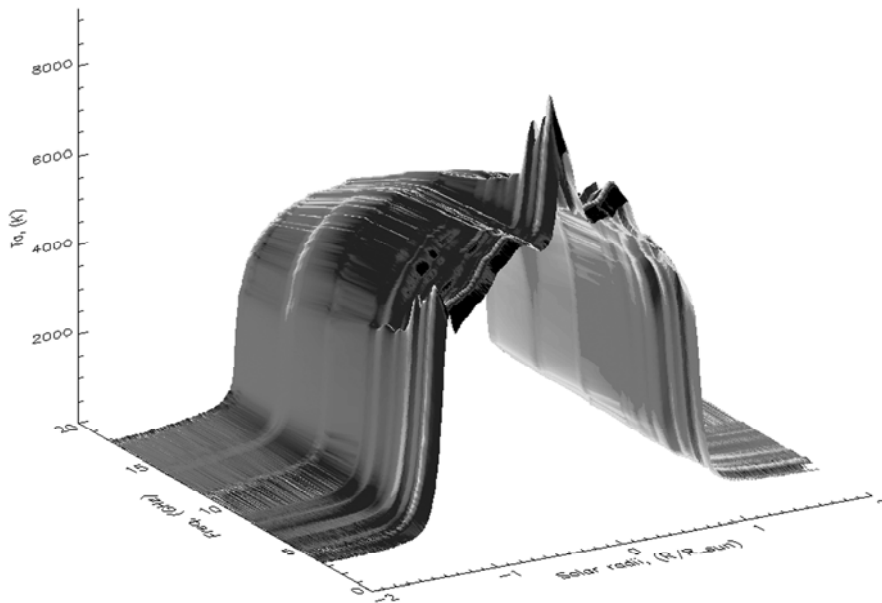


Рис. 2. Трехмерное представление данных наблюдений на РАТАН-600 за 15.05.09. Показаны откалиброванные сканы излучения Солнца в полной интенсивности, вдоль оси абсцисс – расстояние в солнечных радиусах, по оси ординат – частоты.

- 3) первичная обработка данных (удаление неисправных каналов, калибровка), полученный результат доступен в форматах FITS и GIF;
- 4) сопоставления с данными других телескопов (примеры на рис. 3);

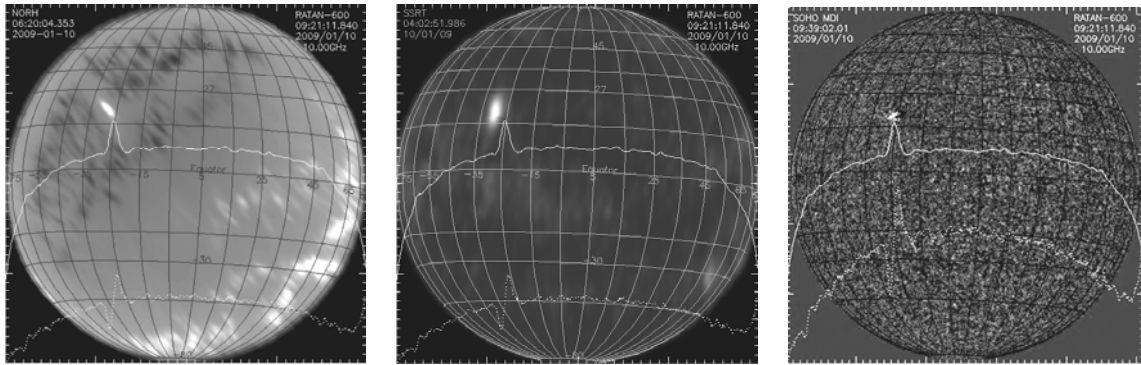


Рис. 3. Сканы излучения Солнца в полной интенсивности и поляризации, полученные на РАТАН-600 за 10.01.09 на выбранной частоте 10 ГГц, наложены на двумерные изображения Солнца, полученные на Nobeyama (слева), ССРТ (в центре) и SOHO MDI (справа).

5) получения спектров антенной температуры и поляризации излучения в любой выбранной пользователем точке на скане Солнца (рис. 4, слева);

б) автоматического распознавания изображения для определения местоположения активных областей, с гаусс-анализом найденных локальных источников (рис. 4, справа), для дальнейшего расчета физических параметров (яркостная температура, плотность потока, размер источника, магнитное поле и др.) плазменных структур, ассоциированных с локальными источниками;

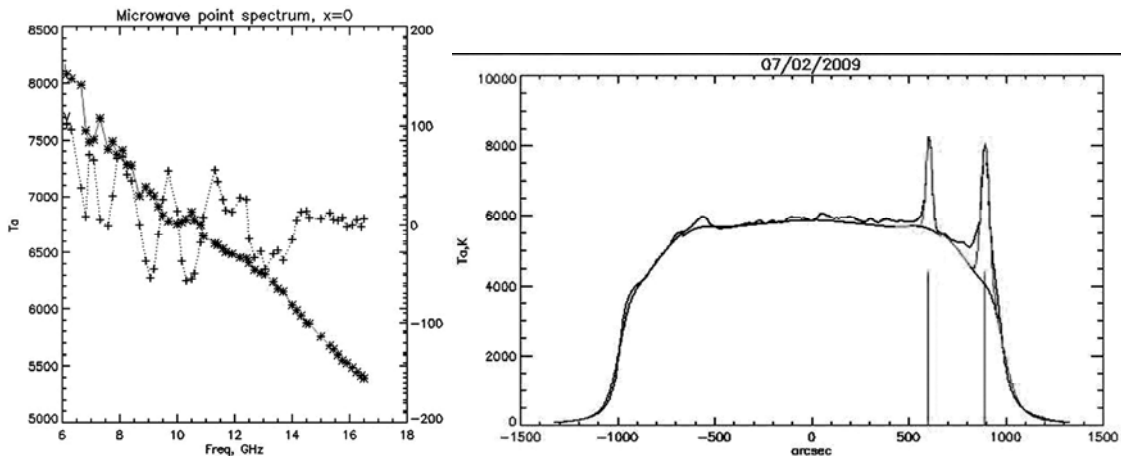


Рис. 4. Слева: пример спектров антенной температуры и поляризации для некоторой точки, выбранной пользователем на скане Солнца. Справа: на скане Солнца автоматически выделены два локальных источника и в них вписаны гауссианы. Результаты соответствующего гаусс-анализа предоставляются пользователю на сайте в виде таблиц и графиков.

7) обзор данных непосредственно после проведения наблюдения, на одной странице с последними данными других радиотелескопов, для оценки текущего состояния солнечной атмосферы;

8) просмотр данных в необработанном виде, для контроля наблюдений.

На сайте также предоставлены информационные материалы по наблюдениям на РАТАН-600 и программное обеспечение для обработки данных в оффлайне.

На сайте работают следующие приложения для моделирования различных плазменных структур, наблюдаемых на телескопе РАТАН-600:

1) Построение силовых линий магнитного поля петли в двумерной дипольной аппроксимации. Силовые линии соединяют два разнополярных диполя, погруженных под фотосферу. На графике также выводятся расчетные значения магнитного поля в вершине петли на разных высотах в короне Солнца.

2) Построение силовых линий магнитного поля пятна и пяти гирорезонансных уровней в двумерной дипольной аппроксимации магнитного поля.

3) Расчет циклотронного излучения пятна в трехмерной дипольной аппроксимации магнитного поля. Расчетные распределения яркостной температуры проходят операцию свертки с приближенной диаграммой направленности РАТАН-600 для сравнения с результатами наблюдений пятенных источников. Подбор параметров модели, дающих результат, наиболее близкий к наблюдаемому, позволяет определять физические параметры (магнитное поле, плотность, температура) наблюдаемых источников.

Расчет одномерной диаграммы направленности антенны РАТАН-600 на сайте осуществляется методом Коржавина А.Н. по программе br1 (автор Верходанов О.В.)

Расчет эфемерид Солнца для наблюдений на РАТАН-600 является необходимым элементом подготовки наблюдений и осуществляется на сайте по программе EFRAT 2, разработанной сектором Эфемеридного обеспечения ГАО РАН.

Также на сайте планируется осуществлять автоматизированный прогноз солнечной активности, основанный на программном анализе спектрально-поляризационных характеристик активных областей по наблюдениям на РАТАН-600. В настоящее время разрабатывается соответствующее программное обеспечение.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 06-02-17034-а.

АСИММЕТРИЯ КОНТУРОВ КОРОНАЛЬНОЙ ЛИНИИ $\lambda 6374\text{\AA}$

Тягун Н.Ф.

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск

THE ASYMMETRY OF THE Fe X 6374 PROFILES

Tyagun N.F.

Institute of Solar-Terrestrial Physics, P.O.Box 4026, Irkutsk, 664033, Russia

A qualitative analysis of the numerous set of Fe X 6374 profile shapes shows that 80% of them are asymmetric. The portion of profiles with more intensive blue wings makes up about 52 % and that with more intensive red wings is only 28 %. In the search for the reason of such blue wings enhancements the distributions of light-of-sight velocities in the every latitudinal interval of 10° are considered (around 5500 profiles are used). This consideration represents some analogy with the formation of the observed profiles in a transparent atmosphere. These distributions also demonstrate the blue asymmetry caused to all appearance by the slower-than-average rotation of the sun at these years, which is in conformity with works of Labonte and Howard and Makarov and Tlatov. This approach fails to explain the nature of the Fe X 6374 blue wing enhancements.

В подавляющем большинстве работ, выполненных на основе наблюдаемых контуров линий излучения короны в оптическом диапазоне, информация о физике излучающей плазмы извлекается после аппроксимации этих контуров кривой Гаусса. Аппроксимирование гауссианой обуславливает однозначность определения основных параметров контура: полной интенсивности, центральной интенсивности, полуширины и доплеровского сдвига, соответствующего лучевой скорости. Если имеются отклонения от кривой Гаусса, то значения этих параметров будут другими. Процедура аппроксимации оправдана, если ее целью является оценка величин физических параметров в первом приближении. При более углубленном исследовании интерес представляют как раз отклонения от гауссианы, несущие в себе ту или иную информацию о корональной плазме.

Наш опыт работы с фотометрическими контурами показывает, что в большинстве случаев эти контуры не являются правильными гауссианами. Это также подтверждается рядом других исследований [1-5]. В работах Делоне, Макаровой и Якуниной [2] и Raju [5] показано, что сложные контуры явно разлагаются на несколько составляющих. Это говорит о том, что в прозрачной для своего излучения короне каждый измеренный контур содержит в себе всю информацию о поведении плазмы на луче зрения и, следовательно, форму наблюдаемого итогового контура в большой степени определяют неоднородности, которые этот луч зрения пересекает. В [2] отмечается также, что сложные контуры наиболее характерны для $\lambda 6374\text{\AA}$. Однако, как показал опыт, бóльшую долю составляют асимметричные

контуры, т.е. с усиленным красным либо синим крылом. Этот факт, как нам кажется, заслуживает внимания, и в настоящей работе является предметом исследования.

Материалом для исследования послужил архив контуров линии $\lambda 6374\text{\AA}$, использованный ранее в работе [6]. Это около 5500 контуров красной линии, полученных при наблюдении с коронографом Саянской обсерватории в 1968-1972 гг. Дисперсия во втором порядке составляет $0.95 - 0.98\text{\AA}/\text{мм}$. Фотометрирование проведено с диафрагмой $0.45 \times 0.05\text{\AA}$ и шагом $\sim 1.5^\circ$ по широте. Материал почти равномерно распределен по лимбу с некоторым преимуществом на тех широтах, где разброс лучевых скоростей больше.

Подробный анализ форм контуров показал, что, во-первых, около 80% всех контуров приходится на долю асимметричных и только 20% составляют симметричные, столообразные, двухвершинные и прочие. Из асимметричных, в свою очередь, 52% приходится на долю контуров с синим крылом, а 28% – с красным. Интересно, что синие крылья преобладают независимо от того, где мы наблюдаем, на E-краю, или на W-краю.

О чем может говорить асимметрия контура? В приложении к короне Солнца это может свидетельствовать, прежде всего, об избытке движений определенного знака на луче зрения. Однако такой вывод неоднозначен, так как форма контура зависит не только от движений, но и от других причин, в частности, от градиентов скорости. В поисках ответа на этот вопрос естественно обратиться к рассмотрению более простого явления – поведению доплеровских сдвигов самих линий, которые определяются преимущественно ядром линии. Доплеровские сдвиги уже были использованы нами в работе [6] с целью определения закона вращения короны. Кривая вращения была построена по точкам, соответствующим средним значениям сдвигов в каждом 10° интервале широты (см. Рис. 2). При этом отбраковывались значения сдвигов, превышающие 2σ . То есть априори подразумевалось, что параметры плазмы и, в частности, лучевые скорости распределены случайно и подчиняются нормальному закону. Таким образом, в результате применения довольно жесткого критерия отбраковки средние значения определялись преимущественно ядром распределений лучевых скоростей в каждом 10° интервале широты, крылья отсекались. Отметим, что на полученной кривой вращения обозначились два провала: на широтах в области $(30-40)^\circ$ и $(60-70)^\circ$, что интерпретировалось нами в [6] как наличие зональных течений на этих широтах со знаком, противоположным вращению. Впоследствии в [7] было проведено сравнение наших результатов с результатами работы [8], в которой авторы обнаружили существование торсионных колебаний на Солнце, проявляющихся на определенных широтах на поверхности Солнца зонами с избытком и недостатком движений относительно средней кривой вращения. Сравнение показало совпадение положений этих широтных зон, найденных в обеих работах с той раз-

ницей, что масштаб избытка и недостатка движений в короне примерно на два порядка выше, чем в фотосфере.

В связи с предметом исследования в настоящей работе интересно рассмотреть действительный характер распределений доплеровских сдвигов по 10° интервалам, включая крылья. Этот интерес вызван тем, что имеется некоторая аналогия в формировании контуров линий и гистограмм распределений лучевых скоростей по большому числу данных. Как в том, так и в другом случае форму определяют лучевые скорости с той разницей, что контур отражает мгновенное состояние доплеровских скоростей на луче зрения, а гистограмма характеризует распределение этих скоростей, относящееся к конечному интервалу времени в определенном диапазоне широт. Такие гистограммы были построены и оказалось, что за исключением двух интервалов широт – $(0-10)^\circ$ и $(60-70)^\circ$ – все они также показывают усиленные синие крылья (см. примеры на рис. 1).

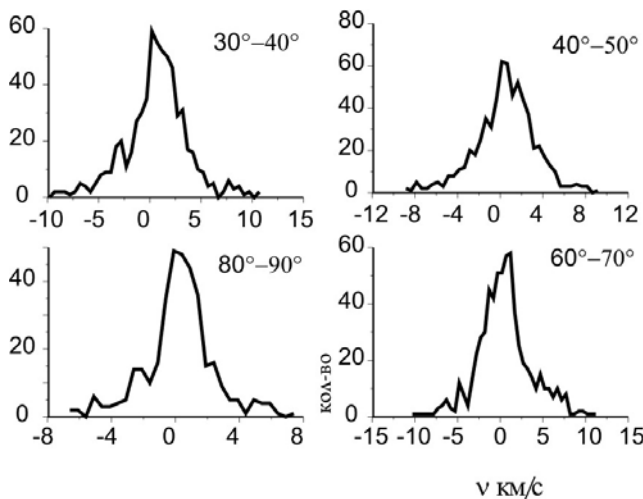


Рис. 1.

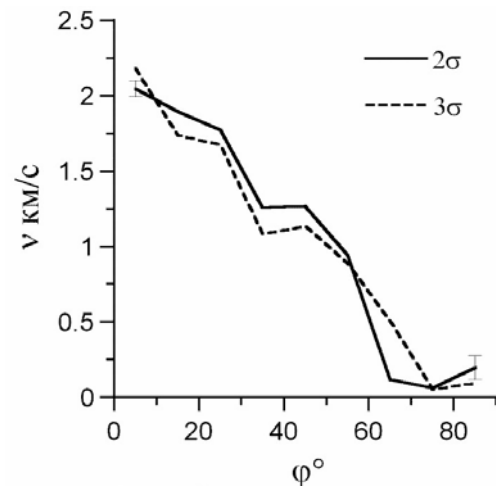


Рис. 2.

В наличии синих крыльев и отклонении распределений доплеровских сдвигов от нормального закона легко также убедиться, если сделать пересчет средних в 10° интервалах с менее жестким критерием отсева, например, 3σ . На рисунке 2 видно, что кривая теперь в основном идет ниже первоначальной. Интересно, что провал на $\phi = (30-40)^\circ$ сохранился, а на $\phi = (60-70)^\circ$ исчез: сказалось красное крыло распределения на этой широте. Возможно, что ядро распределения и крылья отражают движения разного происхождения. Возможно также, что в течение промежутка времени наблюдений, вошедших в анализ, произошла смена знака движений на луче зрения, обусловившая образование крыла.

Таким образом, усиленные синие крылья гистограмм распределений однозначно говорят о наличии движений в короне в сторону противоположную направлению вращения. Причем для периода 1968-1972 гг. такие движения присутствовали на большей части широт. Исследования на

близкую тему выполнены в работах [9, 10]. Если на рисунке крутильных колебаний, приведенном в работе [9], обозначить моменты наших наблюдений $\lambda 6374\text{\AA}$, то можно увидеть, что они попадают преимущественно на "белые" места на этом рисунке, то есть на зону "медленного" вращения на большинстве широт. Таким образом, наши результаты по доплеровским сдвигам, полученные в [6] и в настоящей работе, согласуются с результатами работ [8] и [9, 10]. То есть с достаточной степенью уверенности можно говорить, что синие крылья на гистограммах распределений лучевых скоростей обусловлены недостатком движений относительно вращения. Можно ли таким же образом объяснить усиленные синие крылья линии $\lambda 6374\text{\AA}$? Как говорилось выше, аналогия в образовании тех и других имеется, но есть и существенное различие, заключающееся в следующем. Распределения лучевых скоростей были построены после приведения значений со всего лимба к одному квадранту. То есть данные по E- и W- краям по лучевым скоростям находятся в согласии. Что касается профилей $\lambda 6374\text{\AA}$, то они имеют усиленные синие крылья как на E-, так и на W-краях, и это озадачивает. Мысль о существовании какой-то внешней причины, одинаково влияющей на профили на обоих краях Солнца, например, влияния направления на галактический центр (межзвездный ветер) тоже отпадает, так как в этом случае у контуров, наблюдаемых летом (наш случай) должны быть усилены красные крылья.

Таким образом, если синие крылья на гистограммах распределений лучевых скоростей можно объяснить явлением недостатка движений на поверхности Солнца по отношению к вращению (зональные течения, крутильные колебания), то синие крылья самих контуров наблюдаемых по всему лимбу, объяснить пока не удается.

Литература

1. *Billings D.* A Guide to the Solar Corona. Academic Press New York, 1966.
2. *Delone A.B., Makarova E.A., Iakunina G.V.* J.Ap.A., 1988. V.9. P.41- 47.
3. *Chandrasekhar T., Desai I.N., Ashock N.M., Pasachoff J.M. and Sivaraman K.R.* Applied Opt., 1984. V.23. P.508 - 511.
4. *Raju K.P., Desai J.N., Chandrasekhar T. and Aschok N.M.* Mon. Not. Astron. Soc., 1993. V. 263. P.789 - 797.
5. *Raju K.P.* Sol. Ph., 1999. V.185. P 311 - 322.
6. *Stepanov V.E. and Tyagun N.F.* Proc. IAU symposium N 71 "Basic Mech. Of Solar Activity", ed. Bumba and Klezek. Dordrecht, 1971. P. 101 - 106.
7. *Куклин Г.В., Степанов В.Е.* Publications of Debrecen Helioph. Observatory, 1983. V.5. P.389-408.
8. *Labonte B.J. and Howard R.* Sol. Ph., 1982. V.75. P.161 - 178
9. *Макаров В.И., Тлатов А.Г.* Астр. Ж., 1995. Т.72. N5. С.749-752.
10. *Макаров В.И., Тлатов А.Г.* Астр. Ж., 1997. Т.74. N4. С.615-620

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ И КИНЕМАТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ ПО ДАННЫМ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ STEREO

Файнштейн В.Г., Цивилева Д.М., Кашапова Л.К.

ИСЗФ СО РАН, 664033 Иркутск-33, а/я-291. e-mail: vfain@iszf.irk.ru

DETERMINATION OF GEOMETRIC AND KINEMATICAL PARAMETERS OF CORONAL MASS EJECTIONS USING STEREO DATA

Fainshtein V.G., Tsivileva D.M. and Kashapova L.K.

Institute of Solar-Terrestrial Physics, Siberian Department, Russian Academy of Sciences

The present paper proposes a new method for determining true 3D geometric and kinematical CME parameters from simultaneous observations of CMEs by STEREO A, B. These parameters are the direction of CME motion; the CME front position depending on time; velocity and acceleration of CME along its axis, and CME angular size.

1. Введение

Наблюдаемые в поле зрения коронографа корональные выбросы массы (КВМ) представляют собой проекции трехмерных структур на плоскость неба. Это приводит к тому, что найденные в плоскости неба («видимые») параметры КВМ (скорость, угловые размеры и др.) могут заметно отличаться от их истинных характеристик в трехмерном пространстве.

Запуск космических аппаратов STEREO A,B обеспечил возможность для нахождения истинных параметров КВМ в трехмерном (3-М) пространстве. К настоящему времени предложено несколько методов определения таких параметров КВМ [1-4] с использованием данных STEREO A,B. В настоящей работе предложен и протестирован новый, относительно простой и быстрый метод оценки 3-М параметров КВМ по данным STEREO A,B.

2. Данные и описание метода

2.1. Для определения «видимых» параметров КВМ использовались изображения короны, полученные установленными на STEREO A,B коронографами COR1A,B [5]. Эти параметры находились либо визуально с помощью изображений короны, либо с использованием радиальных и широтных распределений калиброванной яркости короны в пределах изображения КВМ. К таким параметрам относятся: положение фронта КВМ R_{FA} и R_{FB} вдоль определенных направлений в плоскости неба (см. ниже), широта видимой оси КВМ $\Lambda_{A0,B0}$ (COR1A,B), а также радиус КВМ R_{CME} .

Метод опирается на следующие упрощающие предположения: 1. Траектории космических аппаратов STEREO A,B – окружности одинакового

радиуса в плоскости солнечного экватора. 2. Форма КВМ может быть описана одним из видов так называемых “Ice-cream cone” моделей. 3. Форма конического основания КВМ – круг.

2.2. Направление движения КВМ в трехмерном пространстве характеризуется широтой λ (угол между осью КВМ и плоскостью экватора) и долготой Ψ_A (Ψ_B), отсчитываемой против часовой стрелки от направления Солнце – STEREO A,B (Рис. 1) или долготой Ψ_{S-E} , которая отсчитывается против часовой стрелки от направления Солнце-Земля.

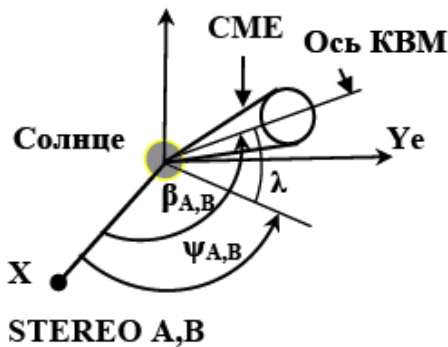


Рис. 1. Координаты оси КВМ. Плоскость XYe – плоскость экватора.

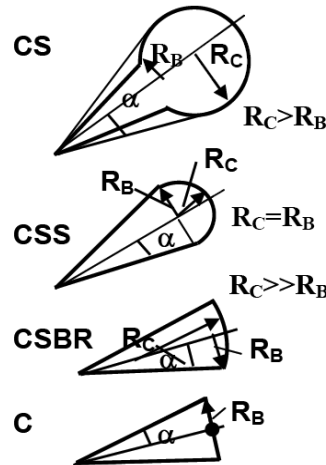


Рис. 2. Модели КВМ: CS – конус-сфера; CSS – конус-полусфера; CSBR – конус-сфера большого радиуса; C – коническая.

Направление оси ($\lambda, \Psi_A(\Psi_B)$) и угловой размер КВМ (2α) в 3-М пространстве можно найти, минимизировав различие между положениями проекций конической поверхности модельного КВМ (Рис. 2) на плоскость неба каждого коронографа cor1A и cor1B и положениями граничных лучей КВМ (Рис. 4) в поле зрения cor1A и cor1B. При этом вершина модельного конуса помещается в центр Солнца. Эмпирически было показано, что, в первом приближении, эту задачу можно решить, используя следующие процедуры.

1). Находятся координаты оси в пространстве ($\lambda_0, \Psi_{A0}, \Psi_{B0}$), проекция которой в поле зрения COR1A,B являются видимые оси КВМ с широтами $\Lambda_{A0,B0}$ (см. Рис. 4). λ_0 и $\Lambda_{A0,B0}$ связаны уравнениями, которые вытекают из формул, приведенных в [6] (с.13, 198):

$$\operatorname{tg} \lambda_0 = \pm \operatorname{tg} \Lambda_{A0} \sin \Psi_{A0}, \quad (1)$$

$$\operatorname{tg} \lambda_0 = \pm \operatorname{tg} \Lambda_{B0} \sin \Psi_{B0}. \quad (2)$$

При этом Ψ_{A0} и Ψ_{B0} связаны соотношением:

$$\Psi_{A0} - \Psi_{B0} = \gamma, \quad (3)$$

где γ – угловое расстояние по долготе между STEREO A и B.

Решение этой системы уравнений позволяют найти λ_0, Ψ_{A0} и Ψ_{B0} .

2). Мысленно проведем из центра Солнца лучи с координатами $\lambda^M = \lambda_0 + 0.9\alpha_{\min}$, $\lambda^m = \lambda_0 - 0.9\alpha_{\min}$ и с $\Psi^{M,m}_{A,B} = \Psi_{A,B0}$ в 3-М пространстве. Здесь α_{\min} – половина минимального для COR1A и COR1B видимого угло-

вого размера КВМ. Далее, с помощью формул типа (1)-(3) рассчитаем видимые широты $\Lambda_{A,B}^M$ и $\Lambda_{A,B}^m$ этих лучей. Затем найдем видимые широты $\Lambda_{A,B}^b$ биссектрис углов, образованных в плоскости неба двух коронографов лучами с видимыми широтами $\Lambda_{A,B}^M$ и $\Lambda_{A,B}^m$.

3). С помощью соотношений $\Lambda_{A,B} = \Lambda_{A0,B0} \pm |\Lambda_{A,B}^b - \Lambda_{A0,B0}|$ находятся широты $\Lambda_{A,B}$ лучей, являющихся проекциями оси КВМ в 3-М пространстве на плоскость неба каждого коронографа COR1A и COR1B. Далее с использованием полученных значений $\Lambda_{A,B}$, а также формул типа (1)-(3) рассчитываются координаты оси КВМ в 3-М пространстве: λ и $\Psi_{A,B}$. Знак (-) в приведенной выше формуле используется в случае $\Lambda_{A0,B0} < 0$, знак (+) – в случае $\Lambda_{A0,B0} > 0$. При нахождении Ψ_A и Ψ_B учитывалось, на каком лимбе находятся изображения КВМ в поле зрения каждого коронографа.

Для нахождения 3-М параметров КВМ, который в поле зрения одного из коронографов оказывался в виде полного гало КВМ, использовался лишь пункт 1). Т.е. считалось, что для таких КВМ $\lambda \approx \lambda_0$, $\Psi_{A,B} \approx \Psi_{A0,B0}$.

2.3. Для нахождения других истинных параметров КВМ были рассмотрены 4 “ice-cream cone” модели, сечения которых показаны на Рис. 2.

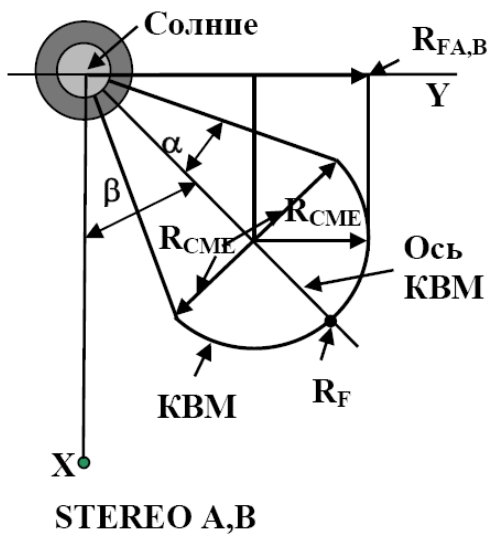


Рис. 3. Плоскость XY проходит через ось Солнце – космический аппарат (A, B) – X и через истинную ось КВМ в трехмерном пространстве и пересекает плоскость неба по оси Y.

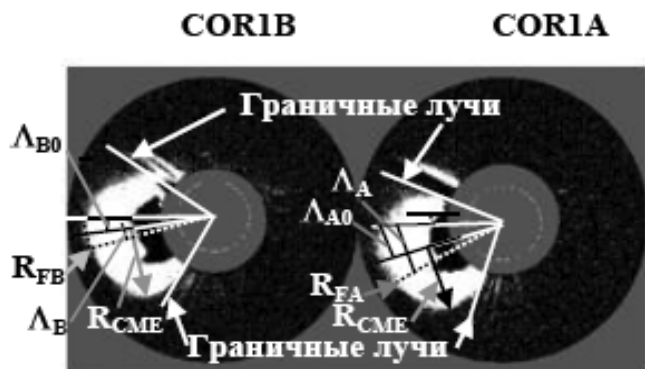


Рис. 4. 2007/12/31.

T(B) = 01:25:31. T(A) = 01:25:09. Разностное изображение. $\Lambda_{B0} = -18^\circ$, $\Lambda_{A0} = -24.5^\circ$, $\Lambda_B = -18^\circ$, $\Lambda_A = -30.8^\circ$; $R_{FB} = 3.68R_o$, $R_{FA} = 3.57R_o$, $R_{CMЕ} = 1.9R_o$ (R_o – радиус Солнца). На этом рисунке масштабы $\Lambda_{A,B}$ и $\Lambda_{A,B}^e$ не соблюдены.

В данной работе мы проиллюстрируем наш метод на примере модели CSS. В плоскостях, проходящих через ось Солнце, – космический аппарат (STEREO A,B) и через истинную ось КВМ в 3-М пространстве, сечения модельных КВМ проектировались на плоскость неба (Рис. 3). Рассчитываемые истинные параметры КВМ (положение фронта вдоль оси КВМ R_F и угловой размер КВМ 2α) находились при решении системы уравнений

(4-7). Значение R_{CME} определяется как величина максимального отклонения границы КВМ от его видимой оси в плоскости неба (Рис. 4). Скорость КВМ вдоль истинной его оси определялась из соотношения: $V_F = (R_F(t_2) - R_F(t_1)) / (t_2 - t_1)$. Здесь t_1 и t_2 – моменты времени, $t_1 < t_2$.

$$R_{FA} = (R_F - R_{CME}) \sin \beta_A + R_{CME} \quad (4)$$

$$R_{FB} = (R_F - R_{CME}) \sin \beta_B + R_{CME} \quad (5)$$

$$\operatorname{tg} \alpha = R_{CME} / (R_F - R_{CME}) \quad (6)$$

Здесь $\beta_{A,B}$ – угол между осью центр Солнца – космический аппарат А или В и истинной осью КВМ, (Рис. 3). Угол $\beta_{A,B}$ находится из формулы:

$$\cos \beta_{A,B} = \cos \lambda \cos \Psi_{A,B}. \quad (7)$$

Одно из уравнений (4) или (5) является лишним для нахождения R_F . Учитывая, что «видимые» параметры КВМ измеряются с некоторой погрешностью, мы полагали $R_F = (R_F(\text{из (4)}) + R_F(\text{из (5)})) / 2$.

3. Результаты тестирования метода

Мы протестировали наш метод для нахождения параметров 5 КВМ: 2007.12.31, 2008.01.02, 2008.03.25, 2008.04.05, 2008.04.26 (гало КВМ на COR1B). Проиллюстрируем полученные результаты для события 2007.12.31. На Рис. 4 приведены изображения КВМ в поле зрения коронографов COR1A,B и показано определение $R_{FA,B}$, $\Lambda_{A0,B0}$, $\Lambda_{A,B}$, R_{CME} . Результаты расчетов параметров КВМ в трехмерном пространстве для события 2007.12.31: $\Lambda_B = -18^\circ$, $\Lambda_A = -30.8^\circ$, $\lambda = -17.5^\circ$, $\psi_B = 284^\circ$, $\psi_A = 240^\circ$, $\psi_{S-E} = -96^\circ$, $\beta_B = 76.5^\circ$, $\beta_A = 117.5^\circ$, $R_F = 3.75R_\odot$, $2\alpha = 91^\circ$; $V(t_1 = 01:05; t_2 = 01:25) = 870$ км/с.

Данные приборов SECCHI, включающих COR1A,B, создаются международным консорциумом NRL, LMSAL and NASA GSFC (США), RAL and U. Bham (ОК), MPS (Германия), CSL (Бельгия), IOTA and IAS (Франция).

Работа выполнена при поддержке правительственного гранта поддержки ведущих научных школ РФ № НШ-2258.2008.2, Программы фундаментальных исследований Президиума РАН П-16.

Литература

1. *M. Mierla, J. Davila, W. Thompson, et al. Sol. Phys.*, **252**, 385, 2008.
2. *P.C. Liewer, E.M. DeJong, J.R. Hall, JPL/Caltech, A. Thernisien, R.A. Howard, NRL, W. Thompson, GSFC and the SECCHI Team. Solar Wind 12, St. Malo, France June 2009.*
3. *A. Thernisien, A. Vourlidas and R.A. Howard. Sol. Phys.*, **256**, 111, 2009.
4. *R.C. Colaninno and A. Vourlidas. Ap. J.*, **698**, 852, 2009.
5. *W.T. Thompson, J.M. Davilla, R.R. Fisher et al. In: Keil, S.L., Avakyan, S.V. (eds.), Innovative Telescopes and Instrumentation for Solar Astrophys., Proc. SPIE, 2003, 4553, p.1.*
6. *A.J. Hundhausen. J. Geophys. Res.* **98**, 13, 177, 1993.

«АМБИПОЛЯРНАЯ ДИФФУЗИЯ» И МАГНИТНОЕ ПЕРЕСОЕДИНЕНИЕ

Цап Ю.Т.^{1,2}, Степанов А.В.²

¹НИИ КрАО, п. Научный, Украина

²ГАО РАН, СПб, Россия

«AMBIPOLAR DIFFUSION» AND MAGNETIC RECONNECTION

Tsap Yu.T.^{1,2}, Stepanov A.V.²

¹Crimean Astrophysical Observatory, Ukraine

²Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia

Effects of the neutral component of plasma on the magnetic reconnection using three-fluid approximation are considered. It has been shown that the magnetic flux in the case of «ambipolar diffusion» is not conserved. Peculiarities of the magnetic reconnection and thermal balance in a current sheet in terms of Parker's model are investigated. The temperature of the current sheet plasma due to Joule dissipation doesn't significantly grows because of dynamical cooling caused by plasma evacuation. It has been shown that thickness of current sheets in the solar chromosphere can achieve hundreds of kilometers. The origin of the chromospheric ejections observed with HINODE is discussed.

Введение

Местел и Спитцер [1] впервые обратили внимание на то, что магнитное давление, противодействуя гравитационному сжатию, препятствует делению межзвездного частично ионизованного облака на фрагменты с массой меньшей $500M_{\text{sun}}$. Эту трудность можно избежать, по мнению авторов, если принять во внимание силу натяжения и вмороженность магнитных силовых линий в ионизированную компоненту плазмы. Суть предложенного механизма, получившего в дальнейшем название «амбиполярной диффузии», состоит в следующем [2, 3].

В слабоионизованной плазме движение заряженных частиц сквозь газ нейтральных частиц под действием силы Ампера происходит с постоянной скоростью. Поскольку, как считается, магнитное поле вморожено в ионы и электроны, то в процессе гравитационного сжатия магнитные силовые линии, стремясь выпрямиться, выносятся вместе с ионизированной компонентой из центра облака на периферию. И хотя энергия поля уменьшается из-за столкновений ионов с нейтралами, тем не менее, общий магнитный поток сохраняется [2].

Между тем, согласно Каулингу [4], движение ионов сквозь "нейтральный газ" под действием силы Ампера приводит к росту джоулевой диссипации электрических токов из-за падения проводимости плазмы, которая, например, в ходе вспышечного энерговыделения на Солнце может уменьшиться на 9-10 порядков [5, 6]. Столь значительное ее изменение объясня-

ется нестационарностью процесса [5, 6], большими относительными скоростями ионов и нейтралов, а также приблизительным равенством их масс. Таким образом, в рамках подхода Каулинга [4] условие вмороженности в случае «амбиполярной диффузии» нарушается, что противоречит представлениям Паркера [2] о сохранении магнитного потока. Это означает, что в процессах «пересоединения» магнитных силовых линий важную роль играет «амбиполярная диффузия», требующая детального исследования.

«Амбиполярная диффузия» и вмороженность магнитного поля

В трехжидкостном приближении уравнения движения электронов (e), ионов (i) и нейтральных частиц (a) водородной плазмы, используя стандартные обозначения, представим в виде:

$$n_e m \frac{d\vec{V}_e}{dt} = -en_e \vec{E} - \frac{en_e}{c} \vec{V}_e \times \vec{B} + n_e m v_{ea} (\vec{V}_a - \vec{V}_e) + n_e m v_{ei} (\vec{V}_i - \vec{V}_e); \quad (1)$$

$$n_i M \frac{d\vec{V}_i}{dt} = en_i \vec{E} + \frac{en_i}{c} \vec{V}_i \times \vec{B} + n_i M v_{ia} (\vec{V}_a - \vec{V}_i) + n_i m v_{ei} (\vec{V}_e - \vec{V}_i); \quad (2)$$

$$n_a M \frac{d\vec{V}_a}{dt} = n_a M v_{ai} (\vec{V}_i - \vec{V}_a) + n_a M v_{ae} (\vec{V}_e - \vec{V}_a). \quad (3)$$

Пренебрегая столкновениями с электронами и их инерцией, а также, ввиду слабой ионизации плазмы, ускорением ионов, из (1)-(2) получим:

$$-en_e \vec{E} - \frac{en_e}{c} \vec{V}_e \times \vec{B} = 0; \quad en_i \vec{E} + \frac{en_i}{c} \vec{V}_i \times \vec{B} + n_i M v_{ia} (\vec{V}_a - \vec{V}_i) = 0. \quad (4)$$

Откуда, учитывая уравнение для тока, $\vec{j} = en_i (\vec{V}_i - \vec{V}_e)$, находим

$$\vec{V}_i = \vec{V}_a + \frac{\vec{j} \times \vec{B}}{cnMv_{ia}}. \quad (5)$$

Согласно (5), под действием силы Ампера может происходить дрейф ионов сквозь газ нейтральных частиц, который и определяет «амбиполярную диффузию». Подчеркнем, что исследуемое явление имеет довольно далекое отношение к классической амбиполярной диффузии, возникающей при наличии градиента концентрации в частично-ионизованной плазме [3]. Тем не менее, мы решили оставить традиционное название, выделив его кавычками.

Воспользовавшись законом Фарадея

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (6)$$

из (4) нетрудно получить уравнение магнитной индукции

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \text{rot} \vec{V}_i \times \vec{B} - \text{rot} \frac{\vec{j} \times \vec{B}}{en_i}. \quad (7)$$

Паркер [2] при описании «амбиполярной диффузии» пренебрег последним членом правой части (7). Однако именно этот член ответственен за «проскальзывание» магнитных силовых линий сквозь плазму ввиду джоулевой диссипации электрических токов и, соответственно, нарушение условия вмороженности.

Пересоединение магнитных силовых линий и нагрев плазмы

Введем скорость плазмы как целого

$$\vec{V} = \frac{n_a m_a \vec{V}_a + n_i m_i \vec{V}_i + n_e m_e \vec{V}_e}{n_a m_a + n_i m_i + n_e m_e}.$$

Тогда, комбинируя уравнения (1)-(3) и обозначая относительную долю нейтралов как $F = n_a / (n_i + n_a)$, обобщенный закон Ома можно представить следующим образом:

$$\vec{j}_\perp = \sigma_{eff} (\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B})_\perp, \quad (8)$$

где эффективная проводимость, а также проводимости Спизера и Каулинга соответственно равны:

$$\sigma_{eff} = \frac{\sigma_C \sigma_S}{\sigma_C + \sigma_S}, \quad \sigma_S = \frac{ne^2}{m(v_{ei} + v_{en})}, \quad \sigma_C = \frac{c^2 M n v_{in}}{B^2 F^2}.$$

Следуя Паркеру [2], ограничимся рассмотрением стационарного случая, когда за эвакуацию плазмы из токового слоя полутолщины l и ширины L ответственно магнитное давление. Из анализа уравнений (1)-(3), (6) и (8) следует, что для описания процесса магнитного пересоединения в частично ионизованной плазме можно ограничиться размерностными соотношениями уравнений непрерывности массы, баланс полных давлений, движения плазмы и диффузии магнитного поля

$$LV\rho = lV_0\rho_0; \quad p + \frac{B^2}{8\pi} = p_0; \quad \rho_0 \frac{V_0^2}{2} = p_0 - p; \quad VB = \eta \frac{B}{l}; \quad (9)$$

где $\eta_C = c^2 / 4\pi\sigma_C$ – коэффициент диффузии, а нижний индекс «0» обозначает параметры в центре нейтрального токового слоя.

Важно отметить, поскольку $B/l = 4\pi/cj$, то, согласно (9), мощность джоулевой диссипации

$$Q_J = \frac{j^2}{\sigma} \approx \frac{B^2}{8\pi} \frac{V_A}{L}. \quad (10)$$

Откуда время нагрева плазмы токового слоя $\tau_j \approx nkT / Q_J \approx L / V_A$. Скорость эвакуации плазмы $V_0 \approx V_A$, поэтому характерное время механического оттока тепла внутри слоя $\tau_d \approx L / V_A \approx \tau_j$. Это предполагает, что температура плазмы заметно не увеличится, и ее степень ионизации не изменится.

Обратившись к уравнениям (9), нетрудно прийти к выводу, что толщина токового слоя

$$l \approx \sqrt{\eta_C L/V_A}. \quad (11)$$

Поскольку частота ион-атомных столкновений $\nu_{ia} \approx 10^{10} n_a \sqrt{T} \text{ с}^{-1}$, то принимая концентрацию атомов $n_H = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, долю нейтралов плазмы $F \approx 1$ при температуре $T = 10^4 \text{ К}$, полуширину $L = 10^8 \text{ см}$, магнитное поле $B = 30 \text{ Гс}$, с учетом (8) из (11) находим $l \approx 10^7 \text{ см}$. Причем, в рассматриваемом случае скорость движения плазмы $V_0 \approx 10^7 \text{ см/с}$. Полученные оценки согласуются с результатами наблюдений микроджетов и спикул космической обсерваторией Hinode [7, 8].

Выводы

1. При «амбиполярной диффузии» условие вмороженности магнитного поля в плазму нарушается, и магнитный поток не сохраняется.
2. Эвакуация плазмы из токового слоя – эффективный механизм ее охлаждения.
3. Аннигиляция магнитных силовых линий в хромосфере Солнца может приводить к формированию толстых (~100 км) токовых слоев, что позволяет объяснить происхождение спикул и микроджетов.

Работа поддержана РФФИ и ГФФИУ (российско-украинский проект Ф28.2/034, гранты РФФИ 09-02-90448-Укр_ф_а и 09-02-00624-а), программами Президиума РАН «Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля» и ОФН РАН «Плазменные процессы в солнечной системе».

Литература

1. Mestel L., Spitzer L.Jr. MNRAS, 1956, **116**, 503.
2. Parker E.N. ApJS., 1963, **8**, 177.
3. Nakano T., Nishi R., Umebayashi T., ApJ., 2002, **573**, 199.
4. Каулинг Т. Магнитная гидродинамика. – М.: Изд. иностр. лит., 1959.
5. Степанов А.В. Основные модели вспышек, в кн. "Плазменная гелиогеофизика", ред. Л.М. Зеленый и И.С. Веселовский, Москва, ФИЗМАТЛИТ, 2008, т.1, с.232.
6. Зайцев В.В., Степанов А.В. Астрон. ж., 1991, **68**, 384.
7. De Pontieu B., McIntosh S., Hansteen V.H. et al. PASJ., 2007, **59**, 655.
8. Shibata, K., Nakamura, T., Matsumoto, T. et al. Science, 2007, **318**, 1591.

КОМПАКТНЫЕ РАДИОИСТОЧНИКИ В ОБЛАСТИ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР ПО МИКРОВОЛНОВЫМ НАБЛЮДЕНИЯМ СОЛНЕЧНЫХ ЗАТМЕНИЙ

Цап Ю.Т.^{1,2}, Цветков Л.И.¹, Самисько С.А.¹

¹НИИ КрАО, п. Научный, Украина

²ГАО РАН, СПб, Россия

COMPACT RADIO SOURCES IN REGION OF CORONAL HOLES ON MICROWAVE OBSERVATIONS OF SOLAR ECLIPSES

Tsap Yu.T.^{1,2}, Tsvetkov L.I.¹, Samisko S.A.¹

¹Crimean Astrophysical Observatory, Ukraine

²Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia

Peculiarities of compact microwave sources observed on the RT-22 radio telescope of Crimean Astrophysical Observatory during solar eclipses of the October 3, 2005, March 29, 2006, and August 1, 2008 are considered. The excess of averaging values of fluxes from sources with respect to the level of the quiet Sun is 0.28 s.f.u. Brightness temperatures increase with wavelength and lie within the range 0.3-2.7 MK. The characteristic size of sources is 7.0 arc seconds. Evidences in favor of the nonthermal gyrosynchrotron mechanism of emission have been obtained.

В настоящее время получено большое количество свидетельств в пользу важной роли мелкомасштабных магнитных образований в нагреве короны Солнца, которые способны давать существенный вклад в формирование ускоренных потоков солнечного ветра в области корональных дыр [1]. Тем не менее, до сих пор микроволновые наблюдения этих объектов носят эпизодический характер, что предполагает необходимость проведения более детальных исследований.

В свете вышесказанного чрезвычайно плодотворными могут оказаться наблюдения затмений Солнца, благодаря которым можно более чем на порядок улучшить пространственное разрешение радиотелескопов. В частности, для РТ-22 НИИ «КрАО» в диапазоне длин волн $\lambda = 2-3.5$ см оно может достигать 2-4 угл. сек. Это позволяет не только отождествлять радиоисточники с изображениями мелкомасштабных объектов в других диапазонах, но даже исследовать распределение интенсивности радиоизлучения в отдельных структурах.

Анализ результатов наблюдений затмений 03.10.05, 29.03.06 и 01.08.08, полученных на РТ-22, показал, что размеры радиоисточников в области корональных дыр лежат в пределах 4-13 угл. сек., а их яркостная температура T_b , увеличиваясь с длиной волны, в среднем составляет 10^6 К (рис. 1). Сравнение с данными SOHO/EIT позволило сделать вывод о существовании достаточно хорошей корреляции между положениями радио-

источников и ультрафиолетовыми поярчаниями в области корональных дыр. Микроволновое излучение этих источников едва ли может быть обу-

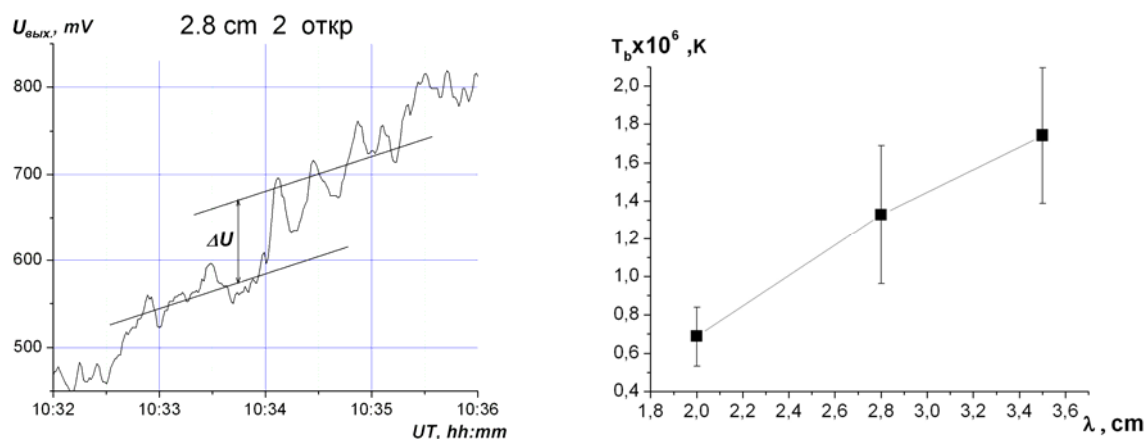


Рис. 1. Слева пример затменной записи, полученной на 2.8 см 01.08.08 во время открытия диска Солнца. По вертикальной оси отложены значения выходного сигнала радиометра в мВ, по горизонтальной – время UT. Прямыми отрезками отображены усредненные изменения сигнала на интервале времени около 90 сек. Высота ступеньки соответствует перепаду потока излучения, вызванного открытием источника. Уровень сигнала от спокойного Солнца в диапазоне 2.0-3.5 см заключен в пределах $(3-3.5) \times 10^3$ мВ. Справа изображен усредненный спектр компактных радиоисточников.

словлено тепловым тормозным или циклотронным механизмом. В первом случае яркостная температура оказывается слишком низкой ($T_b = 4 \times (10^2 - 10^4)$ К), а во втором – магнитное поле в короне должно достигать 1830 Гс. Большие значения T_b , а также наблюдаемые спектральные характеристики предполагают, что микроволновое излучение локальных радиоисточников определялось нетепловым гиротронным механизмом, генерируемым ускоренными электронами, заполняющими мелкомасштабные магнитные петли. В пользу этого заключения свидетельствуют рентгеновские изображения, полученные с высоким пространственным разрешением на спутнике Hinode, благодаря которым в области корональных дыр удалось выявить петельные структуры шлемовидной формы [2], над которыми иногда наблюдаются выбросы плазмы [3]. Полученные результаты хорошо согласуются с представлениями о развитии баллонной неустойчивости в корональных петлях [4].

Литература

1. Cranmer, S.R., Coronal Holes, arXiv.org > astro-ph > arXiv:0909.2847.
2. Kotoku J., Kano R., Tsuneta S. et al., PASJ, 2007, **59**, 735.
3. Filippov B., Golub L., Koutchmy S., Solar Phys. 2009, **254**, 259.
4. Tsap Y.T., Kopylova Y.G., Stepanov A.V. et al., Solar Phys., 2008, **253**, 161.

ВРЕМЕННАЯ СТРУКТУРА, НАПРАВЛЕННОСТЬ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВСПЫШЕК

Чариков Ю.Е.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

TIME STRUCTURE, DIRECTIVITY AND POLARIZATION DEGREE OF HARD X-RAYS IN SOLAR FLARES

Charikov Yu.E.

A.F. Ioffe Physico-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, Saint-Petersburg

Time series of solar flare hard X-rays reveal fast time structures reflected the intermittent injection of accelerated electrons. The separate hard X-ray pulse show a triangle form. We simulate the fast hard X-ray time structure in a thick target model in the nonstationary kinetic. For different form of energy and angle electron distribution function, a plasma concentration in the emission source, view angles we simulate fast time structure of some solar flares. Besides, we calculate a hard X-ray polarization degree for fast time structure. The results have been applicated to observations and to show the very high polarization degree is impossible in contradiction to some experimental data.

Из современных наблюдений вспышек в рентгеновском и УФ излучении следует, что источники излучения локализованы в тонких петлях (волоках) либо в верхней (возможно корональной) части, либо в подножиях (хромосферная часть), либо одновременно в обеих частях. Следует особо отметить “развал” петель в Активной области – они не обязательно лежат в радиальной плоскости, более того, угол наклона плоскости петли по отношению к локальному радиусу меняется во времени. По некоторым наблюдениям петли осциллируют с различным квазипериодом. Этот факт является существенным при определении направленности и степени поляризации вспышечного излучения. Последние измерения жёсткого рентгеновского излучения вспышек обнаруживают тонкую временную структуру длительностью менее секунды. Поэтому в теоретическом плане в первую очередь следует рассматривать временные задачи.

Постановка нестационарной задачи детально описана в [1]. Начальное условие задавалось в виде последовательности прямоугольных импульсов. Однако задачу можно решить и для треугольной формы импульсов жёсткого рентгеновского излучения более соответствующей наблюдениям

$$g(t) = H \sum_{n=0}^N g_{1,2}(t - nt_* - t_0), \quad (1)$$

где H – константа, задаёт амплитуду импульса, а функция $g(t)$ – временной профиль импульсов:

$$\begin{aligned} 0, & \quad T < 0, \\ g(T - t_0) = t/t_0, & \quad 0 < T < t_0 \\ 0, & \quad T > t_0. \end{aligned} \quad (2)$$

Время t_0 – определяет длительность импульса, а t^* – скважность следования импульсов друг за другом. $T = t - nt^*$

Рассматривается модель толстой мишени, плотность плазмы на длине пробега электрона полагается постоянной, механизм излучения тормозной, распределение электронов ограничено нерелятивистскими значениями энергии, не превышающими 100 кэВ.

Поскольку основной нашей задачей является расчёт характеристик тормозного рентгеновского излучения, то введём интегральную по объёму источника излучения функцию:

$$J(E, \mathbf{nn}_1, t) = \int f(t, E, \vec{n}\vec{n}_1, \vec{r}) v n_e dV. \quad (3)$$

Функция распределения $f(t, E, \vec{n}\vec{n}_1, \vec{r})$ ускоренных электронов находилась из решения нестационарного кинетического уравнения [1].

Поток фотонов с вектором поляризации \mathbf{e}_λ на расстоянии R от источника и интегральной функцией распределения ускоренных электронов $J(E, \mathbf{nn}_1, t)$

$$J_\lambda(t, \varepsilon) = \frac{1}{4\pi R^2} \int_{\varepsilon_x}^{\infty} dE \int d\Omega_n \sigma_\lambda(E, \varepsilon, \vec{n}) J(E, \mathbf{nn}_1, t). \quad (4)$$

$\sigma_\lambda(E, \varepsilon, \vec{n})$ – нерелятивистское сечение тормозного излучения фотона с вектором поляризации \mathbf{e}_λ и энергией ε . После подстановки выражений для тормозного сечения с учётом азимутальной симметрии пучка электронов и проведения громоздких вычислений получим выражение для интенсивности излучения:

$$J_\lambda(t, \varepsilon) = J_* \{ Y_0(t, \varepsilon) + 1.5 \langle \mu^2 \rangle - 1/3 \} ((\mathbf{e}_\lambda \mathbf{n}_1)^2 - 1/3) Y_2(t, \varepsilon), \quad (5)$$

где $J_* = \frac{\alpha r_e^2}{8\pi^2} \frac{mc^2}{R^2} BH$,

а среднее значение $\langle \mu^2 \rangle = \frac{\int_0^\pi \cos^2 \theta \chi(\cos) d(\cos \theta)}{\int_0^\pi \chi(\cos) d(\cos \theta)}$ (6)

$\cos \theta = (\mathbf{nn}_1)$ – питч-угол электрона, постоянная тонкой структуры $\alpha = 1/137$. $Y_0(t, \varepsilon)$ и $Y_2(t, \varepsilon)$ определяют функцию распределения и выражаются через интегралы.

Интенсивность тормозного излучения определяется суммой

$$J(t, \varepsilon) = J_0(t, \varepsilon) + J_2(t, \varepsilon) = J_* \{ 2Y_0(t, \varepsilon) + 1.5 \langle \mu^2 \rangle - 1/3 \} (\sin^2 \alpha - 2/3) Y_2(t, \varepsilon). \quad (7)$$

Направленность излучения

$$D(t, \varepsilon, \alpha) = J(t, \varepsilon) / J_{\max}(t, \varepsilon) = \{ 2Y_0(t, \varepsilon) + 1.5 \langle \mu^2 \rangle - 1/3 \} (\sin^2 \alpha - 2/3) Y_2(t, \varepsilon) / \{ 2Y_0(t, \varepsilon) + 0.5 \langle \mu^2 \rangle - 1/3 \} Y_2(t, \varepsilon). \quad (8)$$

Степень линейной поляризации

$$P(t, \varepsilon, \alpha) = (J_0(t, \varepsilon) - J_2(t, \varepsilon)) / (J_0(t, \varepsilon) + J_2(t, \varepsilon)) = -1.5(\langle \mu^2 \rangle - 1/3) \sin^2 \alpha Y_2(t, \varepsilon) / (2Y_0(t, \varepsilon) + 1.5(\langle \mu^2 \rangle - 1/3) \times (\sin^2 \alpha - 2/3) Y_2(t, \varepsilon)). \quad (9)$$

Параметрами задачи являются: показатель спектра энергетической части электронов γ , число импульсов электронов N и длительность инжекции одного импульса t_0 , скважность чередования импульсов t_* , угол наблюдения α . В численном счёте энергия квантов назначается в единицах кэВ, а концентрация плазмы нормирована на 10^{10} см^{-3} . В этом случае $\tau(t) = 2.2 \bar{n}_e t$. Значения \bar{n}_e в плазме источника излучения квантов реально могут быть в пределах $1 \div 10^2$. Нас в первую очередь будет интересовать миллисекундная длительность импульсов излучения (инжекции). Поэтому, например, значениям времени инжекции импульсов электронов в $t_0 = 500 \text{ мс}$ соответствуют значения “времени” $\tau_0 = 1.1 \div 110$ для диапазона концентраций плазмы $\bar{n}_e = 1 \div 10^2$. Таким образом, значению $\tau_0 = 100$ соответствует длительность $t_0 = 500 \text{ мс}$ для $\bar{n}_e = 10^2$.

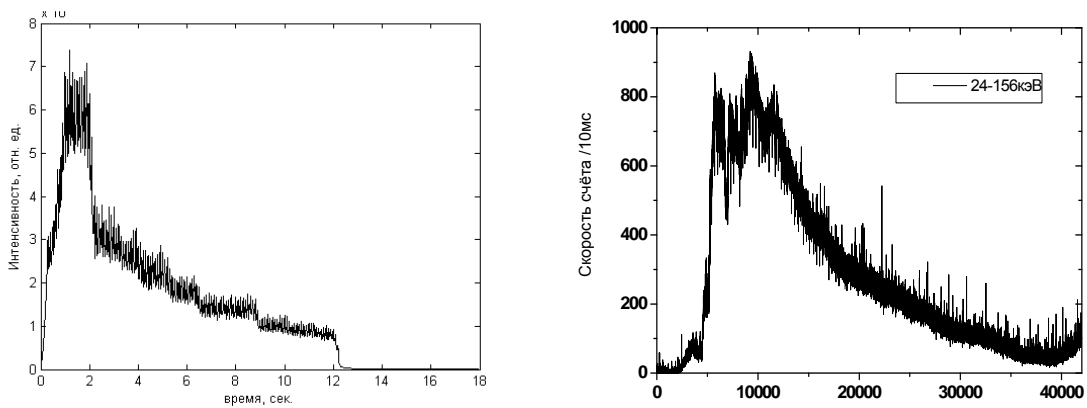


Рис. 1.

На рис. 1 представлено рентгеновское излучение в канале 23-156 кэВ, зарегистрированное во время вспышки 20 августа 2002 г. (справа) [2] и его модельный аналог, рассчитанный в задаче нестационарной кинетики для концентрации 10^{11} см^{-3} , показателя спектра электронов $\gamma = 3$, угла наблюдения $\alpha = 90^\circ$ и энергии квантов 30 кэВ. Скважность импульсов электронов $t_* = 100 \text{ мс}$.

На рис. 2 – зависимость степени поляризации тормозного излучения от времени для угла наблюдения $\alpha = 90^\circ$. Инжекция электронов длится 10 с. Энергия рентгеновских квантов $\varepsilon = 50 \text{ кэВ}$. Показатель энергетического спектра электронов $\gamma = 5$. Начальное угловое распределение $\sim \cos^6 \theta$.

Отметим достаточно высокую степень согласия двух временных рядов. Таким образом, мы показали, что в задаче нестационарной кинетики при сделанных предположениях и некоторых упрощающих факторах удастся согласовать временные ряды – наблюдаемые и полученные в результате численного счёта (см. формулу (7)). Далее по (8) и (9) рассчитывались

направленность и степень поляризации жёсткого рентгеновского излучения. Данный набор параметров является оптимальным для получения наибольшей степени поляризации. Особо сильна зависимость степени поляризации от угла наблюдения. Расчёты степени поляризации для угла наблюдения $\alpha = 30^\circ$ при тех же остальных параметрах показывают уменьшение величины поляризации в 3 раза (рис. 3).

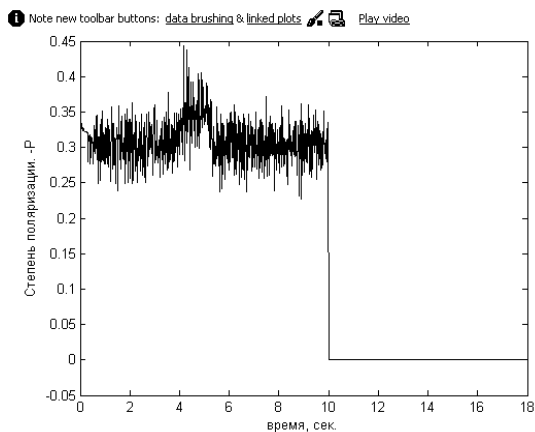


Рис. 2.

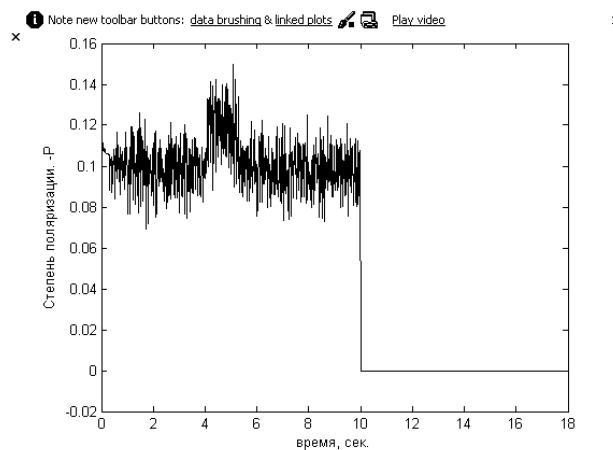


Рис. 3.

Как видно, степень поляризации не превышает 50%. Поэтому регистрация степени поляризации на уровне выше 70% во вспышке 23.10.2003 г. на протяжении всей вспышки вызывает удивление.

Литература

1. *Гузман А.Б., Кудрявцев И.В., Чариков Ю.Е.* // Эволюция ускоренных в солнечных и звездных вспышках электронов и импульсная структура жесткого рентгеновского излучения // 1996, *Астрономический журнал*, т.73, №2, с.273-279.
2. *Дмитриев П.Б., Кудрявцев И.В., Лазутков В.П., Матвеев Г.А., Савченко М.И., Скородумов Д.В., Чариков Ю.Е.* // Особенности рентгеновского излучения солнечных вспышек, зарегистрированных спектрометром “ИРИС” во время полёта станции КОРОНАС–Ф // 2006, *Астрономический вестник*, т.40, N 2, с.160-170.

ВТТС НА СТАДИИ ПРЕДВЕСТНИКА ВСПЫШЕК

Чариков Ю.Е.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

HIGH TEMPERATURE CURRENT SHEET ON THE FLARE PRECURSOR STAGE

Charikov Yu.E.

A.F. Ioffe Physico-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, Saint-Petersburg

The problem of solar flare precursor is considered. HTCS is represented as a source of preflare energy. Physical processes in HTCS are studied on the base of MHD equations. It is shown that the magnetic energy coupled in HTCS can be enough to provide the precursor energy.

Солнечные вспышки являются результатом неустойчивости магнитной конфигурации в активных областях на Солнце. В настоящее время остаётся нерешённым вопрос о накоплении энергии вспышки: существуют две альтернативные гипотезы. По одной из них энергия непосредственно выносится из фотосферы и трансформируется во вспышке в энергию ускоренных частиц и излучений, по другой – энергия накапливается в хромосфере – короне в течение суток (часов) в специфических магнитных структурах и затем посредством некоторого триггерного механизма преобразуется в другие виды энергий.

В мягком рентгеновском излучении во время вспышек (класса не ниже C) выделяется 10^{29} - 10^{30} эрг, в предвестниках на 1-2 порядка меньше. В последние годы появились наблюдения, косвенно свидетельствующие о формировании токовых слоёв в активных областях на Солнце. Как известно, токовые слои являются основой многих моделей вспышек. Высокотемпературный токовый слой (ВТТС) может являться источником рентгеновского излучения на стадии предвестника. Рассмотрим модель ВТТС (впервые детально изучен Сомовым Б.В. с коллегами).

При наличии малой поперечной к слою компоненты магнитного поля B_y рост мощности энерговыделения связан с увеличением эффективного размера сечения и возрастанием втекающих в слой потоков плазмы и магнитного поля. Из системы уравнений МГД (двухжидкостных) и уравнений поля, записанных в порядковом приближении с учётом турбулентности можно получить параметры слоя и плазмы в нём.

Для высокотемпературного нагрева необходима аномальная проводимость. Аномальная проводимость может определяться процессами генерации различных волновых мод.

Решение системы МГД уравнений позволяет выразить внутренние параметры ВТТС через внешние параметры и степень сжатия плазмы $N = n/n_0$

$$a = \frac{c}{e} \left(\frac{M(1+1/\theta)}{2\pi N n_0} \right)^{1/2} V_s / u^* ; \quad b = (2c)^{1/2} (\pi M/N)^{1/4} (E_0/\eta)^{1/2} \frac{n_0^{1/4}}{h_0}$$

$$T = \frac{cM^{1/2} N^{-3/2}}{4\pi^{1/2} k(1+1/\theta)} \frac{E_0}{\eta n_0^{1/2}} ; \quad V_d = (c/2)^{1/2} (N/\pi M)^{1/4} (E_0 \eta)^{1/2} / n_0^{1.4}$$

$$\sigma_a = 0.5e \left(\frac{c}{M} \right)^{1/4} (M/\pi)^{1/4} (\eta E_0)^{-1/2} N^{1/4} n_0^{3.4} (u^*/V_s) / (1+1/\theta)$$

Дифференциальная мера эмиссии из слоя вдоль луча зрения определяется следующим образом: $\frac{EM}{L_z} = n_s^2 \eta b^2 = 2c(\pi M)^{1/2} N^{3/2} E_0 \frac{n_0^{5/2}}{h_0^2}$, а температура

$$T = \frac{cM^{1/2} N^{-3/2}}{4\pi^{1/2} k(1+1/\theta)} \frac{E_0}{\eta n_0^{1/2}}$$

Мощность энерговыделения из слоя на единицу его длины оценивается по формуле $P_s / L_z = 2c^2 (M/\pi N)^{1/2} E_0^2 \frac{n_0^{1/2}}{\eta h_0}$.

Параметры ВТТС

Задаваемые: $n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $h_0 = 10^{-6} \text{ Гс/см}$, $\eta = 10^{-3}$

Рассчитанные:

Электронная температура 10^6 К	4	7	10	20
Полуширина слоя $b \cdot 10^7 \text{ см}$	8,8	12	13	20
Полутолщина слоя $a, \text{ см}$	39	34	32	26
Проводимость $\sigma_a; 10^{13} \text{ с}^{-1}$	1,3	1,1	1	0,84
Электрическое поле $E_0, 10^4 \text{ СГСЕ}$	4,2	7,3	10	21
Магнитное поле $B_c, \text{ Гс}$	44,4	58	68	99
Скорость дрейфа 2 плазмы в слой $V_d; 10^5 \text{ см/с}$	1,4	1,9	2,2	3
Свободная энергия в слое $W; 10^{29} \text{ эрг}$	1,6	7,1	9,1	46

Как следует из оценочных расчётов, при наличии достаточно малой поперечной составляющей магнитного поля B_y температура плазмы в слое достигает “рентгеновских” значений порядка 10^7 К . Свободная энергия в слое так же вполне соответствует значению энергии рентгеновского предвестника. Проблема возникает при оценке меры эмиссии излучения. Очевидно, что токовый слой не обладает достаточным объёмом для обеспечения наблюдаемой меры эмиссии.

ПРОБЛЕМА НАГРЕВА КОРОНЫ СОЛНЦА

Чариков Ю.Е.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, РАН, Санкт-Петербург

THE PROBLEM OF SOLAR CORONA HEATING

Charikov Yu.E.

A.F. Ioffe Physico-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, Saint-Petersburg

HTCS as a source of corona heating is considered. MHD equations for plasma and magnetic field in HTCS are used in a form of order equations. It is shown that the magnetic energy coupled in HTCS can be enough to provide the heating of solar corona.

Высокая температура короны – $2 \cdot 10^6 \text{K}$ – остаётся одной из нерешённых проблем физики Солнца и звёзд. На роль кандидата в источники нетепловой энергии обсуждаются волновые процессы, способные вынести энергию подфотосферных полей в корону. Наиболее реальными являются альвеновские волны. Однако до последнего времени они не были обнаружены в наблюдениях. Для нагрева корональной плазмы необходимо чтобы энергия поступающая из фотосферы составляла примерно 1 Дж на квадратный метр солнечной поверхности в секунду. Модели нагрева распадаются на два класса: нагрев теми или иными плазменными волнами, либо индукционными токами, которые в ней возбуждает солнечное магнитное поле. В плазме может распространяться немало различных волн. Наилучшим кандидатом считаются альвеновские волны. Однако зарегистрированные в последнее время альвеновские волны имеют амплитуды, которые на 4 порядка меньше необходимых для нагрева значений. Альтернативной (а скорее всего параллельной) является гипотеза, связанная с нагревом короны в многочисленных слабых вспышках, названных Паркером нановспышками. По определению Паркера к нановспышкам относят вспышки, в которых выделяется примерно 10^{24} эрг. Ещё ранее Пиддингтон предположил существование “магнитного ковра” в короне Солнца. Многочисленные пересоединения магнитного поля приводят к диссипации энергии, вносящей вклад в нагрев короны. Если предположить, что диссипация связана с токовыми слоями в области “магнитного ковра”, то можно оценить нагрев плазмы слоя, рассмотрев уравнения МГД. В общем случае задача расчёта динамики токовых слоёв является чрезвычайно сложной (см., например, обзорный доклад Подгорного И.М. на данной конференции). Однако для оценки нагрева плазмы короны возможно воспользоваться упрощёнными порядковыми уравнениями, впервые записанными Сомовым Б.В. Для объяснения высокотемпературного нагрева плазмы слоя необходимо предположить наличие в слое поперечной компоненты магнитного поля V_y . При наличии малой поперечной к слою компоненты магнитного поля V_y **рост**

мощности энерговыделения связан с увеличением эффективного размера сечения и возрастанием втекающих в слой потоков плазмы и магнитного поля. Из системы уравнений МГД (двухжидкостных) и уравнений поля, записанных в порядковом приближении с учётом турбулентности можно получить параметры слоя и плазмы в нём. высокотемпературного нагрева необходима **аномальная проводимость**. Аномальная проводимость может определяться процессами генерации различных волновых мод. К примеру, ионный звук в слое может раскачиваться током. Ионно-звуковая проводимость зависит от температуры как $T^{3/2}$ в отличие от кулоновской ($T^{5/2}$) и приводит к высокотемпературному нагреву плазмы слоя. Решение системы порядковых уравнений МГД позволяет выразить внутренние параметры ВТТС через внешние параметры и степень сжатия плазмы N

$$a = \frac{c}{e} \left(\frac{M(1+1/\theta)}{2\pi N n_0} \right)^{1/2} V_s / u^* ; \quad b = (2c)^{1/2} (\pi M/N)^{1/4} (E_0/\eta)^{1/2} \frac{n_0^{1/4}}{h_0}$$

$$T = \frac{cM^{1/2} N^{-3/2}}{4\pi^{1/2} k(1+1/\theta) \eta n_0^{1/2}} \frac{E_0}{\eta n_0^{1/2}} ; \quad V_d = (c/2)^{1/2} (N/\pi M)^{1/4} (E_0 \eta)^{1/2} / n_0^{1/4}$$

$$\sigma_a = 0.5e \left(\frac{c}{M} \right)^{1/4} (M/\pi)^{1/4} (\eta E_0)^{-1/2} N^{1/4} n_0^{3/4} (u^*/V_s) / (1+1/\theta)$$

Дифференциальная мера эмиссии из слоя вдоль луча зрения определяется следующим образом

$$\frac{EM}{L_z} = n_s^2 \eta b^2 = 2c(\pi M)^{1/2} N^{3/2} E_0 \frac{n_0^{5/2}}{h_0^2}, \quad \text{а температура } T = \frac{cM^{1/2} N^{-3/2}}{4\pi^{1/2} k(1+1/\theta) \eta n_0^{1/2}} \frac{E_0}{\eta n_0^{1/2}}$$

Мощность энерговыделения из слоя на единицу его длины оценивается по

$$\text{формуле } P_s / L_z = 2c^2 (M/\pi N)^{1/2} E_0^2 \frac{n_0^{1/2}}{\eta h_0}$$

Параметры ВТТС: задаваемые $n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $h_0 = 10^{-6} \text{ Гс/см}$, $\eta = 10^{-3}$

Рассчитанные:

Электронная температура 10^6 К	4	7	10	20
Полуширина слоя $b \cdot 10^7 \text{ см}$	8,8	12	13	20
Полутолщина слоя $a, \text{ см}$	39	34	32	26
Проводимость $\sigma_a; 10^{13} \text{ с}^{-1}$	1,3	1,1	1	0,84
Электрическое поле $E_0, 10^{-4} \text{ СГСЕ}$	4,2	7,3	10	21
Магнитное поле $B_c, \text{ Гс}$	44,4	58	68	99
Скорость дрейфа плазмы в слой $V_d; 10^5 \text{ см/с}$	1,4	1,9	2,2	3,2
Свободная энергия в слое. $W; 10^{29} \text{ эрг}$	1,6	7,1	9,1	46

Как следует из оценочных расчётов при наличии достаточно малой поперечной составляющей магнитного поля B_y температура плазмы в слое достигает “рентгеновских” значений порядка 10^7 К . Свободная энергия в слое значительно превышает значения энергии нановспышек. Растекающаяся из слоя нагретая плазма будет охлаждаться в результате теплопроводности и излучения. Задача газодинамического расширения и охлаждения представляет самостоятельный интерес и будет рассмотрена в дальнейшем.

СУБСЕКУНДНАЯ ВРЕМЕННАЯ СТРУКТУРА ЖЁСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВСПЫШЕК

Чариков Ю.Е.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

SUBSECOND TIME STRUCTURE OF HARD X-RAYS IN SOLAR FLARES

Charikov Yu.E.

A.F. Ioffe Physico-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, Saint-Petersburg

Time series of solar flare hard X-rays reveal fast time structures reflected the intermittent injection of accelerated electrons. IRIS spectrometer found a super fast HXR spikes during solar flares. Spike time profiles had been analyzed. The separate hard X – ray pulse show a triangle form. Duration of some spikes equaled less then 100 ms. We simulate the fast hard X-ray time structure in a thick target model in the nonstationary kinetic.

Жёсткое рентгеновское излучение (ЖРИ) вспышек наиболее точно отражает процессы ускорения (распространения) ускоренных электронов. Временная структура ЖРИ представляет серию многочисленных импульсов различной длительности. Представляет несомненный интерес изучение сверхтонкой временной структуры ЖРИ с целью выяснения наименьших временных масштабов (а значит и пространственных) в процессе ускорения электронов и тормозного излучения.

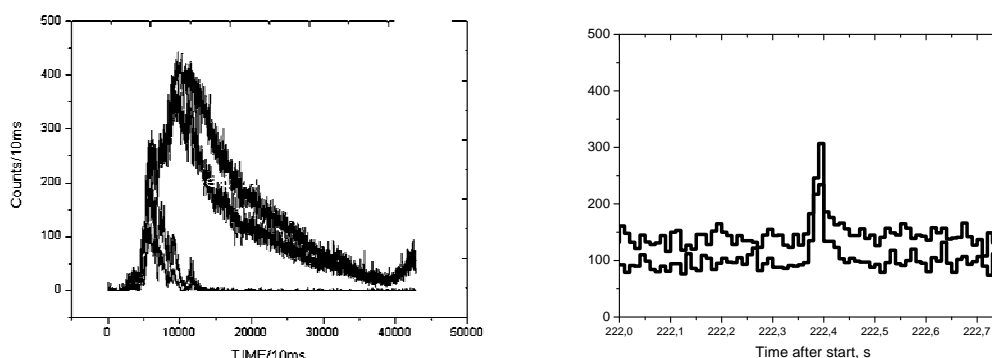


Рис. 1.

На рис.1 показаны временные ряды ЖРИ (4 энергетические канала от 24 до 156 кэВ, слева) во время вспышки 20.08.02 в 08:24:50UT и наиболее мощный отдельный импульс в каналах 24-47, 47-77 кэВ (справа). ЖРИ регистрировалось спектрометром ИРИС на спутнике КОРОНАС-Ф [1]. Обратим особое внимание на полное временное совпадение излучения в этих каналах. Совпадение практически полное внутри неопределённости измерений – 10 мс. Ранее Aschwanden [2] показал, что для ряда мощных вспы-

шек наблюдаются временные задержки импульсов ЖРИ разных энергий. Эти результаты могут быть объяснены зависимостью времени пролёта от энергии. Более энергичные электроны попадают в источник излучения (толстую мишень) ранее менее энергичных и потому формируют рентгеновский импульс первыми.

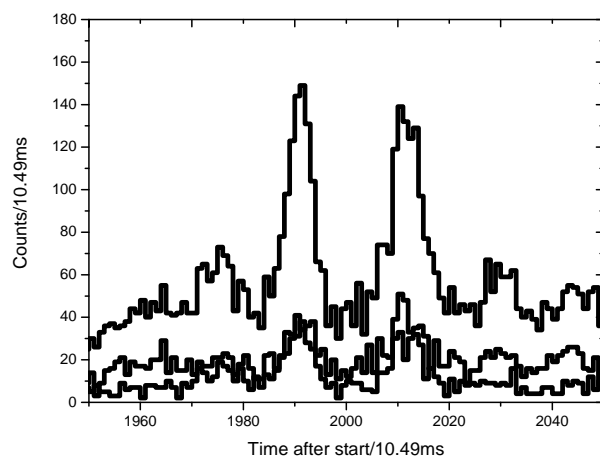


Рис. 2.

На рис. 2 показаны 2 импульса ЖРИ во время вспышки 19.03.03 в 03:29:40UT в каналах 24-156 (верхняя кривая), 24-47 и 112-156 кэВ (нижняя кривая). Детальный анализ импульсов в разных каналах энергии также не обнаруживает временных задержек в пределах 10.5мс. Длительность импульсов ЖРИ порядка 100 мс. Импульсное тормозное излучение в толстой мишени такой длительности может сформироваться в чрезвычайно плотной плазме – не менее 10^{12} см⁻³. Ясно, что ускорение электронов в такой плазме чрезвычайно не эффективно в силу кулоновских потерь. Поэтому предположение о локализации области ускорения в разреженной плазме является вполне разумным. Однако отсутствие временных задержек между импульсами разных энергий в наших измерениях не предполагает пространственного разделения областей ускорения электронов и ЖРИ. По всей видимости, тонкие магнитные волокна плотные и разреженные должны сосуществовать вместе. Более детальное рассмотрение области ускорения и излучения предполагается в следующих работах.

Литература

1. *Дмитриев П.Б., Кудрявцев И.В., Лазутков В.П., Матвеев Г.А., Савченко М.И., Скородумов Д.В., Чариков Ю.Е.* // Особенности рентгеновского излучения солнечных вспышек, зарегистрированных спектрометром “ИРИС” во время полёта станции КОРОНАС–Ф // 2006, *Астрономический вестник*, т.40, N 2, с. 160-170
2. *Aschwanden, M.J., Wills, M.J., Hudson, H.S., Kosugi, T., and Schwartz, R.A.* 1996, *Astrophys. J.*, v.468, 398

НАБЛЮДЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ВСПЫШЕК 14 ИЮЛЯ 2005 ГОДА С МАРСИАНСКОЙ И ОКОЛОЗЕМНОЙ ОРБИТ

**Чернетский В.А.¹, Лившиц М.А.¹, Кашапова Л.К.²,
Митрофанов И.Г.³, Головин Д.³, Козырев А.С.³, Литвак М.Л.³,
Санин А.Б.³, Третьяков В.И.³,
Бойнтон В.⁴, Шинохара К.⁴, Хамара Д.⁴**

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

²*Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия*

³*Институт космических исследований РАН, Москва, Россия*

⁴*Университет штата Аризона, США*

OBSERVATIONS OF X-RAY FLARES ON 14.JULY 2005 FROM THE MARTIAN AND NEAR EARTH' ORBITS

**Chernetsky V.A.¹, Livshits M.A.¹, Kashapova L.K.²,
Mitrofanov I.G.³, Kozyrev A.S.³, Litvak M.L.³, Sanin A.B.³,
Tret'yakov V.I.³, Boynton W.⁴, Shinohara K.⁴, and Hamara D.⁴**

¹*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation,
Moscow Region, Russia*

²*Institute of Solar-Terrestrial Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,
Irkutsk, Russia*

³*Space Research Institute, Moscow, Russia*

⁴*Arizona State University, Arizona, USA*

We analyze the X-ray observations of two limb flares of 14.July 2005 registered on the board of the spacecraft MARS Odyssey with the equipments developed by Space Research Institute of RAS. Besides we obtain spectra and images of these flares from the RHESSI data for a few moments. Both flares are limb-occulted events as they seen from the Earth while from the Mars they observed on the solar disc. We discuss homologous properties of flares, possible stereoscopic effects, features subsequent perturbation in the interplanetary space.

В предыдущих работах [1, 2] уже сообщалось о наблюдениях солнечных вспышек прибором HEND (детектором нейтронов высоких энергий), регистрирующим также фотоны с энергиями свыше 30 кэВ. Там основное внимание уделялось восходу группы 10486 в октябре 2003 г. Здесь же рассматривается развитие группы 10786 в июле 2005 г., в которой при ее заходе 14 июля 2005 г. на КА "Марс Одиссей" наблюдались две вспышки. Условия их наблюдений с орбиты вокруг Марса были лучше, поскольку Марс находился более чем на 40 градусов западнее Земли. Обе вспышки, начавшиеся в 5:56 и 10:16 UT соответственно, характеризовались тем, что рентгеновское излучение вначале было мягким, а затем наблюдался мощ-

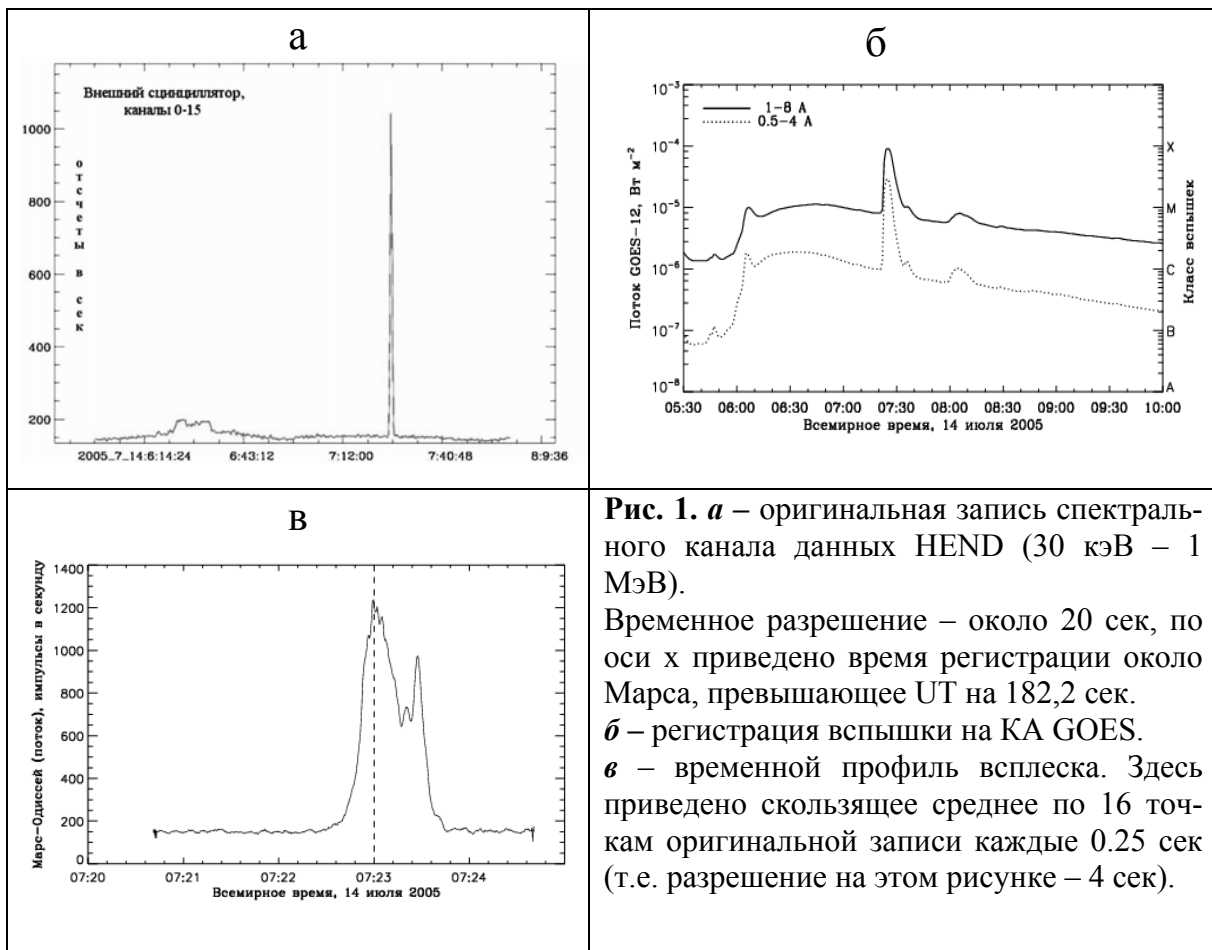


Рис. 1. *а* – оригинальная запись спектрального канала данных HEND (30 кэВ – 1 МэВ).

Временное разрешение – около 20 сек, по оси х приведено время регистрации около Марса, превышающее UT на 182,2 сек.

б – регистрация вспышки на КА GOES.

в – временной профиль всплеска. Здесь приведено скользящее среднее по 16 точкам оригинальной записи каждые 0.25 сек (т.е. разрешение на этом рисунке – 4 сек).

ный жесткий всплеск. Это очень резко проявляется в первой вспышке около 7 UT (см. рис. 1), когда развитие слабого длительного процесса привело к мощному импульсному энерговыделению. Максимум мягкого рентгеновского излучения (балл M 9.9) был достигнут одновременно с показанным на рис. 1в жестким всплеском. Рассмотрение данных по отдельным каналам показывает, что до 7:22 UT регистрировалось излучение около 30 кэВ, а во время всплеска 7:22-7:24 UT оно распространилось вплоть до 200 кэВ. Заметим, что максимум чувствительности рентгеновского канала (с внешним сцинтиллятором) приходится на энергию 80 кэВ. Кроме значительного временного запаздывания максимума вспышки относительно ее начала, это событие отличается от многих других, наблюдавшихся на "Марс Одиссей", тем, что сам импульс около 6:05 UT отсутствует. Это можно связать с его мягким спектром. Но в области около 30 кэВ в 6:20–6:30 UT надежно регистрируется максимум излучения, проявляющийся в других наблюдениях на Земле и околоземных орбитах только в радиодиапазоне на длинах волн более 1 м.

Вторая, несколько более мощная вспышка X 1.2 также началась с более мягкого излучения (ступенька на рис. 2 на профиле HEND в 10:14-10:28 UT, энергия фотонов около 30 кэВ). Это согласуется с наблюдениями

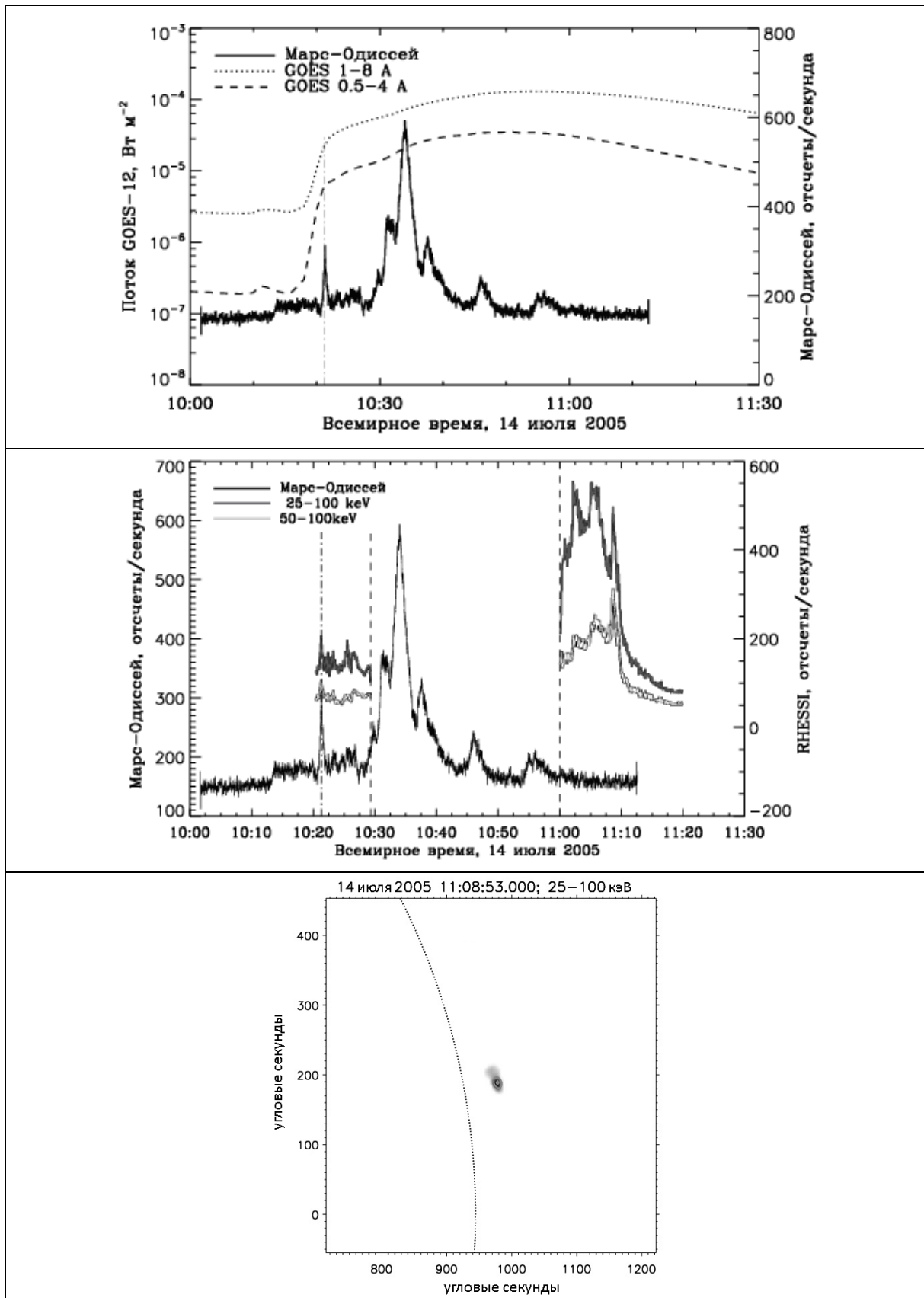


Рис. 2. Верхняя панель – сопоставление временного профиля HEND (разрешение 0.25 сек) с данными GOES. Средняя панель – сопоставление тех же данных с регистрациями RHESSI. Нижняя панель – изображение источника по данным RHESSI. Показаны различные уровни излучения в области энергий свыше 25 кэВ.

начала вспышки на RHESSI, описанными S. Krucker, H. Hudson в [3]. Однако уже в этот промежуток времени в 10:20-10:21 UT наблюдался всплеск, излучение которого простирается примерно до 200 кэВ. Такие явления иногда присутствуют в X-вспышках. По времени он совпал с изломом на временном профиле GOES.

Наблюдения основного всплеска 10:30-11:00 UT на RHESSI отсутствовали, но он совпал с мощным микроволновым всплеском. По данным HEND он проявился и в γ -диапазоне (внутренний сцинтиллятор), т.е. в области энергий, превышающей 300 кэВ. Неожиданным явилось то, что после 11:00 UT на RHESSI наблюдалось заметное излучение (рис. 2). Восстановленное по данным RHESSI изображение приведено на этом рисунке. На "Марс Одиссей" оно практически отсутствовало. Возможным объяснением такого эффекта является анизотропия излучения лимбовых и залимбовых источников, изучение которой начато с работы [4] и привлекалось в дальнейшем при объяснении увеличения числа весьма жестких рентгеновских источников близ лимба.

Заметим, что в ходе каждого события около 7 и 10 часов на коронографе C2 LASCO наблюдались медленные корональные выбросы массы. Эта плазма была вынесена затем в межпланетное пространство быстрыми выбросами, сопровождающими мощное импульсное энерговыделение. Образовавшееся западнее линии Солнце–Земля облако замагниченной плазмы привело в большому Форбуш-эффекту 17-18 июля 2005 г.

Эти результаты публикуются в *Астрономическом журнале*.

Работа выполнена в рамках грантов РФФИ 08-02-00872 и НШ 4573.2008.2.

Литература

1. М.А. Лившиц, В.А. Чернетский, И.Г. Митрофанов и др. 2005, *Астрон. журн.*, 82, 1025.
2. Л.К. Кашанова, М.А. Лившиц, 2008, *Астрон. журн.*, 85, 1129.
3. http://sprg.ssl.berkeley.edu/~tohban/nuggets/?page=article&article_id=5
4. H.S. Hudson, R.P. Lin, R.T. Stewart. 1982, *Solar Phys.* 75, 245.

23 СОЛНЕЧНЫЙ ЦИКЛ В ФОНОВОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ СОЛНЦА

Чертопруд В.Е., Обридко В.Н.

Учреждение Российской академии наук Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН. Троицк Московской обл., Россия

SOLAR CYCLE 23 IN THE BACKGROUND MAGNETIC FIELD

Chertoprud V.E., Obridko V.N.

Russian academy of sciences Pushkov institute of terrestrial magnetism, ionosphere and radio wave propagation (IZMIRAN). Troitsk, Moscow Region, Russia

The results of comparative analysis of SOHO MDI and WSO magnetic field data are presented.

Полученный на SOHO/MDI ряд солнечных магнитограмм (с шагом 96^m и разрешением $2''$) [1] содержит уникальную информацию о динамике фонового магнитного поля Солнца в 23-м солнечном цикле. Для её анализа реализована следующая схема. Обработана последовательность идущих через сутки 1^m магнитограмм (lev1.8.2) с мая 1996 г. по март 2009. В каждой из них на карте Солнца выделен прямоугольник шириной ~ 0.2 радиуса Солнца, вертикальная ось которого совпадает с солнечным центральным меридианом и охватывает широтный интервал $\sim \pm 80^\circ$. Прямоугольник разбит на 5×53 ячеек (5 по ширине и 53 по высоте) размером 20×18 пикселей. По данным каждой ячейки вычислены моменты распределения магнитного поля B и ряд других параметров.

Обработка проводилась при двух условиях: 1) $|B| < 100$ Гс (значения магнитного поля $|B| \geq 100$ Гс заменялись пропусками), 2) из рассмотрения исключались ячейки с числом данных менее 100. Эти условия отсекают поля солнечных пятен и обеспечивают однородность оценок параметров. Число обработанных ячеек превышает 10^6 . Проведено три последовательных усреднения полученных статистических параметров: 1) скользящее усреднение параметров по трем соседним широтам φ с использованием всех ячеек, приходящихся на эти широты; 2) месячное усреднение полученных данных; 3) вычисление среднегодовых скользящих значений параметров по среднемесячным оценкам. При обработке учтено, что начиная с 2003 г. в верхней части магнитограммы временами находилось не северное, а южное полушарие Солнца. “Кувыркание” изображения Солнца позволило напрямую оценить изменения уровня шума камеры вдоль столбца камеры и убедиться, что возрастание $\langle B^2 \rangle$ от северного полушария к южному – чисто инструментальный эффект.

Получен и проанализирован ход $\langle B \rangle$ и $\langle B^2 \rangle$ в 1997-2008 гг. на различных широтах. Сделан вывод о том, слабое фоновое магнитное поле ($|B| < 100$ Гс), в среднем составляющее 98% от всех измерений, обладает 11-летним циклом и квазидвухлетними колебаниями (КДВ).

Характерные особенности вариаций фонового магнитного поля показаны на рис. 1-3. Для удобства сравнения часть результатов представлена в стандартизированном виде, т.е. после преобразования $X \rightarrow st = [X - m(X)]/s(X)$, где $m(X)$ и $s(X)$ – среднее значение и стандартное отклонение величины X , определенные по данным исходной кривой.

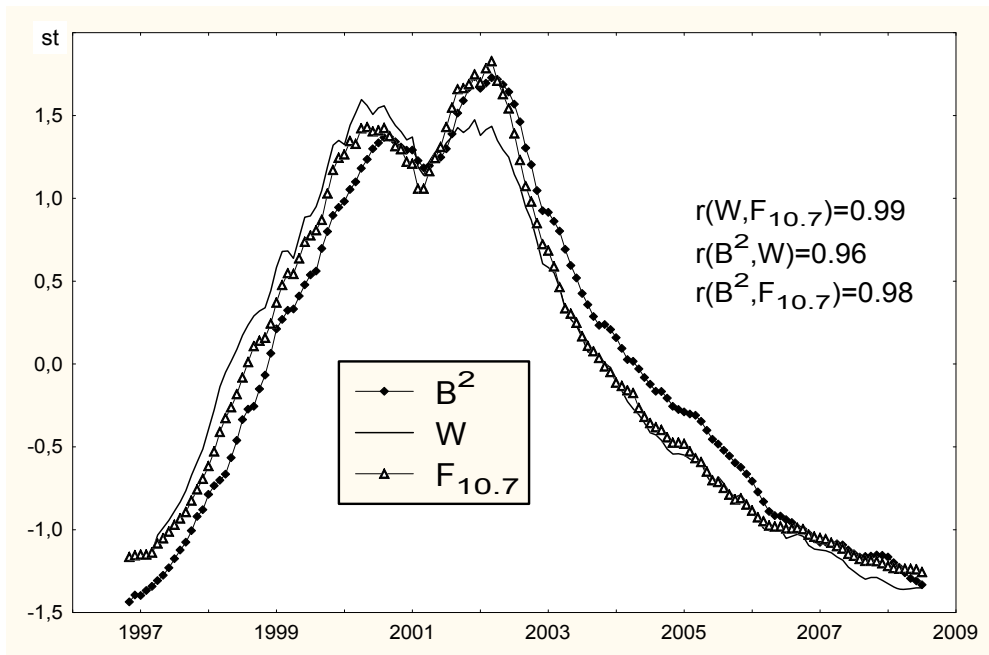


Рис. 1.

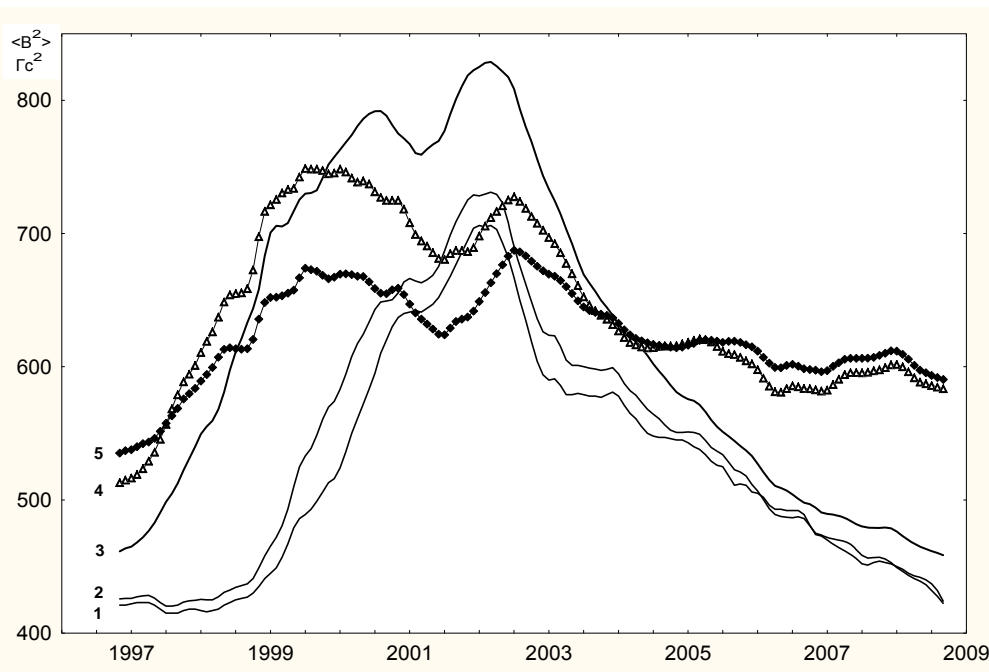


Рис. 2.

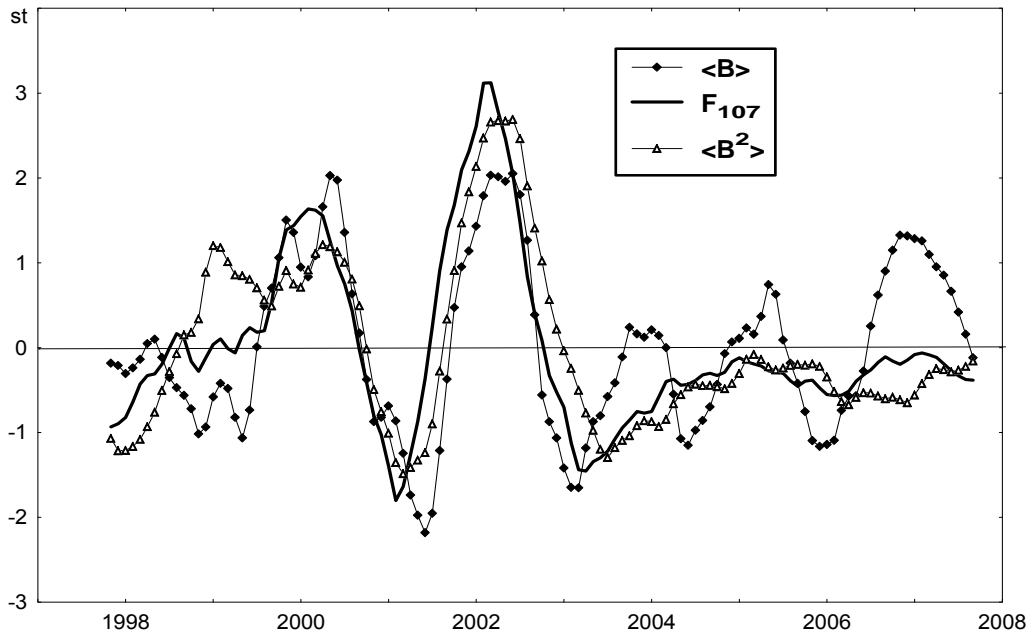


Рис. 3.

На рис. 1 приведены скользящие среднегодовые оценки величин $\langle B^2 \rangle$ (в диапазоне широт $|\varphi| \leq 30^\circ$) и индексов солнечной активности W , $F_{10.7}$, а на рис. 2 – оценки $\langle B^2 \rangle$ в разных диапазонах широт: $\varphi \approx 0^\circ$ (1), $|\varphi| < 10^\circ$ (2), $|\varphi| = 10-30^\circ$ (3), $|\varphi| = 30-45^\circ$ (4), $|\varphi| = 45-70^\circ$ (5). Как видно из графиков, в фоновом магнитном поле Солнца на всех широтах наблюдается 11-летний цикл, при этом на широтах ниже 30° циклические изменения $\langle B^2 \rangle$ практически подобны изменениям интегрального потока радиоизлучения $F_{10.7}$, что согласуется с [2].

На рис. 3 приведены скользящие среднегодовые оценки величин $\langle B \rangle$, $\langle B^2 \rangle$ ($|\varphi| = 10-30^\circ$) и $F_{10.7}$ после разностной фильтрации $\{X_t \rightarrow Y_t = 2X_t - X_{t-12} - X_{t+12}\}$, где X_t – скользящие с шагом 1 месяц среднегодовые значения X , $[t] = \text{мес.}$ На всех графиках четко прослеживаются КДВ, при этом вариации $\langle B^2 \rangle$ и $F_{10.7}$ тесно связаны.

Дополнительную информацию о вариациях фонового магнитного поля дают карты $\langle B \rangle(t, \varphi)$, $\langle B^2 \rangle(t, \varphi)$. Анализировались построенные по данным SOHO/MDI [1] и по данным Обсерватории им. Джона Вилкокса (WSO) [3] карты. Для выделения фонового магнитного поля Солнца по данным WSO использовалось условие $|B| < 5$ Гс. При построении карт взяты скользящие (с шагом 1 месяц для SOHO/MDI или 1 CR для WSO) среднегодовые оценки фонового магнитного поля или других параметров. Не имея возможности воспроизвести здесь такие карты, ограничимся краткими выводами.

Среднее поле $\langle B \rangle$. Карты, полученные по данным SOHO/MDI и WSO, находятся в хорошем согласии. Выше широты 45° четко наблюдается переполюсовка магнитного поля. Амплитуда изменений B по данным

SOHO/MDI примерно вдвое выше, чем по данным WSO. После разностной фильтрации $\langle B \rangle$ выявляется сходная на двух картах структура КДВ с движением от экватора к полюсам.

$\langle B^2 \rangle$ после стандартизирования по времени. На карте для SOHO/MDI 11-летний цикл проявляется на всех широтах. 11-летний максимум смещается от полюса к полюсу за 2 года. Вне экваториальной полосы наблюдается двухвершинный цикл энергии фонового магнитного поля.

Авторы признательны коллективу сотрудников SOHO/MDI и WSO за предоставленные данные.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты №07-02-00333 и 07-02-00246).

Литература

1. <http://soi.stanford.edu/magnetic/index5.html>.
2. *Иошва Б.А., Обридко Б.Н., Чертопруд В.Е.* Письма в Астрон. журн. **35**, (2009).
3. <http://wso.stanford.edu/synsource1.html>.

ЗАВИСИМОСТЬ «СЛУЧАЙНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ» ФОТОТОКА ОТ ИЗМЕНЕНИЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Шаповалов С.Н., Трошичев О.А.

*Арктический и антарктический научно-исследовательский институт,
Санкт-Петербург, Россия*

THE DEPENDENCY "CASUAL FLUKTUATIONS" PHOTOCURRENT FROM CHANGE THE SOLAR ACTIVITY

Shapovalov S.N., Troshichev O.A.

Arctic and antarctic research institute, Saint-Petersburg, Russia

In persisting work are presented results of the studies on registrations anomalous fluctuations in photocurrent FD-7K photoelectric concentration colorimetr KFK-2 for period since 24.04.2004 on 01.02.2006 on st. Novo (Antarctic). The time analysis of the number fluctuations overnight (the frequency of the appearances) has shown that their temporary distribution corresponds to change to general solar radiation (TSI) and solar activity (F10.7 cm). Possible do the conclusion that frequency of the appearance fluctuations photocurrent FD-7K is conditioned solar reason that expects the reaction a photocell different device on solar activity.

В период антарктической экспедиции на ст. Мирный в 1996-1997 гг. при измерениях биохимической реакции фотоэлектрическим концентрационным колориметром КФК-2 на панели прибора наблюдались резкие отклонения стрелки микроамперметра, соответствующие усилению оптической плотности изучаемой реакции. Было высказано предположение, что причина кратковременных всплесков, которым несвойственны характеристики прибора и допустимые оценки методики эксперимента, может быть связана с нетривиальными флуктуациями [1, 2].

Проверка этого предположения проводилась ст. Новолазаревская с 24.04.2004 г. по 01.02.2006 г. без рабочего раствора в приборе, в автоматизированном режиме и с записью значений фототока в файл данных.

За указанный период измерений фототока было зарегистрировано более 200000 случаев нетривиальных флуктуаций (всплесков). При обработке данных, в распределении значений суточных чисел всплесков (случаев) выявились вариации, характерные изменениям космогеофизических факторов. При выполнения анализа по связи всплесков с временными изменениями радиоизлучения Солнца (F10.7 cm), общей солнечной радиации (TSI), потоков СКЛ и К-индекса установлено соответствие временных изменений (вариаций) в общем распределении всплесков вариациям радиоизлучения (F10.7 cm) и TSI, с коэффициентами $r \sim (0.65)$ и $r \sim (0.55)$. Сравнения показаны на рис. 1 (а, б).

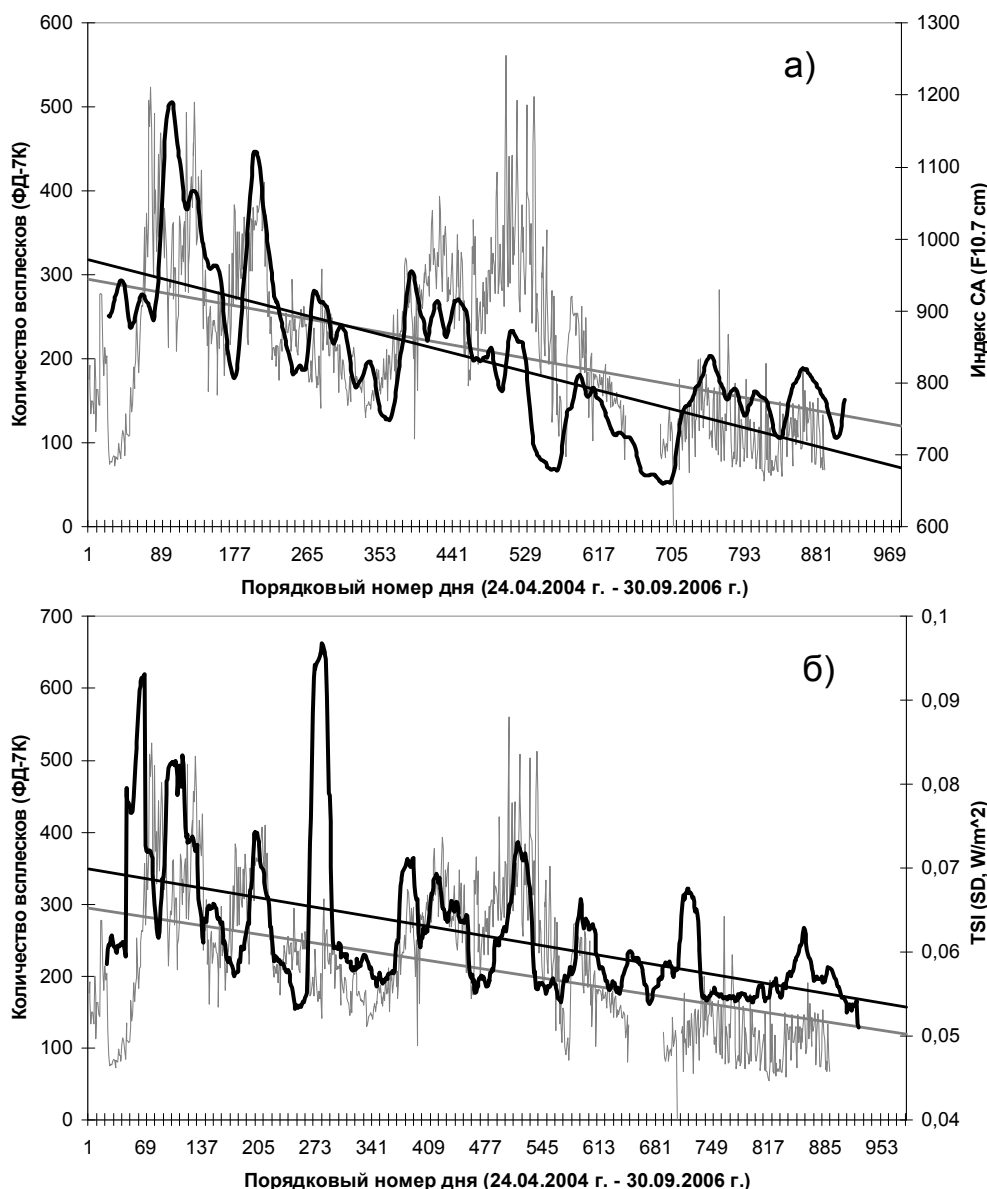


Рис. 1 (а, б). Сравнение временных изменений в распределении всплесков в фототоке FD-7К с радиоизлучением Солнца (F10.7 cm) (а) и общей солнечной радиацией (TSI) (б) за период с 24.04.2004 г. по 01.02.2006 г. (ст. Новолазаревская)

Становится очевидным, что наблюдаемые всплески в фототоке FD-7К обусловлены солнечными «причинами». Очевидно также и то, что известные до настоящего времени механизмы в солнечно-земных связях не являются прямым следствием наблюдаемых флуктуаций в фототоке, а проявляются лишь в виде эффектов.

Литература

1. Горшков Э.С., Шаповалов С.Н., Соколовский В.В., Трошичев О.А. // Биофизика, 2000, Т. 45, вып.5, с. 947-949.
2. S.N. Shapovalov, E.S. Gorshkov, and O.A. Troshichev // Biophysics, Vol. 49, Suppl. 1, 2004, S119.

ИССЛЕДОВАНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДОВ В СПЕКТРЕ UV ЗЕНИТА АТМОСФЕРЫ (АНТАРКТИДА)

Шаповалов С.Н., Трошичев О.А.

*Арктический и антарктический научно-исследовательский институт,
Санкт-Петербург, Россия*

STUDIES ENERGY TRANSITION IN SPECTRUM UV ZENITH OF ATMOSPHERE (ANTARCTIC)

Shapovalov S.N., Troshichev O.A.

Arctic and antarctic research institute, Saint-Petersburg, Russia

On antarctic station Novo (70.46.628 S, 011.49.433 E) are conducted many-server spectral measurements UV zenith of atmosphere (290 nm - 400 nm). In line 332 nm, 333.5 nm, 342.5 nm, 351.5 nm and 395.2 nm are discovered energy deflections, repeatedly exceeding regular fluctuations in spectrum. In process of the analysis given for period of the observations since 08.09.2005 on 18.12.2005 is installed relationship of the energy deflections with flow solar cosmic rays.

На ст. Новолазаревская (Антарктида) проводятся спектральные наблюдения флуктуаций энергии в диапазоне UV спектра зенита атмосферы [1]. Измерения проводятся с помощью восьмиканального оптоволоконного спектрометра AvaSpec-2048 (*Fiber Optic Spectrometer, Avantes, www.avantes.com*).

На этапе начальных наблюдений с 10.02.2005 по 15.03.2005 г., в диапазоне 290-780 nm было обнаружено пять линий (332 nm, 333.5 nm, 342.5 nm, 351.5 nm и 395.2 nm), в которых наблюдались энергетические отклонения (переходы), превышающие аппаратные флуктуации на порядок и выше.

При выполнении продолжительных измерений с 15.08.05 г. по 17.12.05 г. установлены полярности переходов. На линиях 332 nm и 333.5 nm наблюдались переходы в сторону увеличения энергии (eV/photon), на 395.2 nm – в сторону уменьшения, а на 342.5 nm и 351.5 nm наблюдались разнополярные переходы. Согласно (1):

$$E(\lambda) = hc / \lambda_e \quad (1)$$

где h = Planck's constant $6.62606876 \cdot 10^{-34}$, c = velocity of light $2.998 \cdot 10^8$ m/s, λ = wavelength in meters.

энергетические переходы для положительных отклонений (в сторону увеличения энергии) составили:

$$3.734 \text{ (eV/photon)} = E(332.0 \text{ nm}) \rightarrow 3.745 \text{ (eV/photon)} = E(331.0 \text{ nm}),$$

$$3.717 \text{ (eV/photon)} = E(333.5 \text{ nm}) \rightarrow 3.762 \text{ (eV/photon)} = E(329.5 \text{ nm}),$$

$$3.619 \text{ (eV/photon)} = E (342.5 \text{ nm}) \rightarrow 3.652 \text{ (eV/photon)} = E (339.5 \text{ nm}),$$

$$3.527 \text{ (eV/photon)} = E (351.5 \text{ nm}) \rightarrow 3.567 \text{ (eV/photon)} = E (347.5 \text{ nm}),$$

для отрицательных отклонений (в сторону уменьшения энергии):

$$3.619 \text{ (eV/photon)} = E (342.5 \text{ nm}) \rightarrow 3.583 \text{ (eV/photon)} = E (346.0 \text{ nm}),$$

$$3.527 \text{ (eV/photon)} = E (351.5 \text{ nm}) \rightarrow 3.519 \text{ (eV/photon)} = E (352.3 \text{ nm}),$$

$$3.137 \text{ (eV/photon)} = E (395.2 \text{ nm}) \rightarrow 3.122 \text{ (eV/photon)} = E (397.0 \text{ nm}).$$

Из расчетных значений видно, что наибольшие переходы наблюдаются на частотах 342.5 nm ($\uparrow 6.5$ nm), 351.5 nm ($\uparrow 5.0$ nm), 333.5 nm ($\downarrow 4.0$ nm).

В процессе поиска физически обусловленных причин *nm-флуктуаций* в диапазоне UV, изучалась их связь с потоками солнечных и галактических космических лучей, активно воздействующих на атомарно-молекулярные состояния в мезосфере и стратосфере.

При обработке данных в виде среднесуточных стандартных отклонений (SD_{nm}) и выполнения временного анализа за период наблюдений с 01.09.06 г. по 12.02.07 г., были получены значимые оценки связи SD_{nm} с потоками протонов СКЛ. Для примера, на рис. 1 приведены сравнения ряда $SD_{342.5nm}$ с потоками СКЛ ($E > 1$ MeV, $E > 10$ MeV, $E > 100$ MeV). Распределения представлены после выполнения фильтрации ряда методом экспоненциального сглаживания. На графиках видно, что на протяжении достаточно длительного периода наблюдается соответствие временных изменений $SD_{342.5nm}$ вариациям СКЛ. Согласно приведенным на графиках коэффициентам корреляции, наибольшая зависимость $SD_{342.5nm}$ от протонов выражается для протонов $E > 1$ MeV ($r \sim 0.8$). Коэффициенты корреляции с протонами больших энергий ($E > 10$ MeV и $E > 100$ MeV) имеют меньшие, с обратным знаком значения: $r \sim (-0.6)$ и $r \sim (-0.5)$.

Согласно полученным результатам следовало ожидать, что обнаруженные связи могут отражаться и в показателях фотохимических реакций в атмосфере. Для проверки такого предположения с 01.09.2007 г. по 10.11.2007 г. проводились синхронные спектральные наблюдения эффектов на исследуемых частотах UV и общего содержания озона (ОСО). Наблюдения ОСО проводились на спектрофотометре М-124 методом зенитных измерений.

При выполнении анализа данных было выявлено временное соответствие изменений в рядах ОСО и $SD_{329 \text{ nm} - 334 \text{ nm}}$. Для примера, на рис. 2 показано сравнение распределений полученных рядов при синхронных наблюдениях.

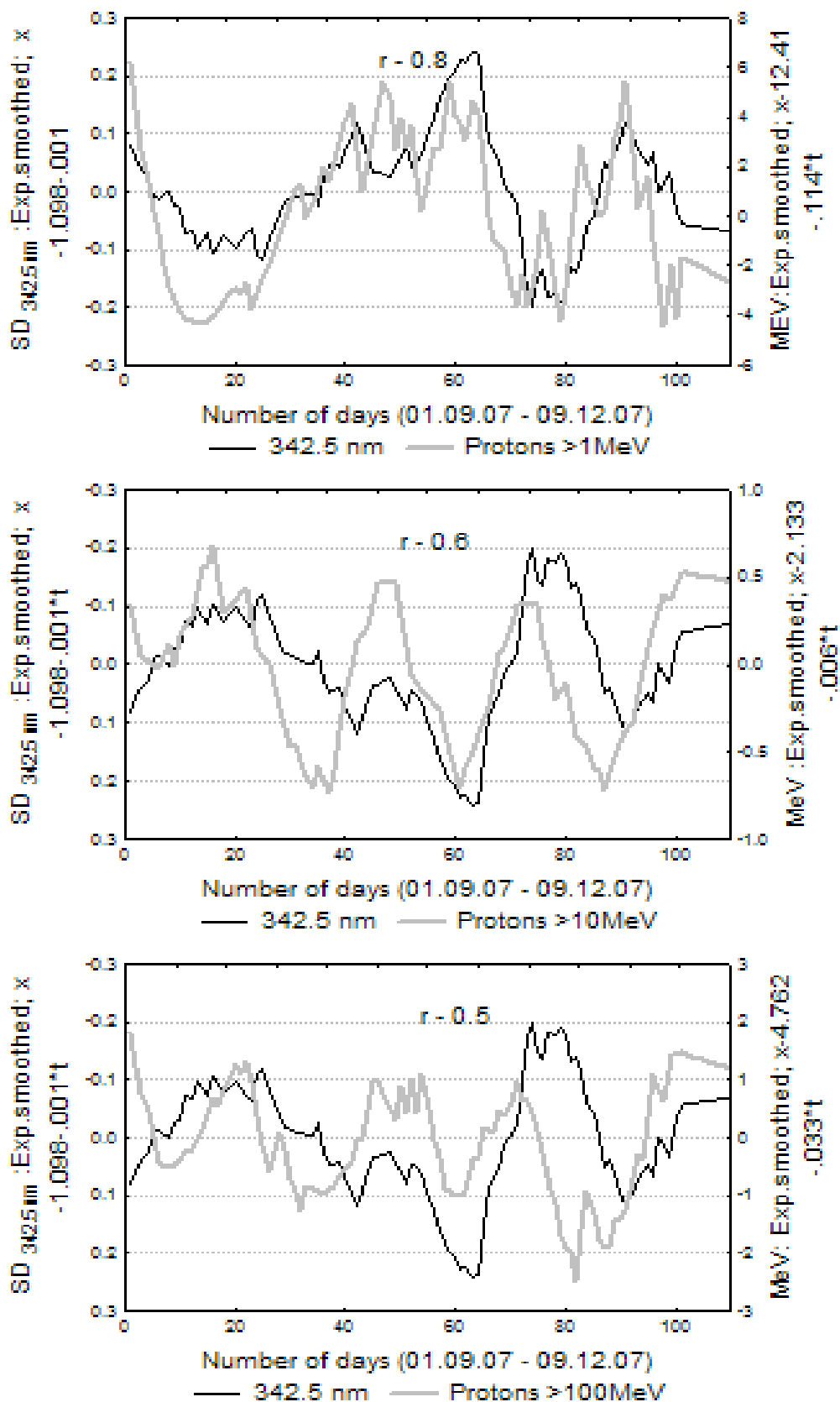


Рис. 1. Сравнение временного распределения среднесуточных стандартных отклонений (SD) энергии 342.5 nm с протонами СКЛ ($E > 1$ MeV, $E > 10$ MeV, $E > 100$ MeV) за период с 01.09.07 г. по 09.12.07 г. (ст. Новолазаревская)

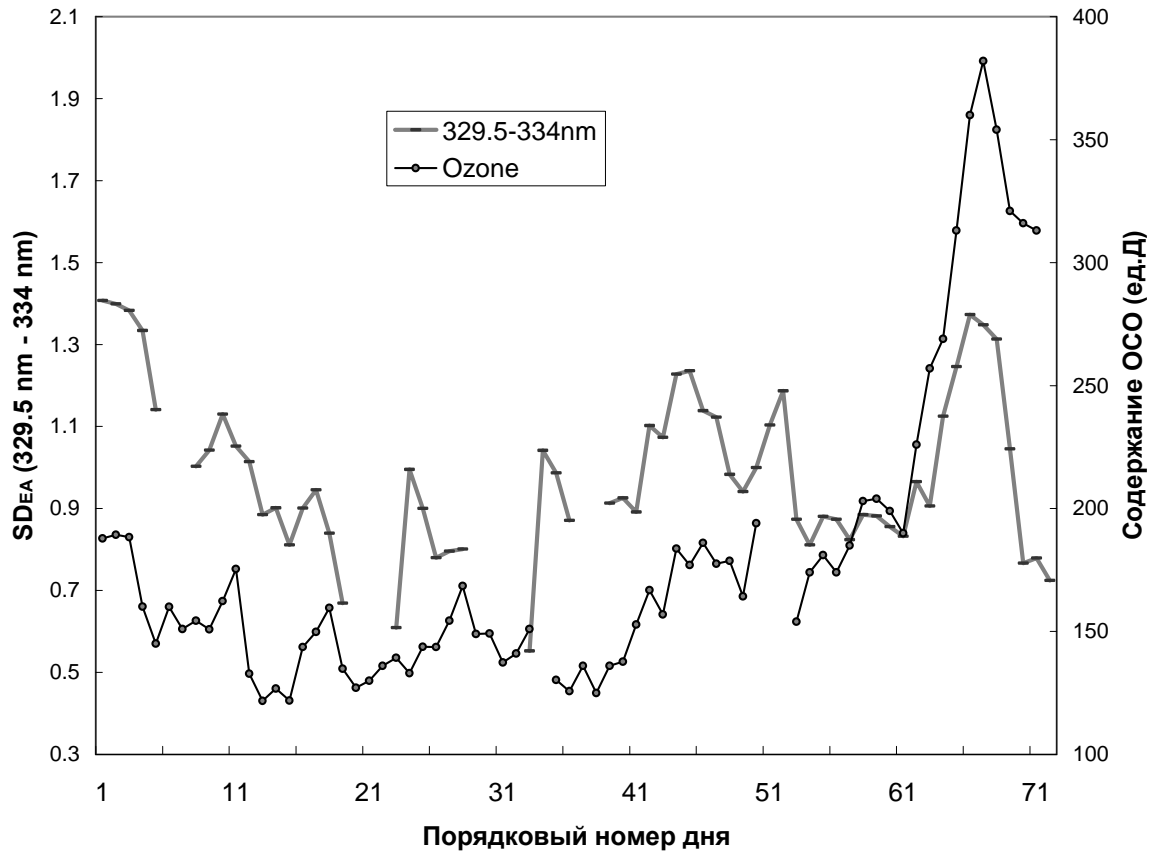


Рис. 2. Сравнение временного распределения $SD_{329.5 \text{ nm} - 334 \text{ nm}}$ с ОСО за период синхронных наблюдений с 01.09.2007 г. по 10.11.2007 г. (AvaSpec-2048 и М-124, ст. Новолазаревская)

Обнаруженные энергетические переходы в диапазоне UV спектра зенита атмосферы, как видно, являются следствием столкновительных процессов солнечных заряженных частиц (протонов) с атомами и молекулами в мезосфере и стратосфере. Такое заключение основано на установленной связи энергетических переходов с протонами энергий $E > 1 \text{ MeV}$, которые поглощаются в атмосфере на высотах 85-70 км, а также связи энергетических переходов с ОСО, основная часть которого концентрируется на высотах 20–30 км. Таким образом, представляется допустимой оценка высотного уровня наблюдаемых эффектов в UV: от 20 км до 85 км.

Литература

1. *S.N. Shapovalov, O.A. Troshichev.* Geophysical research in Spitsbergen archipelago, The 3-d International Conference, October 03-05, 2006.

ОЦЕНКА РОЛИ ЭВЕКЦИИ В ЭФФЕКТЕ ЭЙНШТЕЙНА

Шаповалов С.Н., Трошичев О.А.

*Арктический и антарктический научно-исследовательский институт,
Санкт-Петербург, Россия*

THE ESTIMATION DUG EVECTION IN EFFECT EINSHTEIN

Shapovalov S.N., Troshichev O.A.

Arctic and antarctic research institute, Saint-Petersburg, Russia

The considered results of the optical measurements of the deflection rays stars from disk Sun at observation of the full solar eclipses with 1919 on 1973 (the effect Einstein). The organized analysis relationship estimation with evection - "main indignation from Sun in theories of the moving the Moon". It is shown that deflection лучей stars at days extremum evection can reach the values 2.25" 10%. Accordingly, importance Einstein 1.75" must exist at condition $1.274^\circ \sin(l - 2D) = 0$.

Известно, что величина $\delta\varphi = 1.75''$ была получена А. Эйнштейном после разработки Общей теории относительности (ОТО) [1]:

$$\delta\varphi = -4GM_c / R_c c^2 \quad (1)$$

где знак «минус» соответствует отклонению луча в сторону центра Солнца, $G = 6.67 \cdot 10^{-11} \text{ Н} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{кг}^{-2}$ – гравитационная постоянная, $M_c = 1.99 \cdot 10^{30} \text{ кг}$ – масса Солнца, $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ – скорость света, $R_c = 6.96 \cdot 10^8 \text{ м}$ – радиус Солнца.

Оптические исследования $\delta\varphi$ охватывает период с 1919 г. по 1973 г. За это время перечень погрешностей расширился, но приближение $\delta\varphi$ к $1.75''$ не улучшилось. По наблюдениям всего восьми полных солнечных затмений (восемнадцать результатов), средний результат измерений составляет $\delta\varphi = 1.83'' \pm 0.40$, а средний результат перерасчетов: $\delta\varphi = 2.0'' \pm 0.13$ [2].

Физический смысл эвекции состоит в периодическом изменении формы лунной орбиты (31.8 сут). Выражение для эвекции включает различие уравнений центра e_c , связанное с членом $1.274^\circ \sin(l - 2D)$ [3, 4]:

$$e_c = 5.02^\circ \sin l + 0.214 \sin 2l \quad (2)$$

$$e_c = 7.56^\circ \sin l + 0.214 \sin 2l \quad (3)$$

В анализ связи $\delta\varphi$ с эвекцией были включены наблюдения эффекта с 1919 г. по 1973 г. Значения эвекции рассчитывались на юлианские даты полных солнечных затмений. На рис. 1 показаны распределения практических оценок $\delta\varphi_M$ (с усреднением результатов) и теоретического распределения $\delta\varphi_E$ с учетом значений эвекции для соответствующих дат солнечных затмений.

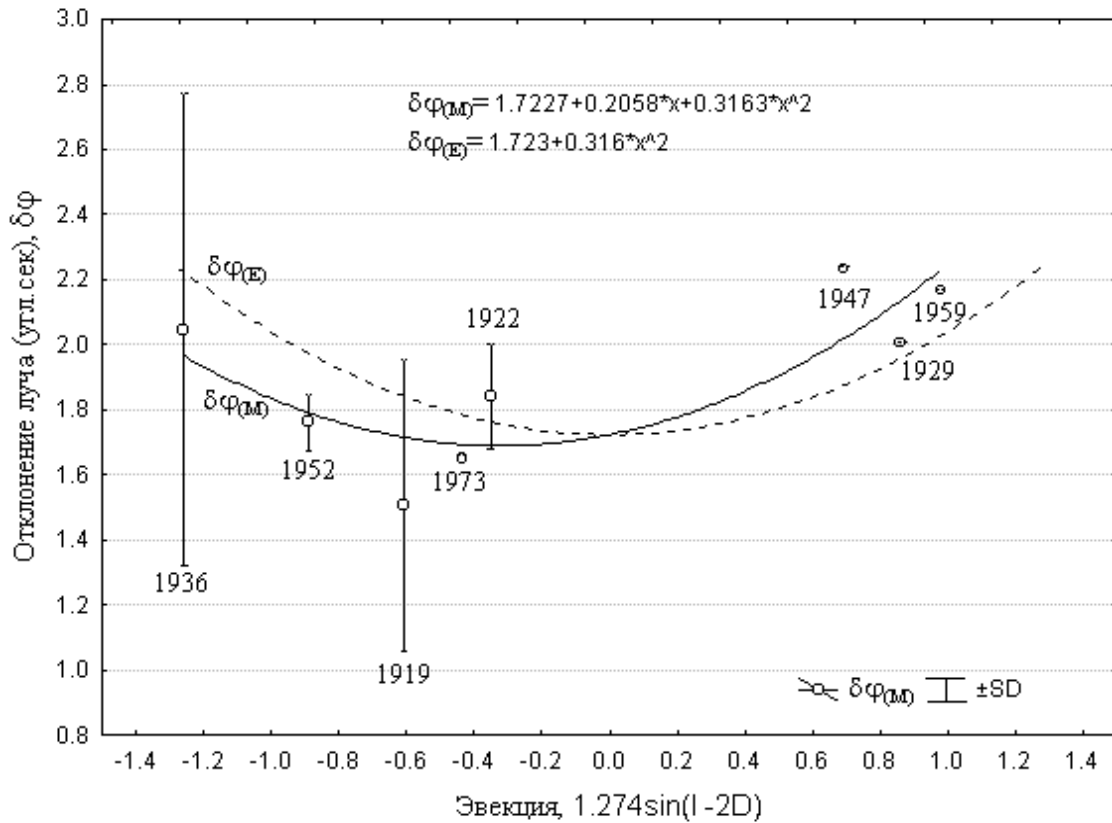


Рис. 1. Распределение результатов $\delta\varphi$ с 1919 г. по 1973 г. с учетом значений эвекции: $\delta\varphi_M$ – практические оценки отклонения луча, $\delta\varphi_E$ ---- теоретические оценки отклонения луча.

На рисунке видно, что распределение $\delta\varphi_M$ имеет левый нижний сдвиг относительно $\delta\varphi_E$. Причина сдвига, как видно, связана с результатами $\delta\varphi$, полученными в наблюдениях 29.05.1919 г. [5] и 19.06.1936 г. [6]. Исключение этих результатов должно привести к сближению $\delta\varphi_M$ и $\delta\varphi_E$.

Согласно функциональному распределению $\delta\varphi_{(E)}$, в дни экстремумов эвекции ($\pm 1.274^\circ$) отклонения лучей звезд от диска Солнца могут достигать $\delta\varphi \approx 2.25'' \pm 10\%$. Теоретическая оценка Эйнштейна ($\delta\varphi = 1.75''$) должна наблюдаться при значении $1.274^\circ \sin(l - 2D) \approx 0^\circ$.

Литература

1. Einstein A. // Ann. phys. - 1916. - Bd. 49. - S. 769.
2. Варгашикин В.Я. / ОрелГТУ. Орел, 1996. Т.8. С. 175-188.
3. Астрономический календарь (постоянная часть). – М.: Наука, 1981. – 704 с.
4. Мёсс Ж. Астрономические формулы для калькуляторов. – М.: Мир. – 1988. – 168 с.
5. Dyson F., Eddington A., Davidson C. // Mem. Roy. Astron. Soc. -1920. - Vol.62. - P. 291.
6. Matukuma T., Onuki A., Yosida S., Iwana Y. // Jap. Journ. Astron. Geophys. - 1940. - Vol. 18. - P. 51.

ОТКРЫТЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ НА СОЛНЦЕ И ХАРАКТЕРИСТИКИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА У ЗЕМЛИ

Шельтинг Б.Д, Обридко В.Н.

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова, РАН, Троицк, Московская обл., Россия,
shelting@izmiran.troitsk.ru; obridko@izmiran.ru*

OPEN MAGNETIC FIELDS IN THE SUN AND SOLAR WIND PARAMETERS AT THE EARTH'S ORBIT

Shelting B.D., Obridko V.N.

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation,
Troitsk, Russia, shelting@izmiran.troitsk.ru; obridko@izmiran.ru*

It is shown that the magnetic field carried to the Earth's orbit by the solar wind does not proceed from the helioprojection point but is formed in an extensive region covering the entire zone from -40° to $+40^\circ$. This naturally accounts for the deficit of values in the vicinity of the neutral line (double-peak distribution unlike the one-peak field at the helioprojection point). The asymmetry of distribution of IMF has the solar origin. Its sign agrees with the sign of distribution of the field in the Sun averaged over an extensive region.

Введение

В настоящей работе мы провели сравнение данных о межпланетном магнитном поле с расчетами на основе наблюдений на Солнце. Использовались данные OMNI для компонент межпланетного магнитного поля с сервера NSSDC (<http://nssdc.gsfc.nasa.gov/omniweb>). По данным B_X , B_Y (в GSE системе координат) и скорости солнечного ветра V_{SW} вычислялась B_L – проекция вектора магнитного поля на спиральную линию вблизи Земли

$$B_L = B_X \cos(y) + B_Y \sin(y),$$
$$y = \arctg(W_{RE}/V_{SW}),$$

где R_E – среднее расстояние от Солнца до Земли,

W_{RE} – линейная скорость вращения спирали, вычисленная как произведение R_E на кэрригтоновскую угловую скорость вращения Солнца.

В настоящее время имеется 3 нерешенных проблемы в сопоставлении полей на Солнце с полем вблизи Земли [1, 2]:

- а) Низкая корреляция абсолютных значений при высокой корреляции знаков,
- б) Двухвершинность распределения поля вблизи Земли
- в) Низкие значения расчетных значений поля.

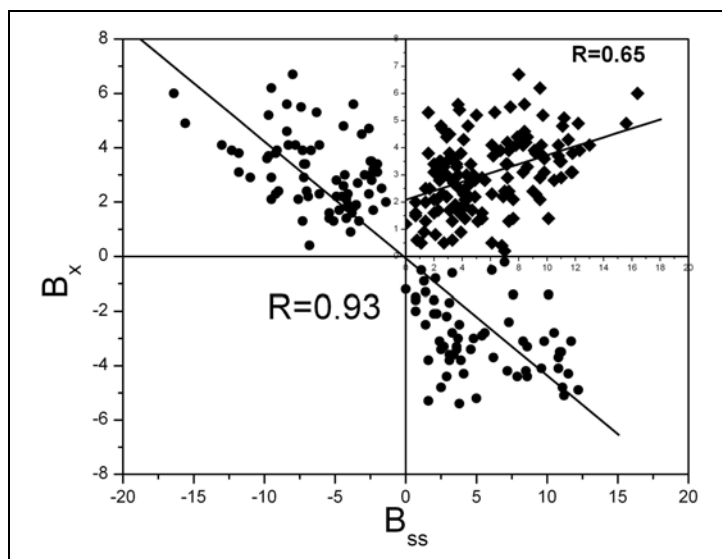


Рис. 1. Корреляция значений B_x с полем на поверхности источника B_{ss} с учетом знака этих величин (второй и четвертый квадранты) и сопоставление абсолютных величин (вверху справа, первый квадрант). Временной сдвиг 4 дня.

С учетом знака корреляция составляет 0.93, а для абсолютных величин – 0.65.

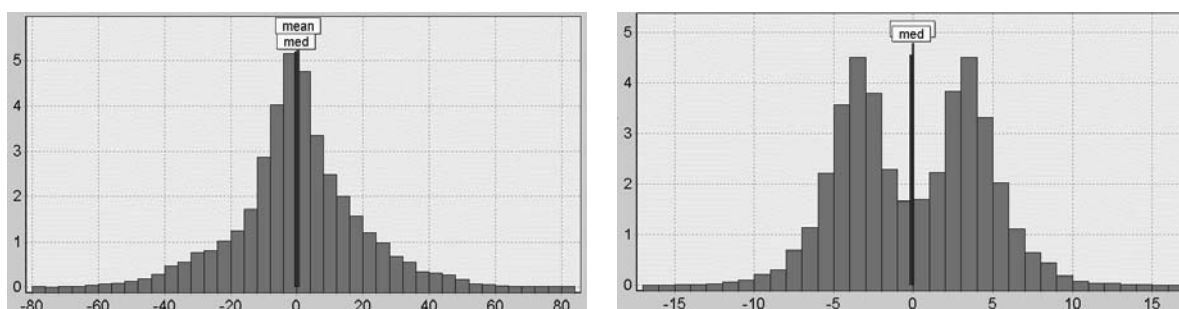


Рис. 2. Гистограмма распределения поля на поверхности источника B_{ss} (слева) и ММП вблизи Земли (справа).

В отличие от распределения полей на поверхности источника, гистограмма для ММП носит ярко выраженный двухвершинный характер. Это различие сохраняется для всех компонент и при использовании данных с более высоким временным разрешением (вплоть до среднечасовых значений).

Сопоставление с полем, усредненным на протяженных участках Солнца

Нами было высказано предположение, что природа этой двухвершинности состоит в том, что знак ММП и его величина формируются в разных участках на поверхности Солнца. Знак определяется секторной структурой, которая, в свою очередь, отражает смену знака B_{ss} на гелиопроекции Земли. А вот величина магнитного поля интегрируется внутри всего сектора одного знака.

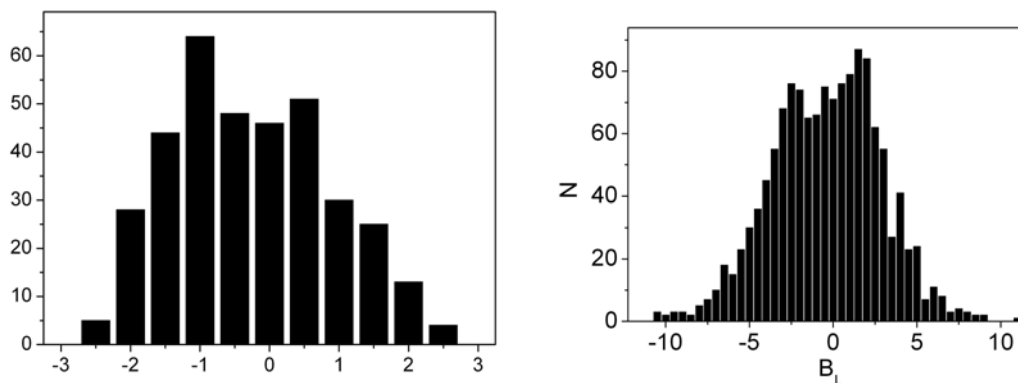


Рис. 3. Гистограмма распределения усредненного по сектору поля на поверхности источника (слева) и ММП вблизи Земли (справа).

С целью проверки этого предположения нами было выполнено усреднение ежедневных расчетов B_{SS} внутри круга радиуса R_0 вокруг точки гелиопроекции Земли. Расчеты были выполнены для $R_0 = 0, 15, 25, 40, 70$ градусов. Полученные значения затем сопоставлялись с ежедневными значениями B_L со сдвигом по времени 4 дня. Корреляция оказалась довольно высокой (~ 0.70) вплоть до $R_0 = 40$. При дальнейшем увеличении R_0 корреляция резко падает. Это и понятно, потому что верхняя граница гелиосферного токового слоя в 2005 году не превышала 40 градусов, и при $R_0 > 40$ мы выходим за пределы униполярного сектора. Главное, что показала эта процедура – то, что двухвершинность распределения возникает уже на Солнце, причем асимметрия совпадает с учетом противоположного определения направления оси X на Солнце и в ММП (см. рис. 3). В то же время гистограмма поля на поверхности источника в точке гелиопроекции Земли ($R_0 = 0$) остается одновершинной, как и на рис. 2 и соответствует простому Гауссовому распределению.

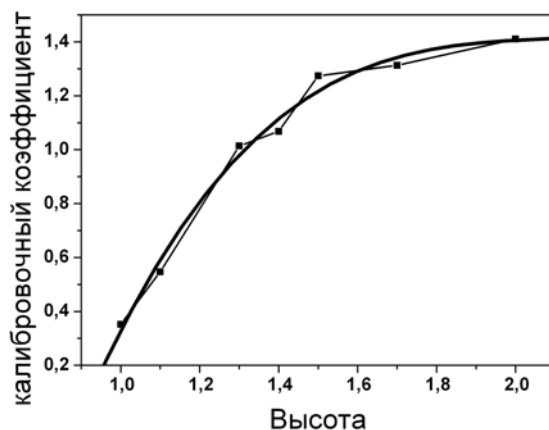


Рис. 4. Зависимость углового коэффициента регрессии ММП и поля в корональных дырах от высоты.

Однако расчетные значения поля оказываются заниженными.

Сопоставление с полем, усредненным в пределах корональной дыры

С целью устранить это несоответствие мы провели сравнение ММП со значениями поля, усредненного внутри корональной дыры. Уровень, для которого производились вычисления магнитного поля, менялся от 1 до 2.2 радиусов Солнца. Оказалось, что высота, при которой угловой коэффициент в уравнении регрессии становится близким к единице, составляет 1.4 радиуса Солнца.

Выводы

Магнитное поле, приходящее к Земле с солнечным ветром, формируется не в точке гелиопроекции, а в более широкой области, захватывающей всю зону от -40 до $+40$ градусов. При этом определяющую роль в формировании МП СВ играют корональные дыры, располагающиеся в центрах заливов нейтральной линии определенного знака.

Поскольку результирующее МП СВ у Земли в результате определяется потоками, исходящими из широкой области на Солнце, разброс абсолютных значений МП СВ очень велик, что и приводит к низким коэффициентам корреляции.

Поскольку поле формируется в широкой области, возникает естественный дефицит значений вблизи нейтральной линии (двухвершинность) в отличие от того, что мы получали при сравнении с полем в точке гелиопроекции.

Асимметрия распределения ММП имеет солнечное происхождение, и ее знак согласуется со знаком распределения поля на Солнце при усреднении по протяженной области.

Работа была поддержана РФФИ, проект 08-02-00070.

Литература

1. Белов А.В., Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д. // 2006, Геомagnetизм и Аэрономия, **46**, 456.
2. Аскеров А.Б., Обридко В.Н. // 2007, Геомagnetизм и Аэрономия, **47**, 303.

ГОРИЗОНТАЛЬНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ОБЛАСТИ ФОТОСФЕРНОЙ МАГНИТНОЙ СЕТКИ

Шеминова В. А.

*Главная астрономическая обсерватория, Национальная Академия наук Украины,
г. Киев, Украина*

HORIZONTAL MAGNETIC FIELD IN THE PHOTOSPHERIC NETWORK REGION

Sheminova V. A.

Main Astronomical Observatory, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine

Evidences for horizontal magnetic fields in the quiet Sun and a plage region have been provided by observations with a spatial resolution of 0.3" onboard the Hinode space observatory. We investigated the two-dimensional magnetohydrodynamic simulations of strong and weak network regions with respect to horizontal magnetic fields and synthesized Stokes profiles of the Fe I 1564.85 nm line. Our results show that the mean flux density of the horizontal field component surpasses to vertical component in the photospheric layers with a maximum factor of about 1.3. The probability density functions (PDF) of magnetic field strength and inclination show that there is a difference in the distribution of horizontal field strength between the weak and strong network regions. The PDF in the strong network has much higher density in the higher end. The larger number of vertical magnetic fluxtubes in a network, the higher density of strong horizontal fields can be observed.

1. Введение

В последние десятилетие были получены наблюдения с высоким пространственным разрешением, около 0.3", и хорошей поляриметрической точностью на борту космической обсерватории Hinode. Они позволили определить новые свойства горизонтальных магнитных полей в фотосфере Солнца [1-4]. Горизонтальные поля появляются по всему диску Солнца в виде небольших пятен. Их размеры сравнимы с размерами гранул, а напряженность может достигать сотен гаусс. В **спокойных межсеточных областях** напряженность горизонтальных полей, в среднем, равна 50 Гс, и превышает среднюю напряженность вертикальных полей в 5 раз [2]. В **факельных областях** обнаружены пятна горизонтального поля с напряженностью поля около 500 Гс [4]. Интересно, что обнаруженные из наблюдений свойства горизонтальных полей подтверждаются численным МГД-моделированием магнитоконвекции поверхностных слоев [5-7].

Основная цель настоящей работы – сравнить свойства горизонтальных полей в областях сильной и слабой **магнитной сетки**, используя две серии 2D МГД-моделей солнечной магнитогрануляции Гадуна и др. [9-10].

2. Результаты 2D МГД-моделирования магнитогрануляции

В предыдущей работе [8] мы исследовали горизонтальные поля и их свойства, используя серию 2D МГД-моделей с плотностью абсолютного магнитного потока $\langle |B| \rangle = 200$ Гс в области моделирования. Чтобы изучить влияние величины магнитного потока на горизонтальные поля, мы проанализировали новую серию 2D МГД-моделей с меньшим значением $\langle |B| \rangle = 100$ Гс. Это позволило сравнить свойства горизонтального магнитного поля в двух моделируемых областях, одна из которых воспроизводит участки сильной сетки в фотосфере, а другая – слабой.

Согласно нашим результатам, горизонтальное поле, в среднем, имеет бóльшую напряженность, чем вертикальное в обеих областях сетки. В сильной сетке превышение наблюдается приблизительно до 400 км, а в слабой до 300 км (рис. 1). Фактор максимального превышения в фотосферных слоях сетки, $\langle |B_{\text{hor}}| \rangle / \langle |B_{\text{ver}}| \rangle$, составляет 1.3, тогда как в межсеточных областях, согласно результатам 3D МГД-моделирования [5, 6], этот фактор равен 1.5–4. На рис. 2 мы представляем PDF для напряженности в слабой и сильной сетке. Они отличаются между собой в области сильных полей. PDF для сильной сетки имеет более протяженный хвост в сторону больших напряженностей, как для вертикальных, так и для горизонтальных полей. Это расхождение обусловлено большим числом вертикальных магнит-

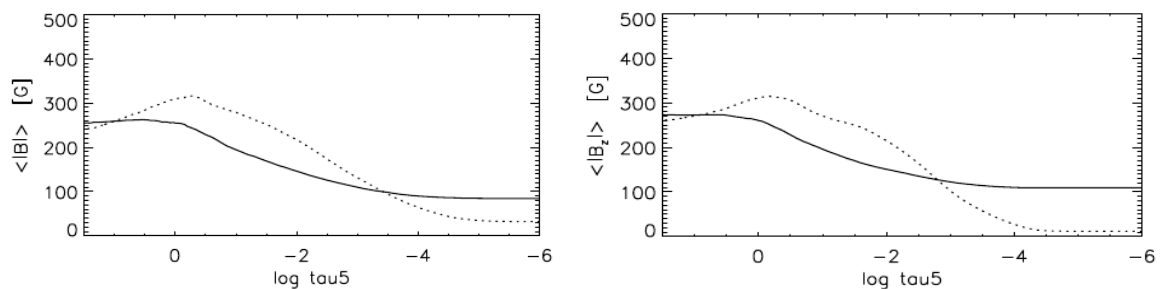


Рис. 1. Напряженность магнитного поля, усредненная горизонтально и во времени, как функция высоты в фотосфере для моделируемых областей сильной сетки (слева) и слабой (справа). Сплошная линия – вертикальная составляющая вектора магнитного поля, а пунктирная линия – горизонтальная составляющая.

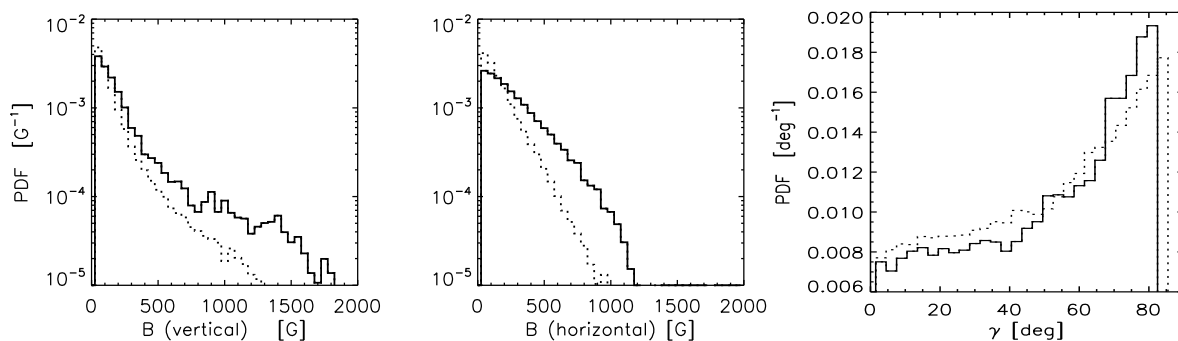


Рис. 2. Функции плотности вероятности (PDF) для напряженности вертикальной, горизонтальной составляющих и угла наклона вектора магнитного поля (слева на право). Сплошная линия – сильная, а пунктирная – слабая сетка.

ных трубок с напряженностью выше 1000 Гс в сильной сетке. Наличие сильных вертикальных трубок в сетке приводит к росту плотности горизонтальных полей. Согласно PDF, наиболее вероятное значение напряженности горизонтальной составляющей равно 50 Гс. Фактор заполнения поверхности горизонтальным полем равен 87% для сильной и 79% для слабой сетки. На рис. 2 также представлены PDF для угла наклона вектора магнитного поля. Они показывают, что в сетке преобладают поля с горизонтальной ориентацией. Наиболее вероятное значение угла наклона равно 81° для сильной и 84° для слабой сетки.

3. Стокс-диагностика

Для синтеза профилей Стокса мы выбрали наиболее чувствительную к магнитному полю линию FeI 1564.8 нм. С помощью нашего кода SPANSATM для моделируемой сильной сетки было получено 14 112 синтезированных V и Q -профилей и вычислены круговая (V_{tot}) и линейная (Q_{tot}) поляризации, как интеграл по длине волны в пределах всего профиля.

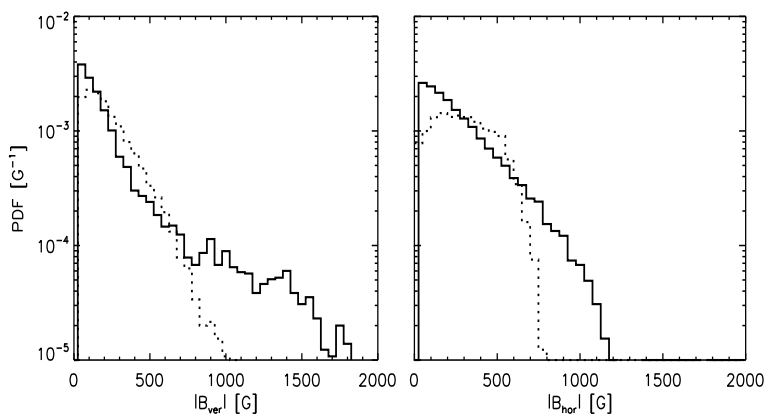


Рис. 3. PDF для напряженности магнитного поля в сильной сетке. Слева – PDF для вертикальной составляющей поля, а справа – PDF для горизонтальной. Данные из МГД-моделей – сплошная линия, а из Стокс-профилей – пунктирная.

Для перевода значений V_{tot} и Q_{tot} в напряженности мы построили калибровочные кривые. Для этой цели использовали значения B_{ver} , B_{hor} , выведенные из 2D MHD-моделей на уровне эффективного образования V , Q -профилей. На рис. 3 мы сравнили PDF, полученные по результатам Стокс-диагностики и по результатам 2D МГД-моделирования. Они существенно различаются в области полей свыше 700 Гс. Фактор превышения средней напряженности горизонтального поля над вертикальным, согласно результатам Стокс-диагностики, равен 1.3–1.5 в зависимости от точности построения калибровочной кривой.

Выводы

Анализ результатов 2D МГД-моделирования и Стокс-диагностики показал, что горизонтальные магнитные поля, в среднем, преобладают над вертикальными, как в слабой фотосферной сетке, так и в сильной. Максимальный фактор превышения напряженности горизонтальных полей над вертикальными меньший, чем в межсеточных областях. В сильной и слабой

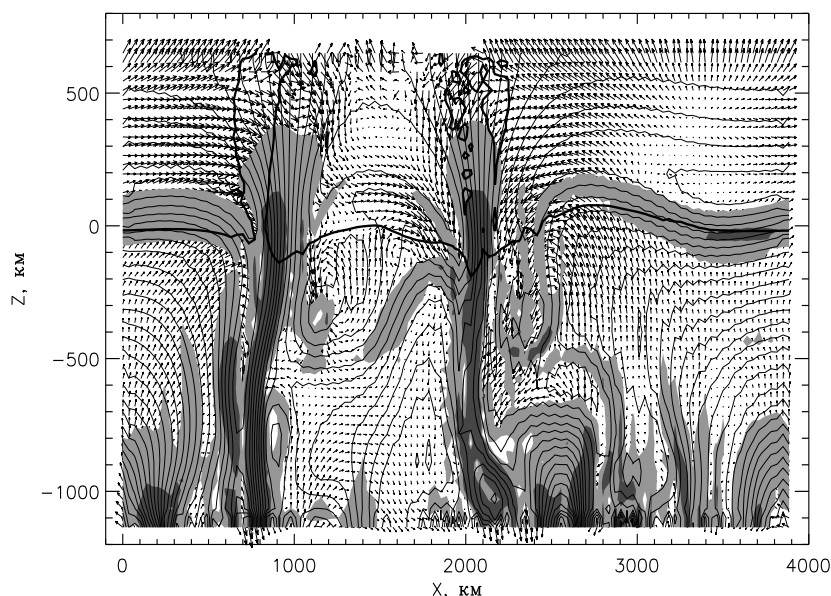


Рис. 4. Мгновенный снимок моделируемой области с двумя вертикальными магнитными трубками и пятнами горизонтальных полей. Сплошные линии – магнитные силовые линии. Жирная линия – изотерма (5500 К). Светлый фон отмечает области поля, где напряженность $B < 500$ Гс, серый – $B = 500-1000$ Гс и темный – $B > 1000$ Гс. Стрелки – поле скоростей.

сетке PDF отличаются между собой в области сильных полей вследствие большего числа вертикальных трубок в сильной сетке, которые способствуют появлению относительно сильных горизонтальных полей.

Исследование эволюции магнитогрануляции в области моделирования позволяет сделать выводы о причинах появления горизонтальных магнитных полей на поверхности Солнца. Магнитное поле в фотосфере тесно связано с конвективными движениями. Процессы проникающей конвекции и локальной рециркуляции конвективных потоков выметают магнитное поле на поверхность. На рис. 4 демонстрируется вертикальный разрез области моделирования в конкретный момент времени, когда вертикальные магнитные трубки хорошо развиты, а над гранулами уже сформировались компактные концентрации горизонтальных полей. Напряженность горизонтальных полей над гранулами зависит от величины магнитного потока, выходящего на поверхность в конкретной области. В небольших пятнах, принадлежащих к области сильной магнитной сетки, максимальная напряженность горизонтальных полей может достигать около 1000 Гс, когда плотность абсолютного потока достигает 400 Гс.

Литература

1. *D. Orozco Suarez et al.*, *Astrophys. J.*, **670**, L61, 2007.
2. *B. Lites et al.*, *Astrophys. J.*, **460**, 1237, 2008.
3. *R. Ishikawa et al.*, *Astron. Astrophys.*, **481**, L25, 2008.
4. *R. Ishikawa, S. Tsuneta*, *Astron. Astrophys.*, **495**, 607, 2009.
5. *M. Schussler, A. Vogler*, *Astron. Astrophys.*, **481**, L5, 2008
6. *O. Steiner et al.*, *Astrophys. J.*, **680**, L85, 2008.
7. *В.А. Шеминова*, *Астрон. ж.*, **53**, 477, 2009.
8. *А.С. Гадун, и др.*, *Кинематика и физика небесных тел*, **5**, N 5, 387, 1999.
9. *А.С. Гадун*, *Кинематика и физика небесных тел*, **16**, N 2, 99, 2000.
10. *A.S. Gadun, et al.*, *Sol. Phys.*, **203**, 1, 2001.

МОРФОЛОГИЯ СОЛНЕЧНЫХ РАДИОВСПЛЕСКОВ И ИХ ИСТОЧНИКИ

Шрамко А.Д., Гусева С.А.

*Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия;
a_shramko@inbox.ru, svqual@yandex.ru*

MORPHOLOGY OF SOLAR RADIO PULSES AND THEIR RADIANTS

Shramko A.D., Guseva S.A.

Kislovodsk Solar Station of the Pulkovo Astronomical Observatory of the Russian Academy of Sciences, Kislovodsk, Russia

Рассматривается морфология солнечных всплесков на длине волны 5 см, которые регистрировались на радиотелескопе РТ-3 (Кисловодская ГАС). Для выявления источников рассматриваемых радиовсплесков используются данные спутника SOHO (EIT $\lambda 195\text{\AA}$).

Цель данной работы – выяснить зависимость профиля вспышки от расположения источника на диске Солнца (под каким углом мы видим источник вспышки).

Данные наблюдений и результаты обработки

Использовались ежедневные наблюдения на РТ-3 ($\lambda 5$ см) Кисловодской горной астрономической станции, а для отождествления локальных источников на диске Солнца использовались данные орбитальной обсерватории SOHO (спектрогелиограф, $\lambda 195\text{\AA}$).

Для обработки выбирались дни, когда наблюдались радиовсплески импульсной формы с простой морфологией, и на диске Солнца можно было безошибочно отождествить их источники (малое число групп пятен на диске).

В профилях микроволнового излучения радиовсплесков импульсной формы мы часто наблюдаем следующие типичные виды: 1) крутой подъем и медленный спад (рис. 1); 2) относительно медленный подъем и спад (рис. 2).

Считается, что всплески 1-го типа коррелируют со всплесками жесткого рентгеновского излучения (с энергией > 80 кэВ) и генерируются в сильных магнитных полях области вспышки, а всплески с постепенным нарастанием и спадом (2-й тип) совпадают с мягким рентгеновским излучением ($\lambda \sim 8-12 \text{\AA}$) и генерируются вследствие разогрева плазмы в области вспышки до десятков миллионов градусов. Однако на наш взгляд, в морфологии радиовсплесков нужно также учитывать расположение источника на диске Солнца.

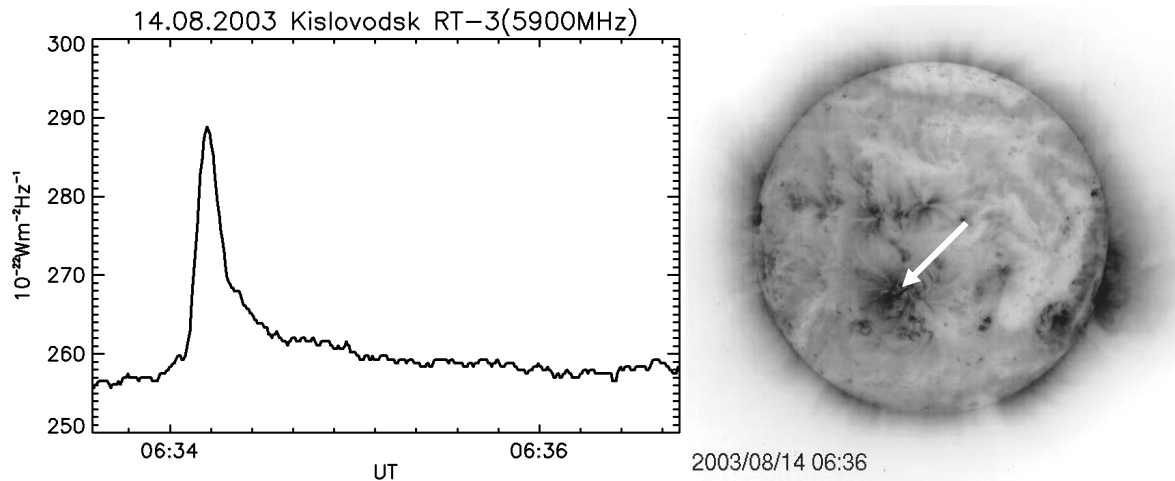


Рис. 1. Пример профиля вспышки наблюдаемой в центральной области Солнца и изображение ЕИТ $\lambda 195\text{\AA}$ (расположение источника показано стрелкой).

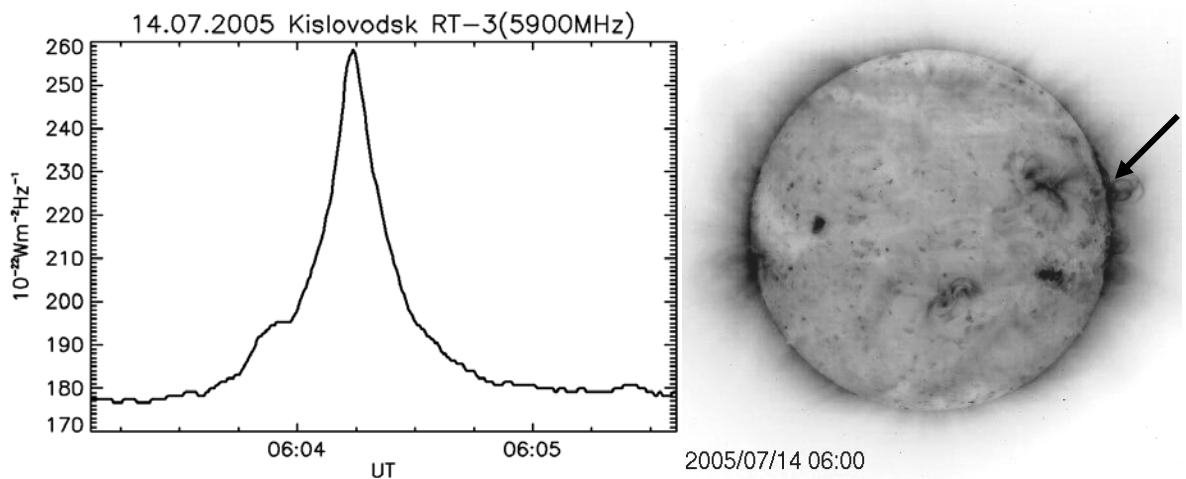


Рис. 2. Пример профиля вспышки наблюдаемой на лимбе Солнца и изображение ЕИТ $\lambda 195\text{\AA}$ (расположение источника показано стрелкой).

Нами было замечено, что когда источник радиовсплеска находится на лимбе, профиль всплеска часто имеет более пологий фронт нарастания. Также часто видны горбоподобные элементы на фазе нарастания. А когда источник радиовсплеска находится в центральной области Солнца, в профиле всплеска виден крутой фронт нарастания и горбоподобные элементы на фазе спада.

Эти факты дополняют физическую картину вспышечного процесса на Солнце и указывают на его сложность и многогранность, и на наличие многих факторов влияющих на морфологию радиовсплесков. Это также можно использовать как дополнительный фактор для определения координат источника всплеска, когда на диске Солнца имеются много групп пятен, и трудно однозначно определить источник.

Работа выполнена при поддержке РФФИ программ РАН.

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ СКОРОСТИ ПОТОКОВ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА В МИНИМУМЕ 23-ГО СОЛНЕЧНОГО ЦИКЛА

Шугай Ю.С.¹, Трищенко Л.Д.²

¹*НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ, Москва*

²*Геомагнитная Лаборатория, Природные ресурсы Канады, Оттава*

PREDICTING OF THE SOLAR WIND STREAMS SPEED NEAR MINIMUM OF THE SOLAR CYCLE 23

Shugay Yu.S.¹, Trichtchenko L.D.²

¹*Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, Russia*

²*Natural Resources Canada, Ottawa, Canada*

The period near the minimum of the solar cycle 23 is characterized by the low sporadic activity and stable quasistationary high speed corotating patterns in the solar wind. The sources of high speed solar wind streams were long-living low-latitude coronal holes. The paper describes forecast of these quasi-stationary solar wind streams using different semi-empirical models based on the coronal holes characteristics as an input. The results of developed models show good correlation with the solar wind data. As well, our results were compared with widely-used Wing-Sheeley-Arge prediction model and demonstrated similar or even better performance.

Введение

Квазистационарные высокоскоростные потоки солнечного ветра (ВСП СВ), связанные с прохождением низкоширотных корональных дыр (КД) по диску Солнца, вносят существенный вклад в геомагнитные возмущения. Период около минимума 23-го солнечного цикла характеризовался долгоживущими низкоширотными КД. Хорошо известно, что такие параметры как площадь, интенсивность, местоположение КД влияют на параметры ВСП СВ, регистрируемые на околоземной орбите. Высокая корреляция наблюдается между площадью/интенсивностью КД и скоростью СВ в период спада и минимума солнечного цикла [1-5]. На величину корреляции влияет также выбор спектрального диапазона [6], геометрический размер и форма области, используемые для определения параметров корональных дыр [5, 7-8]. Для прогнозирования скорости СВ на несколько суток вперед по параметрам КД используются различные эмпирические соотношения [2-4] и искусственные нейронные сети [8]. Существуют и другие подходы для прогнозирования квазистационарных ВСП СВ. Например, в широко известной полуэмпирической модели Wang-Sheeley-Arge [9], используется предположение сохранения магнитного потока при расширении солнечного ветра, и в качестве граничных параметров магнитного поля используется потенциальная модель магнитного поля короны [9-11], определяемая по данным о магнитном поле на фотосфере.

В нашей работе скорость ВСП СВ прогнозировалась по площадям КД с использованием эмпирических соотношения и искусственных нейронных

сетей. Результаты прогнозирования сравнивались с результатами, полученными с использованием модели Wang-Sheeley-Argе.

Данные

С помощью модификации алгоритма, описанного в работе [4], была создана база данных, в которой содержится информация о количестве и параметрах (координаты, площадь, интенсивность и др.) КД. Для вычисления параметров КД использовались часовые изображения с космического аппарата SOHO/EIT, получаемые на длине волны 195Å. КД выделялись на изображении Солнца как участки, чья интенсивность меньше 60% от средней интенсивности изображения (без учета яркости лимба). Для прогнозирования скорости СВ на околоземной орбите наиболее существенную информацию дает центральная область изображения Солнца. Поэтому для вычисления площади КД использовалась область, величина которой по долготе была равна $\pm 30^\circ$ от центрального меридиана Солнца, а по широте составляла $\pm 50^\circ$ от солнечного экватора. Среднечасовые значения скорости СВ были взяты с сайта космического аппарата ACE (<http://www.srl.caltech.edu/ACE/>).

Результаты и обсуждение

Начиная с 2007 года, на околоземной орбите наблюдались рекуррентные ВСП СВ из обширных экваториальных и низкоширотных КД на фоне очень слабой спорадической активности Солнца. Рассматриваемый в данной работе период первой половины 2009 года характеризуется постепенным уменьшением площади низкоширотных КД и амплитуды ВСП СВ, связанных с ними (Рис. 1). Однако хорошее корреляционное соотношение между площадью КД и скоростью СВ, а также низкий уровень спорадической активности Солнца наблюдались и в это время. В такие периоды хорошо работают простые эмпирические соотношения для прогнозирования скорости СВ по наблюдаемым площадям КД [3].

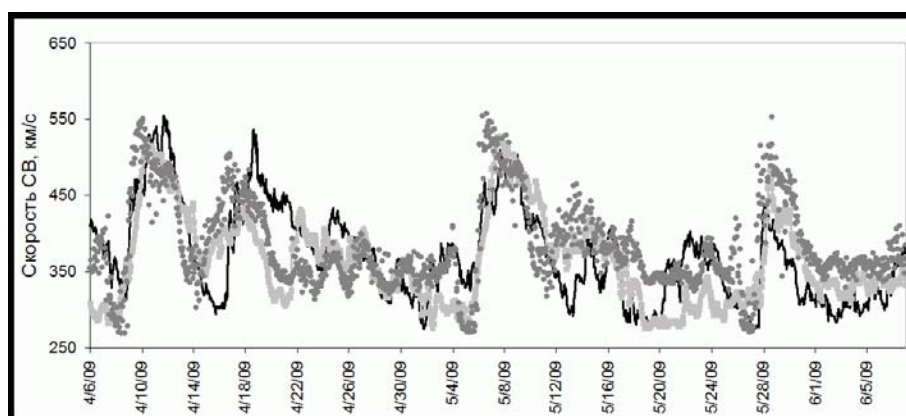


Рис. 1. Наблюдаемые среднечасовые значения скорости СВ – черная кривая; прогноз скорости СВ с помощью линейной однопараметрической модели – светло-серая кривая; прогноз нейросетевой модели – темно-серые точки.

Мы использовали линейную однопараметрическую модель, связывающую скорость СВ с площадью КД с учетом временного сдвига, необ-

ходимого для распространения СВ от Солнца до Земли: $V(S, t) = C0 + C1 * S(t-t_shift)$, где S – площадь КД, $C0$ – минимальная скорость СВ за 5 предыдущих дней, $C1$ и t_shift – подбираемые параметры модели. Параметры $C1$ и t_shift подбирались методом наименьших квадратов на тренировочном наборе данных (января – апрель 2009 г.). Модель тестировалась на независимых данных с 6 апреля по 7 июня 2009 года. Величина коэффициента корреляции (КК) между наблюдаемыми значениями скорости СВ и прогнозом на 4,5 суток вперед равна 0.66, а величина средней относительной ошибки (СОО) – 12% (рис.1).

Для прогнозирования скорости СВ был также применен алгоритм на основе искусственных нейронных сетей (НС), описанный в работе [8]. НС позволяют устанавливать нелинейные соотношения между входными данными и скоростью СВ, а также автоматически определять время необходимое для распространения СВ от Солнца до Земли. В качестве входных переменных для НС использовались часовые значения площади КД. НС обучались на тренировочном наборе с 1 января по 6 марта 2009 года. Обучение НС останавливалось при достижении минимальной ошибки на тестовом наборе с 7 марта по 5 апреля. Величина КК между наблюдаемыми среднечасовыми значениями скорости СВ и прогнозом на 3 суток вперед равна 0.6, а СОО – 13% на независимых данных с 6 апреля по 7 июня 2009 года (рис. 1).

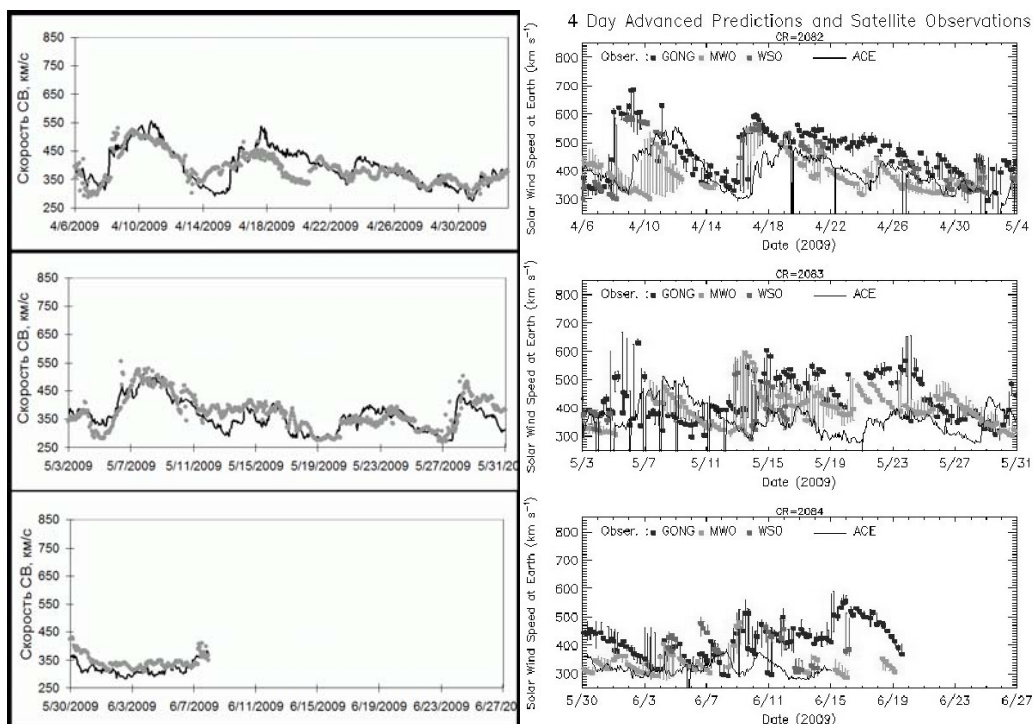


Рис. 2. Слева: наблюдаемая среднечасовая скорость СВ – черная кривая, прогноз скорости СВ, сделанный с помощью комитета – серые кружки. Справа: наблюдаемая скорость СВ – черная кривая; прогноз скорости СВ, сделанный на основе модели Wang-Sheeley-Argе, с использованием различных магнитограмм – серые и черные кружки.

В целом прогноз линейной модели несколько лучше нейросетевой модели. Однако из рисунка 1 видно, что увеличения скорости СВ до 350-400 км/с, связанные с прохождением небольших или высокоширотных КД по диску Солнца, лучше прогнозируют нейронные сети. Для улучшения качества прогноза был создан комитет на основе линейной и нейросетевой моделей. Комитет работает следующим образом: для прогнозирования среднечасового значения скорости СВ выбирается та модель, которая в течение предыдущих 6 часов обеспечивала меньшую СОО прогнозирования. Применение такого простого экспертного комитета позволило получить значение КК между наблюдаемой и прогнозируемой величиной скорости СВ равное 0.8, а СОО – 8% на независимых данных (Рис. 2, слева). На рисунке 2 справа для сравнения представлены результаты прогнозирования скорости СВ с использованием модели Wang-Sheeley-Argе за тот же период времени. Из рисунка видно, что экспертный комитет из линейной и нейросетевой моделей в целом лучше прогнозирует как максимальные значения скорости СВ, так и минимальные. Таким образом, комбинация различных методов прогнозирования позволяет улучшить качество прогноза в период минимума солнечной активности.

Выводы

Применение простых эмпирических моделей позволяет получить достаточно хорошие результаты прогнозирования для периода около минимума 23-го солнечного цикла. Такую возможность обеспечивает хорошая рекуррентность ВСП СВ из КД и слабая спорадическая активность Солнца. В работе показано, что комбинация линейной модели с нелинейным методом на основе нейронных сетей позволяет существенно улучшить прогноз скорости СВ. Значение КК удалось увеличить с 0.66 до 0.8, а СОО уменьшить с 12% до 8% на независимом наборе данных.

Работа поддержана грантами РФФИ 07-02-00147, 07-01-00651. Мы благодарны авторам экспериментов, выполненных на КА SOHO и ACE, за предоставление информации в Интернете. Проект SOHO осуществляется в рамках международного сотрудничества между Европейским космическим агентством и NASA.

Литература

1. *Robbins, S.J., Henney, C.J., Harvey, J.W.* // Sol. Phys., 2006, 233, 265-276.
2. *Vrsnak, B., Temmer, M. and Veroning, M.* // Sol. Phys., 2007, 240, 315-330.
3. *Veselovsky, I.S. et al.* // Sol. Syst. Res., 2006, 40, 427-431.
4. *Luo, B., Zhong, Q., Lui, S., Gong, J.* // Sol. Phys., 2008, 250, 159-170.
5. *Обридко В.Н. и др.* // Труды конференции "Солнечная и солнечно-земная физика-2008", Пулковское, 2008, с. 269-274.
6. *Шугай Ю.С., Веселовский И.С.* // Труды конф. «Многоволновые исследования солнца и современные проблемы солнечной активности», 2007, с. 92-100.
7. *Yu.S. Shugai, I.S. Veselovsky, L.D. Trichtchenko.* // Geomagnetism and Aeronomy, 2009, 49, 4, 415-424.
8. *S.A. Dolenko et al.* // Pattern Recognition and Image Analysis, 2007, 17, 4, 584-591.
9. *Argе, C.N., Pizzo, V.J.* // J. Geophys. Res., 2000, 105(A5), 10465–10479.
10. *J.G. Luhmann et al.* // Sol. Phys., 2009, V.256, pp. 285-305.
11. *V.G. Eselevich et al.* // Cosmic Research, 2009, V.47, N2, pp. 95-113.

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СОБЫТИЙ В ПАРАМЕТРАХ КОСМИЧЕСКОЙ ПОГОДЫ

Яковчук О.С.

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

STATISTICAL PROPERTIES OF THE MOST POWERFUL SOLAR HELIOSPHERIC AND MAGNETOSPHERIC DISTURBANCES IN THE SPACE WEATHER PARAMETERS

Yakovchouk O.S.

Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, Russia

The study of space weather and solar-terrestrial relations remain important from scientific and practical points of view. The investigation of extreme events is related with following difficulties: 1) the library of extreme events is small: extreme events are rather rare by definition; 2) the reliable theoretical models of extreme events are still not available. Nowadays various indexes are used for the description of parameters and a prediction of space weather condition. In our work we took the NOAA classification [1,2]. The critical parameters were the X-ray flux (parameter R), solar proton flux (parameter S) and geomagnetic disturbance level (parameter G). The number of disturbances increases exponentially with a decreasing of a level of S and G parameters. Probability of events with a small frequency is overstated for data set in comparison with the theoretical von Neumann model of a random process for all parameters, especially for R.

Введение

Исследование экстремально сильных возмущений на Солнце, в гелиосфере и магнитосфере представляет большой практический интерес, как для прогнозирования, так и для оценки космической погоды. В настоящее время для описания параметров и предсказания состояния космической погоды используются десятки различных индексов. Каждый из них является результатом интерференции множества распределенных физических процессов с различной пространственной и временной сложностью.

В данной работе мы используем классификацию NOAA [1, 2], которая в пятибалльной шкале оценивает воздействие солнечных активных явлений на околоземное космическое пространство по трём позициям: рентгеновский балл – R (воздействие электромагнитного излучения на ионосферу), солнечные протонные события – S, возмущения геомагнитного поля – G (Таблица 1). Экстремальными событиями при такой классификации являются мощные вспышечные явления и, как их следствие, максимальные возмущения в околоземном космическом пространстве, т.е. события баллов R5, S5, G5 [2].

Однако за весь период наблюдений, начиная со знаменитой Кэррингтоновской бури 01.09.1859 г., событий, принадлежащих пересечению R5 U

S4 UG5 всего два: август 1978 года и октябрь 2003. Поэтому в нашей работе мы называем событие *экстремальным*, если хотя бы один из параметров $R, S, G \geq 4$. Библиотека данных, удовлетворяющих такому определению, содержит 120 событий [3].

Основными целями работы являются: а) анализ изменений статистических характеристик библиотеки при понижении балла событий от максимального до минимального и б) тестирование на повторяемость событий сравнением со случайной моделью фон Неймана.

Данные

В работе рассматривается интервал времени постоянного мониторинга трёх исследуемых параметров с 1975 по 2009 год.

Для параметров R и S мы использовали данные космического аппарата GOES (www.swpc.noaa.gov), а для параметра G – архив мирового центра данных по геомагнетизму (www.swdcwww.kugi.kyoto-u.ac.jp).

Статистика событий за исследуемый период, а также интервалы повторяемости событий - τ ; приведена в таблице 1.

Таблица 1. Пятибалльная шкала космической погоды NOAA [1] и статистика событий за период с 1975 по 2009 год.

Шкала NOAA (балл – возмущение)	R – 6093 события. Поток рентгеновского излучения; число событий ($\langle\tau\rangle$, дни)	S – 225 событий. Поток солнечных протонов; число событий ($\langle\tau\rangle$, дни)	G – 1362 событий. Геомагнитная буря (значение Кр индекса); число событий ($\langle\tau\rangle$, дни)
5 – Экстремальное	$>X20$ (2×10^{-3} Вт/м ²); 3 (2596)	$>100\,000$ pfu; Нет	9; 6 (1556)
4 – Очень большое	$>X10$ (10^{-3} Вт/м ²); 19 (551)	$>10\,000$ pfu; 9 (640)	8 и 9-; 66 (172)
3 – Сильное	$>X1$ (10^{-4} Вт/м ²); 424 (26)	>1000 pfu; 27 (402)	7; 155 (71)
2 – умеренное	$>M5$ (5×10^{-5} Вт/м ²); 535 (20)	>100 pfu; 61 (178)	6; 371 (32,5)
1 – Малое	$>M1$ (10^{-5} Вт/м ²); 5112 (2,2)	>10 pfu; 128 (84)	5; 764 (15,7)

Анализ таблицы показал, что число событий по параметрам G и S возрастает с уменьшением балла приблизительно экспоненциально. Иная ситуация с параметром R . Мы не получили экспоненциальной зависимости даже по редуцированной выборке из данных класса R , ограничившись лишь протонными событиями по параметру S .

Степенные законы

Для описания многих сложных природных и техногенных процессов, статистику экстремальных событий часто применяют степенные законы, с

плотностью¹ $p(x) \sim x^{-\alpha}$ [4, 5]. Показатель указывает на число конечных статистических моментов. Так, для числа сильных землетрясений показатель $\alpha = 2/3$; для относительной смертности в результате наводнений и торнадо $\alpha = 1,4$; для числа заболевших при эпидемиях $\alpha = 0,29$; для площади лесных пожаров $\alpha = 0,59$ [6] и т.п.

Мы аппроксимировали частотные гистограммы интервалов повторяемости² для всей совокупности исследованных нами экстремальных событий, и нашли, что $\alpha \sim 0,64$. Рассматривая события по классам, мы обнаружили, что степенной закон выполняется для S (поток солнечных протонов) и G (геомагнитная буря), причем для S не существует среднего значения времени ожидания и дисперсии. То же самое справедливо для $G \geq 4$.

Тестирование модели фон Неймана

Возьмем единичный отрезок и выберем на нем случайным образом $n-1$ точку. Эти точки разделят отрезок на n случайных интервалов.

Фон Нейман [7] вывел формулу для средних значений упорядоченных длин этих интервалов:

$$\langle y_j \rangle = \sum_{k=1}^j \frac{1}{n} \frac{1}{n+1-k} = \frac{1}{n} \left(\frac{1}{n} + \frac{1}{n-1} + \dots + \frac{1}{n-j+1} \right) \quad (1)$$

Мы протестировали эту модель для распределений интервалов повторяемости событий из Табл. 1.

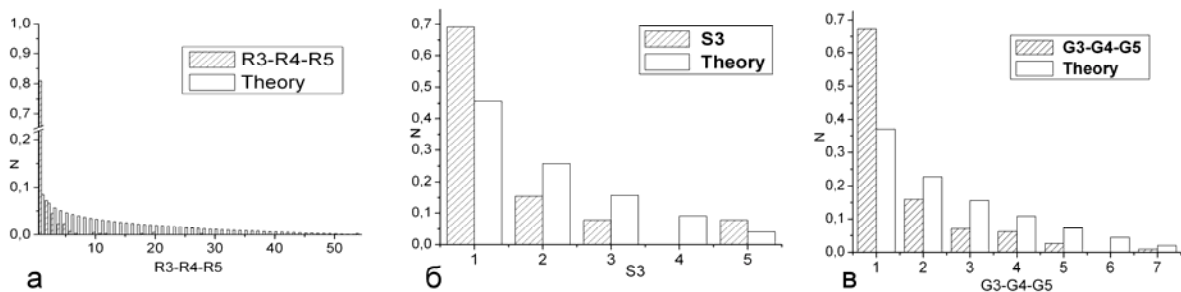


Рис. 1. Пример тестирования модели фон Неймана на данных за период с 1975 по 2009 для R – а, S – б, G – в.

Результаты, приведенные на Рис. 1, показывают, что вероятность наблюдения событий всех баллов, с малым значением повторяемости, для реальных данных намного выше (особенно для R), чем предсказывает теоретическая модель. Этот факт отражает существование долговременной памяти для R, S, и G событий.

Заключение

Мы исследовали статистику экстремальных событий за период с 1975 по 2009 года по классификации NOAA. Было обнаружено следующее:

¹ Показатель α связан с числом конечных статистических моментов [4].

² Интервалы между событиями выбранного балла

- Число событий для классов G и S возрастает экспоненциально с уменьшением балла.

- Для классов S (поток солнечных протонов) и G (геомагнитная буря) выполняется степенной закон для интервалов повторяемости событий. При этом для S не существует среднего значения и дисперсии времени ожидания для всех баллов. Это же справедливо для G при баллах ≥ 4 . Следовательно, прогноз времени ожидания (по среднему) невозможен для всех баллов параметра S и баллов ≥ 4 параметра G.

- Независимое тестирование со случайной моделью фон Неймана, подтверждает существование долговременной памяти в распределении интервалов повторяемости событий.

Эти выводы следует учитывать в прогностических схемах.

Автор выражает глубокую признательность И.С. Веселовскому, В.Н. Ишкову за ценные советы и обсуждения и Н.Г. Макаренко за постоянный интерес к работе.

Литература

1. NOAA Space Weather Scales: www.sec.noaa.gov/NOAAscales/.
2. В.Н. Ишков, Солнечные экстремальные события: история, осуществление, прогноз // Солнечно-земная физика, 2005, №8, С.19-23.
3. O.S. Yakovchouk, I.S. Veselovsky, K. Mursula, Statistical Properties of the Most Powerful Solar and Heliospheric Disturbances // Adv. Space Res., doi:10.1016/j.asr.2008.09.025, 2009, Vol.43, P.634-640.
4. M.E.J. Newman, Power laws, Pareto distributions and Zipf's law // Contemporary Physics, 2005, Vol.46, P.323-351.
5. M. Mitzenmacher, A brief history of generative models for power law and lognormal distributions//Internet Mathematics, 2004, Vol.1, N2, P.226-251.
6. P.D. Stroud, S.J. Sydoriaka, J.M. Riese, J.P. Smitha, S.M. Mniszewskia, P.R. Romero, Semi-empirical power-law scaling of new infection rate to model epidemic dynamics with inhomogeneous mixing //Mathematical Biosciences, Vol.203, N2, 2006, P. 301-318.
7. Г. Гамов, Комбинаторные принципы в генетике // В сб. Прикладная комбинаторная математика. М.: Мир. 1968, С.302-304.

MAGNETIC FIELD AND SUPERHERMAL ELECTRON DISTRIBUTION IN CM-RADIO BURST SOURCE

Yasnov L.V.¹, Karlicky M.²

¹*St.-Petersburg State University, St.-Petersburg, 198504, Russia*

²*Astronomical Institute, Academy of Sciences of the Czech Republic, Ondrejov, Czech Republic*

The paper presents a new method of an estimation of spatial variations of the magnetic field and superthermal electron distribution in solar cm-radio burst sources. The method is based on minimization of a difference between the theoretical and observed radio fluxes and on the analysis of several burst spectra recorded in different moments of time. Several solar cm-radio bursts are analyzed by this method. It is found that the measure of the spatial variations of superthermal electron distribution in the radio source is always greater than that for the magnetic field and it is closely correlated with the spectral index of electrons.

Many papers have been devoted to a study and interpretation of spectral characteristics of the centimeter radio bursts. An attempt to estimate some physical parameters in the radio source from radio burst spectra has been presented in [1]. The authors concluded that the procedure is ambiguous. In the present paper, in the analysis of the cm-burst radio spectra, the new inversion method [2] based on the minimization of a difference between the theoretical and observed radio fluxes is used. An ambiguity is reduced by comparing the radio spectra taken in different times during one specific cm-radio burst.

We assume that the radio source has a form of a magnetic loop segment with the squared cross section. The length of this segment along the magnetic field direction (the l coordinate) is L . Δ_0 is the length of the side of the square section at the segment base as well as a location of the segment base at the l -coordinate. Then, for the square side Δ and the magnetic field B in the radio source we have: $\Delta = \Delta_0 \left(\frac{l}{\Delta_0} \right)^{-\mu}$ and $B = B_0 \left(\frac{l}{\Delta_0} \right)^{2\mu}$, where B_0 is the magnetic field at the segment base.

We also assume that in the radio source the superthermal electrons are distributed as follows: $n = n_0 \left(\frac{l}{\Delta_0} \right)^{-\nu}$, where n_0 is the density of the superthermal electrons at the segment base. The parameters L , Δ_0 , B_0 , n_0 , ν and μ are unknown parameters and they need to be determined.

In the centimeter wavelength range the emission is usually produced by the gyro-synchrotron emission mechanism. We suppose that $L \gg \Delta_0$. Then using the emission and absorption coefficients from [3] the radio flux measured in SFU at the specific frequency can be written as

$$F(f) = \frac{C(f)}{10^{-19} R^2} \left(1 - Ldn^{nca} + nca \cdot E_{1-nca}(A(f)) - Ldn^{nca} E_{1-nca}(A(f)Ldn) \right),$$

where

$$C(f) = \frac{2.36 \cdot 10^{-15} B_0^2 \Delta_0^2 \exp(-0.69\delta)}{nc - 1} \sin(\theta)^{0.07\delta - 1.34} \left(\frac{f}{f_{B,0}} \right)^{2.52 + 0.08\delta} \equiv Co \cdot f^{2.52 + 0.08\delta},$$

$$A(f) = \frac{1.4 \cdot 10^{-9} \Delta_0 n_0 \exp(-0.506\delta)}{B_0} \sin(\theta)^{0.72\delta - 1.09} \left(\frac{f}{f_{B,0}} \right)^{-1.30 - 0.98\delta} \equiv Ao \cdot f^{-1.30 - 0.98\delta},$$

where $E_n(x)$ is the integral-power function and $nca = (1 - nc) / na$,

$nc = (2.04 + 0.16\delta)\mu$, $na = (-0.40 + 1.96\delta)\mu - \nu$, $Ld = L / \Delta_0$, $f_{B,0} = f_B(B_0)$, δ is the energy spectral index of superthermal electrons, R is the Sun-Earth distance.

Considering now some real radio observations, we need to find the parameters of the theoretical model, which give the radio fluxes fitting the observed ones by the best way. For this optimalization procedure, we define the difference of the radio fluxes in the form

$$\sum_{i=1}^N (\lg F(f_i) - \lg F^o(f_i))^2,$$

where F and F^o are the theoretical and observed radio fluxes at one specific instant during the radio burst and at the frequency f_i , N is the number of considered frequencies. To find the optimal parameters of the theoretical model, we need to find a minimum of this difference for the auxiliary parameters Co , Ao , δ , nca , Ldn . This minimization has to be done for at least two radio spectra observed at two different times during one selected radio burst.

There are many papers showing that changes of the magnetic field at the photospheric level during solar flares are negligible (see e.g. [4]). Let us assume the same for the radio source and later we will check the validity of this assumption. Thus the parameters μ , L and Δ_0 will be taken constant during the whole evolution of the radio burst. The numerical experiments show that for a small amount of frequencies only the parameters μ , δ and ν are stable (within 15 % of the original values); other parameters differ sometimes several orders of magnitude. Now considering two radio spectra in two different times during the radio burst (i and k) we can express the parameters μ , δ and ν in the radio source as follows:

$$\mu = \frac{25(nca_i \ln(Ldn_i) - nca_k \ln(Ldn_k))}{51(nca_i \ln(Ldn_i) - nca_k \ln(Ldn_k)) + 4(nca_i \ln(Ldn_i)\delta_k - nca_k \ln(Ldn_k)\delta_i)}$$

$$\nu_i = \frac{(4\delta_i - 4\delta_k + nca_i(49\delta_i - 10)) \ln(Ldn_i) - nca_k(49\delta_i - 10) \ln(Ldn_k)}{51(nca_i \ln(Ldn_i) - nca_k \ln(Ldn_k)) + 4(nca_i \ln(Ldn_i)\delta_k - nca_k \ln(Ldn_k)\delta_i)}$$

Let us use the radio spectra that were observed during 2004-2005 by the Nobeyama radiopolarimeter. The resulting parameters δ and ν obtained from these data set are in Figure 1. In Figure 2 a relationship of the gradients of modelled ($\mu=0.36\pm 0.04$) and measured magnetic field [5] ($\mu=0.38\pm 0.02$) is shown. The number of combinations of the spectral pairs is 6 and in all such cases a value of the parameter μ was determined. It gave us the possibility to estimate an accuracy of determination of this parameter as well as estimate the accuracy of the above made assumption about the constant value of the parameter μ during the radio burst. As a result we have $\mu=0.36\pm 0.04$, i.e. an inaccuracy is small, which confirms the used assumption and the quality of determination of these parameters by the proposed procedure.

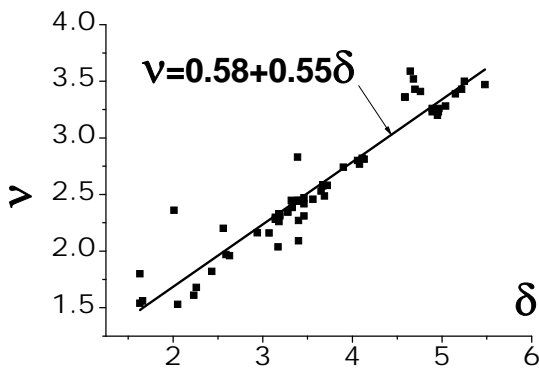


Fig. 1.

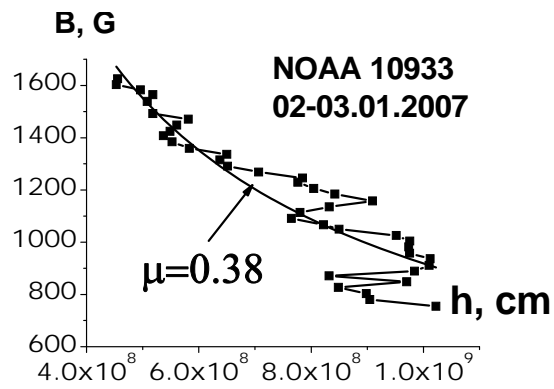


Fig. 2.

Now, let us take the Fokker-Planck equation, considering only collisions of superthermal electrons with the background plasma. Namely, for computations of basic aspects of the density distribution of these electrons along a loop this process is the most important. In non-relativistic case we can write [6]:

$$\mu \partial_{\mu} f(E, \mu, \tau) = -(f(E, \mu, \tau) - 2 E \partial_E f(E, \mu, \tau)) / (4 E^2), \quad (1)$$

where $f(E, \mu, \tau)$ - the number density of electrons, μ - the cosine of pitch angle, τ - the column depth. We assume that electrons are generated in the region $\tau = 0$

with the isopropic distribution function, i.e. $f(E, \mu, 0) = A \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\delta}$, where E_0 - the minimum energy of electrons. Then the solution of the equation (1) is:

$$f(E, \mu, \tau) = A \sqrt{\frac{E}{E_0}} \mu^{\frac{\delta+1}{4}} \left(\frac{E^2 \mu + \tau}{E_0^2} \right)^{\frac{\delta-1}{4}}.$$

Integrating now $f(E, \mu, \tau)$ along μ from 0 to 1, we have:

$$f(E, \tau) = \frac{4A}{5+2\delta} \sqrt{\frac{E}{E_0}} \left(\frac{\tau}{E_0^2} \right)^{\frac{\delta-1}{4}} {}_2F_1 \left(1/4(1+2\delta), 1/4(5+2\delta); 1/4(9+2\delta); -\frac{E^2}{\tau} \right),$$

where ${}_2F_1$ - the hypergeometric function. Then we integrate $f(E, \tau)$ along E in the energy interval from E_0^2 to E_{\max} and the result is:

$$f(\tau) = \frac{8A}{15+6\delta} \tau^{\frac{1-\delta}{4-2}} E_0^\delta \left(E_{\max}^{3/2} {}_pF_q \left(\{0.25+0.5\delta, 1.25+0.5\delta, 0.75\}, \{2.25+0.5\delta, 1.75\}, -\frac{E_{\max}^2}{\tau} \right) - E_0^{3/2} {}_pF_q \left(\{0.25+0.5\delta, 1.25+0.5\delta, 0.75\}, \{2.25+0.5\delta, 1.75\}, -\frac{E_0^2}{\tau} \right) \right)$$

where ${}_pF_q$ - the generalized hypergeometric function.

If, similarly as in the above analyzed model, a distance is not measured from zero then the analysis of this expression shows that the dependance of $f(\tau)$ on τ is only given by the term $\tau^{\frac{1-\delta}{4-2}}$. On the other hand, a contribution of the term with the generalized hypergeometric functions in the relation $f(\tau)$ on τ is small and it is lower than 20% for changes of τ from 0.2 to 1. Note that the term $\tau^{\frac{1-\delta}{4-2}}$ changes in this case by several orders of magnitude. Thus, putting now $\tau^{\frac{1-\delta}{4-2}} = \tau^{-\nu}$ we obtain (similarly as in our analysis of the regions of bursts) $\nu \propto 0.5\delta$.

Summarizing the results of data analysis we can conclude as follows.

1. For all analyzed radio bursts the measure of the spatial variations of the superthermal electron distribution ($\nu = 1.5 - 5.5$) is greater than that for the spatial variations of the magnetic field ($\mu = 0.36 - 0.45$).
2. The magnetic field in the active region AR 10933, determined from the observations made by RATAN-600, can be described by the model with $\mu = 0.38$, which corresponds to values estimated by our inversion method.
3. There is a close correlation between the parameter ν and δ . This relation can be explained in the frame of the Fokker-Planck equation considering only collisions of superthermal electrons with the background plasma.

This research was supported by Grant 09-02-00111a of the RFBR and by Grant 300030701 of the Grant Agency of the Academy of Sciences of the Czech Republic.

References

1. *Böhme, A., Fürstenberg, F., Hildebrandt, J., Saal, O., Krüger, A., Hoyng, P., & Stevens, G.A.* 1977, *Solar Phys.*, **53**, 139
2. *Yasnov L.V., & Karlicky M.* 2009, *Solar Phys.*, in press
3. *Dulk, G.A., & Marsh, K.A.* 1982, *ApJ*, **259**, 350
4. *Rust, D.M.* 1972, *Solar Phys.*, **25**, 141
5. *Bogod V.M., Yasnov L.V.* 2009, *Astrophys. Bull.*, **64** (4), 333 (in Russian)
6. *Leach J. & Petrosian V.* 1981, *ApJ*, **251**, 781

СПИСОК АВТОРОВ

- Абдусаматов Х.И.* 23
Абрамов-Максимов В.Е. 41, 43
Авакян С.В. 27, 29
Арльт Р. 405
Артамонова И.В. 33
Артюшкова М.Е. 355
Архангельский А.И. 165, 245
Бадалян О.Г. 35, 37
Бакунина И.А. 41, 43
Баранов А.В. 49, 53
Баранов Д.Г. 103
Бачваров Д. 237
Баширцев В.С. 55, 291
Benovolenskaya E.E. 59
Беспалов П.А. 65
Бессонов М.В. 165
Биленко И.А. 69
Богод В.М. 73, 75
Богомолов А.В. 313
Богоявленский А.И. 23
Бойнтон В. 451
Бонева А. 237
Борисевич Т.П. 337, 385
Боровик А.В. 79
Боровик В.Н. 137
Бруевич Е.А. 81, 83
Брунс А.В. 85
Буслов А.С. 165
Бучнев А.А. 121
Вальчук Т.Е. 89, 93
Васильев Г.И. 99
Васильев С.С. 95
Васильева В.В. 417
Веретененко С.В. 33, 101
Вернова Е.С. 103
Веселовский И.С. 107
Владимирский Б.М. 85
Владимирский К.В. 285
Волобуев Д.М. 111, 113
Воронин Н.А. 29
Георгиева К. 117, 237
Гетлинг А.В. 121
Гляненко А.С. 165, 245
Головин Д. 451
Головко А.А. 125
Голубева Е.М. 129
Горбиков С.П. 293
Горшков А.Б. 155
Гречнев В.В. 267
Гриб С.А. 133
Григорьева И.Ю. 137
Грушин В. 237
Губченко В.М. 141
Гусева С.А. 147, 149, 151, 475
Давыдов В.В. 153
Данилова О.А. 103
Делоне А.Б. 155, 157, 359
Демидов М.Л. 161
Денисов Ю.И. 313
Дергачев В.А. 3, 95, 165, 371
Ji H. 377
Дивлекеев М.И. 155, 169
Дормидонтов Д.В. 397
Dröge W. 219, 223
Ерофеев Д.В. 173
Ефремов В.И. 177, 179
Загайнова Ю.С. 183
Зайцев В.В. 187, 193
Злотник Е.Я. 193
Иванов В.Г. 197, 205, 301, 317
Иванов Е.В. 201
Иванов-Холодный Г.С. 69
Исаева А.А. 81
Ихсанов Р.Н. 205, 209
Калегаев В.В. 313
Калинин А.А. 213
Кальтман Т.И. 73, 215, 423
Каримова Л.М. 305

- Karlicky M.* 485
Kartavykh Y.Y. 219, 223
Касинский В.В. 225, 227
Кацова М.М. 231
Кашапова Л.К. 137, 399, 431, 451
Киричек Е.А. 179, 415
Киров Б. 117, 237
Кислякова К.Г. 187
Klecker B. 219, 223
Климов С.И. 237
Князева И.С. 239, 305
Ковалёв В.А. 69
Kovaltsov G.A. 219, 223
Козырев А.С. 451
Кононова Н.К. 93
Кононович Э.В. 83
Коржавин А.Н. 215
Костюченко И.Г. 243
Котов Ю.Д. 165, 245
Kocharov L. 223
Кочемасов А.В. 245
Крамынин А.П. 249
Крастева Р. 237
Кришталь А.Н. 415
Круглов А.А. 253
Круглов Е.М. 165
Кудрявцев И.В. 257
Кузнецов С.А. 261
Кузнецова М.А. 265
Кузьменко И.В. 267
Кулагин Е.С. 269
Кутвицкий В.А. 273
Лазарева Л.Ф. 53
Лазутков В.П. 165
Лаповок Е.В. 23
Лаптухов А.И. 277, 281
Лаптухов В.А. 277, 281
Лейко У.М. 283
Лившиц М.А. 231, 451
Литвак М.Л. 451
Лотова Н.А. 285
Макаренко Н.Г. 239
Макарова В.В. 289, 325, 417
Матвеев Г.А. 165
Машинич Г.П. 55, 291
Möbius E. 223
Мельников В.Ф. 43, 261, 293, 377
Мерзляков В.Л. 299
Милецкий Е.В. 197, 301, 317
Мильков Д.А. 239, 305
Митрофанов И.Г. 451
Модин Е.В. 423
Моргачев А.С. 309
Мосс Д. 405
Мяжкова И.Н. 313
Мячин Д.Ю. 79
Наговицын Ю.А. 43, 197, 317, 319, 325
Наговицына Е.Ю. 319, 325
Накаряков В.М. 43
Недков Р. 237
Никольская К.И. 327
Обридко В.Н. 37, 117, 285, 331, 455, 467
Остряков В.М. 99
Павлов А.К. 99
Панасюк М.И. 313
Парфиненко Л.Д. 177, 179
Пархоменко А.В. 289
Петерова Н.Г. 337, 385
Петров В.Г. 281
Подгорный А.И. 341, 345
Подгорный И.М. 341, 345
Поляков В.Е. 309
Поляков Ю.С. 243
Понявин Д.И. 351
Попова Е.П. 355
Порфирьева Г.А. 155, 157, 359
Просовецкая Н.А. 363
Просовецкий Д.В. 363
Прохоров А.В. 107
Пятаков Н.П. 293
Пятигорский А.Г. 165, 367
Пятигорский Г.А. 367
Распопов О.М. 3, 371
Резникова В.Э. 377

- Ривин Ю.Р.* 379, 381
Родригес Р. 385
Рощина Е.М. 389
Саар С. 405
Савина О.Н. 65
Савченко М.И. 165
Салахутдинова И.И. 125
Самисько С.А. 433
Санин А.Б. 451
Сарычев А.П. 389
Сасунов Ю.Л. 391
Семенов В.С. 391
Seti P.A. 117
Семикоз В.Б. 273
Середжинов Р.Т. 397
Сизых Т.С. 399
Сильнов С.В. 351
Скородумов Д.В. 165
Смирнов А.В. 141
Смирнова А.С. 401
Снегирев С.Д. 401
Соколов Д.Д. 405
Соловьёв А.А. 41, 43, 177, 179, 409, 415
Старостин Л.И. 313
Степанов А.В. 439
Ступишин А.Г. 75
Суханов А.Е. 155
Суханов Е.А. 155
Сьерра П. 385
Тавастшерна К.С. 209
Тимашев С.Ф. 243
Тихомиров Ю.В. 43
Тлатов А.Г. 397, 417
Тонев П. 237
Топчило Н.А. 337
Тохчукова С.Х. 423
Третьяков В.И. 451
Трищенко Л.Д. 477
Трошичев О.А. 459, 461, 465
Тягун Н.Ф. 427
Тясто М.И. 103
Уралов А.М. 267
Файнштейн В.Г. 431
Хамара Д. 451
Ханков С.И. 23
Хлыстова А.И. 291
Цап Ю.Т. 435, 439
Цветков Л.И. 439
Цивилева Д.М. 431
Черемных О.К. 415
Чариков Ю.Е. 441, 445, 447, 449
Чернетский В.А. 451
Чертонруд В.Е. 455
Шаповалов С.Н. 459, 461, 465
Шейнер О.А. 401
Шельтинг Б.Д. 117, 467
Шеминова В.А. 471
Шинохара К. 451
Шрамко А.Д. 147, 149, 151, 397, 475
Шугай Ю.С. 477
Юнгнер Х. 3
Юров В.Н. 165, 245
Яковчук О.С. 481
Якунина Г.В. 155, 157
Яснот Л.В. 73, 75, 485

СО Д Е Р Ж А Н И Е

<i>Дергачев В.А., Распопов О.М., Юнгнер Х.</i> Космические лучи, солнечная активность и климат последних двух тысячелетий.....	3
<i>Абдусаматов Х.И., Богоявленский А.И., Лаповок Е.В., Ханков С.И.</i> Рост концентрации углекислого газа в атмосфере приводит к похолоданию.....	23
<i>Авакян С.В.</i> Вызов солнечно-земной физике и перспективы ответа, позволяющего решить насущные проблемы.....	27
<i>Авакян С.В., Воронин Н.А.</i> Изменения климата под воздействием факторов солнечно-геомагнитной активности и ГКЛ.....	29
<i>Артамонова И.В., Веретененко С.В.</i> Влияние короткопериодных вариаций интенсивности космических лучей на эволюцию барических систем умеренных и высоких широт.....	33
<i>Бадалян О.Г.</i> Северо-южная асимметрия широтного распределения солнечных пятен.....	35
<i>Бадалян О.Г., Обридко В.Н.</i> Сигнатура (знак) и модуль северо-южной асимметрии солнечной активности.....	37
<i>Бакунина И.А., Абрамов-Максимов В.Е., Соловьёв А.А.</i> Долгопериодические колебания микроволнового излучения солнечных пятен в интенсивности и поляризации.....	41
<i>Бакунина И.А., Абрамов-Максимов В.Е., Соловьёв А.А., Накаряков В.М., Тихомиров Ю.В., Мельников В.Ф., Наговицын Ю.А.</i> Исследование колебаний микроволнового излучения Солнца с помощью радиогелиографов: проблемы и методы.....	43
<i>Баранов А.В.</i> О природе короткопериодных изменений магнитного поля солнечных пятен.....	49
<i>Баранов А.В., Лазарева Л.Ф.</i> Лучевые скорости, найденные по магнитоактивным линиям, в спектре солнечного пятна.....	53

Баширцев В.С., Машнич Г.П. Солнце и климат Земли.....	55
Venevolenskaya E.E. Dynamics of the solar magnetic field in cycle 23 from the SOHO/MDI data.....	59
Беспалов П.А., Савина О.Н. Поток тепла как источник ионно-звуковых колебаний в переходном слое солнечной атмосферы.....	65
Биленко И.А., Иванов-Холодный Г.С., Ковалёв В.А. О нелинейных режимах развития солнечной активности.....	69
Богод В.М., Кальтман Т.И., Яснов Л.В. Особенности поляризованного радиоизлучения активных областей на Солнце.....	73
Богод В.М., Ступишин А.Г., Яснов Л.В. Реконструкция магнитного поля по данным SOHO/MDI и сопоставление их с радиоастрономическими измерениями в активных областях на Солнце.....	75
Боровик А.В., Мячин Д.Ю. Структура и развитие внепятенных солнечных вспышек.....	79
Бруевич Е.А., Исаева А.А. Сравнительный анализ долговременных изменений хромосферного и фотосферного излучения Солнца и других активных поздних звезд	81
Бруевич Е.А., Кононович Э.В. Циклы активности Солнца и звезд на 11-летней и квазидвухлетней временных шкалах.....	83
Брунс А.В., Владимирский Б.М. Эффекты космической погоды в нетепловых шумах полупроводниковых структур.....	85
Вальчук Т.Е. Секторная структура и солнечный ветер в минимуме 23 цикла.....	89
Val'chuk T.E., Kononova N.K. The tendency to atmosphere circulation epoch change in the beginning of XXI century.....	93
Васильев С.С., Дергачев В.А. Долговременные циклы солнечной активности по данным о ^{10}Be за последние 10 тысяч лет.....	95

Васильев Г.И., Остряков В.М., Павлов А.К. Влияние гамма-излучения на ионизацию атмосферы.....	99
Веретененко С.В. Долгопериодные вариации эффектов солнечной активности в атмосферной циркуляции умеренных и высоких широт.....	101
Вернова Е.С., Тясто М.И., Данилова О.А., Баранов Д.Г. Изменение полярности фотосферных магнитных полей в солнечном цикле.....	103
Веселовский И.С., Прохоров А.В. Статистические оценки для времени ожидания рентгеновских вспышек на Солнце в зависимости от их мощности.....	107
Волобуев Д.М. Прогноз минимума и его роль в прогнозе формы 11-летнего цикла солнечной активности.....	111
Волобуев Д.М. Солнечная активность в «мире маргариток».....	113
Georgieva K., Semi P.A., Kirov B, Obridko V.N., Shelting B.D. Planetary tidal effects on solar activity.....	117
Гетлинг А.В., Бучнев А.А. О структуре поля фотосферных скоростей.....	121
Головко А.А., Салахутдинова И.И. Фрактальные свойства нового магнитного потока.....	125
Голубева Е.М. Анализ одновременных измерений солнечных магнитных полей в разных спектральных линиях.....	129
Гриб С.А. Межпланетные разрывы как один из главных факторов динамики солнечно-земных связей.....	133
Григорьева И.Ю., Боровик В.Н., Кашанова Л.К. Формирование постэруптивной аркады в активном событии на лимбе 31 июля 2004 г. по микроволновым наблюдениям на РАТАН-600	137
Губченко В.М., Смирнов А.В. Солнечные стримеры в трехмерном кинетическом рассмотрении.....	141
Гусева С.А., Шрамко А.Д. Исследование корональной линии 6374Å в период минимума солнечной активности.....	147

Гусева С.А., Шрамко А.Д. Исследование солнечных протуберанцев в спектральных линиях 6563Å, 5876Å, 4861Å.....	149
Гусева С.А., Шрамко А.Д. Сравнение спектральных и фильтровых наблюдений Солнца в линии 6563Å.....	151
Давыдов В.В. Корреляции метеоданных с числами Вольфа для локальных точек Земли.....	153
Делоне А.Б., Якунина Г.В., Горшков А.Б., Дивлекеев М.И., Порфирьева Г.А., Суханов Е.А., Суханов А.Е. Поиски свечения линий Na I (D1 и D2) в области сублимации около-солнечной пыли.....	155
Делоне А.Б., Якунина Г.В., Порфирьева Г.А. О полуширинах эмиссионных линий в переходной области и нижней короне и механизме нагрева короны.....	157
Демидов М.Л. Стоксометрические наблюдения магнитных полей солнца в линиях FeI 525.0 нм и FeI 523.3 нм и проблема калибровки данных SOHO/MDI.....	161
Дергачев В.А., Круглов Е.М., Лазутков В.П., Матвеев Г.А., Пятигорский А.Г., Савченко М.И., Скородумов Д.В., Котов Ю.Д., Глянченко А.С., Архангельский А.И., Бессонов М.В., Буслов А.С., Юров В.Н. Первые результаты работы прибора ПИНГВИН-М на борту КА КОРОНАС-ФОТОН.....	165
Дивлекеев М.И. Пульсации интенсивности излучения активных областей в линии Ca II 8498 Å.....	169
Ерофеев Д.В. Анизотропия флуктуаций ММП часового диапазона: зависимость от гелиошироты и фазы солнечного цикла.....	173
Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А. Об артефакте, возникающем при спектральной обработке серий цифровых снимков солнечных пятен, получаемых на MDI (SOHO)	177
Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А., Киричек Е.А. Результаты обработки длинных серий магнитограмм MDI(SOHO).....	179

Загайнова Ю.С. Свечение He II 304 Å над тенью пятен.....	183
Зайцев В.В., Кислякова К.Г. Нагрев плазмы при параметрическом возбуждении звуковых колебаний в корональных магнитных петлях.....	187
Злотник Е.Я., Зайцев В.В. Диагностика колебаний магнитных силовых трубок на Солнце по наблюдаемым характеристикам зебра-структуры.....	193
Иванов В.Г., Милецкий Е.В., Наговицын Ю.А. Связь между широтными распределениями групп пятен и крупномасштабных магнитных полей Солнца.....	197
Иванов Е.В. Эруптивные и вспышечные корональные выбросы массы и крупномасштабная структура магнитного поля Солнца.....	201
Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г. Циклические изменения дифференциального вращения Солнца, II	205
Ихсанов Р.Н., Тавастшерна К.С. Особенности широтной и долготной эволюции корональных дыр в 11-летних солнечных циклах.....	209
Калинин А.А. Моделирование спектра солнечного протуберанца.....	213
Кальтман Т.И., Коржавин А.Н. Моделирование радиоизлучения пятенного источника в переходной зоне по наблюдениям АО 10935 на РАТАН-600.....	215
Kartavykh Y.Y., Droege W., Klecker B., Kovaltsova G.A. Modeling of Solar energetic particles' propagation in 3D space.....	219
Kartavykh Y.Y., Droege W., Klecker B., Kocharov L., Kovaltsov G.A., Moebius E. The effect of coulomb losses on the relative abundances of trans-iron ions in solar energetic particle events.....	223
Касинский В.В. Дифференциальное вращение хромосферы – фотосферы на фазе роста 22 цикла солнца и крутильные колебания.....	225

Касинский В.В.

Пространственная анизотропия вспышек в группах пятен, векторные “диаграмм-бабочек” и проблема внешнего триггерного механизма вспышек в 11-летних циклах..... 227

Кацова М.М., Лившиц М.А.

Возможный эволюционный статус солнечной активности..... 231

Киров Б., Бачваров Д., Крестева Р., Бонева А., Недков Р., Климов С.И., Грушин В., Георгиева К., Тонев П.

Прибор для измерения электростатического заряжения Международной Космической Станции в зависимости от космической погоды 237

Князева И.С., Мильков Д.А., Макаренко Н.Г.

Морфологические характеристики магнитных полей Солнца..... 239

Костюченко И.Г., Поляков Ю.С., Тимашев С.Ф.

Особенности хаотической динамики сильных магнитных полей Солнца..... 243

Котов Ю.Д., Кочемасов А.В., Глянченко А.С., Юров В.Н., Архангельский А.И.

Первые результаты эксперимента ФОКА по регистрации солнечного EUV/XUV излучения..... 245

Крамынин А.П.

О годовых вариациях чисел Вольфа..... 249

Круглов А.А.

Тензор проводимости корональной плазмы..... 253

Кудрявцев И.В.

К вопросу о возможном механизме влияния космических лучей на формирование ледяной фазы в атмосфере Земли..... 257

Кузнецов С.А., Мельников В.Ф.

Роль самопоглощения и эффекта Разина в формировании спектра микроволнового излучения солнечных вспышек..... 261

Кузнецова М.А.

Вариации магнитного потока наибольших пятен в группах в 20-м цикле солнечной активности..... 265

Кузьменко И.В., Гречнев В.В., Уралов А.М.

Оценка массы выбросов в эруптивных событиях по радиоданным..... 267

Кулагин Е.С. Узкополосные широкоугольные перестраиваемые ступени оптического фильтра на основе двухлучевых интерферометров с полупрозрачными металлическими слоями.....	269
Кутвицкий В.А., Семикоз В.Б. Наблюдаются ли вариации потока солнечных нейтрино в эксперименте SAGE?	273
Лаптухов А.И., Лаптухов В.А. Новый физический механизм влияния солнечной и геомагнитной активности на климат.....	277
Лаптухов А.И., Лаптухов В.А., Петров В.Г. Различие температуры воздуха в соседних циклах солнечной активности разной интенсивности.....	281
Лейко У.М. Особенности циклических изменений общего магнитного поля Солнца в 21-23 циклах.....	283
Лотова Н.А., Владимирский К.В., Обридко В.Н. Цикл солнечной активности в источниках и потоках солнечного ветра	285
Макарова В.В., Пархоменко А.В. Фазы полярного цикла и колебания скорости вращения Солнца.....	289
Машнич Г.П., Башкирцев В.С., Хлыстова А.И. Динамика движений в спокойных солнечных волокнах.....	291
Мельников В.Ф., Пятаков Н.П., Горбиков С.П. Микроволновая диагностика положения области ускорения иpitch-угловой анизотропии ускоренных электронов во вспышечных петлях	293
Мерзляков В.Л. Активность Солнца – начало глобального минимума.....	299
Милецкий Е.В., Иванов В.Г. Диаграммы бабочек фотосферных магнитных полей в 21-23 циклах солнечной активности.....	301
Мильков Д.А., Князева И.С., Каримова Л.М. Комплекс программ для оценки скейлинговых, топологических и морфологических характеристик цифровых изображений.....	305
Моргачев А.С., Поляков В.Е. Влияние теплового тормозного излучения на микроволновый спектр излучения солнечных вспышечных петель.....	309

Мягкова И.Н., Панасюк М.И., Денисов Ю.И., Богомолов А.В., Ка- легаев В.В., Старостин Л.И.	
Влияние высокоскоростных потоков солнечного ветра на релятиви- стские электроны внешнего РПЗ весной 2009 года по данным при- бора "Электрон-М-Песка" (КОРОНАС-ФОТОН).....	313
Наговицын Ю.А., Иванов В.Г., Милецкий Е.В.	
Северо-южная асимметрия пятнообразования на Солнце, диаграммы бабочек и минимум Маундера.....	317
Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю.	
Долгопериодические колебания магнитного поля солнечных пятен: наземные и внеатмосферные наблюдения.....	319
Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю., Макарова В.В.	
Правило Гневышева-Оля и затянувшийся минимум цикла солнечной активности № 23.....	325
Никольская К.И.	
Признаки присутствия высокоскоростных потоков солнечного ветра со скоростями 700-800 км/с во внешней короне на $r = 1.5-4.5 R_{Sun}$	327
Обридко В.Н.	
Крупномасштабная структура и «активные долготы».....	331
Петерова Н.Г., Топчило Н.А., Борисевич Т.П.	
Особенности излучения активной области NOAA 10105 в диапазоне линии водорода 3.04 см по наблюдениям на радиотелескопе РАТАН-600.....	337
Подгорный А.И., Подгорный И.М.	
Метод обнаружения токовых слоев в короне перед серией вспышек	341
Подгорный И.М., Подгорный А.И.	
Физика солнечной вспышки – факты и модели.....	345
Понявин Д.И., Сильнов С.В.	
Минимум цикла как предвестник будущей солнечной активности.....	351
Попова Е.П., Артюшкова М.Е.	
Моделирование 11-летнего цикла солнечной активности в свете ме- ханизма динамо.....	355
Порфирьева Г.А., Делоне А.Б.	
Корональные джеты, их свойства и SEP-события.....	359

<i>Просовецкий Д.В., Просовецкая Н.А.</i> Отличия структуры корональных дыр в минимумах двух последних циклов солнечной активности.....	363
<i>Пятигорский А.Г., Пятигорский Г.А.</i> Прогнозирование солнечной активности посредством исследования ряда чисел Вольфа месячного разрешения, используя нелинейный регрессионный частотно-временной анализ.....	367
<i>Распопов О.М., Дергачев В.А.</i> Различия в физической природе откликов системы атмосфера-океан на воздействие вариаций солнечной активности различного временного масштаба.....	371
<i>Резникова В.Э., Мельников В.Ф., Ji H.</i> Пространственная динамика оснований вспышечной петли.....	377
<i>Ривин Ю.Р.</i> Генерация в конвективной зоне солнца двух ~11-летних циклов, обусловленных разными механизмами их генерации.....	379
<i>Ривин Ю.Р.</i> Основные этапы формирования магнитного цикла внутри конвективной зоны Солнца.....	381
<i>Родригес Р., Сьерра П., Петерова Н.Г., Борисевич Т.П.</i> О высоте источника циклотронного излучения над пятном по наблюдениям солнечного затмения 1984 г. на Кубе.....	385
<i>Рощина Е.М., Сарычев А.П.</i> Наблюдаемая последовательность 22-летних циклов пятнообразования на Солнце.....	389
<i>Сасунов Ю.Л., Семенов В.С.</i> Магнитное пересоединение в солнечном ветре.....	391
<i>Середжинов Р.Т., Глатов А.Г., Шрамко А.Д., Дормидонтов Д.В.</i> Система управления солнечного оперативного телескопа Кисловодской Горной астрономической станции.....	397
<i>Сизых Т.С., Кашанова Л.К.</i> Применение логарифмически-параболической модели для получения параметров ускоренных частиц по наблюдениям солнечных вспышек в рентгеновском диапазоне.....	399
<i>Смирнова А.С., Снегирев С.Д., Шейнер О.А.</i> Об усилении долгопериодных пульсаций Н-компоненты магнитного поля Земли перед мощными солнечными вспышками.....	401

Соколов Д.Д., Мосс Д., Саар С., Арльт Р. Что мы знаем о симметриях магнитных полей Солнца и звезд?	405
Соловьев А.А. Моделирование спокойных солнечных протуберанцев.....	409
Соловьев А.А., Киричек Е.А., Кришталь А.Н., Черемных О.К. Модель протуберанца с обратной полярностью.....	415
Глатов А.Г., Васильева В.В., Макарова В.В. Методы обработки синоптических наблюдений на Горной станции ГАО РАН	417
Тохчукова С.Х., Кальтман Т.И., Модин Е.В. Веб-система анализа солнечных данных РАТАН-600.....	423
Тягун Н.Ф. Асимметрия контуров корональной линии $\lambda 6374\text{\AA}$	427
Файнштейн В.Г., Цивилева Д.М., Кашипова Л.К. Определение геометрических и кинематических параметров коро- нальных выбросов массы по данным космических аппаратов STEREO.....	431
Цап Ю.Т., Степанов А.В. «Амбиполярная диффузия» и магнитное пересоединение.....	435
Цап Ю.Т., Цветков Л.И., Самисько С.А. Компактные радиоисточники в области корональных дыр по микро- волновым наблюдениям солнечных затмений.....	439
Чариков Ю.Е. Временная структура, направленность и поляризация рентгеновского излучения вспышек.....	441
Чариков Ю.Е. ВТТС на стадии предвестника вспышек.....	445
Чариков Ю.Е. Проблема нагрева короны Солнца.....	447
Чариков Ю.Е. Субсекундная временная структура жёсткого рентгеновского излу- чения вспышек.....	449

Чернетский В.А., Лившиц М.А., Кашанова Л.К., Митрофанов И.Г., Головин Д., Козырев А.С., Литвак М.Л., Санин А.Б., Третьяков В.И., Бойнтон В., Шинохара К., Хамара Д. Наблюдения рентгеновских вспышек 14 июля 2005 года с марсианской и околоземной орбит.....	451
Чертопруд В.Е., Обридко В.Н. 23 солнечный цикл в фоновом магнитном поле Солнца.....	455
Шаповалов С.Н., Трошичев О.А. Зависимость «случайных флуктуаций» фототока от изменений солнечной активности.....	459
Шаповалов С.Н., Трошичев О.А. Исследования энергетических переходов в спектре UV зенита атмосферы (Антарктида).....	461
Шаповалов С.Н., Трошичев О.А. Оценка роли эвекции в эффекте Эйнштейна.....	465
Шельтинг Б.Д., Обридко В.Н. Открытые магнитные поля на Солнце и характеристики солнечного ветра у Земли.....	467
Шеминова В.А. Горизонтальное магнитное поле в области фотосферной магнитной сетки.....	471
Шрамко А.Д., Гусева С.А. Морфология солнечных радиовсплесков и их источники.....	475
Шугай Ю.С., Трищенко Л.Д. Прогнозирование скорости потоков солнечного ветра в минимуме 23-го солнечного цикла.....	477
Яковчук О.С. Статистические характеристики экстремальных событий в параметрах космической погоды.....	481
Yasnov L.V., Karlicky M. Magnetic field and superthermal electron distribution in cm-radio burst source.....	485
Список авторов.....	489

Научное издание

***ВСЕРОССИЙСКАЯ ЕЖЕГОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ПО ФИЗИКЕ СОЛНЦА***

ГОД АСТРОНОМИИ:

**СОЛНЕЧНАЯ
И СОЛНЕЧНО-ЗЕМНАЯ
ФИЗИКА – 2009**

ТРУДЫ

Ответственный редактор – А.В. Степанов